

УДК 621.396.96 + 629.1

В.М. Орленко, П.В. Потелешенко, Я.Д. Ширман

Харьковский университет Воздушных сил им. И. Кожедуба, Харьков

О ПРОСТЕЙШИХ КОМПОНЕНТАХ ОБРАТНОГО ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ

Электродинамика движущихся простейших компонентов (ПК) значительно проще электродинамики движущихся тел сложной формы. Переход к ней обеспечивает моделирование сложной воздушной обстановки в реальном масштабе времени на современных ЭВМ [1, 2]. Однако модели в [1, 2] рассчитаны в основном на металлическое покрытие объектов. Между тем, появляются объекты с диэлектрическими частями планера [3, 4]. К ним можно отнести как сравнительно старый самолет Cessna, приземлившийся в Москве в 1987 г. на Красной площади, так и новый истребитель F-22 стелс, планер которого на 24% состоит из композитных материалов [3]. В статье привлекается внимание исследователей к изучению вторичного излучения ПК в зависимости от их структуры и поляризации падающей волны. Для плоских вторичных излучателей полнее, чем ранее, поясняется адекватность моделей ПК моделям физической оптики (ФО).

Ключевые слова: электродинамическое моделирование, обратное вторичное излучение, асимптотическая теория дифракции, метод Френеля, метод простейших компонентов.

Введение: исходные выражения и постановка задачи

Эффективная площадь обратного вторичного излучения объекта $\sigma_{обь}, м^2$ в режиме стационарных гармонических колебаний определяется выражением

$$\sigma_{обь} = 4\pi^2 \frac{|E_{прм}|^2}{|E_{обь}|^2} = 4\pi^2 \frac{|H_{прм}|^2}{|H_{обь}|^2}, (1)$$

где $E, В/м$, $H, А/м$ – векторы напряженности электрического и магнитного полей. Индексы "прм" и "обь" соответствуют точке приема однопозиционной РЛС и объекта вторичного излучения.

Векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} плоской гармонической электромагнитной волны (ЭМВ) в однородной изотропной среде (ОИС) связаны с комплексными относительными диэлектрической $\hat{\epsilon}$ и магнитной $\hat{\mu}$ проницаемостями:

$$\dot{\mathbf{E}} = \dot{\mathbf{E}}_0 e^{-j2\pi f r / \dot{v}}, \quad \dot{\mathbf{H}} = \mathbf{r}^0 \times \dot{\mathbf{E}} / \dot{\rho}, \quad \dot{\mathbf{E}} = \dot{\rho} \dot{\mathbf{H}} \times \mathbf{r}^0, \quad (2)$$

где \mathbf{r}^0 – орт в направлении распространения волны; \dot{v} , м/с – комплексная скорость распространения ЭМВ; $\dot{\rho}$, Ом – комплексное волновое сопротивление

$$\dot{v} = c / \sqrt{\hat{\epsilon} \hat{\mu}}, \quad \dot{\rho} = \rho_0 \sqrt{\hat{\mu} / \hat{\epsilon}}, \quad (3)$$

где $c \approx 2,998 \cdot 10^8$, м/с – скорость света в свободном пространстве и $\rho_0 = 120\pi \approx 377$, Ом – волновое сопротивление в нем. Комплексность $\hat{\epsilon}$, $\hat{\mu}$, \dot{v} и $\dot{\rho}$ учитывает запаздывание ЭМВ и затухание. Элементы векторов $d\mathbf{E}$, В/м², $d\mathbf{H}$, А/м² в дальней зоне ОИС связаны с элементами тока $d\mathbf{J}$, А [4] (проводимости, смещения):

$$d\dot{\mathbf{H}} = \mathbf{o}^0 \times \mathbf{r}^0 \cdot \frac{j}{2r\lambda} e^{-j2\pi r/\lambda} d\mathbf{J}, \quad d\dot{\mathbf{E}} = \dot{\rho} \cdot d\dot{\mathbf{H}} \times \mathbf{r}^0, \quad (4)$$

где \mathbf{o}^0 – орт элемента тока $\mathbf{o}^0 d\mathbf{J}$; r , м – пройденное ЭМВ расстояние; $\lambda = v/f$, м – длина волны.

Падение ЭМВ на элемент поверхности раздела (ПР) двух ОИС показано на рис. 1.

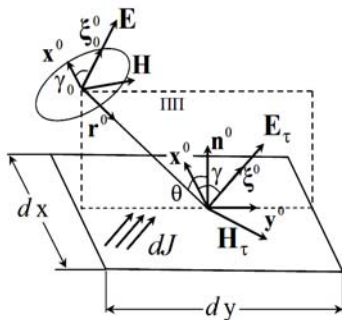


Рис. 1. Пояснение падения ЭМВ с произвольной линейной $\gamma \neq 0$ и исходной линейной $\gamma = 0$ поляризациями на элемент $dx dy$ поверхности раздела (ПР)

Пунктиром показаны плоскость падения (ПП), проходящая через орты \mathbf{r}^0 распространения падающей ЭМВ и нормали \mathbf{n}^0 к ПР. Показаны орт \mathbf{o}^0 вектора $\mathbf{E}_{\text{пад}} = \mathbf{E}$. Его начальное положение \mathbf{x}^0 на рис. 2, а выбрано по Френелю, ортогональным ПП.

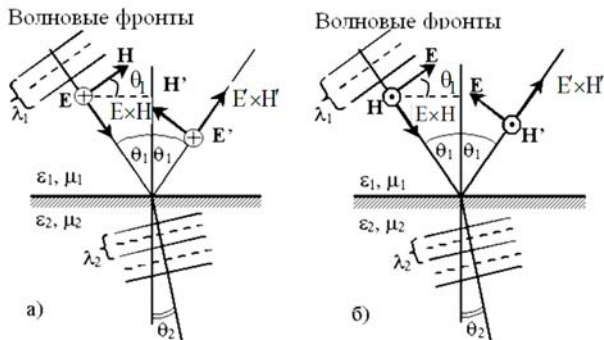


Рис. 2. Распространение плоской ЭМВ через плоскую ПР для ортогональных поляризаций: а – $\gamma = 0^\circ$, б – $\gamma = \pi/2$, рад

Показаны поляризационные углы γ_0 между ортами \mathbf{o}_0^0 , \mathbf{x}^0 и γ между ортами их проекций \mathbf{o}^0 , \mathbf{x}^0 на ПР. Случаи $\gamma = 0$ рад (рис. 2, а) и $\gamma = \pi/2$ рад (рис. 2, б) соответствуют горизонтальным относительно ПР векторам \mathbf{E} и \mathbf{H} , соответственно.

Распределения токов на ПР соответствуют граничным условиям:

1) для тангенциальных (τ) составляющих векторов напряженностей поля ЭМВ

$$\mathbf{H}_{\tau 2}(\gamma) - \mathbf{H}_{\tau 1}(\gamma) = (d\mathbf{J}/d\Phi) d\eta, \quad \text{А/м}, \quad (5)$$

$$\mathbf{E}_{\tau 2}(\gamma) - \mathbf{E}_{\tau 1}(\gamma) = (-d\mathbf{J}_M/d\tau) d\eta = (-j2\pi f \dot{\mu} d\mathbf{H}_2/d\tau) d\eta, \quad \text{В/м}, \quad (6)$$

где в правых частях равенств (5), (6) стоят градиенты электрического $d\mathbf{J}/d\Phi$ и "магнитного" $-d\mathbf{J}_M/d\Phi$ токов;

2) для нормальных (n) составляющих индукций ЭМВ

$$\dot{\mu}_2 \mathbf{H}_{n 2}(\gamma) - \dot{\mu}_1 \mathbf{H}_{n 1}(\gamma) = 0, \quad \hat{\epsilon}_2 \mathbf{E}_{n 2}(\gamma) - \hat{\epsilon}_1 \mathbf{E}_{n 1}(\gamma) = 0$$

$$\mathbf{E}_{\tau 2}(\gamma) - \mathbf{E}_{\tau 1}(\gamma) = (-d\mathbf{J}_M/d\Phi) d\eta. \quad (7)$$

Условия (5), (6) соответствуют уравнениям Максвелла: $\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}_{\text{пол}}, \text{А/м}^2$ и $\text{rot} \mathbf{E} = -j2\pi f \dot{\mu} \mathbf{H}, \text{В/м}^2$. Контурное интегрирование аргументов левых частей уравнений, например $[\mathbf{H}_2(\gamma) - \mathbf{H}_1(\gamma)] d\Phi$, А, согласно теореме Стокса, соответствует поверхностному интегрированию (рис. 3, а, б) их правых частей. В правой части первого уравнения Максвелла стоит сумма плотностей объемных токов проводимости и смещения $\mathbf{j}_{\text{пол}} = \mathbf{j}_{\text{пров}} + \mathbf{j}_{\text{смещ}}, \text{А/м}^2$, где $\mathbf{j}_{\text{смещ}} = j2\pi f \hat{\epsilon} \mathbf{E}$ – составляющая "магнитного" тока проводимости \mathbf{J}_M выпала из (6) как нереализуемая (рис. 3, а, б).

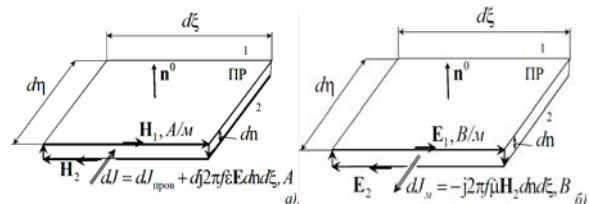


Рис. 3. Пояснение граничных условий падения ЭМВ на ПР

Поверхностное интегрирование левых частей уравнений Максвелла $\text{div}(\hat{\epsilon} \mathbf{E}) = \delta_\epsilon, \text{В/м}^3$, $\text{div}(\hat{\mu} \mathbf{H}) = \delta_\mu, \text{А/м}^3$ согласно теореме Гаусса-Остроградского приводит к объемному интегрированию их правых частей, содержащих объемные плотности электрического δ_ϵ заряда и воображаемого магнитного заряда δ_μ . Согласно условиям задачи обе они приняты в (7) нулевыми.

Для закона преломления Снелля (Снеллиуса), основываясь на (7), вводят комплексную запись [4]:

$$\sin \hat{\theta}_2 / \sin \hat{\theta}_1 = \hat{n}_1 / \hat{n}_2 = \dot{v}_2 / \dot{v}_1, \quad (8)$$

где \dot{n}_1, \dot{n}_2 – комплексные показатели преломления сред, $\sin(\theta + j\beta)$ находят по формуле Эйлера, β описывает потери, θ_1, θ_2 – углы падения и преломления.

Для бесконечных ПР вводят коэффициенты Френеля:

$$1) \text{ прохождения ЭМВ вглубь материала объекта} \\ \dot{R}_{\text{прох}} = \dot{E}_{\text{обь прох}} / \dot{E}_{\text{обь}} = \dot{E}_{\text{обь прох}} \Big|_{\dot{E}_{\text{обь}}=1}; \quad (9)$$

$$2) \text{ зеркального отражения от этого материала} \\ \dot{R}_{\text{зотр}} = \dot{E}_{\text{обь отр}} / \dot{E}_{\text{обь}} = \dot{E}_{\text{обь отр}} \Big|_{\dot{E}_{\text{обь}}=1}, \quad (10)$$

причем $1 - \dot{R}_{\text{зотр}} = \dot{R}_{\text{прох}}$.

Для ситуаций (рис. 2, а), при $\gamma=0$ и $\dot{E}_{\text{обь}} = 1$:

$$H_{\tau 2} = \dot{R}_{\text{проха}} \cos \dot{\theta}_2 / \dot{\rho}_2 = \\ = (1 - \dot{R}_{\text{зотра}}) \cos \dot{\theta}_1 / \dot{\rho}_1 = H_{\tau 1}, \quad (11a)$$

$$E_{\tau 2} = \dot{R}_{\text{проха}} = 1 + \dot{R}_{\text{зотра}} = E_{\tau 1}. \quad (11b)$$

В силу (11а), (11б):

$$\dot{R}_{\text{зотра}} = \frac{\dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_1 - \dot{\rho}_1 \cos \dot{\theta}_2}{\dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_1 + \dot{\rho}_1 \cos \dot{\theta}_2}, \\ \dot{R}_{\text{проха}} = \frac{2\dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_1}{\dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_1 + \dot{\rho}_1 \cos \dot{\theta}_2}. \quad (12)$$

Для ситуации (рис. 2, б), при $\gamma = \frac{\pi}{2}$, $\dot{E}_{\text{обь}} = 1$:

$$\dot{H}_{\tau 2} = \dot{R}_{\text{прохб}} / \dot{\rho}_2 = (1 + \dot{R}_{\text{зотрб}}) / \dot{\rho}_1 = \dot{H}_{\tau 1}, \quad (13a)$$

$$\dot{E}_{\tau 2} = \dot{R}_{\text{прохб}} \cos \dot{\theta}_2 = (1 - \dot{R}_{\text{зотрб}}) \cos \dot{\theta}_1 = \dot{E}_{\tau 1}. \quad (13b)$$

Из (13а), (13б) получаем:

$$\dot{R}_{\text{зотрб}} = \frac{\dot{\rho}_1 \cos \dot{\theta}_1 - \dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_2}{\dot{\rho}_1 \cos \dot{\theta}_1 + \dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_2}, \\ \dot{R}_{\text{прохб}} = \frac{2\dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_1}{\dot{\rho}_1 \cos \dot{\theta}_1 + \dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_2}. \quad (14)$$

Применение (5 – 7) и (11 – 14) не ограничивается бесконечной протяженностью ПР. При конечных, но значительно превышающих длину волны в свободном пространстве $\lambda = \lambda_1$ размерах вторичного излучателя, иначе в физической оптике, пренебрегают влиянием краевых эффектов. Токи элементов объекта, большого во всех направлениях по сравнению с λ размера, приближенно заменяют токами на касательных к поверхности объекта плоскостях. Токами в области тени пренебрегают. Ситуации рис. 2, а, б характеризуются взаимноортогональным расположением векторов ЭМВ \mathbf{E} и \mathbf{H} в пространстве, что позволяет вводить на этой основе скалярные разложения по ортогональным функциям.

Задача статьи состоит в следующем:

1) Обобщить задачи дифракции, как решавшиеся, так и нерешавшиеся на основе АТД (ФО). Проанализировать варианты введения простейших компонент.

2) Обосновать возможную адекватность решений для ПК решениям по методу ФО.

3) Обсудить круг дополнительных задач, требующих решения в интересах компьютерного моделирования.

В интересах повышения наглядности изложения принято следующее чередование разделов:

1) ПК идеально-проводящих пластин.

2) ПК диэлектрических пластин.

3) ПК многослойных покрытий.

4) Анализ оценок расстояний между ПК в предположении независимости их вторичных излучений.

Текущие задачи компьютерного моделирования (выводы).

В разделах 1 и 2 принята общая методика анализа. Взаимодействие между ПК согласно раздела 4 не учитывается. Векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} ЭМВ раскладываются на две ортогональные составляющие – параллельные и перпендикулярные ПР. По схемам Френеля (рис. 2, а, б) оцениваются тангенциальные составляющие полей ЭМВ на ПР H_{1a}, H_{1b} ; элементы полей вторичного излучения $d\dot{E}_{\text{прма}}, d\dot{E}_{\text{прмб}}$. Эффективные площади объекта $\sigma_{\text{обь}a}, \sigma_{\text{обь}b}$ рассчитываются для произвольных поляризаций падающего сигнала и поворотов пластины в ПР. Эффективная площадь пластины $\sigma_{\text{обь}} = \alpha\sigma_{\text{обь}a} + \beta\sigma_{\text{обь}b}$ при согласованном поляризационном приеме $\alpha/\beta = \sigma_{\text{обь}a}/\sigma_{\text{обь}b}$ находится на основе весового суммирования с нормировкой $\alpha + \beta = 1$:

$$\alpha = \frac{\sigma_{\text{обь}a}}{\sigma_{\text{обь}a} + \sigma_{\text{обь}b}}, \quad \beta = \frac{\sigma_{\text{обь}b}}{\sigma_{\text{обь}a} + \sigma_{\text{обь}b}}, \\ \sigma_{\text{обь}} = \frac{\sigma_{\text{обь}a}^2 + \sigma_{\text{обь}b}^2}{\sigma_{\text{обь}a} + \sigma_{\text{обь}b}}. \quad (15)$$

1. ПК идеально-проводящих пластин

Комплексная относительная диэлектрическая проницаемость среды $\dot{\epsilon} = \epsilon - j\sigma_{\text{среды}}/2\pi f\epsilon$, где $\sigma_{\text{среды}}$ – удельная проводимость. Для случая падения ЭМВ на ПР сред 1–2 (свободное пространство – идеальный проводник) имеем $\sigma_{\text{среды}1} = 0, \sigma_{\text{среды}2} \rightarrow \infty$, значения $\dot{\rho}_1 = \rho_0, \dot{\rho}_2 \rightarrow 0, \dot{v}_1 = 1, \dot{v}_2 \rightarrow 0, \lambda_1 = cf = \lambda, \lambda_2 \rightarrow 0$; окончательно получаем:

$$\dot{R}_{\text{зотра}} = -1, \dot{R}_{\text{проха}} = 0, \\ \dot{R}_{\text{зотрб}} = 1, \dot{R}_{\text{прохб}} = 0. \quad (16)$$

В облученной ПР возбуждается поверхностный ток проводимости. Начнем с определения H_{1a} согласно граничному условию (6) для его градиента $(dJ/d\Phi)d\eta$.

Если элементы ПР нарезаются вдоль и поперек линий тока (рис. 4), то при $\tau = \xi$, $H_{\phi 1} = H_1 \cos \theta$, $H_{\phi 2} = 0$, условие (6) переходит в скалярное

$$dJ = (H_{\phi 2} - H_{\phi 1})d\phi = -H_{\phi 1}d\phi = -H_1 \cos \theta d\xi. \quad (17)$$

В ситуации *a* при $E_{обьa} = H_{обьa} \rho_0 = \sqrt{\alpha}$, $\gamma - \varphi = 0$:

$$H_{1a} = H_{обь} + H_{зотра} = \frac{\sqrt{\alpha}}{\rho_0} (1 - \dot{R}_{зотра}) = \frac{2\sqrt{\alpha}}{\rho_0}. \quad (18a)$$

В ситуации *б* при $E_{обьб} = H_{обьб} \rho_0 = \sqrt{\beta}$, $\gamma - \varphi = 0$:

$$H_{1б} = H_{обь} + H_{зотраб} = \frac{\sqrt{\beta}}{\rho_0} (1 + \dot{R}_{зотраб}) = \frac{2\sqrt{\beta}}{\rho_0}. \quad (18б)$$

Ток, возбуждаемый в элементе ПР $d\xi d\eta$, в ситуации *a*, *б* при $\gamma - \varphi = 0$ с учетом разности хода ξ составит:

$$dJ_a = \frac{2\sqrt{\alpha} \cos \theta}{\rho_0} e^{-j2\pi\xi \sin \theta / \lambda} d\xi. \quad (19a)$$

$$dJ_b = \frac{2\sqrt{\beta} \cos \theta}{\rho_0} e^{-j2\pi\xi \sin \theta / \lambda} d\xi. \quad (19б)$$

Определяя поле вторичного излучения, элемента пластины при согласованном приеме для ситуации *a*, $\gamma - \varphi = 0$ из (4) и (19), пренебрежем влиянием разности хода ξ на $r \gg |\xi|$ и $\cos i$, удвоив лишь ξ в фазовом множителе (19):

$$d\dot{E}_{прма} \approx \sqrt{\alpha} (\mathbf{o}^0 \times \mathbf{r}^0) \times \mathbf{r}^0 \cdot j\sqrt{\alpha} \frac{\cos i}{r\lambda} e^{-j4\pi\xi \sin \theta / \lambda} d\xi d\eta, \quad (19)$$

где

$$(\mathbf{o}^0 \times \mathbf{r}^0) \times \mathbf{r}^0 = -\mathbf{o}^0 (\mathbf{r}^0 \mathbf{r}^0) + \mathbf{r}^0 (\mathbf{o}^0 \mathbf{r}^0) = -\mathbf{o}^0. \quad (20)$$

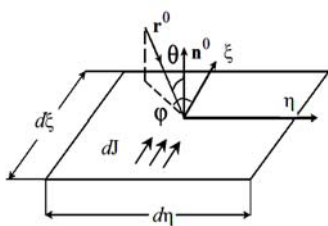


Рис. 4. Элемент прямоугольной проводящей пластины

Положение пластины $|x| \leq a/2$, $|y| \leq b/2$ не обязательно предполагает протекания поверхностного тока вдоль одного из ее краев (рис. 1). После же поворота пластины в плоскости ПР (рис. 4), ее элементы "нарезаются" параллельно краям с учетом преобразования переменных:

$$\xi = x \cos(\gamma - \varphi) + y \sin(\gamma - \varphi),$$

$$\eta = x \sin(\gamma - \varphi) - y \cos(\gamma - \varphi).$$

Интеграл по переменным x, y сводится к интегралу по переменным ξ, η , поскольку якобиан преобразования $\partial(x, y) / \partial(\xi, \eta) = \partial(\xi, \eta) / \partial(x, y) = 1$.

Тогда в ситуации *a* получим:

$$\dot{E}_{прма} = \sqrt{\alpha} \mathbf{o}^0 \cdot j\sqrt{\alpha} \frac{ab \cos \theta}{r\lambda} P_a = \alpha \mathbf{o}^0 \cdot j \frac{S \cos \theta}{r\lambda} P, \quad (21)$$

где $P = P_a$:

$$P(\gamma - \varphi) = \frac{\sin[2\pi a \sin \theta \cos(\gamma - \varphi) / \lambda]}{2\pi a \sin \theta \cos(\gamma - \varphi) / \lambda} \times \frac{\sin[2\pi b \sin \theta \sin(\gamma - \varphi) / \lambda]}{2\pi b \sin \theta \sin(\gamma - \varphi) / \lambda}. \quad (22)$$

Из (1) и (21) для гипотезы *a* при согласованном приеме (15) примем:

$$\sigma_{обьa} = \alpha^2 \frac{4\pi S^2 \cos^2 \theta}{\lambda^2} |P|^2. \quad (23)$$

Аналогично находим ортогональную по Френелю составляющую электрического поля и соответствующую ей эффективную площадь для гипотезы *б*:

$$\dot{E}_{прмб} = \sqrt{\beta} \mathbf{z}^0 \cdot j\sqrt{\beta} \frac{S \cos \theta}{r\lambda} P_b = \beta \mathbf{z}^0 \cdot j \frac{S \cos \theta}{r\lambda} P, \quad (24)$$

$$\sigma_{обьб} = \beta^2 \frac{4\pi S^2 \cos^2 \theta}{\lambda^2} |P_b|^2 = \beta^2 \frac{4\pi S^2 \cos^2 \theta}{\lambda^2} |P|^2. \quad (25)$$

Здесь учтено, что выражение P_b отличается от (22) только порядком следования перемножаемых дробей. Для нормирования (22), (24) на линейных поляризациях при согласованном поляризованном приеме

$$\dot{E}_{прм} = (\alpha \mathbf{o}^0 + \beta \mathbf{z}^0) j \frac{S \cos \theta}{r\lambda} P, \quad (26)$$

а из условий $\alpha + \beta = 1$ и (15) следует полная эффективная площадь пластины:

$$\sigma_{обь} = (\alpha^2 + \beta^2) \frac{4\pi S^2 \cos^2 \theta}{\lambda^2} |P|^2. \quad (27)$$

Эффективная площадь пластины для круговой и эллиптической поляризации составляет сумму эффективных площадей на ортогональных поляризациях, на которые эти поляризации разлагаются.

Представим вторичное излучение пластины в виде эквивалентного излучения некоторых элементов ПК. ПК пластины следуют из выражений (21, 22, 24) ФО и формулы Эйлера $\sin u = (e^{ju} - e^{-ju}) / 2j$. Выражение (21, 24) при $\theta \neq 0$ можно представить в виде наложения излучений четырех ПК, в общем случае с *неодинаковым запаздыванием*,

$$\dot{E}_{прм} = K \sum_{i=1}^4 e^{ju_i}, \quad (28)$$

где

$$u_i = 2\pi \sin \theta [\pm a \cos(\gamma - \varphi) \mp b \sin(\gamma - \varphi)] / \lambda - \pi/2, \quad (29)$$

$$K = (\alpha \mathbf{o}^0 + \beta \mathbf{z}^0) \cdot \lambda \cos \theta / 2\pi^2 r \sin^2 \theta \sin[2(\gamma - \varphi)]. \quad (30)$$

Эффективные площади ПК равны

$$\sigma_i = (\alpha^2 + \beta^2) \lambda^2 \cos^2 \theta / \pi^3 \sin^4 \theta \sin^2[2(\gamma - \varphi)]. \quad (31)$$

Полная адекватность разбиения на ПК соблюдается, если кроме эффективных площадей учитываются сдвиги фаз излучения. При моделировании отраженного от пластины радиолокационного сигнала выражение (28) позволяет не только амплитуду, но и начальную фазу сигнала.

2. ПК диэлектрических пластин

Как и ранее, рассматривается ПР большой по сравнению с λ , но ограниченной в различных направлениях протяженности. Поскольку проводимость $\sigma_{\text{среды2}}$ конечна, используя (12), в ситуации *a* при $E_{\text{объа}} = \sqrt{\alpha}$, $\gamma - \varphi = 0$ получим:

$$H_{1a} = \left(1 - \frac{\dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_1 - \dot{\rho}_0 \cos \dot{\theta}_2}{\dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_1 + \dot{\rho}_0 \cos \dot{\theta}_2} \right) \frac{\sqrt{\alpha}}{\rho_0} = \frac{2\sqrt{\alpha}}{\dot{\rho}_0 + \dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_1 / \cos \dot{\theta}_2}, \quad (32)$$

В ситуации *б* при $E_{\text{объб}} = \sqrt{\beta}$, $\gamma - \varphi = 0$

$$H_{1б} = \left(1 + \frac{\dot{\rho}_0 \cos \dot{\theta}_1 - \dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_2}{\dot{\rho}_0 \cos \dot{\theta}_1 + \dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_2} \right) \frac{\sqrt{\beta}}{\rho_0} = \frac{2\sqrt{\beta}}{\dot{\rho}_0 + \dot{\rho}_2 \cos \dot{\theta}_2 / \cos \dot{\theta}_1}. \quad (33)$$

Поверхностные токи проводимости (19, а, б) заменяются в данном случае поверхностными токами смещения. Для прямоугольной пластинки вместо (26 – 27) тогда найдем

$$\dot{E}_{\text{прм}} = (\alpha' \mathbf{o}^0 + \beta' \mathbf{z}^0) j \frac{S \cos \theta}{r \lambda} \cdot P, \quad (34)$$

$$\sigma_{\text{объ}} = \left((\alpha')^2 + (\beta')^2 \right) \frac{4\pi S^2 \cos^2 \theta}{\lambda^2} |P|^2, \quad (35)$$

где

$$\alpha' = \frac{\alpha}{1 + \rho_2 \cos \theta_2 / \rho_0 \cos \theta_1}, \quad (36)$$

$$\beta' = \frac{\beta}{1 + \rho_2 \cos \theta_1 / \rho_0 \cos \theta_2}.$$

При $\dot{\rho}_2 \rightarrow 0$ выражения (34 – 36) естественно переходят в соотношения (26 – 27).

Выражение эффективных площадей ПК при этом имеет вид

$$\dot{E}_{\text{прм}} = K' \sum_{i=1}^4 e^{ju_i}, \quad (37)$$

где

$$K' = (\alpha' \mathbf{o}^0 + \beta' \mathbf{z}^0) \lambda \cos \theta / 2\pi^2 r \sin^2 \theta \sin [2(\gamma - \varphi)], \quad (38)$$

$$\sigma_i = \left[(\alpha')^2 + (\beta')^2 \right] \lambda^2 \cos^2 \theta / \pi^3 \sin^4 \theta \sin^2 [2(\gamma - \varphi)]. \quad (39)$$

Перейдем к диэлектрической пластине конечной толщины d_0 . Типичный пример распространения ЭМВ показан на рис. 5.

Здесь учтено дополнительное отражение от задней стенки пластины, но не учтены возможные многократные переотражения и возможность полного

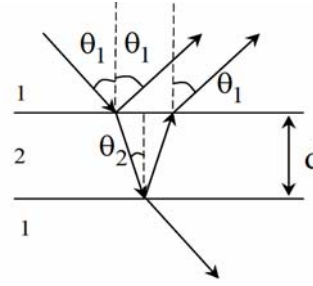


Рис. 5. Распространение ЭМВ в диэлектрической пластине

внутреннего отражения волны при переходе из второй среды в первую, о котором говорилось выше при обсуждении (8). В случае когда полное внутреннее отражение отсутствует, волна, отраженная от ПР второй с первой сред (рис. 5), приходит с дополнительным запаздыванием $\Delta t = 2d/v_2 \cos \theta_2$. Это можно учесть, располагая на краях пластины дополнительные ПК. Общее их число возрастает с четырех до восьми. Дополнительные ПК сдвинуты по ПР относительно основных на расстояние $\tau_1 = c \sin \theta_1 \Delta t / 2 = dc \sin \theta_1 / v_2 \cos \theta_2$ в сторону, противоположную направлению прихода волны.

Амплитудные множители для двух поляризаций составят

$$\alpha'' = \alpha \cdot \dot{R}_{\text{проха1-2}} \cdot \dot{R}_{\text{зотра2-1}} \cdot \dot{R}_{\text{проха2-1}} \cdot e^{-j2\pi f 2d/v_2 \cos \theta_2},$$

$$\beta'' = \beta \cdot \dot{R}_{\text{прохаб1-2}} \cdot \dot{R}_{\text{зотрб2-1}} \cdot \dot{R}_{\text{прохаб2-1}} \cdot e^{-j2\pi f 2d/v_2 \cos \theta_2}.$$

Выражение ПК для диэлектрической пластины с конечной толщиной d_0 имеет вид:

$$\dot{E}_{\text{прм}} = K' \sum_{i=1}^4 e^{ju_i} + K'' \sum_{j=1}^4 e^{ju_j}, \quad (40)$$

где

$$K'' = (\alpha'' \mathbf{o}^0 + \beta'' \mathbf{z}^0) \lambda \cos \theta / 2\pi^2 r \sin^2 \theta \sin [2(\gamma - \varphi)], \quad (41)$$

$$u_j'' = u_i + 2d/v_2 \cos \theta_2. \quad (42)$$

Эффективные площади четырех дополнительных к (39) ПК составят

$$\sigma_j = (\alpha''^2 + \beta''^2) \lambda^2 \cos^2 \theta / \pi^3 \sin^4 \theta \sin^2 [2(\gamma - \varphi)]. \quad (43)$$

3. ПК многослойных покрытий

При расчете вторичного излучения многослойных покрытий (рис. 6, число слоев $N=2$) используют векторные и матричные представления тангенциальных составляющих электромагнитного поля [7] в n -м слое ($1 \leq n \leq N$) в виде наложения бегущих в разных направлениях волн $e^{-j\varphi_n(t)}$, $e^{j\varphi_n(t)}$. В конце n -го слоя имеем вектор:

$$\begin{Bmatrix} E_n \\ H_n \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_n e^{-j\varphi_n} + B_n e^{j\varphi_n} \\ \rho_n^{-1} (A_n e^{-j\varphi_n} - B_n e^{j\varphi_n}) \end{Bmatrix}, \quad (44)$$

где A_n и B_n – амплитуды падающей и отраженной

волн тангенциальных составляющих электрического поля; $\varphi_n = 2\pi f x_n / v_n \cos \theta_n$ – набег фазы в n-м слое.

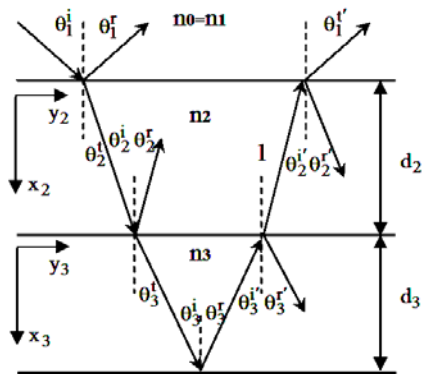


Рис. 6. Распространение электромагнитной волны в N-слоевом покрытии (N=2)

Формулы Эйлера $e^{\mp j\varphi(t)} = \cos \varphi(t) \mp j \sin \varphi(t)$ позволяют описать электромагнитное поле в виде вектора наложения стоячих волн $\cos \varphi(t)$ и $\sin \varphi(t)$:

$$\begin{Bmatrix} E_n \\ H_n \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} (A_n + B_n) \cos \varphi_n - j(A_n - B_n) \sin \varphi_n \\ \rho_n^{-1} (-j(A_n - B_n) \sin \varphi_n + (A_n + B_n) \cos \varphi_n) \end{Bmatrix}$$

Но векторная запись, как легко проверить, равносильна матричной:

$$\begin{Bmatrix} E_n \\ H_n \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \cos \varphi_n & -j \sin \varphi_n \\ -j \rho_n^{-1} \sin \varphi_n & \rho_n^{-1} \cos \varphi_n \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} A_n + B_n \\ A_n - B_n \end{Bmatrix} = \mathbf{D}_n \begin{Bmatrix} A_n + B_n \\ A_n - B_n \end{Bmatrix},$$

где

$$\mathbf{D}_n = \begin{Bmatrix} \cos \varphi_n & -j \sin \varphi_n \\ -j \rho_n^{-1} \sin \varphi_n & \rho_n^{-1} \cos \varphi_n \end{Bmatrix} \quad (45)$$

– матрица преобразования вектора амплитуд тангенциальных составляющих электрических полей стоячих волн. Поскольку рассматриваемые составляющие на границе слоев не меняются, то

$$\begin{Bmatrix} E_n \\ H_n \end{Bmatrix} = \mathbf{D}_n \begin{Bmatrix} E_{n-1} \\ H_{n-1} \end{Bmatrix}. \quad (46)$$

При наличии двух слоев покрытия

$$\begin{Bmatrix} E_3 \\ H_3 \end{Bmatrix} = \mathbf{D}_3 \cdot \mathbf{D}_2 \cdot \mathbf{D}_1 \cdot \begin{Bmatrix} E_1 \\ H_1 \end{Bmatrix}. \quad (47)$$

Расчет ПК таких структур аналогичен методике, предложенной в предыдущем разделе, однако не всегда рационален из-за роста числа ПК.

4. Анализ оценок расстояний между ПК в предположении независимости их вторичных излучений

В предыдущих разделах вторичное излучение простого объекта (пластины) строго сводилось к излучению определенного числа ПК. Но существуют и

другие задачи – приближенного сведения вторичных излучателей в виде летательных аппаратов (ЛА) к определенному числу ПК. Этот вопрос приближенно анализировался в разделах 2.7, 8.2 и 10 [11].

В разделе 2.7 [11] рассмотрена двумерная задача падения ЭМВ на два близкорасположенных идеальнопроводящих тела двойной кривизны. При этом оценивалось изменение вторичного излучения в зависимости от расстояния между телами. Только при достаточном расстоянии между телами интенсивность вторичного излучения сводилась к суперпозиции полей, рассеянных телами в отдельности. В разделе 8.2 [11] возможность приближенного использования метода ПК экспериментально обосновывалась на примере вторичного излучения двух сфер, а в разделе 10 [11] на примере ракеты и самолета. Указывалось, что при уменьшении расстояния между ПК следует учитывать их взаимное влияние.

Известное неудовлетворение вызывало оценивание принципиально трехмерного вторичного излучения путем рассмотрения двумерных случаев и приближенность расчетов. Поэтому мы обратились к Г.С. Залевскому, который провел расчеты ЭПР системы из двух сфер ($\tau=0,77\lambda$) методом интегральных уравнений [12]. Результаты свидетельствуют, что при расстоянии между ПК более 10λ , взаимодействием между ними можно пренебречь, а суммарное рассеяное поле рассчитывается, как суперпозиция независимых полей. При этом ошибка за счет неучета взаимодействия составит не более 10%.

Применительно к рассматриваемой инженерной задаче, где размеры простых элементов, на которые разбивается планер ЛА, как правило, значительно превышают длину волны, требуется проведение исследований взаимодействия близкорасположенных простых элементов.

Выводы: задачи компьютерного моделирования вторичного излучения

В статье выявлены физические предпосылки и привлекается внимание исследователей к дополнению сводной таблицы ЭПР ПК [2], рассчитанной на металлические покрытия, формулами для покрытий диэлектрико-металлической структуры.

Приведены выражения ПК для прямоугольной металлической, диэлектрической и многослойной пластин, проведен анализ взаимного влияния близкорасположенных простых объектов.

Важным классом нерешенных задач являются переходы от неограниченной плоскости раздела двух сред к проводящей полуплоскости и к ограниченной с одной стороны многослойной пластинке, используя методы ФО и их уточнение, а также к ограничению плоскости раздела с двух сторон в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Усложнением задачи

является фактически используемое в крыльях самолета Cessna составление крыла из двух диэлектрических пластин, разделенных слоем воздуха (слои воздух-диэлектрик-воздух-диэлектрик-воздух), представленных на рис. 7, а и укрепленных металлическими элементами конструкции (рис 7, б). Здесь, вероятно, следует применять фасеточные методы, основанные на кубатурных формулах [12].

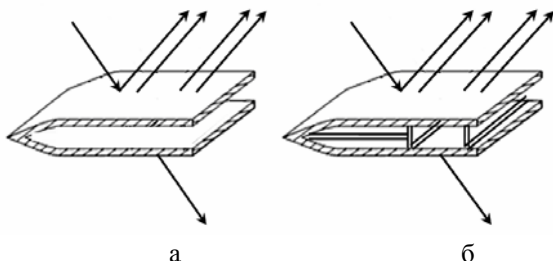


Рис. 7. Модели крыла самолета Cessna

Отдельным классом задач является рассмотрение металлических пластин, покрытых слоем диэлектрической четвертьволновой толщины (поглощающие покрытия).

Список литературы

1. Computer simulation of aerial target radar scattering recognition. Detection and tracking / Yakov D. Shirman editor. – Boston, London: Artech House, 2002. – 294 p.
2. Gorshkov S.A. Radar Target Backscattering Simulation Software and User's Manual / S.A. Gorshkov, S.P. Leshchenko, V.M. Orlenko, S.Y. Sedyshev, Y.D. Shirman. – Boston-London: Artech House, 2002. – 72 p.
3. Кудишин И.В. F-22, JSF американские истребители пятого поколения / И.В. Кудишин. – М.: Астрель, 2002. – 255 с.
4. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн: учеб. пособие для вузов / В.В. Никольский, Т.И. Никольская. – М.: Наука, 1989. – 544 с.
5. Физические основы диапазонных технологий типа «Стелс» / С.А. Масалов, А.В. Рыжак, О.И. Сухаревский, В.М. Шкиль. – СПб.: ВКУ им. А.Ф.Можаевского, 1999. – 163 с.
6. Ruck G.T. Radar cross section handbook / G.T. Ruck, D.E. Barrin, W.D. Stuart, C.K. Krichbaum. – N.Y.-London: Plenum press 1970.
7. Knott E.F. Radar cross section. Second edition / E.F. Knott, J.F. Shaeffer, M.T. Tuley. – Boston-London: Artech House, 1993. – 611 p.
8. Уфимцев П.Я. Теория дифракционных краевых волн в электродинамике: пер. с англ. А.В. Кацова / П.Я. Уфимцев. – М.: Бином, лаборатория знаний – 2007. – 366 с.
9. Сухаревский О.И. Расчет рассеяния электромагнитной волны на идеально проводящем объекте, частично покрытом радиопоглощающим материалом, с помощью триангуляционных кубатурных формул / О.И. Сухаревский, В.А. Василец, А.З. Сазонов, К.И. Ткачук // Радиофизика и радиоастрономия. – 2000. – Т. 5, №1. – С. 47-54.
10. Радиоэлектронные системы: Основы построения и теория. Справочник / Я.Д. Ширман, С.Т.Багдасарян, А.С. Маляренко и др.; под ред. Я.Д. Ширмана. – М.: Радиотехника, 2007. – 512 с.
11. Methods of radar cross-section analysis; edited by J.W. Crispin, K.M. Siegel. – New York: Academic press Inc, 1968. – 426 p.
12. Залевський Г.С. Оцінка відстані між об'єктами, при якій їх електромагнітну взаємодію можна зневажити, проведена методом інтегральних рівнянь / Г.С. Залевський // Системи озброєння і військова техніка. – 2007. – №. 2(10). – С. 59-63.

Поступила в редколлегию 2.04.2009

Рецензент: д-р техн. наук, проф. О.И.Сухаревский, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.

ПРО НАЙПРОСТІШІ КОМПОНЕНТИ ВТОРИННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ОБ'ЄКТІВ, ЦО РУХАЮТЬСЯ

В.М. Орленко, П.В. Потелешенко, Я.Д. Ширман

Електродинаміка найпростіших компонентів (НК), що рухаються, значно простіша електродинаміки тіл складної форми. Перехід до неї забезпечує моделювання складної повітряної обстановки в реальному масштабі часу на сучасних ЕОМ [1, 2]. Однак моделі в [1, 2] розраховані в основному на металеве покриття об'єктів. Разом з тим, з'являються об'єкти з діелектричними частинами планера [3, 4]. До них можна віднести як літак Cessna, що приземлився в Москві у 1987 р. на Червоній площі, так і новий винищувач F-22 стелс, планер якого на 24% складається з композитних матеріалів [3]. В статті привертається увага дослідників до вивчення вторинного випромінювання НК в залежності від їх структури і поляризації падаючої хвилі. Для плоских вторинних випромінювачів більш повно, ніж раніше, пояснюється адекватність моделей НК моделям асимптотичної теорії дифракції (АТД).

Ключові слова: електродинамічне моделювання, обратне вторинне випромінювання, асимптотична теорія дифракції, метод Френеля, метод найпростіших компонентів.

ABOUT THE SIMPLEST COMPONENTS OF MOVING OBJECT SCATTERING

V.M. Orlenko, P.V. Poteleschenko, Y.D. Shirman

Electrodynamics of the moving simplest components (SC) is significantly simpler than electrodynamics of moving complex shape objects. Transition to the former provides simulation of complicated air picture in real time scale using modern computer [1, 2]. However, the models in [1, 2] are designed mainly for the objects with fully metal skin. But, the objects with frame parts made of dielectric [3,4]. One of such planes is Cessna, which landed in Moscow at Red Square in 1987. Another is new F-22 fighter airplane, which frame by 24% is composed by composites [3]. Paper is aimed at drawing attention of scientists to the necessity of studying the simplest component scattering depending on their structure and incident wave polarization. The correspondence of the simplest component models to those of asymptotical diffraction theory (ADT) are explained in more details than before for the flat scatterers.

Keywords: electrodynamic simulation, backscattering, asymptotical diffraction theory, Fresnel's method, simplest component method.