



Расчет излучения антенной решетки с носовым диэлектрическим обтекателем

С. В. Кукобко, С. В. Нечитайло, А. З. Сазонов, О. И. Сухаревский

*Научный центр Войск ПВО,
Украина, 61043, г. Харьков, пл. Свободы, 6*

Статья поступила в редакцию 14 февраля 2003 г.

Рассматривается метод расчета поля излучения двумерной антенной решетки под обживальным обтекателем, основанный на решении интегральных уравнений относительно поля в слое обтекателя. Приведены результаты расчета диаграмм направленности такой антенной системы для различных углов сканирования антенной решетки. Проведен анализ влияния обтекателя на поле излучения антенной решетки.

Розглядається метод розрахунку поля випромінювання двовимірної антенної решітки під обживальним обтічником, заснований на розв'язанні інтегральних рівнянь відносно поля в шарі обтічника. Наведено результати розрахунку діаграм спрямованості такої антенної системи для різних кутів сканування антенної решітки. Проведено аналіз впливу обтічника на поле випромінювання антенної решітки.

Для улучшения аэродинамических свойств и устранения действия ветровых нагрузок на антенную систему в конструкции летательных аппаратов применяются различного рода диэлектрические радиопрозрачные обтекатели. В связи с этим при оценке рассеивающих свойств воздушных целей (самолетов и ракет) возникает задача расчета влияния носового обтекателя на поле, рассеянное элементами конструкции бортовой антенной системы, размещенной под этим обтекателем. Отметим, что задачу оценки влияния обтекателя необходимо решать и при расчете поля, излучаемого бортовой антенной летательного аппарата.

Анализ работ [1, 2], посвященных расчету и проектированию радиопрозрачных обтекателей, показывает, что обычно при расчетах обтекателей используют методы лучевой оптики. Однако эти методы справедливы в случае малой кривизны обтекателя. Применяемые на практике носовые обтекатели

конической и обживальной формы, средней между конической и параболической [2], в окрестности “носика” указанным свойством не обладают. Кроме того, применение методов лучевой оптики связано с заметными трудностями, возникающими при учете многократных переотражений электромагнитной волны под обтекателем.

Указанные недостатки приводят к необходимости разработки универсального метода расчета, справедливого для обтекателей как с малой, так и с большой кривизной поверхности, учитывающего всевозможные переотражения между стенками обтекателя.

Настоящая статья посвящена разработке вычислительного метода, основанного на решении интегральных уравнений относительно полного поля в слое обтекателя для случая E -поляризации падающего поля.

Рассмотрена двумерная модель фазированной антенной решетки, состоящая из нескольких токовых нитей, под диэлектрическим жи-

вальным обтекателем. Приведены результаты расчетов диаграмм направленности (ДН) указанной антенной системы.

1. Постановка задачи и основные расчетные соотношения

Рассмотрим двумерную модель диэлектрического носового обтекателя (рис. 1). Выделим в нем две части: первая включает в себя “носик”, обладающий большой кривизной поверхности; вторая – боковые стенки обтекателя.

Уравнение кривой, описывающей вторую часть обтекателя запишем следующим образом:

$$y = -\mu|x|^\alpha + \nu, \tag{1}$$

где μ , α , ν – коэффициенты, характеризующие форму и размер обтекателя.

В окрестности “носика” форму обтекателя будем описывать дугой окружности, плавно сопрягающейся с кривой (1). При этом размеры носового участка, описываемого окружностью, а следовательно, и его радиус кривизны определяются расположением точки $P(x_\epsilon, y_\epsilon)$, в которой окружность сопрягается с кривой (1). Координаты точки P удобно задавать с помощью некоторого угла ϵ , отсчитываемого от оси OY :

$$x_\epsilon = a \sin \epsilon, \quad y_\epsilon = -\mu(a \sin \epsilon)^\alpha + \nu.$$

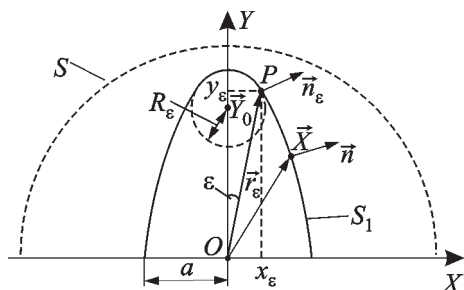


Рис. 1. Геометрия двумерной модели диэлектрического носового обтекателя

С учетом этого угол ϵ между осью OY и направлением на точку P может быть вычислен по формуле $\epsilon = \text{arctg}(x_\epsilon/y_\epsilon)$.

Такая геометрия обтекателя позволяет в широких пределах изменять его форму (от практически сферической до оживальной с заостренным “носиком”), изменяя только параметры μ , α , ν , ϵ .

Уравнение кривой S_1 для всего обтекателя будет иметь вид:

$$y = \eta(x) = \begin{cases} -\mu x^\alpha + \nu, & x \geq x_\epsilon, \\ \sqrt{R_\epsilon^2 - x^2} + y_\epsilon + t_0(\vec{n}_\epsilon)_y, & x < x_\epsilon, \end{cases}$$

где $t_0 = -x_\epsilon/(\vec{n}_\epsilon)_x$, \vec{n}_ϵ – единичный вектор нормали в точке P .

Далее, введя параметризацию координат обтекателя по оси абсцисс $x = a \cos \theta$ (где θ – угол, отсчитываемый от оси OX , $0 \leq \theta \leq \pi$), запишем уравнение кривой S_1 в виде:

$$y = \eta(\theta) = \begin{cases} -\mu(a \cos \theta)^\alpha + \nu, & \left| \theta - \frac{\pi}{2} \right| \geq \epsilon, \\ \sqrt{R_\epsilon^2 - (a \cos \theta)^2} + y_\epsilon + t_0(\vec{n}_\epsilon)_y, & \left| \theta - \frac{\pi}{2} \right| < \epsilon. \end{cases} \tag{2}$$

Задав с помощью (2) геометрическую форму обтекателя, приступим непосредственно к получению интегрального уравнения. При этом ограничимся случаем E -поляризации падающего поля. Будем полагать, что обтекатель D_2 выполнен из диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_1 (см. рис. 2). Введем в рассмотрение вспомогательный источник – токовую нить, расположенную в точке ξ ($\xi \in D_1$), определяющей радиус-вектором $\vec{\xi}$. Поле токовой нити можно записать как

$$F(\vec{X}, \vec{\xi}) = \frac{1}{4j} H_0^{(1)}(k_0 |\vec{X} - \vec{\xi}|), \tag{3}$$

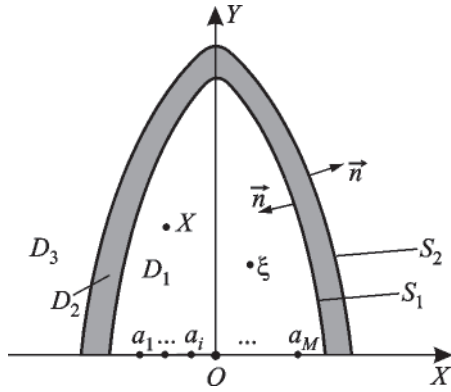


Рис. 2. К получению интегрального уравнения

где $H_0^{(1)}(z)$ – функция Ханкеля 1-го рода нулевого индекса, \vec{X} – радиус-вектор точки наблюдения X , k_0 – волновое число свободного пространства.

Пусть в точке a расположена токовая нить, являющаяся источником первичной волны $u_0(\vec{X}) = \sum_{i=1}^M F(\vec{X}, \vec{a}_i)$, где \vec{a}_i – радиус-вектор точки a_i , M – количество элементов антенной решетки. Обозначим через $u(\vec{\xi})$ полное поле в точке ξ . Будем полагать, что временная зависимость поля имеет вид $e^{-j\omega t}$. Для случая E -поляризации полное поле должно удовлетворять граничным условиям

$$\left. \begin{aligned} u^+(\vec{\xi}) &= u^-(\vec{\xi}) \\ \frac{\partial u^+(\vec{\xi})}{\partial n_\xi} &= \frac{\partial u^-(\vec{\xi})}{\partial n_\xi} \end{aligned} \right\} \text{при } \vec{\xi} \in S_1 \cup S_2, \quad (4)$$

где $u^+(\vec{\xi})$, $\frac{\partial u^+(\vec{\xi})}{\partial n_\xi}$, $u^-(\vec{\xi})$, $\frac{\partial u^-(\vec{\xi})}{\partial n_\xi}$ – граничные значения на поверхностях $S_1 \cup S_2$ полного поля и его нормальной производной со стороны выбранного направления нормали \vec{n} и с противоположной стороны соответственно.

Применяя 2-ю формулу Грина последовательно к областям D_1 , D_2 , D_3 и используя граничные условия (4), можно получить интегральное представление для полного поля:

$$u(\vec{X}) = u_0(\vec{X}) - \int_{D_2} (k_1^2 - k_0^2) u(\vec{\xi}) F(\vec{X}, \vec{\xi}) ds_\xi, \quad (5)$$

где ds_ξ – дифференциал площади.

Если точку наблюдения X расположить в области D_2 , то выражение (5) перейдет в интегральное уравнение относительно полного поля в стенках обтекателя. Найдя решения этого уравнения для точек X в области D_2 , можно, используя представление (5), рассчитать полное поле в любой точке вне обтекателя.

Проведем несколько преобразований в выражении (5). Во-первых, будем полагать, что электрические параметры обтекателя постоянны, поэтому множитель $k_1^2 - k_0^2$ вынесем за знак интеграла. Во-вторых, сам интеграл по области D_2 запишем в виде повторного: внешнее интегрирование будем проводить по нормали к обтекателю, а внутреннее – по кривой S_1 , описывающей профиль обтекателя. В результате получим:

$$u(\vec{X}) = u_0(\vec{X}) - (k_1^2 - k_0^2) \int_0^{2h} dn \int_{S_1} F(\vec{X}, \vec{\xi}) u(\vec{\xi}) dl_\xi, \quad (6)$$

где n – координата, отсчитываемая по нормали к S_1 ; $2h$ – толщина обтекателя.

Внешнее интегрирование в уравнении (6) будем проводить численно, используя 3-точечную формулу Гаусса [3]. Для этого введем параметризацию точек внутри стенки обтекателя (рис. 3). Для точки наблюдения с радиус-вектором $\vec{X}_l = (x_l, y_l)$, ($l = 1, 2, 3$):

$$x_l(\theta_0) = a \cos(\theta_0) + h(1 - \beta_l) n_x(\theta_0),$$

$$y_l(\theta_0) = \eta(\theta_0) + h(1 - \beta_l) n_y(\theta_0), \quad (0 \leq \theta_0 \leq \pi);$$

и для $\vec{\xi}_l = (x_{\xi,l}, y_{\xi,l})$, ($l = 1, 2, 3$):

$$x_{\xi,l}(\theta) = a \cos(\theta) + h(1 - \beta_l) n_x(\theta),$$

$$y_{\xi,l}(\theta) = \eta(\theta) + h(1 - \beta_l) n_y(\theta), \quad (0 \leq \theta \leq \pi).$$

Здесь l – номер слоя в обтекатель; $\beta_{1,3} = \pm 0.7745597$, $\beta_2 = 0$ – абсциссы трехточечной формулы Гаусса; n_x , n_y – компоненты внешней нормали \vec{n} к поверхности, ограничивающей обтекатель в точках внешней границы (рис. 3).

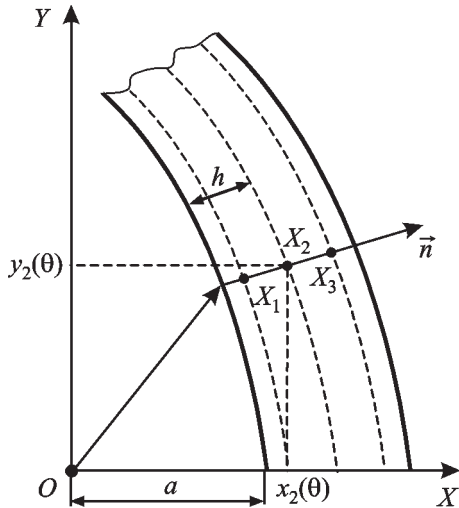


Рис. 3. Параметризация точек внутри стенки обтекателя

Решение интегрального уравнения на каждом l -м слое будем искать в виде отрезка ряда Фурье по косинусам, как предложено в [4]:

$$u^l(\theta_0) = \sum_{k=0}^N A_k^l \cos(k\theta_0), \quad (7)$$

$$(0 \leq \theta_0 \leq \pi), \quad (l = 1, 2, 3),$$

где A_k^l – искомые коэффициенты. Далее, подставив выражение (7) в (6) и воспользовавшись 3-точечной формулой Гаусса, для каждой точки наблюдения θ_0 получаем систему из трех (по числу слоев) уравнений относительно неизвестных коэффициентов A_k^l :

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^N A_k^1 \cos(k\theta_0) &= u_0(\vec{X}_1(\theta_0)) - \\ &- \frac{h(k_1^2 - k_0^2)}{4j} \sum_{m=1}^3 \alpha_m \sum_{k=0}^N C_k^{1,m}(\theta_0) A_k^m, \\ \sum_{k=0}^N A_k^2 \cos(k\theta_0) &= u_0(\vec{X}_2(\theta_0)) - \\ &- \frac{h(k_1^2 - k_0^2)}{4j} \sum_{m=1}^3 \alpha_m \sum_{k=0}^N C_k^{2,m}(\theta_0) A_k^m, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^N A_k^3 \cos(k\theta_0) &= u_0(\vec{X}_3(\theta_0)) - \\ &- \frac{h(k_1^2 - k_0^2)}{4j} \sum_{m=1}^3 \alpha_m \sum_{k=0}^N C_k^{3,m}(\theta_0) A_k^m, \end{aligned}$$

где $\alpha_{1,3} = 5/9$, $\alpha_2 = 8/9$ – коэффициенты 3-точечной формулы Гаусса. Коэффициенты $C_k^{l,m}$ в выражениях (8) представляют собой интегралы от известных функций:

$$C_k^{l,m}(\theta_0) = \int_0^\pi H_0^{(1)}(k_0 |\vec{X}(\theta_0) - \vec{\xi}_m(\theta)|) \varphi(\theta) d\theta, \quad (9)$$

где $\varphi(\theta) = \sqrt{(x'_{\xi,l}(\theta))^2 + (y'_{\xi,l}(\theta))^2} \cos(k\theta)$, $x'_{\xi,l}(\theta)$ и $y'_{\xi,l}(\theta)$ – производные по θ от соответствующих координат; верхние индексы l, m ($l, m = 1, 2, 3$) определяют номер слоя точки наблюдения и точки интегрирования соответственно.

Заметим, что для случая, когда точка наблюдения и точка интегрирования лежат на одном слое (т. е. $l = m$), подынтегральная функция в (9) имеет логарифмическую особенность при $\theta = \theta_0$. Поэтому для расчета интеграла необходимо принять специальные меры. Воспользуемся асимптотическим представлением функции Ханкеля для малых значений аргументов [5]. При $r \rightarrow 0$ имеем:

$$H_0^{(1)}(k_0 r) \sim 1 + \frac{2j}{\pi} \left(C + \ln \frac{k_0 r}{2} \right),$$

где $C \approx 0.57721566$ – постоянная Эйлера. Тогда вблизи особой точки (т. е. при $\bar{\xi}(\theta) \rightarrow \bar{X}(\theta_0)$) получаем:

$$H_0^{(1)}(k_0 |\bar{X}_l(\theta_0) - \bar{\xi}_l(\theta)|) \sim 1 + \frac{2j}{\pi} \left(C + \ln \frac{\tilde{k}a |\cos \theta_0 - \cos \theta|}{2} \right), \quad (10)$$

где $\tilde{k} = k_0 \sqrt{1 + (\eta'(x))^2}$, $x = a \cos \theta_0$.

Далее, в подынтегральном выражении в (9) добавим и вычтем асимптотическое представление (10), домноженное на $\varphi(\theta_0)$. В результате получим:

$$C_k^{l,m}(\theta_0) = \int_0^\pi \left[H_0^{(1)}(k_0 |\bar{X}_l(\theta_0) - \bar{\xi}_m(\theta)|) \varphi(\theta) - \left(1 + \frac{2j}{\pi} \left(C + \ln \frac{\tilde{k}a |\cos \theta_0 - \cos \theta|}{2} \right) \right) \varphi(\theta_0) \right] d\theta + \varphi(\theta_0) I(\theta_0), \quad (11)$$

где

$$I(\theta_0) = \int_0^\pi \left[1 + \frac{2j}{\pi} \left(C + \ln \frac{\tilde{k}a |\cos \theta_0 - \cos \theta|}{2} \right) \right] d\theta. \quad (12)$$

После несложных вычислений получим:

$$I(\theta_0) = \pi \left[1 + \frac{2j}{\pi} \left(C + \ln \frac{\tilde{k}a}{4} \right) \right] + \frac{2j}{\pi} \int_0^\pi \ln |2(\cos \theta_0 - \cos \theta)| d\theta. \quad (13)$$

Используя разложение в ряд Фурье для подынтегральной функции в (13), можно показать, что интеграл, стоящий в правой части

выражения, равен нулю. Поэтому, подставив значение $I(\theta_0)$ в формулу (11), получаем окончательное выражение для расчета коэффициентов $C_k^{l,m}$:

$$C_k^{l,m}(\theta_0) = \int_0^\pi \left[H_0^{(1)}(k_0 |\bar{X}_l(\theta_0) - \bar{\xi}_m(\theta)|) \varphi(\theta) - \left(1 + \frac{2j}{\pi} \left(C + \ln \frac{\tilde{k}a |\cos \theta_0 - \cos \theta|}{2} \right) \right) \varphi(\theta_0) \right] d\theta + \varphi(\theta_0) \left[\pi + 2j \left(C + \ln \frac{\tilde{k}a}{4} \right) \right]. \quad (14)$$

Заметим, что подынтегральная функция в (14) не имеет особенностей. Действительно, при $\bar{\xi}(\theta) = \bar{X}(\theta_0)$ в силу (10) подынтегральная функция обращается в нуль.

Вычисление интеграла в (14) будем проводить с помощью составной пятиточечной формулы Гаусса [3]. При этом точность вычислений будем контролировать путем варьирования числа участков разбиения, на которых применяется эта формула.

Исходя из геометрии задачи, углы наблюдения θ_0 будем выбирать на участке $[0, \pi]$. Количество углов наблюдения L выберем большим, чем количество неизвестных коэффициентов. Далее, подставив значения θ_0 в (8), получим переопределенную систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов A_k^l , которую запишем в матричном виде:

$$DA = U_0. \quad (15)$$

Здесь $D = \begin{pmatrix} D_1 \\ D_2 \\ \vdots \\ D_L \end{pmatrix}$ – прямоугольная матрица системы с размерами $L \times (3(N+1))$, где

$$D_i = \begin{pmatrix} D_i^{1,1} & D_i^{1,2} & D_i^{1,3} \\ D_i^{2,1} & D_i^{2,2} & D_i^{2,3} \\ D_i^{3,1} & D_i^{3,2} & D_i^{3,3} \end{pmatrix} \quad (i = 1 \dots L),$$

$$D_i^{l,l} = (1 + b\alpha_l C_0^{l,l}(\theta_{0,i}), \cos \theta_{0,i} + b\alpha_l C_1^{l,l}(\theta_{0,i}), \dots \\ \dots \cos N\theta_{0,i} + b\alpha_l C_N^{l,l}(\theta_{0,i})) \quad (l, m = 1, 2, 3),$$

$$D_i^{l,m} = (b\alpha_m C_0^{l,m}(\theta_{0,i}), b\alpha_m C_1^{l,m}(\theta_{0,i}), \dots, b\alpha_m C_N^{l,m}(\theta_{0,i})) \\ (l, m = 1, 2, 3 \quad l \neq m),$$

$$b = \frac{h(k_1^2 - k_0^2)}{4j};$$

$A^T = (A_0^1, A_1^1, \dots, A_N^1; A_0^2, A_1^2, \dots, A_N^2; A_0^3, A_1^3, \dots, A_N^3)$ – матрица неизвестных коэффициентов;

$$U_0 = \begin{pmatrix} U_{0,1} \\ U_{0,2} \\ \vdots \\ U_{0,L} \end{pmatrix} \text{ – вектор правых частей,}$$

$$U_{0,i} = \begin{pmatrix} u_0(\vec{X}_1(\theta_{0,i})) \\ u_0(\vec{X}_2(\theta_{0,i})) \\ u_0(\vec{X}_3(\theta_{0,i})) \end{pmatrix}.$$

Приближенное решение переопределенной системы уравнений (15) будем находить из условия минимума суммы квадратов невязок [3]. Определив таким образом коэффициенты разложения полного поля в слое диэлектрика и подставив в правую часть выражения (5), получим полное поле антенной системы с обтекателем в любой точке пространства. При этом, для нахождения ДН антенной системы можно воспользоваться асимптотикой функции $F(\vec{X}, \vec{\xi})$ при $|\vec{X}| \rightarrow \infty$. Для проверки ра-

ботоспособности предложенной методики и построенного на ее основе вычислительного алгоритма необходимо применить его к простой задаче, решение которой имеет ясную физическую интерпретацию. Это необходимо также для того, чтобы оценить (хотя бы приблизительно) некоторые параметры вычислительного алгоритма, а так же их зависимость от электрических размеров рассеивающего объекта. К таким параметрам относятся: количество гармоник, необходимых для отыскания полного поля; количество интервалов интегрирования в слое диэлектрика, обеспечивающих сходимость интегралов при вычислении коэффициентов $C_k^{l,m}$.

2. Результаты математического моделирования рассеяния цилиндрической электромагнитной волны на диэлектрической пластине конечных размеров

Пусть источник цилиндрической волны (токовая нить), расположен в точке P с радиус-вектором $\vec{X}_p = (x_p, y_p)$ (рис. 4).

Первичное поле при этом имеет вид $F(\vec{X}, \vec{X}_p)$. Далее, используя изложенную выше методику рассчитаем полное поле на вынесенной апертуре EF . Приведем результаты некоторых расчетов для следующих параметров пластины: ширина пластины $a = 10\lambda_0$, (λ_0 – длина волны в свободном пространстве) диэлектрическая проницаемость $\epsilon_1 = 4$. На рис. 5 представлены зависимости от координаты x отношения амплитуды полного поля к амплитуде падающей на EF в отсутствие плас-

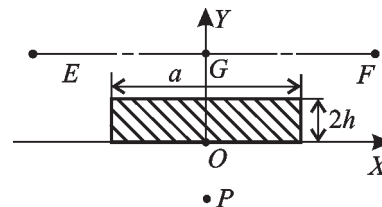


Рис. 4. К рассеянию цилиндрической электромагнитной волны на диэлектрической пластине конечных размеров

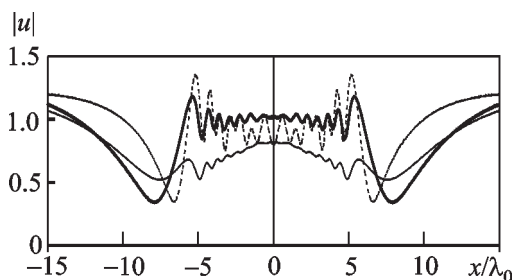


Рис. 5. Зависимость отношения амплитуды полного поля к амплитуде падающей волны: сплошная жирная линия соответствует толщине пластины $2h = 0.5\lambda_1$, пунктирная линия — $2h = 0.8\lambda_1$, сплошная тонкая линия — $2h = 0.3\lambda_1$

тины волны для различных значений толщины пластины при расстоянии λ_0 до апертуры. Здесь сплошной жирной линией показана амплитуда поля для случая, когда толщина пластины $2h$ равна $0.5\lambda_1$, пунктирная линия соответствует толщине — $0.8\lambda_1$, сплошная тонкая линия — $0.3\lambda_1$, (λ_1 — длина волны в диэлектрике).

Анализ кривых на рис. 5 показывает, что в пределах проекции полосы на вынесенную апертуру поле имеет осциллирующий характер, обусловленный рассеянием первичной волны на краях пластины. При этом по мере приближения к центру проекции амплитуда колебаний заметно уменьшается. Видно, что сразу за пределами проекции пластины ($5 < x/\lambda_0 < 13$) наблюдается провал амплитуды поля.

Заметим, что в точке G вычисляемое отношение амплитуд, как и следовало ожидать, в случае полуволновой толщины пластины равно 1. Для полос с толщинами $0.3\lambda_1$ и $0.8\lambda_1$ отношение амплитуд в точке G приближенно равно 0.8. Этот результат хорошо согласуется с известным решением задачи о падении плоской электромагнитной волны на бесконечный диэлектрический лист [1].

При проведении расчетов оказалось, что в рассматриваемом случае для решения задачи потребовалось 40 гармоник, а количество интервалов, на которых применялась пятиточечная формула Гаусса, было равно 10. При этом относительная погрешность вычисления поля не превышала 5 %.

3. Результаты математического моделирования излучения антенной решетки с диэлектрическим обтекателем оживальной формы

Рассмотрена эквидистантная семиэлементная антенная решетка, поле которой представляет собой суперпозицию источников цилиндрической волны (токовых нитей), расположенных в основании обтекателя симметрично его оси. Расстояние между элементами решетки l_Φ равно половине длины волны в свободном пространстве. Отклонение максимума ДН на угол θ_0 обеспечивалось путем дискретного линейного изменения фазы полей токовых нитей, при котором разность фаз между соседними элементами составляет $2\pi(l_\Phi/\lambda_0)\sin\theta_0$.

При расчетах использованы параметры реального обтекателя $\mu = 9.47$, $\alpha = 1.51$, $\nu = 0.265$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon_1 = 8$, толщина стенки $\delta = 0.523\lambda_0$ (осуществлено согласование толщины для угла сканирования $\theta_0 = 15^\circ$, $\lambda_0 = 0.027$ м). На рис. 6 представлены результаты расчетов ДН антенной системы, нормированные относительно максимума ДН без обтекателя, полученные для различных углов сканирования. Жирной линией показаны ДН решетки с учетом влияния обтекателя, тонкой — без обтекателя.

Главный лепесток ДН в присутствии обтекателя при $\theta_0 = 0^\circ$ (рис. 6, а) сужается и возрастает на 2 дБ, уровень ближних боковых лепестков также возрастает приблизительно на 3 дБ. Объяснить этот эффект можно тем, что в данном случае обтекатель, геометрические размеры которого больше антенной решетки, является своеобразной фокусирующей линзой. Симметричность ДН сохраняется.

При сканировании под углом $\theta_0 = 10^\circ$ (рис. 6, б) главный лепесток ДН в присутствии обтекателя расширяется, теряя симметричность, а его максимум снижается на 1.3 дБ и находится под углом 7.5° . Одновременно уровень первого бокового лепестка слева возрастает на 9.5 дБ, что по-видимому обусловлено влиянием “носика”.

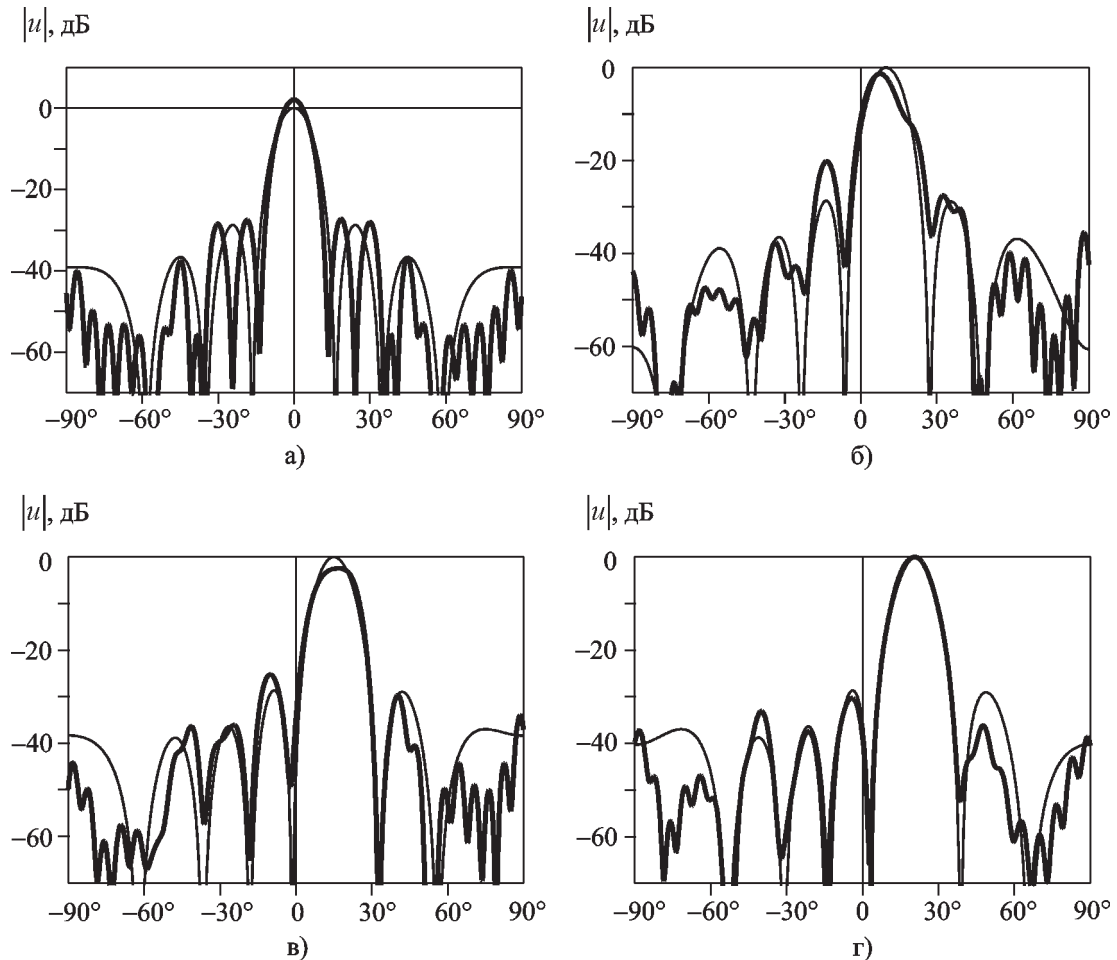


Рис. 6. Нормированные диаграммы направленности антенной решетки с учетом влияния обтекателя (жирная линия) и без обтекателя (тонкая линия): а) $\theta_0 = 0^\circ$, б) $\theta_0 = 10^\circ$, в) $\theta_0 = 15^\circ$, г) $\theta_0 = 20^\circ$

При “согласованном” сканировании под углом $\theta_0 = 15^\circ$ (рис. 6, в), максимум ДН (-2.5 дБ) находится под углом 15° , а форма главного лепестка ДН практически не изменяется. Уровень первого бокового лепестка возрастает на 3 дБ.

При сканировании под углом $\theta_0 = 20^\circ$ (рис. 6, г), основной и ближние лепестки ДН практически не изменяются. Это объясняется уменьшением влияния “носика” на ДН в главном направлении и практически согласованной толщиной стенки обтекателя (толщина согласованной стенки для угла сканирования 20° равна $0.521\lambda_0$).

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод, что искажение обтекателем излучения антенной решетки может привести

к возникновению существенных ошибок пеленга за счет смещения максимума ДН.

Разработанная в статье методика позволяет рассчитать поле излучения антенной системы с обтекателем, имеющим переменную толщину стенки, что, по-видимому, позволит улучшить пеленгационные характеристики такой системы. Отметим также, что предложенная методика может быть с некоторыми изменениями применена к расчету H -поляризованных полей излучения.

Литература

1. Обтекатели антенн. Пер. с англ. под ред. А. И. Шпунгова. Москва, Советское радио, 1950, 263 с.

2. Б. А. Пригода, В. С. Кокунько. Обтекатели антенн летательных аппаратов. Москва, Машиностроение, 1978, 120 с.
3. Р. В. Хемминг. Численные методы. Пер. с англ. под ред. Р. С. Гутера. Москва, Наука, 1968, 400 с.
4. О. И. Сухаревский. Радиотехника. 1982, вып. 64, с. 41-47.
5. Г. Н. Ватсон. Теория бесселевых функций. Пер. с англ. под ред. В. С. Бермана. Москва, Иностранная литература, 1949, 798 с.

Calculation of Radiation by Array Antenna with Nose Dielectric Radome

**S. V. Kukobko, S. V. Nechitailo,
A. Z. Sazonov, O. I. Sukharevsky**

The paper examines the calculation method for the radiation field of a two-dimensional model of array antenna under an ogival radome. The analysis is based on the integral equation solution relative to the field in the radome layer. Results of directional patterns calculation for different angles of scanning by array antenna are presented. Examination of radome influence on the array antenna radiation has been made.