

И. О. Сухаревский¹, С. В. Нечитайло², Д. Д. Иванченко³, П. Н. Мележик¹

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ИСКРИВЛЕННЫМ ЭКРАНОМ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

¹*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

²*Харьковский университет воздушных сил им. Ивана Кожедуба
77/79, ул. Сумская, Харьков, 61023, Украина*

³*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
4, пл. Свободы, Харьков, 61077, Украина
E-mail: i_sukharevsky@gmail.com*

Предложен метод численного решения задачи рассеяния электромагнитной волны на произвольном искривленном экране конечной толщины. Метод основан на решении интегрального уравнения E -поля. Приводятся результаты расчета характеристик рассеяния сферического экрана и экрана, не являющегося телом вращения. Результаты расчета для сферического экрана сравниваются с экспериментальными данными. Ил. 6. Библиогр.: 19 назв.

Ключевые слова: рассеяние электромагнитной волны, интегральное уравнение, идеально проводящий искривленный экран конечной толщины, эффективная поверхность рассеяния.

Целый ряд задач радиофизики, теории антенн, радиолокации требует расчета рассеяния электромагнитной волны на идеально проводящих незамкнутых искривленных экранах различной формы. Как в теоретических работах этого направления [1–5], так и в работах, посвященных разработке численных методов решения задач рассеяния [6–13], предполагалось, что экраны бесконечно тонкие. Такое предположение, несомненно, является определенной идеализацией реальной ситуации, требующей исследования.

Кроме того, практически во всех этих работах речь шла об экранах либо плоских, либо сферической формы.

В работе [14] был предложен метод решения задачи рассеяния на тонком (но не бесконечно тонком) идеально проводящем диске. Этот метод основан на решении уравнения электрического поля [15]. При этом точка наблюдения помещалась на поверхность, расположенную внутри исходного диска. Переопределенные системы уравнений (относительно значений кусочно-постоянной аппроксимации поверхностного тока), полученные в результате применения метода коллокации, решались методом наименьших квадратов. В работе [14] было показано, что при определенном уменьшении толщины диска рассчитанные значения эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) при осевом облучении приближаются к точным значениям для бесконечно тонкого диска [16]. При этом уже для значений $k_0 a > 4$ (k_0 – волновое число в свободном пространстве, a – радиус диска) значения ЭПР даже для диска конечной толщины оказываются близ-

кими к соответствующим значениям, полученным в приближении физической оптики [16].

Предложенный метод [14] может быть применен к решению задачи рассеяния на искривленных экранах конечной толщины и произвольной формы.

Настоящая статья посвящена конкретизации применения метода электрического поля и решению указанной задачи. В качестве объекта исследования выбран экран, представляющий собой пересечение сферического экрана конечной толщины с эллиптическим цилиндром, ось которого совпадает с осью сферического экрана. Такой экран конечной толщины не только не представляет собой тело вращения, но имеет кромку, не являющуюся плоской кривой. В статье приводится ряд результатов расчета рассеяния на этом объекте как при осевом, так и неосевом облучении. В предельном случае, когда эллиптический цилиндр переходит в круговой, мы получим сферический экран конечной толщины. Проводится сравнение экспериментальных результатов, полученных в работе [17] для ЭПР сферического экрана конечной толщины, с соответствующими расчетными значениями. Показано их вполне удовлетворительное совпадение, что свидетельствует об адекватности предложенного метода реальным физическим процессам. Вместе с тем показано, что экспериментальные результаты значительно отличаются от значений ЭПР для бесконечно тонкого экрана. Следует также отметить, что область близости ЭПР к значениям, полученным в приближении физической оптики для диска, для искривленных экранов начинается дальше (по частотному диапазону), чем для диска, и су-

щественно зависит от «глубины» экрана. Сравнение результатов расчета ЭПР для сферических экранов конечной толщины с результатами для бесконечно тонких экранов показывает, что резонансные кривые зависимости ЭПР от частоты существенно сглаживаются в случае экранов конечной толщины.

1. Метод расчета. Рассмотрим рассеяние плоской электромагнитной волны $\{\vec{E}^0(\vec{x}_0), \vec{H}^0(\vec{x}_0)\}$ на поверхности, являющейся пересечением сферического экрана (радиус внутренней сферической поверхности a , радиус апертуры c , глубина поверхности не превосходит a) конечной толщины Δ и эллиптического цилиндра с полуосями c и d ($c \geq d$), образующие которого параллельны оси сферического экрана (рис. 1).

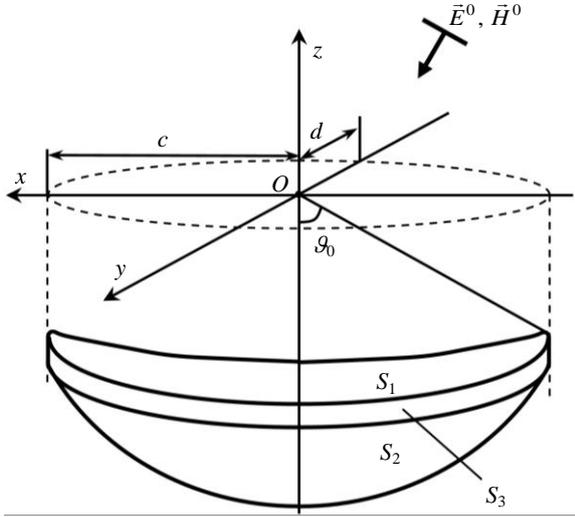


Рис. 1. Геометрия задачи

Уравнение кромки между поверхностями S_1 и S_3 :

$$\left. \begin{aligned} x(\varphi) &= c \cos \varphi, \\ y(\varphi) &= d \sin \varphi, \\ z(\varphi) &= -\sqrt{a^2 - c^2 \cos^2 \varphi - d^2 \sin^2 \varphi}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$(0 \leq \varphi \leq 2\pi).$$

Верхняя поверхность S_1 в сферической системе координат в этом случае может быть записана в виде

$$\left. \begin{aligned} x &= a \sin \theta \cos \varphi, \\ y &= a \sin \theta \sin \varphi, \\ z &= -a \cos \theta, \end{aligned} \right\} \quad \left(\begin{aligned} 0 &\leq \varphi \leq 2\pi \\ 0 &\leq \theta \leq \vartheta_0(\varphi) \end{aligned} \right); \quad (2)$$

$$\vartheta_0(\varphi) = \arcsin \left(\sqrt{c^2 \cos^2 \varphi + d^2 \sin^2 \varphi} / a \right). \quad (3)$$

Нижняя поверхность S_2 описывается также соотношениями (2), (3) с заменой a на $a + \Delta$. При этом $\vartheta_0(\varphi)$ перейдет в $\vartheta_1(\varphi)$.

Поверхность S_3 , являющаяся частью поверхности эллиптического цилиндра, описывается следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} x &= c \cos \varphi, \\ y &= d \sin \varphi, \\ -(a + \Delta) \cos \vartheta_1(\varphi) &\leq z \leq -a \cos \vartheta_0(\varphi), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$(0 \leq \varphi \leq 2\pi).$$

Заметим, что рассматриваемый объект, изображенный на рис. 1, не является телом вращения при $c \neq d$, а кромка (1) не является в этом случае плоской кривой. При $c = d$ рассматриваемый объект переходит в сферический экран конечной толщины с плоской кромкой.

В основе предлагаемого метода расчета лежит известное интегральное представление E -поля для идеально проводящего рассеивателя [18]

$$\begin{aligned} -j\omega \varepsilon_0 (\vec{E}(\vec{x}_0) - \vec{E}^0(\vec{x}_0)) &= \\ &= \int_S [k_0^2 g \vec{J} + (\vec{J} \cdot \nabla) \nabla g] ds, \end{aligned} \quad (5)$$

где $S = S_1 \cup S_2 \cup S_3$; \vec{x}_0 – точка наблюдения; $g = e^{jk_0 r} / 4\pi r$; $r = |\vec{x} - \vec{x}_0|$; \vec{x} – точка интегрирования; \vec{J} – плотность поверхностного тока на S ; \vec{E} – полное поле; $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 2\pi / \lambda_0$, λ_0 – длина волны облучения; ε_0, μ_0 – абсолютные проницаемости свободного пространства.

Учитывая идеальную проводимость поверхности экрана, потребуем, чтобы $\vec{E}(\vec{x}_0) = 0$ на замкнутой поверхности S' , эквидистантной к S и лежащей внутри нее. Тогда поле в области, охватываемой S' , будет равно нулю, а в силу теоремы об аналитическом продолжении [15] будет равно нулю и поле везде внутри S .

В результате получим интегральное уравнение 1-го рода с неособым ядром относительно плотности поверхностного тока на S

$$j\omega \varepsilon_0 \vec{E}^0(\vec{x}_0) = \int_S [k_0^2 g \vec{J} + (\vec{J} \cdot \nabla) \nabla g] ds, \quad \vec{x}_0 \in S'. \quad (6)$$

Теоремы существования и единственности решения для уравнения (6) приведены в работе [15].

Поверхность S' можно представить в виде $S' = S'_1 \cup S'_2 \cup S'_3$ по аналогии с S . В конкретных расчетах было принято, что S'_1 и S'_2 – участки сферических поверхностей, лежащих внутри S с радиусами $a + \Delta/4$ и $a + 3\Delta/4$ соответственно. Эти поверхности описываются уравнениями (2), (3), но с заменой a на $a + \Delta/4$ или на $a + 3\Delta/4$, а также c – на $c - \Delta/4$ и d на $d - \Delta/4$. Аналогично поверхность S'_3 , представляющая собой часть

поверхности эллиптического цилиндра с полуосями $c - \Delta/4$, $d - \Delta/4$, может быть описана уравнениями типа (4):

$$\left. \begin{aligned} x &= (c - \Delta/4) \cos \varphi, \\ y &= (d - \Delta/4) \sin \varphi, \\ -(a + 3\Delta/4) \cos \mathcal{A}'_1(\varphi) \leq z \leq -(a + \Delta/4) \cos \mathcal{A}'_0(\varphi) \\ (0 \leq \varphi \leq 2\pi), \end{aligned} \right\} (7)$$

где $\mathcal{A}'_0(\varphi)$ и $\mathcal{A}'_1(\varphi)$ описываются формулой (3), но с заменами $c \rightarrow c - \Delta/4$, $d \rightarrow d - \Delta/4$, а также $a \rightarrow a + \Delta/4$ и $a \rightarrow a + 3\Delta/4$, соответственно.

Введем функции $f_j(\bar{x}_0)$ ($j=1,2,3$), являющиеся проекциями левой части уравнения (6) на орты сферической системы координат в точке \bar{x}_0 :

$$\begin{aligned} \bar{e}_\theta &= (\cos \theta_0 \cos \varphi_0, \cos \theta_0 \sin \varphi_0, \sin \theta_0), \\ \bar{e}_\varphi &= (-\sin \varphi_0, \cos \varphi_0, 0) \end{aligned}$$

и орт $\bar{e}_z = (0,0,1)$.

Будем искать плотность поверхностного тока на S в виде

$$\begin{aligned} \bar{J} &= J_\theta^i(\theta, \varphi) \bar{e}_\theta + J_\varphi^i(\theta, \varphi) \bar{e}_\varphi \text{ на } S_i \ (i=1,2), \\ \bar{J} &= J_z^3(z, \varphi) \bar{e}_z + J_\varphi^3(z, \varphi) \bar{e}_\varphi \text{ на } S_3. \end{aligned}$$

Умножив последовательно уравнение (6) на орты \bar{e}_θ , \bar{e}_φ , \bar{e}_z , получим три скалярных интегральных уравнения, которые аналогичны полученным для диска [14]:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^2 \left\{ \int_{S_i} [A_i^j(\theta, \varphi; \bar{x}_0) J_\theta^i + B_i^j(\theta, \varphi; \bar{x}_0) J_\varphi^i] ds + \right. \\ \left. + \int_{S_3} [A_3^j(z, \varphi; \bar{x}_0) J_z^3 + B_3^j(z, \varphi; \bar{x}_0) J_\varphi^3] ds \right\} = \\ = f_j(\bar{x}_0), \ (j=1,2,3). \end{aligned} \quad (8)$$

В уравнениях (8) коэффициенты $A_i^j(\bar{x}; \bar{x}_0)$, $B_i^j(\bar{x}; \bar{x}_0)$ не имеют особенности при $\bar{x} = \bar{x}_0$, где вектор \bar{x} точки интегрирования определяется параметрами (θ, φ) на S_i ($i=1,2$) и переменными (z, φ) на S_3 .

Получение системы (8) основано на представлении выражения $(\bar{J} \cdot \nabla) \nabla g$ в виде линейных комбинаций компонент тока J_θ^i и J_φ^i на S_i ($i=1,2$) и, соответственно, J_z^3 и J_φ^3 на S_3 . Например, на S_3

$$\begin{aligned} (\bar{J} \cdot \nabla) \nabla g &= J_z^3 (D_\varphi(\bar{x}; \bar{x}_0) \bar{e}_\varphi + D_z(\bar{x}; \bar{x}_0) \bar{e}_z) + \\ &+ J_\varphi^3 \left(E_\varphi(\bar{x}; \bar{x}_0) \bar{e}_\varphi + E_z(\bar{x}; \bar{x}_0) \bar{e}_z + E_\rho(\bar{x}; \bar{x}_0) \frac{\partial \bar{e}_\varphi}{\partial \varphi} \right). \end{aligned}$$

Здесь

$$D_\varphi = (g''(r) - g'(r)/r) \gamma_\varphi(z, \varphi) \gamma_z(z, \varphi);$$

$$D_z = g''(r) \gamma_z^2 + g'(r) (1 - \gamma_z^2) / r;$$

$$E_\varphi = g''(r) \gamma_\varphi^2 + g'(r) \frac{1}{R} \frac{\partial \gamma_\varphi}{\partial \varphi};$$

$$E_z = g''(r) \gamma_z \gamma_\varphi + g'(r) \frac{1}{R} \frac{\partial \gamma_z}{\partial \varphi};$$

$$E_\rho = g'(r) \gamma_\varphi / R; \quad R(\varphi) = \sqrt{(c \cos \varphi)^2 + (d \sin \varphi)^2};$$

$$r = \sqrt{(c \cos \varphi - x_{01})^2 + (d \sin \varphi - x_{02})^2 + (z - z_0)^2};$$

$$\bar{x}_0 = (x_{01}, x_{02}, z_0);$$

$$\gamma_\varphi = \frac{1}{R} \frac{\partial r}{\partial \varphi}; \quad \gamma_z = \frac{z - z_0}{r}.$$

В силу выбора поверхности S' значение r никогда не обращается в нуль, что и обуславливает неособый характер подынтегральных функций в (8).

Проведем кусочно-постоянную аппроксимацию составляющих плотности поверхностного тока на S , предварительно введя узлы на поверхностях S_i ($i=1,2$) следующим образом. Построим систему неплоских кривых, образованных пересечением S_i и эллиптических цилиндров, соосных со сферическим экраном, с полуосями

$$\begin{aligned} c_j &= a \sin(j \Delta \theta_c), \quad d_j = a \sin(j \Delta \theta_d) \\ (j &= 1, \dots, N; \quad \Delta \theta_c = \theta_c / N; \quad \Delta \theta_d = \theta_d / N; \\ \theta_c &= \mathcal{A}_0(0) = \arcsin(c/a); \\ \theta_d &= \mathcal{A}_0(\pi/2) = \arcsin(d/a). \end{aligned}$$

На полученных кривых выбираем узлы, количество которых увеличивается пропорционально увеличению длины обвода следующей по номеру кривой. Полученные таким образом узлы являются вершинами областей постоянства токов.

Полученную из (8) после проведения такой аппроксимации систему трех линейных уравнений с коэффициентами, зависящими от точек наблюдения $\bar{x}_0 \in S'$, будем решать методом коллокации. Выбирая количество точек коллокации \bar{x}_0 большим числа неизвестных, определяющих аппроксимацию плотности поверхностного тока, получим переопределенную систему линейных алгебраических уравнений, которую можно решать методом наименьших квадратов.

Коэффициенты этой системы уравнений являются двукратными интегралами от гладких функций без особенностей. Для их вычисления применялись составные пятиточечные формулы Гаусса [19]. При этом погрешность вычисления этих интегралов была менее 0,1 %. Количество же участков постоянства составля-

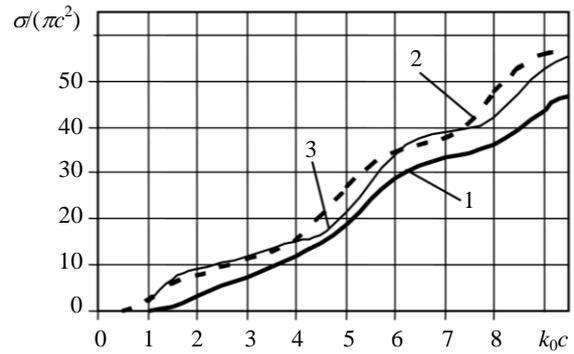
ющих поверхностного тока должно выбираться пропорционально площади поверхности исследуемого объекта. Следовательно, количество таких участков для сферического сегмента должно быть больше, чем для диска с такой же апертурой. В конкретных расчетах количество таких участков было выбрано таким образом, чтобы точность вычисления поля рассеяния для $k_0c \leq 10$ была меньше 5 %.

2. Результаты численных расчетов.

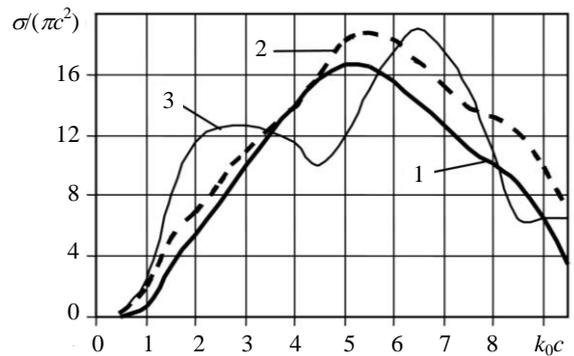
На рис. 2 представлены результаты расчетов нормированной ЭПР для сферических экранов конечной толщины (кривые 1, 2) при осевом облучении в сравнении с данными для бесконечно тонкого экрана (кривая 3) в зависимости от k_0c ($c = d = 0,5$ м – радиус апертуры экрана). На рис. 2 приведены данные для сферического экрана с углами раствора ϑ_0 . Следует отметить, что если экран достаточно плоский (рис. 2, а), то кривые для экранов конечной толщины ($\Delta = 0,0125$ м; $\Delta = 0,025$ м) достаточно близки к кривой для бесконечно тонкого экрана. Если же экраны искривлены сильнее ($\vartheta_0 = 30^\circ$; $\vartheta_0 = 45^\circ$), то кривые для экранов конечной толщины имеют существенно более плавный характер, чем для бесконечно тонких экранов. При этом имеющиеся резонансы для бесконечно тонких экранов сглаживаются.

Для проверки достоверности предложенного метода расчета было проведено сравнение результатов расчета с данными физического эксперимента [17]. В соответствии с принципом подобия в расчетах радиус апертуры сферического экрана ($\vartheta_0 = 45^\circ$) принимался равным $c = d = 0,5$ м при толщине $\Delta = 0,0055$ м, что соответствует параметрам эксперимента. Результаты сравнения зависимости от k_0c сферического экрана конечной толщины и бесконечно тонкого с той же апертурой приведены на рис. 3. Сравнение показывает вполне удовлетворительное совпадение данных расчета и эксперимента для экранов конечной толщины практически во всем частотном диапазоне. В то же время зависимость для бесконечно тонкого экрана на интервале $8 < k_0c < 9,5$ весьма существенно отличается от экспериментальных данных. Все вышеперечисленные результаты свидетельствуют о том, что учет толщины экрана в конкретных расчетах может оказаться существенным.

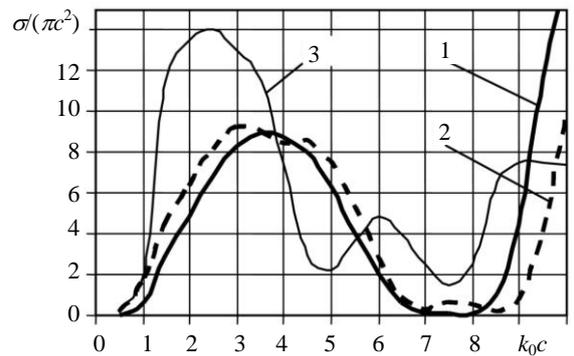
Для демонстрации возможностей метода для экранов конечной толщины, не являющихся телами вращения, была проведена серия расчетов для эллиптической вырезки (см. рис. 1) с параметрами: $c = 0,5$ м; $d = 0,375$ м; $\theta_c = 45^\circ$; $\Delta = 0,025$ м; $\Delta = 0,0125$ м.



а)



б)



в)

Рис. 2. Нормированные ЭПР сферических экранов: а) – $\vartheta_0 = 15^\circ$; б) – $\vartheta_0 = 30^\circ$; в) – $\vartheta_0 = 45^\circ$; 1 – толщина экрана 0,025 м; 2 – толщина экрана 0,0125 м; 3 – бесконечно тонкий экран

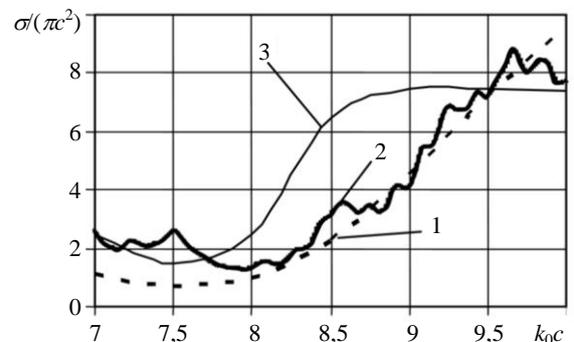


Рис. 3. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными: 1 – результаты расчетов для толщины 0,0055 м; 2 – экспериментальные данные; 3 – бесконечно тонкий экран

На рис. 4 приведен график рельефа модуля φ -й составляющей поверхностного тока на S_1 при облучении плоской волной для $k_0c = 6$. Вектор поляризации падающей волны был ориентирован вдоль оси Oy . Обращает внимание поведение этой составляющей тока вблизи кромки. В осевом сечении, проходящем через ось Oy , в окрестности кромки φ -я составляющая равна нулю. В сечении же, проходящем через ось Ox , вблизи кромки наблюдается рост модуля составляющей тока в соответствии с условиями Майкснера.

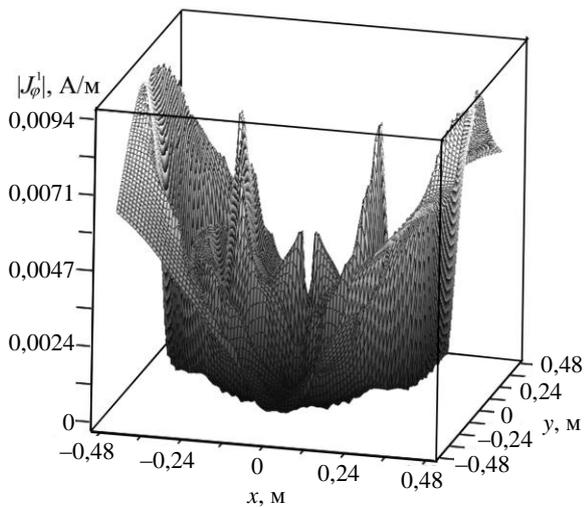


Рис. 4. Модуль φ -й составляющей поверхностного тока на S_1

Частотные зависимости, аналогичные приведенным на рис. 2, но для рассмотренной эллиптической вырезки, изображены на рис. 5. Максимальный уровень зависимостей здесь меньше, чем для аналогичных сферических экранов. Кроме того, зависимости для разных толщин при $k_0c > 4$ весьма близки, в отличие от сферических экранов.

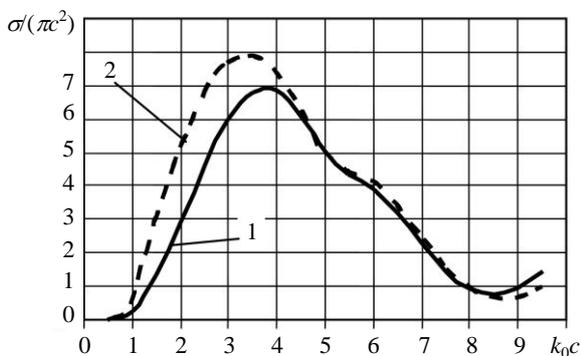


Рис. 5. Нормированные ЭПР эллиптических вырезок: 1 – толщина экрана 0,0125 м; 2 – толщина экрана 0,025 м

Результаты расчетов ЭПР в E - и H -плоскостях, когда вектор поляризации плоской

волны, падающей под углом α к оси Oz , ориентирован в плоскости zOy , приведены на рис. 6. Причем для расчетов в H -плоскости вектор поляризации постоянен и ориентирован вдоль оси Oy . Обращает на себя внимание локальный максимум зависимости в H -плоскости в окрестности $\alpha = 15^\circ$, что вызвано, по-видимому, специальной формой поверхности эллиптической вырезки с неплоской кромкой.

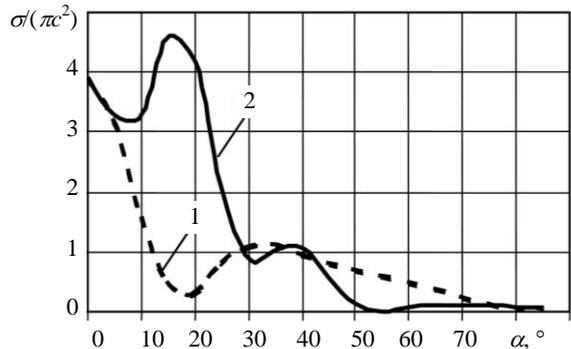


Рис. 6. Результаты расчетов ЭПР в E -плоскости (кривая 1) и H -плоскости (кривая 2)

Выводы. Таким образом, нами предложен метод расчета рассеяния электромагнитной волны на произвольном искривленном экране конечной толщины. Метод основан на использовании интегральных уравнений E -поля. Проводится сравнение результатов расчета с данными эксперимента. Приведен ряд результатов расчета характеристик рассеяния для эллиптического экрана конечной толщины.

1. Повзнер А. Я. Интегральные уравнения второго рода для задач дифракции на бесконечно тонком экране / А. Я. Повзнер, И. В. Сухаревский // Докл. АН СССР. – 1959. – 127, № 2. – С. 291–294.
2. Фельд Я. Н. Об интегральных уравнениях задач дифракции на незамкнутых экранах / Я. Н. Фельд, И. В. Сухаревский // Радиотехника и электрон. – 1967. – 7, № 10. – С. 1713–1720.
3. Фельд Я. Н. О сведении задач дифракции на незамкнутых поверхностях к интегральным уравнениям второго рода / Я. Н. Фельд, И. В. Сухаревский // Радиотехника и электрон. – 1966. – 11, № 7. – С. 1159–1168.
4. Фельд Я. Н. Применение нерезонансных функций Грина к построению интегральных уравнений задач дифракции на незамкнутых экранах / Я. Н. Фельд, И. В. Сухаревский // Радиотехника и электрон. – 1969. – 14, № 8. – С. 1362–1368.
5. Виноградов С. С. К теории рассеяния волн на незамкнутых экранах сферической формы / С. С. Виноградов, Ю. А. Тучкин, В. П. Шестопапов // Докл. АН СССР. – 1981. – 256, № 6. – С. 712–716.
6. Давыдов А. Г. Метод численного решения задач дифракции электромагнитных волн на произвольных незамкнутых поверхностях / А. Г. Давыдов, Е. В. Захаров, Ю. В. Пименов // Докл. АН СССР. – 1984. – 276, № 1. – С. 96–100.
7. Дмитриев В. И. Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики / В. И. Дмитриев, Е. В. Захаров. – М.: Изд-во МГУ, 1987. – 167 с.

8. Гандель Ю. В. Математические вопросы метода дискретных токов. Обоснование численного метода дискретных особенностей решения двумерных задач дифракции электромагнитных волн / Ю. В. Гандель, С. В. Еременко, Т. С. Полянская. – Х.: Изд-во ХГУ, 1992. – 145 с.
9. Панасюк В. В. Метод сингулярных интегральных уравнений в двумерных задачах дифракции / В. В. Панасюк, М. П. Саврук, З. Т. Назарчук. – К.: Наук. думка, 1984. – 344 с.
10. Сухаревский О. И. Электродинамический расчет модели двухзеркальной антенны со строгим учетом взаимодействия между зеркалами / О. И. Сухаревский // Радиотехника / Харьков. гос. ун-т. – 1982. – Вып. 60. – С. 41–47.
11. Rao S. M. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape / S. M. Rao, D. R. Wilton, A. W. Glisson // IEEE Trans. Antennas Propagat. – 1982. – AP-30, N 5. – P. 409–418.
12. James R. M. On the use of F.S. / F.F.T.'s as Global Basis Functions in the Solution of Boundary Integral Equations for EM Scattering / R. M. James // IEEE Trans. Antennas Propagat. – 1994. – AP-42, N 9. – P. 213–219.
13. Trowbridge B. Integral Equations in Electromagnetics // Intern. J. Numerical Modeling: Electronic Networks, Devices and Fields / B. Trowbridge. – 1996. – 9, N 3. – P. 978–984.
14. Рассеяние электромагнитной волны круглым идеально проводящим диском конечной толщины / И. О. Сухаревский, Г. С. Залевский, С. В. Нечитайло, О. И. Сухаревский // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2010. – 15, № 2. – С. 42–47.
15. Васильев В. М. Возбуждение тел вращения / В. М. Васильев. – М.: Радио и связь, 1987. – 272 с.
16. Кинг Р. Рассеяние и дифракция электромагнитных волн / Р. Кинг, У. Тай-Цзунь. – М.: Изд-во иностр. лит., 1962. – 194 с.
17. Иванченко Д. Д. Экспериментальное исследование вторичного излучения металлических незамкнутых сферических экранов / Д. Д. Иванченко, И. О. Сухаревский // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2009. – 14, № 2. – С. 165–168.
18. Silver S. Microwave Antenna Theory and Design / S. Silver. – New York: McGraw-Hill, 1949. – 391 p.
19. Бахвалов Н. С. Численные методы: учеб. пособие / Н. С. Бахвалов, Н. П. Жидков, Г. М. Кобельников. – М.: Наука, 1987. – 600 с.

I. O. Sukharevsky, S. V. Nechitaylo,
D. D. Ivanchenko, P. N. Melezhik

ELECTROMAGNETIC WAVE SCATTERING BY CURVED SCREEN WITH FINITE THICKNESS

The numerical method for solution of problem of electromagnetic wave scattering by arbitrary curved screen with finite thickness is suggested. Proposed method is based on solution of electric field integral equation. The results of calculation of scattering characteristics for spherical screen and for screen that is not the body of revolution are presented. The results for spherical screen are compared with experimental ones.

Key words: electromagnetic wave scattering, integral equation, perfectly conducting curved screen with finite thickness, radar cross section.

И. О. Сухаревський, С. В. Нечитайло,
Д. Д. Іванченко, П. М. Мележик

РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ ВИКРИВЛЕНИМ ЕКРАНОМ КІНЦЕВОЇ ТОВЩИНИ

Запропоновано метод чисельного розв'язання задачі розсіяння електромагнітної хвилі на довільному викривленому екрані кінцевої товщини. Метод базується на розв'язанні інтегрального рівняння E -поля. Приведено результати розрахунку характеристик розсіяння сферичного екрана та екрана, що не є тілом обертання. Результати розрахунку для сферичного екрана порівнюються з експериментальними даними.

Ключові слова: розсіяння електромагнітної хвилі, інтегральне рівняння, ідеально провідний викривлений екран кінцевої товщини, ефективна поверхня розсіяння.

Рукопись поступила 01.06.10 г.