

Том 46, Номер 8

ISSN 0033-8494

Август 2001

РАДИОТЕХНИКА и ЭЛЕКТРОНИКА

Главный редактор
Ю.В. Гуляев

<http://www.maik.ru>



“НАУКА”

МАИК “НАУКА/ИНТЕРПЕРИОДИКА”

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОНИЧЕСКОЙ ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННЫ

© 2001 г. В. А. Дорошенко, Е. К. Евсюкова, В. Ф. Кравченко

Поступила в редакцию 18.01.2001 г.

Рассмотрена краевая задача о рассеянии поля магнитного радиального диполя на полубесконечном идеально проводящем конусе с периодически прорезанными продольными щелями. Показано, что ее решение эквивалентно решению сингулярного интегрального уравнения с ядром типа Коши. Приведены численные результаты в случае конуса с одной щелью. Исследована зависимость коэффициентов Фурье компонент электромагнитного поля от параметров конуса.

ВВЕДЕНИЕ

Проектирование и создание широкополосных и сверхширокополосных радиотехнических систем, радиолокационных комплексов с управляемыми диаграммами и поляризацией излучения является одной из актуальных проблем современной антенной техники и радиолокации. Особое место занимают широкополосные (сверхширокополосные) как направленные, так и ненаправленные антенны и отражатели. К ним, в частности, относятся, конусы, биконусы, а также конические и плоские угловые ленты (секторы). Создание адекватной математической модели играет большую роль при изучении физических процессов и получении их важных характеристик. Однако для решения соответствующей математической задачи зачастую требуется или создание новых подходов и методов, или модификация существующих.

В данной работе рассматривается модельная задача о возбуждении конической щелевой антенны точечным гармоническим источником. Коническая структура представляет собой полубесконечный идеально проводящий тонкий круговой конус с продольными щелями. В работах [1–3] приведены результаты исследований задачи возбуждения электрическим радиальным диполем идеально проводящего полубесконечного кругового конуса с периодически прорезанными вдоль образующих щелями. Для решения этой граничной электродинамической задачи использовался подход, основанный на применении интегрального преобразования Конторовича–Лебедева и метода задачи Римана–Гильберта. В некоторых частных случаях приведены аналитические решения задачи, что существенно ограничило уровень и масштаб исследований. Для изучения задач рассеяния электромагнитных волн на импедансных структурах использование метода задачи Римана–Гильберта сопряжено с большими трудностями, в связи с чем и возникла идея сведения задачи к решению сингулярного интегрального уравне-

ния с привлечением метода дискретных особенностей [4].

Цель настоящей работы – построить алгоритм сведения задачи возбуждения магнитным радиальным диполем идеально проводящего полубесконечного кругового конуса с периодическими продольными щелями к решению сингулярного интегрального уравнения и провести численный эксперимент.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть задан полубесконечный идеально проводящий круговой конус с периодически прорезанными N щелями вдоль образующих. Обозначим через 2γ угол раскрытия конуса, $l = 2\pi/N$ – период структуры, d – ширину щелей (l и d – величины двугранных углов, которые образованы пересечением плоскостей, проведенных через ось конуса и ребра конических лент). Введем сферическую систему координат r, θ, φ с началом в вершине конуса (рис. 1), в которой конус определяется множеством точек

$$\Sigma = \{(r, \theta, \varphi) \in R^3: r \in [0, +\infty), \theta = \gamma, \varphi \in L\},$$

где

$$L = \bigcup_{s=1}^N L_s, \quad L_s = ((s-1)l + d/2, sl - d/2),$$

$$CL = [0, 2\pi] \setminus L,$$

причем L_s соответствует конической ленте с номером s .

Поместим в точку $B(r_0, \theta_0, \varphi_0)$ магнитный радиальный диполь с единичным моментом, поле которого меняется по закону $\exp(i\omega t)$. Полное поле \vec{E}, \vec{H} , которое представим в виде суммы поля диполя (\vec{E}_0, \vec{H}_0) и рассеянного конусом поля (\vec{E}_p, \vec{H}_p) , удовлетворяет системе уравнений Максвелл-

ла, граничному условию обращения в нуль тангенциальной составляющей электрического поля на лентах конуса, условию на бесконечности, условию ограниченности энергии. Задача в такой постановке имеет единственное решение. Для решения этой краевой электродинамической задачи удобно ввести магнитный потенциал Дебая, через который выражаются компоненты электромагнитного поля. Таким образом, требуется найти потенциал Дебая u , удовлетворяющий однородному уравнению Гельмгольца вне конуса и источника, граничному условию Неймана на лентах конуса, принципу предельного поглощения и условию вблизи нерегулярностей границы (ребра лент, вершина конуса). Искомый потенциал u представим в виде $u = u_0 + u_p$, где $u_0 = \frac{1 \exp(-ikR)}{r_0 R}$ – потенциал Дебая для поля источника, k – волновое число, $\text{Im}k \leq 0$, $R = |\vec{r} - \vec{r}_0|$, u_p – потенциал для рассеянного поля. Для решения второй краевой задачи математической физики применим интегральное преобразование Конторовича–Лебедева

$$\bar{g}(\tau) = \int_0^{+\infty} g(r) \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} dr, \quad (1)$$

$$g(r) = -\frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \tau \text{sh} \pi \tau \exp(\pi \tau) \bar{g}(\tau) \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} d\tau, \quad (2)$$

где $H_{i\tau}^{(2)}(kr)$ функция Ханкеля второго рода. Незвестную функцию u_p ищем в виде интеграла Конторовича (1), (2)

$$u_p = -\frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \tau \text{sh} \pi \tau \exp(\pi \tau) \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m(\tau, k) V_{m\tau}(\theta, \varphi) d\tau, \quad (3)$$

$$a_{m\tau} = \frac{(-1)^{m+1} \pi}{r_0 \text{ch} \pi \tau} \exp(-im\varphi_0) \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2} - m + i\tau\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + m + i\tau\right)} \times \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr_0)}{\sqrt{r_0}} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos\theta_0) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\gamma), \quad (4)$$

$$V_{m\tau} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n}(\tau) \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\pm\cos\theta)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\pm\cos\gamma)} \times \exp(i(m+nN)\varphi), \quad \gamma < \theta_0,$$

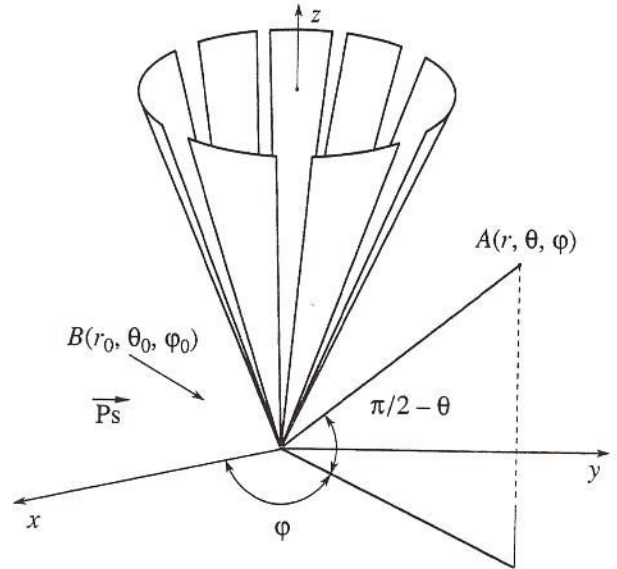


Рис. 1. Геометрия структуры.

где $\Gamma(z)$ гамма-функция, $P_{\nu}^m(\cos\theta)$ – присоединенная функция Лежандра первого рода, $x_{m,n}$ – неизвестные коэффициенты; $\nu = \frac{m}{N} - m_0$, $-1/2 \leq \nu < 1/2$, m_0 – ближайшее к m/N целое число. В представлении (3), (4) верхние знаки соответствуют области $0 < \theta < \gamma$, а нижние $\gamma < \theta < \pi$. Для получения функциональных уравнений, содержащих $x_{m,n}$, используем граничное условие на лентах конуса и условие сопряжения в щелях:

$$\frac{\partial u}{\partial \theta} = 0, \quad \theta = \gamma, \quad \varphi \in L, \quad (5)$$

$$u^+ = u^-, \quad \theta = \gamma, \quad \varphi \in CL, \quad (6)$$

где $u^{\pm} = u|_{\theta=\gamma \pm 0}$.

Применение условий (5), (6) (в силу периодичности структуры рассмотрим их на периоде) приводит к системе функциональных соотношений

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n} \exp(inN\varphi) = \exp(im_0N\varphi), \quad (7)$$

$$\varphi \in L_0: \frac{\pi d}{l} < |N\varphi| \leq \pi,$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{N(n+\nu)} \frac{|n|}{n} (1 - \epsilon_n) x_{m,n} \exp(inN\varphi) = 0, \quad (8)$$

$$\varphi \in CL_0: |N\varphi| \leq \frac{\pi d}{l},$$

$$\frac{1}{N(n+v)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n) = \frac{(-1)^{(n+v)N+1} \operatorname{ch} \pi \tau \Gamma(1/2 + i\tau + (n+v)N)}{\pi (\sin \gamma)^2 \Gamma(1/2 + i\tau - (n+v)N)} \times \quad (9)$$

$$\times \frac{1}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(-\cos \gamma)}.$$

При $N(n+v) \gg 1$ для ε_n (9) имеет место оценка

$$\varepsilon_n = O\left(\frac{1}{N^2(n+v)^2}\right).$$

Далее функциональные соотношения (7) и (8) рассматриваются как уравнения для определения неизвестных коэффициентов $x_{m,n}$, которые находятся в гильбертовом пространстве последовательностей $\{\xi_p\}$

$$\sum_{p=-\infty}^{+\infty} |\xi_p|^2 (1 + |p|)^{-1} < +\infty.$$

2. СИНГУЛЯРНОЕ ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ

Введем

$$\psi = -\frac{|\varphi|}{\varphi} \pi + N\varphi, \quad \eta_{m,n} = x_{m,n} (-1)^{n-m_0},$$

$$\delta = \frac{l-d}{l} \pi$$

после чего система (7), (8) преобразуется к виду

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_{m,n} \exp(in\psi) = \exp(im_0\psi), \quad \psi \in L_0: |\psi| < \delta$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{N(n+v)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n) \eta_{m,n} \exp(in\psi) = 0, \quad (10)$$

$$\psi \in CL_0: \delta < |\psi| \leq \pi$$

Умножив обе части (10) на $\exp(iv\psi)$ и дифференцируя по ψ , получим

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}) \eta_{m,n} \exp(in\psi) = 0, \quad \psi \in CL_0.$$

Поскольку при дифференцировании теряются коэффициенты, добавим дополнительное условие

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{N(n+v)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}) (-1)^n \eta_{m,n} = 0.$$

Таким образом, исходная электродинамическая задача свелась к решению следующей системы уравнений относительно $\eta_{m,n}$:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \eta_{m,n} \exp(in\psi) = \exp(im_0\psi), \quad \psi \in L_0, \quad (11)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}) \eta_{m,n} \exp(in\psi) = 0, \quad \psi \in CL_0, \quad (12)$$

с дополнительным условием

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{N(n+v)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}) (-1)^n \eta_{m,n} = 0. \quad (13)$$

Введем в рассмотрение функцию

$$F(\psi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}) \eta_{m,n} \exp(in\psi), \quad (14)$$

$$\psi \in [-\pi, \pi]$$

Из выражения (12) следует, что

$$F(\psi) = 0, \quad \psi \in CL_0. \quad (15)$$

Учитывая (13)–(15), выразим коэффициенты $\eta_{m,n}$ через $F(\psi)$:

$$\eta_{m,n} = \frac{1}{2\pi} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n}) \int_{L_0} F(\xi) \exp(-in\xi) d\xi, \quad n \neq 0, \quad (16)$$

$$\eta_{m,0} = -\frac{1}{A_{m,\tau}^v} \frac{1}{2N\pi} \int_{L_0} F(\xi) \left(\frac{\pi \exp(iv\xi)}{\sin \pi v} - \frac{1}{v} \right) d\xi,$$

где

$$A_{m,\tau}^v \equiv \frac{1}{N(n+v)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_{m,n})|_{n=0}, \quad \frac{1}{1 - \varepsilon_{m,n}} \equiv 1 - \hat{\varepsilon}_{m,n}.$$

Принимая во внимание, что

$$\sum_{n \neq 0} \frac{(-1)^n}{n+v} \exp(-in\xi) = \frac{\pi \exp(iv\xi)}{\sin \pi v} - \frac{1}{v},$$

$$\sum_{n \neq 0} \frac{|n|}{n} \exp(in(\psi - \xi)) = -i \operatorname{ctg} \frac{\xi - \psi}{2},$$

из (11), (13) и (16) получаем сингулярное интегральное уравнение (СИУ) с ядром Коши для функции $F(\xi)$

$$\frac{1}{\pi} \int_L \frac{F(\xi)}{\xi - \psi} d\xi + \frac{1}{\pi} \int_L K(\xi, \psi) F(\xi) d\xi = i \exp(im_0 \psi), \quad (17)$$

$\psi \in L_0$

и дополнительным условием

$$\int_{CL} F(\xi) d\xi = 0,$$

где

$$K(\xi, \psi) = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{\xi - \psi}{2} - \frac{1}{\xi - \psi} - \frac{i}{2N} \left(\frac{\pi \exp(i\nu \xi)}{\sin \pi \nu} - \frac{1}{\nu} \right) \frac{1}{A_{m\tau}^\nu} - \frac{i}{2} \sum_{n \neq 0} \frac{|n|}{n} \varepsilon_{m,n} \exp[in(\psi - \xi)].$$

Посредством замены $\psi/\delta = t_0$ и $\xi/\delta = t$ сведем интегрирование в (17) по промежутку $(-1, 1)$

$$\begin{cases} \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{F(t)}{t - t_0} dt + \frac{\delta}{\pi} \int_{-1}^1 K(t, t_0) F(t) dt = i \exp(im_0 \delta t_0), \\ |t_0| < 1, \\ \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 F(t) dt = 0, \end{cases} \quad (18)$$

где

$$K(t, t_0) = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{t - t_0}{2} \delta - \frac{1}{(t - t_0) \delta} - \frac{i}{2N} \left(\frac{\pi \exp(i\nu \delta t)}{\sin \pi \nu} - \frac{1}{\nu} \right) \frac{1}{A_{m\tau}^\nu} - \frac{i}{2} \sum_{n \neq 0} \frac{|n|}{n} \varepsilon_{m,n} \exp(-in(t - t_0) \delta).$$

Рассмотрим случай осесимметричного возбуждения ($\theta_0 = \pi$, $\varphi_0 = 0$, $m = 0$, далее индекс m опускаем) конуса с одной щелью ($N = 1$, $\nu = 0$). Учтывая, что

$$\lim_{\nu \rightarrow 0} \left(\frac{\pi}{\sin \pi \nu} - \frac{1}{\nu} \exp(-i\nu \delta t) \right) = it\delta,$$

СИУ (18) преобразуется к виду

$$\begin{cases} \frac{1}{\pi i} \int_{-1}^1 \frac{F(t)}{t - t_0} dt + \frac{\delta}{\pi i} \int_{-1}^1 K(t, t_0) F(t) dt = 1, & |t_0| < 1 \\ \int_{-1}^1 F(t) dt = 0 \end{cases}$$

$$K(t, t_0) = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \frac{t - t_0}{2} \delta - \frac{1}{(t - t_0) \delta} + \frac{1}{2} t \delta \frac{1}{A_\tau} - \sum_{n=1}^{+\infty} \varepsilon_n \sin \delta n (t - t_0).$$

(19)

В этом случае

$$\eta_0 = -\frac{i}{A_\tau} \frac{\delta^2}{2\pi} \int_{-1}^1 F(t) dt,$$

$$\eta_n = \frac{1}{2\pi} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n) \delta \int_{-1}^1 F(t) e \exp(-in\delta t) dt,$$

$$A_\tau = \frac{\operatorname{ch} \pi \tau}{\pi \sin^2 \gamma} \frac{1}{P_{-1/2+i\tau}^1(\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}^1(-\cos \gamma)}.$$

3. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для решения СИУ (19) используем метод дискретных особенностей [4]. Согласно этому методу СИУ (19) эквивалентна системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) вида

$$\begin{cases} \sum_{p=1}^q \frac{V_k(t_i^k)}{t_p^q - t_{oj}^q} \frac{1}{q} + \delta \sum_{i=1}^k K(t_p^q, t_{oj}^q) V_q(t_p^q) \frac{1}{q} = i, & j = \overline{1, q-1}, \\ \sum_{i=p}^q V_q(t_p^k) = 0, & j = q, \end{cases} \quad (20)$$

$$\sum_{i=p}^q V_q(t_p^k) = 0, \quad j = q, \quad (21)$$

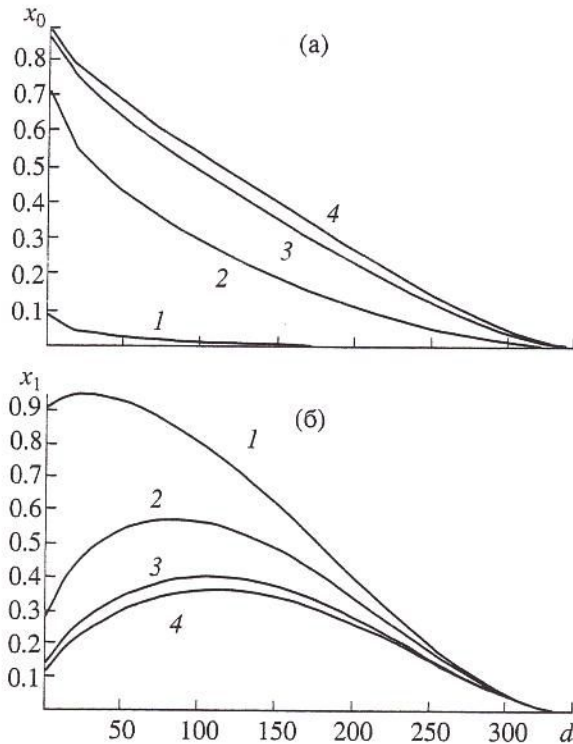


Рис. 2. Зависимость $|x_0|$ (а) и $|x_1|$ (б) от ширины щели d для различных значений γ : 5° (1), 30° (2), 60° (3) и 90° (4).

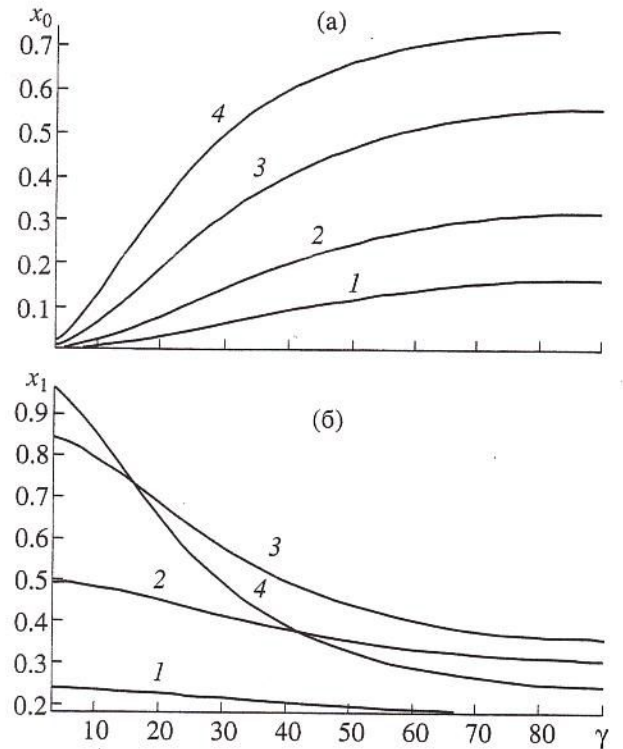


Рис. 3. Зависимость $|x_0|$ (а) и $|x_1|$ (б) от угла полураствора конуса γ для различных значений d : 243° (1), 180° (2), 90° (3) и 30° (4).

где

$$F(t) = \frac{V(t)}{\sqrt{1-t^2}}, \quad (22)$$

$t_p^q = \cos \frac{2p-1}{2q} \pi$ – корни полинома Чебышева 1-го рода, $t_{oj}^q = \cos \frac{j}{q} \pi$ – корни полинома Чебышева 2-го рода.

Принимая во внимание связь между $F(t)$ и $V(t)$ (22) и применяя квадратурную формулу Гаусса

$$\int_{-1}^1 \frac{g(t)}{\sqrt{1-t^2}} dt = \sum_{p=1}^q g(t_p^q) \frac{\pi}{q},$$

получаем формулы для вычисления коэффициентов η_0 и η_n

$$\eta_0 = -\frac{1}{A_\tau} \frac{i\delta^2}{2} \sum_{p=1}^q V(t_p^q) t_p^q \frac{1}{q} \quad (23)$$

$$\eta_n = \frac{1}{2} \frac{|n|}{n} (1 - \epsilon_n) \delta \sum_{i=1}^k V(t_p^q) \exp(-in\delta t_p^q) \frac{1}{q} \quad (24)$$

Решая СЛАУ (20), (21), находим $V(t_p^q)$, по которым определяем η_0 и η_n из уравнений (23), (24), связанных с искомыми коэффициентами $x_n(d, \gamma, \tau)$.

Исследуем зависимость x_n от параметров задачи. В таблице приведены значения коэффициентов x_n в зависимости от ширины щели в случае конуса с одной щелью ($N=1, \tau=1, \gamma=\pi/8$). Мнимые части коэффициентов по абсолютной величине пренебрежимо малы по сравнению с действительными, а в случае узкой конической ленты $|x_0| < |x_n|, n=1, 2, 3, \dots, 19$. С уменьшением ширины ленты знаки действительных частей коэффициентов с разными номерами чередуются, а их модули убывают. В предельном случае узкой конической ленты ($\delta=1^\circ, d=359$) они порядка 10^{-4} . Это хорошо согласуется с асимптотиками для коэффициентов в случае узкой ленты ($\delta \ll 1$) [5]

$$x_0 \approx \frac{\sin^2(\pi\delta/2)}{A_\tau + \sin^2(\pi\delta/2)}, \quad x_n \approx \frac{(-1)^n}{1 - \epsilon_n} n \frac{A_\tau \sin^2(\pi\delta/2)}{A_\tau + \sin^2(\pi\delta/2)}$$

На рис. 2 приведены зависимости $|x_0|$ от ширины щели при различных γ ($N=1, \tau=1$). С увеличением ширины щели (уменьшение ширины конической ленты) $|x_0(d)|$ монотонно убывает до нуля, причем для меньших углов полураствора конуса γ кривые более пологие.

В отличие от $|x_0(d)|$ график $|x_1(d)|$ имеет максимум, который сдвигается с изменением γ (рис. 2б, $N=1, \tau=1$). Зависимости $|x_0|$ и $|x_1|$ от γ при различных d приведены на рис. 3а, б.

Значения коэффициентов x_n в зависимости от ширины щели в случае конуса с одной щелью ($N = 1, \tau = 1, \gamma = \pi/8$)

$x_n \setminus d$	15°	35°	350°	359°
x_0	0.461534, -i9.32635 × 10 ⁻²¹	0.368127, -i1.0545 × 10 ⁻²⁰	0.0003122, -i2.17034 × 10 ⁻²³	3.12614 × 10 ⁻⁶ , -i4.75435 × 10 ⁻²⁸
x_1	-0.536123, i9.75586 × 10 ⁻¹⁷	-0.617233, i1.05795 × 10 ⁻¹⁶	-0.00210983, i9.33418 × 10 ⁻²¹	-2.11449 × 10 ⁻⁵ , i1.01913 × 10 ⁻²¹
x_2	-0.5293, i4.71403 × 10 ⁻¹⁷	-0.57456, i7.2636 × 10 ⁻¹⁷	0.0038871, -i3.0774 × 10 ⁻²⁰	3.90671 × 10 ⁻⁵ , -i1.00477 × 10 ⁻²¹
x_3	-0.517882, i1.51123 × 10 ⁻¹⁷	-0.50675, i2.30636 × 10 ⁻¹⁷	-0.0057173, i5.63574 × 10 ⁻²⁰	-5.77338 × 10 ⁻⁵ , i9.20313 × 10 ⁻²²
x_4	-0.502147, -i6.60919 × 10 ⁻¹⁷	-0.418507, -i8.67238 × 10 ⁻¹⁷	0.0075352, -i1.2775 × 10 ⁻¹⁹	7.65965 × 10 ⁻⁵ , -i1.18607 × 10 ⁻²¹
x_5	-0.482329, i1.88262 × 10 ⁻¹⁶	-0.315695, i9.2823 × 10 ⁻¹⁷	-0.00931763, i2.11169 × 10 ⁻¹⁹	-9.55276 × 10 ⁻⁵ , i1.1063 × 10 ⁻²¹
x_6	-0.458577, i4.16875 × 10 ⁻¹⁶	-0.205323, i2.21983 × 10 ⁻¹⁶	0.0110506, -i2.28154 × 10 ⁻¹⁹	0.00011448, -i1.20046 × 10 ⁻²¹
x_7	-0.431314, i2.57818 × 10 ⁻¹⁶	-0.094685, -i3.65922 × 10 ⁻¹⁶	-0.0127228, i2.93294 × 10 ⁻¹⁹	-0.0001335, i1.21391 × 10 ⁻²¹
x_8	-0.400831, -i5.74405 × 10 ⁻¹⁶	0.009066, -i8.83195 × 10 ⁻¹⁶	0.014324, -i4.99664 × 10 ⁻¹⁹	0.00015243, -i1.50707 × 10 ⁻²¹
x_9	-0.36744, -i1.36244 × 10 ⁻¹⁵	0.099583, -i2.65287 × 10 ⁻¹⁶	-0.0158449, i5.34165 × 10 ⁻¹⁹	-0.00017141, i1.84595 × 10 ⁻²¹
x_{10}	-0.331683, -i3.62072 × 10 ⁻¹⁶	0.171657, i1.08953 × 10 ⁻¹⁵	0.0172767, -i8.01621 × 10 ⁻¹⁹	0.00019038, -i1.54399 × 10 ⁻²¹
x_{11}	-0.293933, i8.34459 × 10 ⁻¹⁶	0.221596, i1.38152 × 10 ⁻¹⁵	-0.0186114, i9.61951 × 10 ⁻¹⁹	-0.00020934, i1.8665 × 10 ⁻²¹
x_{12}	-0.25459, i1.93611 × 10 ⁻¹⁵	0.247459, i5.67961 × 10 ⁻¹⁷	0.0198417, -i8.57281 × 10 ⁻¹⁹	0.00022829, -i1.97214 × 10 ⁻²¹
x_{13}	-0.214236, i1.73773 × 10 ⁻¹⁵	0.249135, -i1.13747 × 10 ⁻¹⁵	-0.0209609, i1.37938 × 10 ⁻¹⁸	-0.00024724, i2.0511 × 10 ⁻²¹
x_{14}	-0.173358, i1.50512 × 10 ⁻¹⁵	0.228354, -i1.49144 × 10 ⁻¹⁵	0.0219629, -i1.08405 × 10 ⁻¹⁸	0.00026617, -i1.86691 × 10 ⁻²¹
x_{15}	-0.132479, i3.95972 × 10 ⁻¹⁶	0.188556, -i1.43488 × 10 ⁻¹⁵	-0.0228427, i1.48376 × 10 ⁻¹⁸	-0.00028508, i2.77874 × 10 ⁻²¹
x_{16}	-0.092039, -i7.11995 × 10 ⁻¹⁶	0.134444, -i6.31763 × 10 ⁻¹⁶	0.0235957, -i1.73584 × 10 ⁻¹⁸	0.00030398, -i2.53744 × 10 ⁻²¹
x_{17}	-0.052533, -i8.01572 × 10 ⁻¹⁶	0.0715083, i1.11041 × 10 ⁻¹⁶	-0.0242182, i2.07546 × 10 ⁻¹⁸	-0.00032287, i3.53216 × 10 ⁻²¹
x_{18}	-0.014465, -i1.40176 × 10 ⁻¹⁵	0.0057734, i1.29206 × 10 ⁻¹⁵	0.0247076, -i1.84056 × 10 ⁻¹⁸	0.00034173, -i3.75449 × 10 ⁻²¹
x_{19}	0.021816, -i1.87698 × 10 ⁻¹⁵	-0.056986, i1.42086 × 10 ⁻¹⁵	-0.0250617, i2.19631 × 10 ⁻¹⁸	-0.00036058, i3.74348 × 10 ⁻²¹

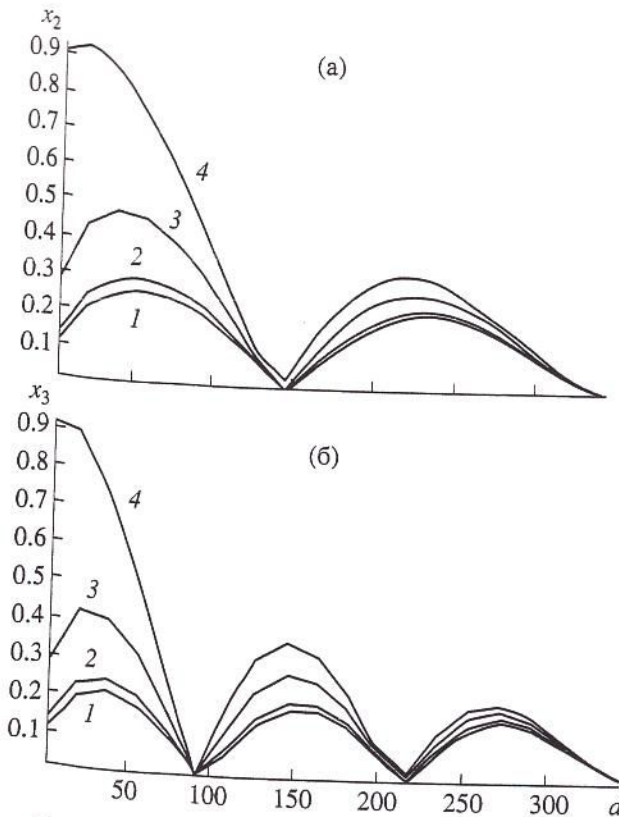


Рис. 4. Зависимость $|x_2|$ (а) и $|x_3|$ (б) от ширины щели d при различных γ : 90° (1), 60° (2), 30° (3) и 5° (4); $N = 1$, $\tau = 1$.

Характер изменения $|x_2(d)|$ и $|x_3(d)|$ при различных γ иллюстрируется на рис. 4а, б. При увеличении номера коэффициентов увеличивается число максимумов и минимумов кривых, величины которых зависят от угла γ . Сравнивая поведение $|x_1(d)|$, $|x_2(d)|$ и $|x_3(d)|$ (рис. 2б, 4а,б) делаем вывод, что при увеличении номера x_n наблюдается сдвиг

и уменьшение величин максимумов при соответствующих фиксированных значениях γ .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые предложен алгоритм решения модельной задачи возбуждения конической щелевой антенны, основанный на сведении ее к решению сингулярного интегрального уравнения с ядром Коши. Численное решение сингулярного уравнения получено методом дискретных особенностей для конуса с одной щелью, на основе этого и изучена зависимость коэффициентов Фурье компонент электромагнитного поля от угловых размеров конической структуры. При фиксированной ширине щели абсолютные величины коэффициентов ненулевых гармоник растут с уменьшением угла раскрыва конуса. В предельном случае одной узкой ленты численные результаты хорошо согласуются с аналитическими.

Авторы выражают благодарность В.И. Пустовойту за обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. // РЭ. 2000. Т. 45. № 7. С. 792.
2. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. // Докл. АН. 2000. Т. 375. № 5. С. 611.
3. Дорошенко В.А., Кравченко В.Ф. // РЭ. 2001. Т. 46. № 3. С. 296.
4. Гандель Ю. В. // Электромагнитные явления. Харьков, 1998. Т. 1. № 12. С. 220.
5. Дорошенко В. А. // Радиотехника. Харьков. 1992. Вып. 97. С. 54.