

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ  
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

## **РАДИОТЕХНИКА**

**Всеукраинский межведомственный  
научно-технический сборник**

Основан в 1965 г.

**ВЫПУСК 145**

Харків  
Харківський національний  
університет радіоелектроніки  
2006

В. А. ДОРОШЕНКО, канд. физ.-мат. наук, Е. К. СЕМЕНОВА, канд. физ.-мат. наук,  
Я. В. ДОРОШЕНКО, С. В. РУЖИЦКАЯ

## ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА СТРУКТУРЕ ИЗ ДВУХ КОАКСИАЛЬНЫХ НЕЗАМКНУТЫХ КОНУСОВ

### Введение

Незамкнутые конические и биконические структуры находят применение не только в антенной технике, но и в радиолокации, поскольку на их основе могут создаваться радиолокационные отражатели с определенными рассеивающими свойствами [1]. Известно, что для излучения мощных сверхширокополосных импульсов диаграмма направленности (ДН) элемента сканирующей антенной решетки должна быть однонаправленной и близкой к кардиоидной [2, 3]. Сверхширокополосная антенна, выполненная на базе сплошного конуса или биконуса, не удовлетворяет требованию однонаправленности ДН. Использование рефлектора для создания кардиоидной ДН резко ухудшает импедансные характеристики конической структуры и увеличивает габариты [2]. Одним из путей разрешения этой проблемы является замена сплошной поверхности незамкнутой. В связи с этим интерес возникает к исследованию задачи дифракции плоской электромагнитной волны на сложных незамкнутых конических структурах. Результаты исследований, в частности, позволят выяснить поведение поля у вершины конуса с продольными щелями, что может быть использовано при диагностике трещин на конической поверхности [4].

Цель данной работы – исследование задачи дифракции плоской электромагнитной волны на структуре, состоящей из двух коаксиальных круговых идеально проводящих конусов с периодическими продольными щелями, и изучение ее рассеивающих свойств.

### Постановка задачи

Пусть на структуру  $\Sigma$  (рис. 1), состоящую из двух полубесконечных круговых идеально проводящих тонких конусов  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$  с периодически прорезанными вдоль образующих  $N$  щелями ( $\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2$ ) и общей вершиной, падает вдоль оси рассматриваемой поверхности плоская электромагнитная волна. Обозначим через  $2\gamma_j$  угол раскрыва конуса  $\Sigma_j$ ,  $j = 1, 2$ ,  $d_j$  – ширину щелей,  $l = 2\pi/N$  – период структуры. Ширина щелей и период – угловые величины, равные величинам двугранных углов, которые образованы плоскостями, проведенными через ось структуры и ребра соседних конических секторов. Во введенной сферической системе координат  $r, \theta, \varphi$  с началом в вершине поверхности конусы  $\Sigma_j$  определяются уравнениями  $\theta = \gamma_j$ . Для определенности считаем падающую плоскую волну Е-поляризованной, поле которой меняется по гармоническому закону  $e^{-i\omega t}$ :

$$\vec{E}^{(0)} = (E_x^{(0)}, 0, 0), \quad \vec{H}^{(0)} = (0, H_y^{(0)}, 0), \quad E_x^{(0)} = e^{ikz}, \quad H_y^{(0)} = \frac{1}{w} e^{ikz}, \quad (1)$$

$k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu}$  – волновое число,  $\varepsilon, \mu$  – параметры однородной и изотропной среды с волновым сопротивлением  $w$ , внутри которой расположена коническая поверхность. Электромагнитное поле  $\vec{E}, \vec{H}$  в пространстве с конической структурой  $\Sigma$  удовлетворяет уравнениям Максвелла, граничному условию обращения тангенциальной составляющей электрического поля на конических секторах, условию излучения и условию ограниченности энергии. Электроди-

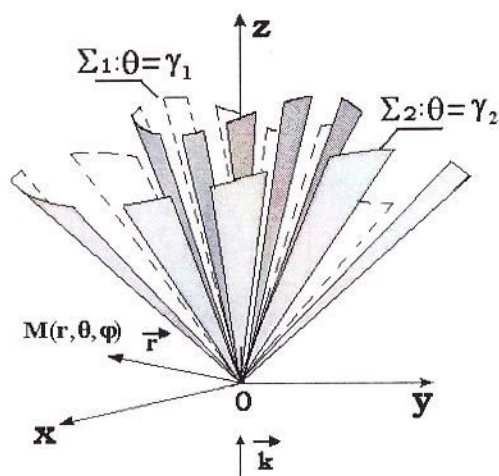


Рис. 1.

намическая задача в такой постановке имеет единственное решение [5]. В силу линейности рассматриваемой дифракционной задачи представим искомое поле  $\vec{E}, \vec{H}$  в виде

$$\vec{E} = \vec{E}^{(0)} + \vec{E}^{(1)}, \quad (2)$$

$$\vec{H} = \vec{H}^{(0)} + \vec{H}^{(1)}, \quad (3)$$

где поле  $\vec{E}^{(1)}, \vec{H}^{(1)}$  обусловлено присутствием конической структуры (дифрагированное поле). При решении электродинамических задач в сферической системе координат удобно использовать электрический  $v^{(1)}(r, \theta, \varphi)$  и магнитный  $v^{(2)}(r, \theta, \varphi)$  потенциалы Дебая. Составляющие электромагнитного поля выражаются через потенциалы Дебая  $v^{(\chi)}$  посредством формул [6]:

$$\begin{aligned} E_r &= \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) (rv^{(1)}) & H_r &= \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) (rv^{(2)}) \\ E_\theta &= \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (rv^{(1)}) + \frac{ikw}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} v^{(2)} & H_\theta &= -\frac{ik}{w \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} v^{(1)} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (rv^{(2)}) \\ E_\varphi &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} (rv^{(1)}) - ikw \frac{\partial}{\partial \theta} v^{(2)} & H_\varphi &= \frac{ik}{w} \frac{\partial}{\partial \theta} v^{(1), \varphi} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} (rv^{(2)}) \end{aligned} \quad (4)$$

Искомый потенциал  $v^{(\chi)}$  удовлетворяет является решением первой ( $\chi = 1$ ) или второй ( $\chi = 2$ ) внешней краевой задачи уравнения Гельмгольца для конической геометрии [7]. В соответствии со структурой электромагнитного поля (2), (3) запишем потенциалы  $v^{(\chi)}$ ,  $\chi = 1, 2$ , в виде

$$v^{(\chi)} = v_0^{(\chi)} + v_1^{(\chi)}, \quad (5)$$

где потенциалы  $v_1^{(\chi)}$  соответствуют полю  $\vec{E}^{(1)}, \vec{H}^{(1)}$ , а потенциалы  $v_0^{(\chi)}$  – полю плоской волны  $\vec{E}^{(0)}, \vec{H}^{(0)}$  (1), причем  $v_0^{(\chi)} = -\frac{1}{(w)^{1-\chi}} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2}\chi - \varphi\right)}{k^2 r \sin \theta} \left( \cos kr + i \cos \theta \sin kr - e^{ikr \cos \theta} \right)$ .

Для решения задачи используем интегральные преобразования Конторовича-Лебедева в форме

$$\Psi(r) = -\frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau e^{-\frac{\pi \tau}{2}} \tilde{\Psi}(\tau) \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad \tilde{\Psi}(\tau) = \int_0^{+\infty} \Psi(r) e^{-\frac{\pi \tau}{2}} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} dr,$$

где  $H_{i\tau}^{(1)}(kr)$  – функция Ханкеля первого рода и представим  $v_1^{(\chi)}$  в виде

$$v_1^{(\chi)} = v_{1, \text{pacx}}^{(\chi)} + v_{1, \text{cx}}^{(\chi)}. \quad (6)$$

$$v_{1, \text{pacx}}^{(\chi), E} = -\frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \tau \operatorname{sh} \pi \tau e^{-\frac{\pi \tau}{2}} \hat{v}_{1, \text{pacx}}^{(\chi), E} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} d\tau,$$

$$\hat{v}_{1, \text{pacx}}^{(s), E} = - \sum_{m=-1; 1} \tilde{a}_{m\tau}^{(s), E} \tilde{b}_{m\tau}^{(s)} \tilde{U}_{m\tau}^{(s)},$$

$$\hat{v}_{\text{pac}, \text{cx}}^{(s), E} = -\frac{i \sin kr}{2 k^2 r} \frac{d^{s-1}}{d\gamma_2^{s-1}} \left( \operatorname{tg} \frac{\gamma_2}{2} \right) \sum_{m=-1; 1} \left( -\frac{i |m|}{w m} \right)^{s-1} \tilde{U}_m^{(s)},$$

где  $\tilde{b}_{m\tau}^{(s)} = \frac{d^{s-1}}{d\gamma_2^{s-1}} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma_2)$ . В силу периодичности решения задачи по азимутальной координате  $\varphi$  неизвестные функции  $\tilde{U}_{m\tau}^{(\chi)}(\theta, \varphi)$  и  $\tilde{\tilde{U}}_m^{(\chi)}(\theta, \varphi)$  раскладываются в ряд Фурье, коэффициенты которого  $y_{m,n}^{(\chi)}$  являются решением двух связанных систем линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа следующего вида:

$$Y(\chi) = A(\chi)Y(\chi) + B(\chi). \quad (7)$$

В случае конуса с продольными щелями и сплошным внутренним коническим экраном, а также одиночного конуса с продольными щелями связанные системы (7) превращаются в одну систему линейных уравнений второго рода, решение которой можно получить (в силу компактности матричного оператора) либо методом редукции (для произвольных параметров задачи), либо методом последовательных приближений (матричный оператор является сжимающим) для полупрозрачного конуса.

#### Аналитическое решение для полупрозрачного конуса с внутренним сплошным экраном

Рассмотрим задачу дифракции плоской волны на конусе с продольными щелями  $\Sigma_2$  и вставкой в виде сплошного конического экрана  $\Sigma_1$ , когда число щелей велико, а их ширина  $d_2$  сравнима с периодом  $l$  при условии существования предела

$$W_\chi = \lim_{\substack{N \rightarrow +\infty \\ d_2/l \rightarrow 2-\chi}} \left[ -\frac{1}{N} \ln \sin \left( \frac{\pi}{2} (\chi - d_2/l) \right) \right] > 0. \quad (8)$$

Коническая поверхность, которая определяется пределом (8) обладает свойством частично пропускать и частично отражать падающее на нее поле. Структуры с такими свойствами называются полупрозрачными [8] и являются частными случаями анизотропно проводящих поверхностей [9]. В случае полупрозрачного конуса  $\Sigma_2$

а)  $N \gg 1$ ,  $(l - d_2)/l \ll 1$ ,  $W_2 = 0$ ,

$$W_1 = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ d_2/l \rightarrow 1}} \left[ -\frac{1}{N} \ln \cos \frac{\pi d_2}{2l} \right] > 0. \quad (9)$$

Электрический потенциал Дебая  $v_1^{(1)}$  (5), (6) в этом случае может быть представлен в виде

$$v_1^{(1)} = v_1^{(1), \text{сплн.}\Sigma_1} + v_1^{(1), \Sigma_{1,2}}, \quad (10)$$

где  $v_1^{(1), \text{сплн.}\Sigma_1}$  соответствует потенциалу при дифракции плоской волны (1) на одиночном (в отсутствие  $\Sigma_2$ ) сплошном конусе  $\Sigma_1$  [7], а слагаемое  $v_1^{(1), \Sigma_{1,2}}$  учитывает присутствие конуса  $\Sigma_1$  и полупрозрачного конуса  $\Sigma_2$ , причем

$$\begin{aligned} v_1^{(1), \Sigma_{1,2}} = \cos \varphi \int_0^{+\infty} \varpi_{i\tau} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} A_{i\tau} \frac{1 - C_{i\tau}^{(1), -1}(\gamma_1, \gamma_2)}{A_{i\tau} + 2W_1} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{-1}(\cos \gamma_2)}{P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \gamma_2)} P_{-1/2+i\tau}^{-1}(-\cos \theta) d\tau - \\ - itg^2(\gamma_2/2) \frac{(1 - tg^2(\gamma_1/2)/tg^2(\gamma_2/2))^2}{1 - tg^2(\gamma_1/2)/tg^2(\gamma_2/2) + 2W_1} \cos \varphi \cdot ctg \frac{\theta \sin kr}{2 k^2 r}, \quad \gamma_2 < \theta < \pi, \quad (11) \end{aligned}$$

$$C_{it}^{(\chi),M}(\gamma_\kappa, \gamma_j) = \frac{\frac{d\chi^{-1}}{d\gamma_\kappa^{\chi^{-1}}} P_{-1/2+it}^M(\cos \gamma_\kappa) \frac{d\chi^{-1}}{d\gamma_j^{\chi^{-1}}} P_{-1/2+it}^M(-\cos \gamma_j)}{\frac{d\chi^{-1}}{d\gamma_\kappa^{\chi^{-1}}} P_{-1/2+it}^M(-\cos \gamma_\kappa) \frac{d\chi^{-1}}{d\gamma_j^{\chi^{-1}}} P_{-1/2+it}^M(\cos \gamma_j)},$$

$$A_{it} = \frac{\pi(\tau^2 + 1/4)}{ch\pi\tau} P_{-1/2+it}^{-1}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \gamma_2) \left[ 1 - C_{it}^{(1),-1}(\gamma_1, \gamma_2) \right],$$

$$\varpi_{it} = -\frac{1}{k} \sqrt{\frac{\pi}{2k}} e^{i\frac{\pi}{4}} \tau th\pi\tau \cdot e^{-\frac{\pi\tau}{2}}.$$

Аналогичные представления для  $\nu_1^{(1),\Sigma_{1,2}}$  имеет место и при  $\gamma_1 < \theta < \gamma_2$ . Предельный переход в (11) при  $W_1 \rightarrow 0$ , что соответствует превращению полупрозрачной структуры в сплошной конус  $\Sigma_2$ , приводит к потенциалу для сплошного конуса  $\Sigma_2$  [10]. Магнитный потенциал  $\nu_1^{(2)}$  не испытывает влияния щелей и такой, как у сплошного конуса. Устремляя  $\gamma_1$  к нулю (внутренний конус  $\Sigma_1$  исчезает) в представлениях (10), (11), получаем потенциал Дебая  $\nu_1^{(1)}$  для одиночного полупрозрачного конуса  $\Sigma_2$ :

$$\nu_1^{(1)} = \cos \varphi \int_0^{+\infty} \varpi_{it} \frac{H_{it}^{(1)}(kr) \tau(\tau^2 + 1/4)}{\sqrt{r} \sigma_{it}} P_{-1/2+it}^{-1}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \gamma_2) \times$$

$$\times P_{-1/2+it}^{-1}(\cos \theta) d\tau - \frac{i \cos \varphi}{k^2 1 + 2W_1} \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \frac{\sin kr}{r}, \quad 0 < \theta < \gamma_2,$$

$$\nu_1^{(1)} = \cos \varphi \int_0^{+\infty} \varpi_{it} \frac{H_{it}^{(1)}(kr) \tau(\tau^2 + 1/4)}{\sqrt{r} \sigma_{it}} \left[ P_{-1/2+it}^{-1}(\cos \gamma_2) \right]^2 P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \theta) d\tau -$$

$$-\frac{i \cos \varphi}{k^2 1 + 2W_1} \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma_2}{2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \frac{\sin kr}{r}, \quad \gamma_2 < \theta < \pi,$$

$$\sigma_{it} = \left( \tau^2 + 1/4 \right) P_{-1/2+it}^{-1}(\cos \gamma_2) P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \gamma_2) + \frac{2}{\pi} W_1 ch\pi\tau.$$

Магнитный потенциал для дифрагированного поля в случае одиночного полупрозрачного конуса (9) равен нулю. Отсюда следует, что дифрагированное поле в случае а) полупрозрачного конуса определяется только одним потенциалом  $\nu_1^{(1)}$ . По этой причине не имеет радиальной составляющей магнитного поля и является полем ТМ-типа; б)  $N \gg 1$ ,  $d_2/l \ll 1$ ,  $W_1 = 0$ ;

В этом случае полупрозрачный конус определяется существованием предела

$$W_2 = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ d_2/l \rightarrow 0}} \left[ -\frac{1}{N} \ln \sin \frac{\pi d_2}{2l} \right] > 0, \quad (12)$$

и наличие неоднородностей в виде большого числа узких щелей оказывает влияние только на магнитный потенциал Дебая  $\nu_1^{(1)}$ , структура которого может иметь вид

$$\nu_1^{(2)} = \nu_1^{(2),\text{сплн.}\Sigma_2} + \tilde{\nu}_1^{(2),\Sigma_{1,2}}, \quad (13)$$

где  $\nu_1^{(2),\text{сплн.}\Sigma_2}$  – магнитный потенциал Дебая для сплошного конуса  $\Sigma_2$  [10], слагаемое  $\tilde{\nu}_1^{(2),\Sigma_{1,2}}$  соответствует взаимодействию полей вследствие присутствия конусов  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$ , причем

$$\begin{aligned} \tilde{v}_1^{(2), \Sigma_{1,2}} = & -\frac{1}{w} \sin \varphi \int_0^{+\infty} \frac{H_{it}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} \hat{A}_{it} \Omega_{it}^{(2), -1} P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \theta) d\tau \\ & - \frac{i}{2wW_2} \Omega(\gamma_1, \gamma_2, W_2) \sin \varphi \cdot \operatorname{ctg} \frac{\theta \sin kr}{2 k^2 r}, \quad \gamma_2 < \theta < \pi, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\Omega_{it}^{(2), -1}(\gamma_1, \gamma_2, W_2) = \varpi_{it} \frac{1 - C_{it}^{(2), -1}(\gamma_1, \gamma_2) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+it}^{-1}(\cos \gamma_2)}{\hat{A}_{it} + 2W_2 \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \gamma_2)},$$

$$\Omega(\gamma_1, \gamma_2, W_2) = \frac{\operatorname{tg}^2(\gamma_2/2) - \operatorname{tg}^2(\gamma_1/2)}{1 - \operatorname{tg}^2(\gamma_1/2) / \operatorname{tg}^2(\gamma_2/2) + 1/2W_2},$$

$$\hat{A}_{it} = -\frac{ch\pi\tau}{\pi \sin^2 \gamma_2 (\tau^2 + 1/4)} \frac{1}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+it}^{-1}(\cos \gamma_2) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \gamma_2)} \frac{1}{1 - C_{it}^{(2), -1}(\gamma_1, \gamma_2)}.$$

Аналогичное представление имеет место и для  $0 < \theta < \gamma_2$ . Выражение для  $v_1^{(2)}$  удобно для учета «поправочного» поля к полю сплошного конуса  $\Sigma_2$  за счет неоднородностей в виде большого числа узких продольных щелей и наличия конуса  $\Sigma_1$ . Для учета поправки к полю сплошного конуса  $\Sigma_1$  за счет присутствия полупрозрачного конуса  $\Sigma_2$  и взаимодействия полей удобно пользоваться следующим представлением:

$$v_1^{(2)} = v_1^{(2), \text{сплн.}\Sigma_1} + v_1^{(2), \Sigma_{1,2}}, \quad (15)$$

где  $v_1^{(2), \text{сплн.}\Sigma_1}$  – магнитный потенциал Дебая для сплошного конуса  $\Sigma_1$ , а

$$\begin{aligned} v_1^{(2), \Sigma_{1,2}} = & \frac{2}{w} W_2 \sin \varphi \int_0^{+\infty} \frac{H_{it}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} \Omega_{it}^{(2), -1} P_{-1/2+it}^{-1}(-\cos \theta) d\tau + \\ & + \frac{i}{w} \Omega \left( 1 - \frac{\operatorname{tg}^2(\gamma_1/2)}{\operatorname{tg}^2(\gamma_2/2)} \right) \sin \varphi \cdot \operatorname{ctg} \frac{\theta \sin kr}{2 k^2 r}, \quad \gamma_2 < \theta < \pi. \end{aligned} \quad (16)$$

Электрический потенциал Дебая в таком случае полупрозрачного конуса не испытывает влияния щелей и такой, как у сплошного конуса:  $v_1^{(1)} = v_1^{(1), \text{сплн.}\Sigma_2}$ . Переход к пределу в (14), (16) при  $W_2 \rightarrow +\infty$  (конус  $\Sigma_2$  исчезает) приводит к представлению для магнитного потенциала Дебая в случае сплошного конуса. В результате предельного перехода в выражении (15), (16) при  $\gamma_1 \rightarrow 0$  получаем выражение для магнитного потенциала Дебая для одиночного полупрозрачного конуса  $\Sigma_2$ , который определяется существованием предела (12).

### Численное решение. Поле в волновой зоне и вблизи вершины

На основе полученного численного решения системы (7) методом редукции проведен анализ распределения поля в волновой зоне, где дифрагированное поле представляет собой только уходящую волну. Дифрагированное поле можно представить в виде суммы зеркально отраженного поля от поверхности конуса и поля, обусловленного наличием вершины. В области пространства, определенного неравенством  $2\gamma_2 < \theta$ , отсутствует поле зеркального отражения и распределение дифрагированного поля характеризуется только полем, рассеянным общей вершиной конической структуры  $\Sigma$ . Использование асимптотики потенциала (6) при  $kr \gg 1$ , а также представления для составляющих поля (4) и численное решение (7), позволяет численно изучить распределение дифрагированного поля в волновой зоне.

На рис. 2 приведены диаграммы распределения поля в волновой зоне ( $\theta > 2\gamma_2$ ) в присутствии одиночного конуса с одной продольной щелью (ось щели совпадает с лучом  $\varphi = 0^0$ )  $\Sigma_2$  ( $\gamma_2 = \pi/8$ ) с внутренним экраном  $\Sigma_1$  ( $\gamma_1 = \pi/10$ ) и без него ( $\gamma_1 = 0$ ). Анализ диаграмм показал, что формой диаграммы можно управлять путем изменения ширины щели и углов раскрыва конусов. С помощью одиночного конуса с продольной щелью представляется возможным получить распределение поля в пространстве, диаграмма для которого имеет форму кардиоиды при угловой ширине щели, изменяющейся в пределах между  $120^0$  и  $210^0$ , после чего она приобретает форму эллипса. Внесение сплошного конуса во внутреннюю область конуса с продольной щелью влияет на форму диаграммы распределения поля в волновой зоне, вследствие чего исчезает “провал” напротив щели. С расширением щели все более проявляется влияние внутреннего сплошного экрана и диаграмма принимает форму эллипса.

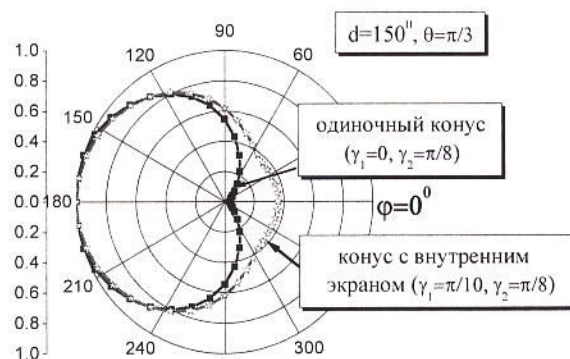


Рис. 2

Электрическое поле вблизи вершины ( $kr \ll 1$ ) незамкнутой конической поверхности асимптотически ведет себя следующим образом:

$$|\vec{E}| \sim |kr|^{-1+\alpha}, \text{ где } \alpha = -1/2 + \zeta_0^{(1)},$$

$\zeta_0^{(1)}$  – наименьшее спектральное значение первой краевой задачи для электрического потенциала Дебая  $v^{(1)}$ . Аналогично, магнитное поле у вершины конической поверхности асимптотически определяется так:

$$|\vec{H}| \sim |kr|^{-1+\beta}, \text{ где } \beta = -1/2 + \zeta_0^{(2)},$$

$\zeta_0^{(2)}$  – наименьшее спектральное значение второй краевой задачи для магнитного потенциала Дебая  $v^{(2)}$ .

Так, на рис.3, 4 приведены кривые зависимостей параметров  $\alpha$  и  $\beta$  от ширины щели  $d_2^0$ , описывающих степень сингулярности поля, для частного случая рассматриваемой структуры – плоскости ( $\gamma_2 = \pi/2$ ) с продольной расширяющейся щелью (рис.3) и плоскости с расширяющейся щелью и расположенным над ней сплошным конусом  $\gamma_1 = \pi/8$  (рис.4).

На основании полученных графиков можно сделать вывод о том, что присутствие сплошного конуса внутри конуса с щелью уменьшает особенность электрического поля у вершины и слабо влияет на поведение магнитного поля. При  $d_2 = 180^0$  плоскость с вырезом превращается в полуплоскость, а особенности  $E$  и  $H$  поля приобретают известную корневую особенность  $|kr|^{-1/2}$  у края полуплоскости [5]. Этот факт свидетельствует о достоверности полученных результатов.

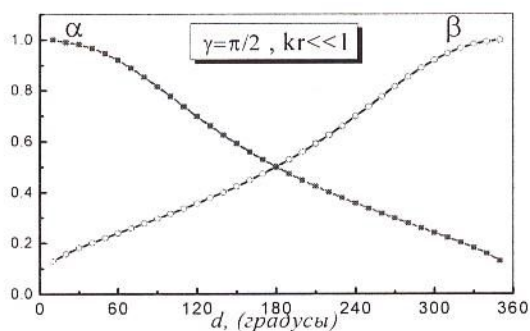


Рис. 3

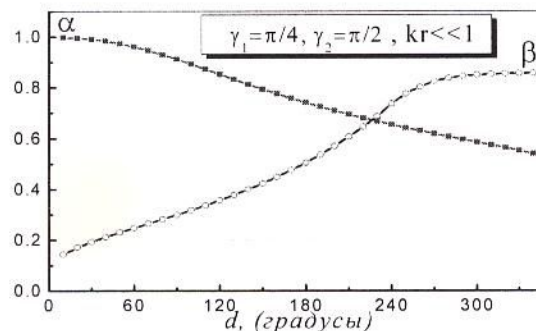


Рис. 4

### Заключение

В работе проведено исследование трехмерной задачи дифракции плоских электромагнитных волн на сложной незамкнутой конической структуре, состоящей из двух конусов с продольными щелями. Для решения поставленной задачи был развит строгий численно-аналитический метод, основанный на использовании интегрального преобразования Конторовича-Лебедева в сочетании с методом полуобращения. В результате исходная задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа. В случае полупрозрачного конуса с внутренним сплошным экраном получено аналитическое решение, которое позволяет качественно изучить влияние неоднородностей в виде продольных щелей и сплошной вставки на основные характеристики рассеяния, а также исследовать спектр краевой электродинамической задачи и структуру поля. На основе численного решения проанализировано влияние продольной щели на формирование поля в пространстве. Показано, что с помощью конуса с продольной щелью удается получить диаграмму пространственного распределения поля, имеющую форму кардиоиды. Анализ поведения поля у вершины конической поверхности свидетельствуют о возможности управлять особенностью поля у вершины путем изменения геометрических параметров рассматриваемой структуры. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании и разработке сканирующих антенн и приборов измерительной техники.

**Список литературы:** 1. Гошин Г.Г. Граничные задачи электродинамики в конических областях. Томск: Изд-во Томск. ун-та. 1987. 127с. 2. Андреев Ю.А., Буянов Ю.И., Кошелев В.И., Сухушин К.Н. Элемент сканирующей антенной решетки для излучения мощных сверхширокополосных электромагнитных импульсов // Радиотехника и электроника. 1999. Т.44, № 5. С.531-537. 3. Астанин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. М.: Радио и связь, 1989. 191 с. 4. Колодий Б.И., Куриляк Д.Б. Осесимметричные задачи дифракции электромагнитных волн на конических поверхностях. Киев: Наук. думка. 1995. 167 с. 5. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428 с. 6. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М: Радио и связь, 1988. 7. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. Возбуждение незамкнутых конических и биконических структур // Электромагнитные волны и электронные системы. 2003. Т.8, №6. С.4-78. 8. Войтович Н.Н., Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н. и др. Электродинамика антенн с полупрозрачными поверхностями: Методы конструктивного синтеза. М.: Наука. 1989. 176с. 9. Курушин Е.П., Нефедов Е.И., Фиалковский А.Т. Дифракция электромагнитных волн на анизотропных структурах. М.: Наука. 1975. 196 с. 10. Горяинов А.С. Дифракция плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси конуса // Радиотехника и электроника. 1961. Т.6, №1. С.47-57.

Харьковский национальный  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.12.2005

## УДК 621.3

Сборник включен в список специальных изданий ВАК Украины по физико-математическим и техническим наукам.

*Регистрационное свидетельство КВ № 4486 от 22. 08. 2000.  
Ответственность за содержание статей несут авторы.*

**Редакционная коллегия:** главный редактор *В.М. Шокало*, д-р техн.наук, проф.; зам. главного редактора *А.И. Лучанинов*, д-р физ.-мат.наук, проф.; ответственный секретарь *Ж.Ф. Пащенко*, канд. техн. наук, проф.; *В.М. Ажасжа*, чл.-кор. НАН Украины; *Б.М. Булгаков*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук, проф.; *Ю.Е. Гордиенко*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *А.И. Довбня*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *В.В.Кочин*, д-р техн.наук, проф.; *А. А. Коноваленко*, академик НАН Украины; *Н.И.Кравченко*, д-р техн. наук, проф.; *В.М. Кузмичев*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *Л.Н. Литвиненко*, академик НАН Украины; *И.М. Неклюдов*, академик НАН Украины; *А.Г.Пащенко*, канд. физ.-мат. наук, доцент; *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф.; *Э.Д. Прохоров*, д-р физ.-мат., проф.; *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф.; *А.И.Стрелков*, д-р техн. наук, проф.; *К.С. Сундучков*, д-р техн. наук, проф.; *Я.С. Шифрин*, д-р техн.наук, проф.; *С.Н. Шостка*, д-р техн. наук, проф.

*Ответственный за выпуск д-р техн. наук, проф. А.И.Стрелков*

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол № 20 от 24.02.2006.

**Адрес редакционной коллегии:** Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ), просп. Ленина, 14, Харьков, 61166, тел. (0572) 7021-397.

*Сборник «Радиотехника» включен в Каталог подписных изданий Украины.  
подписной индекс 08391*