

поверхности и неоднозначность линейного размера резонатора также будет приводить к размытию максимума резонансной характеристики, а профилирование соответствующих поверхностей – к изменению формы АЧХ.

Предложенные в работе подходы позволяют: более детально рассмотреть переходные процессы в резонаторах стоячих волн и связать их с формированием АЧХ, изучить характер изменения за время переходных процессов сигнала, проходящего через высокодобротный резонатор, разработать методы синтеза фильтрующих устройств на основе одиночных высокодобротных резонаторов с заданными АЧХ.

Существующие в настоящее время фильтры СВЧ создаются на основе принципов, изложенных в работах [7-9], и являются, как правило, многоэлементные и, соответственно, имеют все недостатки, упомянутые в начале статьи. Предложенный путь построения устройств с заданными АЧХ ведет к значительному упрощению их конструкции и улучшению основных характеристик по избирательности за счет сохранения высокой добротности на рабочих частотах.

Таким образом, проведенное в работе рассмотрение процесса формирования АЧХ в резонаторах стоячих волн позволяет выявить дополнительные возможно-

сти для анализа процесса установления колебаний в высокодобротных резонаторах и синтеза избирательных устройств с улучшенными характеристиками.

Литература: 1. Федоров И.Н. Основы электродинамики. М.: Высш. шк., 1980. 399с. 2. Менде Ф.Ф., Спицын А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. К.: Наук. думка, 1985. 240с. 3. Альтман Дж. Устройства сверхвысоких частот. М.: Мир, 1968. 487с. 4. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т.1. М.: Высш. шк., 1970. 440с. 5. Барановский М.А., Молочков А.В. Справочник токаря. Минск: Госиздат БССР, 1962. 492с. 6. Шиголов Б.М. Математическая обработка наблюдений. М.: ГИФМЛ, 1962. 344с. 7. Модель А.М. Фильтры СВЧ в радиорелейных системах. М.: Связь, 1967. 352с. 8. Маттей Д.Л., Яне Л., Джонс Е.М.Т. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. Т.1. М.: Связь, 1971. 440с. 9. Маттей Д.Л., Яне Л., Джонс Е.М.Т. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. Т.2. М.: Связь, 1971. 496с.

Поступила в редколлегию 24.02.2003

Рецензент: д-р техн. наук Менде Ф.Ф.

Бондаренко Игорь Николаевич, канд. техн. наук, доцент кафедры авиационных средств связи Харьковского института ВВС. Научные интересы: криогенная радиофизика, техника СВЧ, системы радиосвязи. Адрес: Украина, 61165, Харьков, ул. Клочковская, 228, каф. №306, тел. 30-82-16.

УДК 517.958:537.8

РАССЕЯНИЕ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НЕЗАМКНУТЫМ КОНИЧЕСКИМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

ДОРОШЕНКО В.А., СЕМЕНОВА Е.К.

Рассматривается задача дифракции плоской электромагнитной волны на конусе с периодическими продольными щелями. Описывается численное решение этой задачи и строятся диаграммы рассеяния в горизонтальной плоскости. Изучается влияние щелей на основные характеристики.

1. Введение

Неоднородные конические структуры применяются не только в антенной технике, но и в радиолокации. На их основе могут создаваться отражатели с определенными свойствами [1, 2]. Рассматриваемая коническая поверхность имеет неоднородности в виде продольных щелей и является моделью конического отражателя с управляемыми характеристиками в зависимости от угла раскрытия конуса, размеров щелей и их количества. Результаты теоретических исследований граничных электродинамических задач для соответствующих структур необходимы на стадии проектирования и разработки систем, которые содержат эти структуры в качестве элементов.

В работах [3, 4] предложен и развит подход для решения задач рассеяния поля сосредоточенного источника на конусе с продольными щелями, а в [5] найдено аналитическое решение задачи дифракции плоской электромагнитной волны на конусе с продольными щелями в частных случаях большого числа щелей; конуса с узкими щелями и узких конических секторов (лент). На основе полученного асимптотического решения проведен качественный анализ спектра граничной задачи, структуры рассеянного поля и его поведения вблизи вершины конуса в этих предельных случаях.

Целью данной работы является численное решение задачи рассеяния поля плоской волны конусом с продольными щелями произвольных размеров и изучение их влияния на основные характеристики рассеяния.

2. Постановка задачи и метод решения

Плоская электромагнитная волна, поле которой изменяется по гармоническому закону $e^{-i\omega t}$, падает на незамкнутую коническую структуру (рис. 1) и распространяется вдоль ее оси. Рассматриваемая коническая структура представляет собой полубесконечный идеально проводящий круговой конус с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями. Обозначим через 2γ угол раскрытия конуса, d – угловую ширину щелей, $l = 2\pi/N$ – период конической структуры. Поскольку конус является координатной поверхностью сферической системы

координат (r, θ, φ) , то для решения граничной задачи с конической геометрией удобно использовать эту систему координат (с началом в вершине конуса, $r = 0$), в которой коническая поверхность Σ с продольными щелями определяется уравнением $\theta = \gamma$.

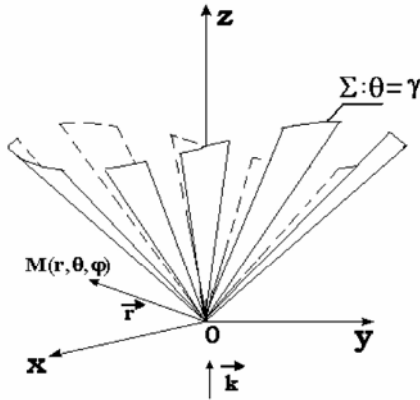


Рис.1. Геометрия структуры

Присутствие конуса в среде обуславливает появление искомого рассеянного поля $\vec{E}^{(sc)}$, $\vec{H}^{(sc)}$, в связи с чем полное поле \vec{E} , \vec{H} запишем в виде

$$\vec{E} = \vec{E}^{(in.)} + \vec{E}^{(sc.)}, \quad \vec{H} = \vec{H}^{(in.)} + \vec{H}^{(sc.)}, \quad (1)$$

где $\vec{E}^{(in.)} = (E_x^{(in.)}, 0, 0)$, $\vec{H}^{(in.)} = (0, H_y^{(in.)}, 0)$ – поле плоской волны,

$$E_x^{(in.)} = H_y^{(in.)} = e^{ikz}, \quad (2)$$

k – волновое число.

Полное поле удовлетворяет системе уравнений Максвелла, граничному условию на конических секторах, условию на бесконечности и условию ограниченности энергии. Граничная электродинамическая задача в такой постановке имеет единственное решение [6]. Для решения граничных задач в сферической системе координат удобно использовать электрический U_1 и магнитный U_2 потенциалы Дебая [7], через которые выражаются составляющие электромагнитного поля по формулам:

$$E_r = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) (rU_1), \quad H_r = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) \cdot (rU_2),$$

$$E_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (rU_1) + \frac{ik}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} U_2,$$

$$H_\theta = -\frac{ik}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} U_1 + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (rU_2),$$

$$E_\varphi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial r \partial \varphi} (rU_1) - ik \frac{\partial}{\partial \theta} U_2,$$

$$H_\varphi = ik \frac{\partial}{\partial \theta} U_1 + \frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r \partial \varphi} \cdot (rU_2).$$

Таким образом, исходная векторная граничная задача свелась к первой и второй скалярным задачам математической физики [8] для нахождения соответственно потенциалов U_1 и U_2 , которые удовлетворяют:

1) однородному уравнению Гельмгольца $\Delta U_j + k^2 U_j = 0$ вне конических секторов и источника, $j = 1, 2$;

2) краевому условию на конических секторах

$$\frac{\partial^{j-1} U_j}{\partial n^{j-1}} \Big|_{\Sigma} = 0; \quad (3)$$

3) условию на бесконечности в пространстве;

4) условию ограниченности энергии.

В соответствии со структурой полного поля (1) потенциалы Дебая U_j , соответствующие этому полю, ищем в виде

$$U = U_j^{(inc.)} + U_j^{(sc.)}, \quad (4)$$

где [2]

$$U_j^{(inc.)} = -\frac{\sin(\frac{\pi j}{2} - \varphi)}{k^2 r \sin \theta} (\cos kr + i \cos \theta \sin kr - e^{ikr \cos \theta}). \quad (5)$$

Для решения соответствующих краевых задач 1) – 4) используем интегральное преобразование Контровича-Лебедева:

$$\hat{f}(\tau) = \int_0^\infty f(r) e^{-\pi\tau/2} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} dr, \quad (6)$$

$$f(r) = -\frac{1}{2} \int_0^\infty \tau \text{sh} \pi\tau \hat{f}(\tau) e^{-\pi\tau/2} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (7)$$

здесь $H_{i\tau}^{(1)}(kr)$ – функция Ханкеля первого рода.

В соответствии с представлением потенциала $U_j^{(inc.)}$ в виде

$$U_j^{(inc.)} = \frac{1}{k} \sqrt{\frac{\pi}{2k}} e^{i\pi/4} \sin(\pi j/2 - \varphi) \times \\ \times \int_0^{+\infty} \tau \text{th} \pi\tau e^{-\pi\tau/2} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} P_{-1/2+i\tau}^{-1}(\cos \theta) d\tau + \\ + i \sin(\pi j/2 - \varphi) \text{tg} \frac{\theta \sin kr}{2 k^2 r}$$

потенциал $U_j^{(sc.)}$ ищем в виде (6), (7) [5]:

$$U_j^{(sc.)} = U_{j,\text{div.}}^{(sc.)} + U_{j,\text{cnv.}}^{(sc.)}, \quad (8)$$

$$U_{j,\text{div.}}^{(sc.)} = - \int_0^{+\infty} \frac{H_{i\tau}^{(1)}(kr)}{\sqrt{r}} \times$$

$$\times \sum_{m=-|l|}^{+|l|} \left(-i \frac{|m|}{m} \right)^{j-1} \frac{d^{j-1}}{d\gamma^{j-1}} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma) U_{m\tau}^{(j)} d\tau, \quad (9)$$

$$U_{m\tau}^{(j)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m+n}^{(j)} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+n}(\pm \cos \theta)}{d\gamma^{j-1}} e^{i(m+n)\varphi}, \quad (10)$$

$$U_{j,\text{cnv.}}^{(sc.)} = -\frac{i}{2k^2} \frac{\sin kr}{r} \frac{d^{j-1}}{d\gamma^{j-1}} \left(\text{tg} \frac{\gamma}{2} \right) \times \\ \times \sum_{m=-|l|}^{+|l|} \left(-i \frac{|m|}{m} \right)^{j-1} U_m^{(j)}, \quad (11)$$

$$U_m^{(j)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \xi_{m+nN}^{(j)} \frac{P_0^{-|m+nN|}(\pm \cos \theta)}{\frac{d^{j-1}}{d\gamma^{j-1}} P_0^{-|m+nN|}(\pm \cos \gamma)} e^{i(m+nN)\varphi}, \quad (12)$$

где $P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \theta)$ – присоединенная функция Лежандра первого рода, а неизвестные коэффициенты $x_p^{(j)}$ и $\xi_p^{(j)}$ связаны соотношением $\xi_p^{(j)} = \lim_{i\tau \rightarrow 1/2} x_p^{(j)}$. Верхние знаки в (10), (12) соответствуют области $0 < \theta < \gamma$, а нижние $-\gamma < \theta < \pi$.

Таким образом, для определения потенциалов Дебая (4), (8)-(12) требуется найти их коэффициенты Фурье $x_p^{(j)}$. Парные сумматорные уравнения для них получаются в результате применения краевого условия (3) на конических секторах и условия непрерывности поля в щелях, и имеют вид:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n}^{(j)} e^{inN\varphi} = e^{im_0N\varphi}, \quad \pi d/1 < |N\varphi| \leq \pi, \quad (13)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} [N(n+v)]^{\alpha(j)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}^{(j)}) x_{m,n}^{(j)} e^{inN\varphi} = 0, \quad (14)$$

$$|N\varphi| < \pi d/1,$$

$$\begin{aligned} & [N(n+v)]^{\alpha(j)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}^{(j)}) = \\ & = \frac{(-1)^{(n+v)N+j-1} \text{ch}\pi\tau \Gamma(1/2+i\tau+(n+v)N)}{\pi(\sin \gamma)^{1-\alpha(j)} \Gamma(1/2+i\tau-(n+v)N)} \times \\ & \times \frac{1}{\frac{d^{j-1}}{d\gamma^{j-1}} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(\cos \gamma) \frac{d^{j-1}}{d\gamma^{j-1}} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(-\cos \gamma)}, \quad (15) \end{aligned}$$

$\frac{m}{N} = m_0 + v$, $-1/2 \leq v < 1/2$, $\alpha(j) = (-1)^{j-1}$, m_0 – ближайшее к m/N целое число; $\Gamma(z)$ – гамма-функция. Коэффициенты системы $\varepsilon_{m,n}^{(j)}$ определены в (15), не зависят от волнового числа k и при $(n+v)N \gg 1$ имеют оценку $\varepsilon_{m,n}^{(j)} = O\left(\frac{1}{(n+v)^2 N^2}\right)$.

Независимость $\varepsilon_{m,n}^{(j)}$ от k влечет за собой независимость от частотного параметра и неизвестных коэффициентов $x_{m,n}^{(j)}$, что удобно для построения диаграмм рассеяния. Поскольку система (13), (14) первого рода, то она мало пригодна для нахождения $x_{m,n}^{(j)}$. Однако, используя алгоритм регуляризации, базирующийся на применении метода задачи Римана-Гильберта, систему (13), (14) удается свести к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) второго рода фредгольмовского типа. Приведем СЛАУ для $x_{m,n}^{(2)}$:

$$\begin{aligned} & B_v(u) x_{m,0}^{(2)} = D_{m_0} V^{m_0}(u) + \\ & + \sum_{p=-\infty}^{+\infty} (x_{m,p}^{(2)} - \delta_p^{m_0}) \frac{|p|}{p} \varepsilon_{m,p}^{(2)} V^p(u), \quad (16) \\ & x_{m,0}^{(2)} - \delta_0^{m_0} = D_{m_0} V_{n-1}^{m_0-1}(u) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \sum_{p=-\infty}^{+\infty} (x_{m,p}^{(2)} - \delta_p^{m_0}) \frac{|p|}{p} \varepsilon_{m,p}^{(2)} V_{n-1}^{p-1}(u) + \\ & + x_0^{(2)} [P_n(u) + \varepsilon_{m,0}^{(2)} V_{n-1}^{-1}(u)], \quad n \neq 0, \quad (17) \end{aligned}$$

$$B_v(u) = \frac{1}{v} \frac{2P_{v-1}(-u)}{P_{v-1}(-u) + P_v(-u)}, \quad D_{m_0} = -\frac{|m_0|}{m_0} (1 - \varepsilon_{m,m_0}^{(2)}),$$

$$u = \cos \frac{\pi d}{1}, \quad \delta_p^{m_0} = \begin{cases} 0, & m \neq p \\ 1, & m = p \end{cases}, \quad V_{n-1}^{p-1}(u), \quad V^p(u),$$

$V_{n-1}^{-1}(u)$ – известные функции [10]. Так как матричный оператор системы (16), (17) вполне непрерывный, ее решение можно получить численно методом редукции. Этот метод и был использован для решения (16), (17).

3. Численные результаты

Проведем анализ зависимости коэффициентов $x_{m,n}^{(j)}$ от ширины щели. Поскольку коническая структура симметрична по φ и переходит сама в себя при повороте вокруг оси на угол, равный периоду 1, рассмотрим случай конуса с одной щелью ($N=1$). На рис. 2-9 приведены кривые зависимости коэффициентов $|x_{m,n}^{(2)}|$, являющихся решением СЛАУ (16), (17), от угловой ширины щели d для различных индексов m и n , и $\tau=1$.

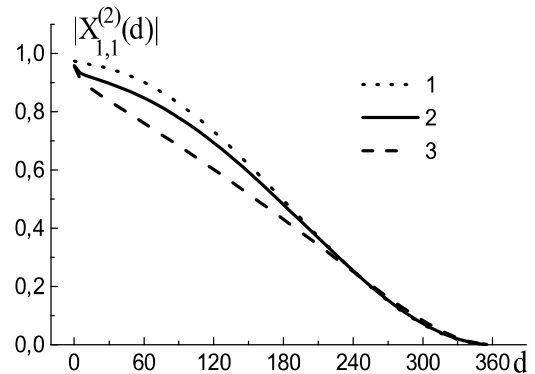


Рис. 2. Кривые зависимости $|x_{1,1}^{(2)}(d)|$ для различных значений γ : 1 – $\gamma = \pi/16$, 2 – $\gamma = \pi/8$, 3 – $\gamma = \pi/2$

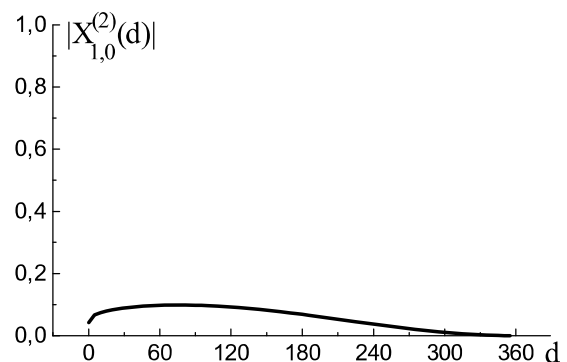


Рис. 3. Кривая зависимости $|x_{1,0}^{(2)}(d)|$ для $\gamma = \pi/8$

Принимая во внимание симметрию структуры, направление распространения падающей волны и кривые на рис. 2-9, приходим к выводу, что

$$x_{m,n}^{(2)} = x_{-m,-n}^{(2)}, \quad x_{m,-n}^{(2)} = x_{-m,n}^{(2)}.$$

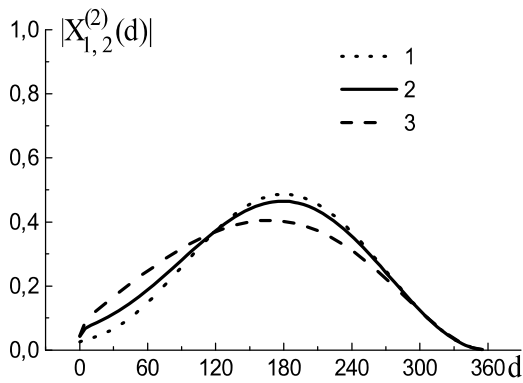


Рис.4. Кривые зависимости $|x_{1,2}^{(2)}(d)|$ для различных значений γ : 1- $\gamma = \pi/16$, 2- $\gamma = \pi/8$, 3- $\gamma = \pi/2$

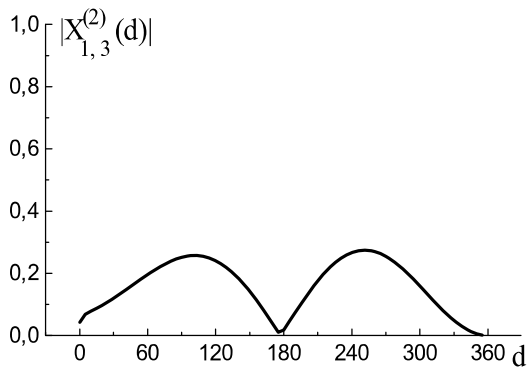


Рис. 5. Кривая зависимости $|x_{1,3}^{(2)}(d)|$ для $\gamma = \pi/8$

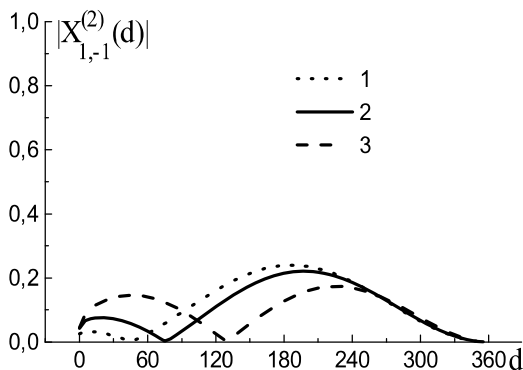


Рис.6. Кривые зависимости $|x_{1,-1}^{(2)}(d)|$ для различных значений γ : 1- $\gamma = \pi/16$, 2- $\gamma = \pi/8$, 3- $\gamma = \pi/2$

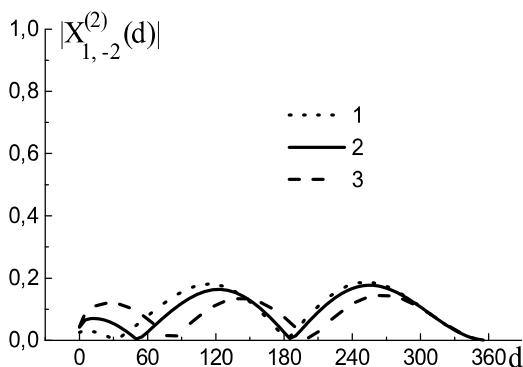


Рис.7. Кривые зависимости $|x_{1,-2}^{(2)}(d)|$ для различных значений γ : 1- $\gamma = \pi/16$, 2- $\gamma = \pi/8$, 3- $\gamma = \pi/2$

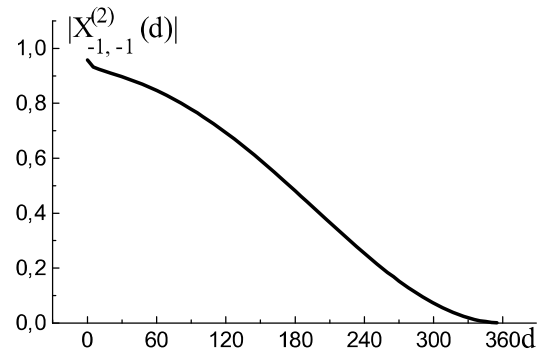


Рис.8. Кривая зависимости $|x_{-1,-1}^{(2)}(d)|$ для $\gamma = \pi/8$

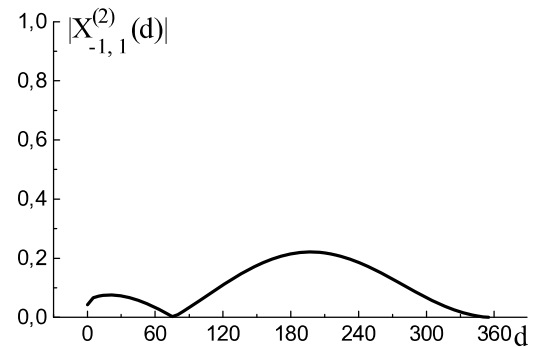


Рис. 9. Кривая зависимости $|x_{-1,1}^{(2)}(d)|$ для $\gamma = \pi/8$

Из рис. 2-9 видно, что $|x_{m,n}^{(2)}|$, за исключением $|x_{1,1}^{(2)}|$ и $|x_{-1,-1}^{(2)}|$, убывают с уменьшением ширины щели ($d \rightarrow 0$). Их поведение в этом предельном случае хорошо согласуется с аналитическим решением (16), (17), полученным в [5]. При отсутствии щели ($d = 0$) $x_{m,n}^{(2)} = \delta_m^n$, $m = \pm 1$, получаем известное решение для сплошного конуса [11, 12]. С уменьшением ширины конического сектора ($d \rightarrow 2\pi$) наблюдается уменьшение всех коэффициентов, что подтверждается анализом асимптотического решения (16), (17) для узкого конического сектора [5]. В отличие от $|x_{1,1}^{(2)}(d)|$ и $|x_{-1,-1}^{(2)}(d)|$, которые строго монотонно убывают на всем промежутке изменения параметра d , модули остальных коэффициентов имеют локальные минимумы и максимумы, число которых зависит от номера n . Этот факт определяет роль соответствующей волны в энергетических характеристиках рассеянного поля. Из рис. 4, 5 видно, что с ростом номера n модуль коэффициентов уменьшается, что согласуется со свойствами коэффициентов Фурье. При ширине щели, меньшей 150° , значение $|x_{1,1}^{(2)}(d)|$ больше, чем для других номеров n .

На рис.10,11 даны диаграммы рассеяния в горизонтальной плоскости для конуса с одной щелью ($\gamma = \frac{\pi}{8}$, $\theta = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{20}$); ось щели совпадает с лучом $\varphi = 0$. Для сравнения и выявления эффекта щели на рис.12 приведена диаграмма рассеяния для сплошного конуса ($d = 0$) при $\gamma = \frac{\pi}{8}$ и $\theta = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{20}$.

Расширение щели приводит к изменению формы диаграммы рассеяния и появлению впадины, симметричной относительно оси щели. При ширине щели, большей 240° , впадина исчезает и диаграмма преобразуется в диаграмму одиночного рассеивателя в виде иглы (узкий сплошной конус), ось которого смещена по отношению к оси OZ на угол $\theta = \pi/8$.

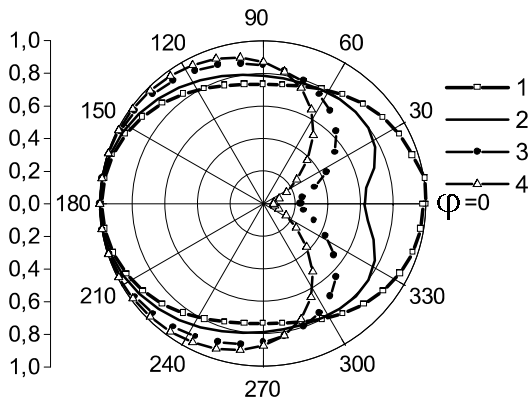


Рис. 10. Диаграммы рассеяния в горизонтальной плоскости для конуса с одной щелью: 1— $d = 5^\circ$, 2— $d = 30^\circ$, 3— $d = 60^\circ$, 4— $d = 90^\circ$

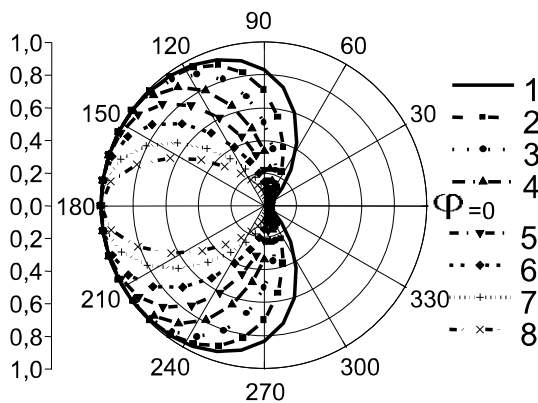


Рис. 11. Диаграммы рассеяния в горизонтальной плоскости для конуса с одной щелью: 1— $d = 120^\circ$, 2— $d = 150^\circ$, 3— $d = 180^\circ$, 4— $d = 210^\circ$, 5— $d = 240^\circ$, 6— $d = 270^\circ$, 7— $d = 300^\circ$, 8— $d = 330^\circ$

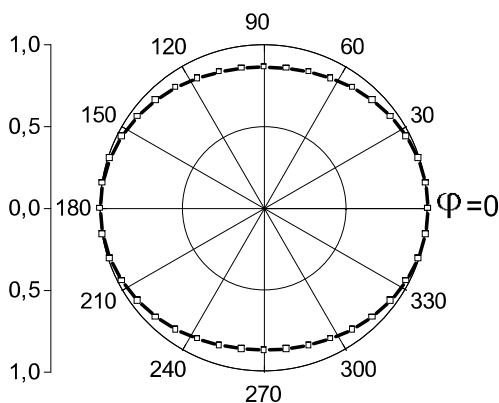


Рис. 12. Диаграмма рассеяния в горизонтальной плоскости для сплошного конуса

4. Заключение

Приведены результаты исследования задачи рассеяния поля плоской волны на конусе с периодическими щелями. На основе полученного численного решения изучено влияние щелей на коэффициенты Фурье. Изменением ширины щелей можно управлять как формой диаграммы рассеяния, так и степенью воздействия щели на рассеяние вдоль ее оси. Приведенные результаты хорошо согласуются с результатами, полученными другими авторами [2, 11, 12] в частных случаях данной конической структуры.

Литература: 1. Кобак В. О. Радиолокационные отражатели. М.: Сов.радио, 1975. 248с. 2. Гошин Г. Г. Граничные задачи электродинамики в конических областях. Томск. Изд-во Томск. ун-та, 1987. 127с. 3. Сологуб В. Г., Харчевникова Т. И. Дифракция сферических волн на конической поверхности специального вида // Радиотехника. Вып. 20. 1972. С. 52-58. 4. Дорошенко В. А., Сологуб В. Г. Возбуждение незамкнутой конической поверхности электрическим радиальным диполем // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35, № 12. С. 2624-2626. 5. Doroshenko V. A., Kravchenko V. F. The scattering of plane electromagnetic waves from a cone with longitudinal slots // Journal of communications Technology and Electronics, 2001. Vol. 46, N. 3. P. 271-278. 6. Хенл Х., Мауэ Л., Вестфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964. 428с. 7. Ильинский А. С., Кравцов В. В., Свеишиков А. Г. Математические модели электродинамики. М.: Высш. шк., 1991. 224с. 8. Соболев Л. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1992. 432с. 9. Конторович М. И., Лебедев Н. Н. ЖЭТФ, 1939. Т. 9. Вып. 6. С. 729-741. 10. Шестопалов В. П. Сумматорные уравнения в современной теории дифракции. Киев: Наукова думка, 1983. 252с. 11. Горяинов А. С. Дифракция плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси конуса // Радиотехника и электроника. 1961. Т. 6, № 4. С. 47-57. 12. Беличенко В. П., Гошин Г. Г., Дмитренко А. Г. и др. Математические методы в граничных задачах электродинамики. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1990. 171с.

Поступила в редколлегию 20.04.2003

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. Нерух А. Г.

Дорошенко Владимир Алексеевич, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры ВМ ХНУРЭ. Научные интересы: электродинамика, математическая физика. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 40-93-72. Email: vlad_doroshenko@yahoo.com

Семенова Елена Константиновна, аспирант кафедры ВМ ХНУРЭ. Научные интересы: электродинамика, математическая физика. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 711-65-09. Email: h_semenova@yahoo.com