

УДК 621.396

В. А. ДОРОШЕНКО

**ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТНЫМ РАДИАЛЬНЫМ ДИПОЛЕМ КОНУСА
С ПРОДОЛЬНЫМИ ЩЕЛЯМИ**

Рассеяние электромагнитных волн незамкнутыми поверхностями является одной из актуальных задач современной радиофизики. Теоретическое исследование задачи рассеяния электромагнитных волн экраном с неоднородностями позволяет определить их влияние на электродинамические характеристики, а результаты эффективно использовать при проектировании и создании различных систем.

В данной работе проводится исследование задачи о возбуждении магнитным радиальным диполем, поле которого меняется по гармоническому закону, неограниченного бесконечно тонкого иде-

ально проводящего кругового конуса с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями. Во введенной сферической системе координат обозначим через 2γ угол раствора конуса, $l=2\pi/N$ — период структуры, d — «угловую» ширину щелей, r_0 , θ_0 , φ_0 — координаты источника, момент которого по величине равен m_0 (рис. 1). Магнитный потенциал Дебая, определяющий компоненты рассеянного поля и удовлетворяющий однородному уравнению Гельмгольца вне конуса и источника, граничному условию Неймана, условию конечности энергии и принципу предельного поглощения, представим в виде интеграла Конторовича — Лебедева

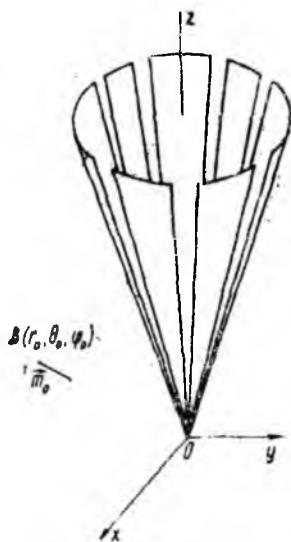


Рис. 1

$$v_s = \int_0^{+\infty} \frac{H_{\nu}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} a_p(\tau, k) U_{p\tau}(\theta, \varphi) d\tau;$$

$$a_p = \frac{\pi m_0}{2r_0} (-1)^p e^{-i p \varphi_0 \tau} \operatorname{th} \pi \tau \frac{\Gamma(1/2 - p + i\tau)}{\Gamma(1/2 + p + i\tau)} e^{i\pi \tau} \times \quad (1)$$

$$\times \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr_0)}{\sqrt{r_0}} P_{-1/2+i\tau}^p(-\cos \theta_0) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^p(\cos \gamma);$$

$$U_{p\tau} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{p, n+p_0}(\tau) \frac{P_{-1/2+i\tau}^{p+nN}(\pm \cos \theta)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{p+nN}(\pm \cos \gamma)} e^{i(p+nN)\varphi}.$$

Здесь знак «+» соответствует области $0 < \theta < \gamma$, а «-» $\gamma < \theta < \pi$, k — волновое число ($Imk \leq 0$), $H_{\nu}^{(2)}(kr)$ — функция Ханкеля второго рода, $\Gamma(z)$ — гамма-функция, $P_{-1/2+i\tau}^p(\cos \theta)$ — присоединенная функция Лежандра 1-го рода, $x_{p, n+p_0}(\tau)$ — искомые коэффициенты, p_0 — ближайшее к p/N целое число, $\nu = p/N - p_0$ и $-1/2 \leq \nu < 1/2$. Подчинив поле граничному условию и условию непрерывности в щелях, получим систему функциональных соотношений относительно $x_{p, n}$, которая с помощью метода задачи Римана—Гильберта сводится к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмового типа [1]

$$x_{p, n} - \delta_n^{p_0} = -\frac{|p_0|}{p_0} (1 - \varepsilon_{p_0}) V_{n-1}^{p_0-1}(u) + \sum_{q \neq 0} (x_{p, q} - \delta_q^{p_0}) \frac{|q|}{q} \varepsilon_q \times V_{n-1}^{q-1}(u) + (x_{p, 0} - \delta_0^{p_0}) [P_n(u) + \varepsilon_0 V_{n-1}^{-1}(u)], \quad n \neq 0; \quad (2)$$

$$\frac{2P_{\nu-1}(-u)}{P_{\nu}(-u) + P_{\nu-1}(-u)} (x_{p, 0} - \delta_0^{p_0}) = -\nu \frac{|p_0|}{p_0} (1 - \varepsilon_{p_0}) V^{p_0}(u) +$$

$$+ v \sum_{q=-\infty}^{+\infty} (x_{p,a} - \delta_a^{p_0}) \frac{|q|}{q} \varepsilon_q V^q(u), \quad u = \cos\left(\frac{\pi d}{l}\right); \quad (3)$$

$$\frac{1}{N(n+v)} \cdot \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n) = \frac{(-1)^{(n+v)N+1} \operatorname{ch} \pi \tau}{n \cdot \sin^2 \gamma} \times \\ \times \frac{\Gamma(1/2 + i\tau + (n+v)N)}{\Gamma(1/2 + i\tau - (n+v)N)} \cdot \frac{1}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^{(n+v)N}(-\cos \gamma)}, \quad (4)$$

$\delta_n^{p_0}$ — символ Кронекера, а функции $V_{n-1}^{p-1}(u)$ и $V^p(u)$ определены, например, в работе [2]. Достоинством системы (2), (3) является независимость искоемых коэффициентов от волнового числа. Для решения (2), (3) в случае «полупрозрачного» конуса, который получается при существовании

$$W = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ d/l \rightarrow 0}} \left[-\frac{1}{N} \ln \sin \frac{\pi d}{2l} \right],$$

узких щелей ($d/l \ll 1$) использовался метод последовательных приближений, так как норма матричного оператора мала в выбранном должным образом гильбертовом пространстве l_2 . В случае «полупрозрачного» конуса решение граничной задачи Неймана находим в виде

$$v_s = \frac{\pi m_0}{r_0} W \sum_{p=-\infty}^{+\infty} (-1)^p e^{i p (\varphi - \varphi_0)} \int_0^{\infty} \frac{\tau \operatorname{th} \pi \tau e^{\pi \tau} \Gamma(1/2 - p + i\tau)}{\frac{1}{p} (1 - \varepsilon_p) + 2W \Gamma(1/2 + p + i\tau)} \times \\ \times \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr_0)}{\sqrt{r_0}} \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} \frac{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^p(\cos \gamma)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}^p(-\cos \gamma)} \times \\ \times P_{-1/2+i\tau}^p(-\cos \theta_0) P_{-1/2+i\tau}^p(-\cos \theta) d\tau. \quad (5)$$

Аналогичное выражение и для $0 < \theta < \gamma$. Для простоты анализа рассеяния поля в дальнейшем будем предполагать, что источник находится на оси конической поверхности ($\theta_0 = 180^\circ$, $\varphi_0 = 0^\circ$). Переходя в (5) к интегрированию по мнимой оси и используя теорему Коши о вычетах, можно представить компоненты рассеянного поля рядами вычетов подынтегральной функции, вид одной из которых приводится ниже

$$H_{\theta s} = -H_{\theta 0} + \frac{2\pi^2 \cdot i m_0}{r r_0 \sqrt{r_0}} W \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{\mu_n (\mu_n^2 - 1/4)}{\cos \pi \mu_n \frac{d}{d\mu} \bar{\Delta}_\mu \Big|_{\mu=\mu_n}} \times \\ \times \frac{d}{dr} (V \bar{r} T_{\mu_n}(r, r_0)) P_{-1/2+\mu_n}^{-1}(\cos \theta), \quad 0 < \theta < \gamma; \quad (6)$$

$$T_\mu(r, r_0) = \begin{cases} J_\mu(kr) H_\mu^{(2)}(kr_0), & r < r_0; \\ H_\mu^{(2)}(kr) J_\mu(kr_0), & r > r_0; \end{cases}$$

$$\bar{\Delta}_\mu = \frac{\cos \pi \mu}{\pi \sin^2 \gamma (\mu^2 - 1/4)} \frac{1}{P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma) P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma)} + 2W, \quad \bar{\Delta}_{\mu_n} = 0.$$

Здесь H_{00} соответствует полю источника. Спектр собственных значений граничной задачи [3] Неймана состоит из полюсов подынтегральной функции μ_n , наименьший из которых определяет поведение поля вблизи вершины ($kr \ll 1$). В двух частных случаях «полупрозрачного» конуса, когда $W \ll 1$ и $W \sin^2 \gamma \gg 1$, получены асимптотики корней $\bar{\Delta}_\mu = 0$:

$$1) \quad W \ll 1, \quad \mu_n = 1/2 + n - 2W \sin^2 \gamma \cdot n^2 (n+1)^2 [P_n^{-1}(\cos \gamma)]^2 + O(W^2), \\ n = 1, 2 \dots; \quad (7)$$

$$2) \quad W \sin^2 \gamma \gg 1, \quad (8)$$

$$\eta_n^\pm = \alpha_n^{1\pm} - \frac{1}{2W} \times \\ \times \frac{\cos \pi \alpha_n^{1\pm}}{\pi \sin^2 \gamma (\mu^2 - 1/4) \frac{d}{d\mu} [P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma) P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma)]|_{\mu=\alpha_n^{1\pm}}}, \\ \xi = 1/2 + \frac{1}{2W \sin^2 \gamma} + O(W^{-2});$$

$$P_{-1/2+\alpha_n^{1+}}^{-1}(\cos \gamma) = 0, \quad P_{-1/2+\alpha_n^{1-}}^{-1}(-\cos \gamma) = 0. \quad (9)$$

Результаты исследования поведения поля вблизи вершины показали, что электрическое поле ограничено, а магнитное имеет особенность порядка $(kr)^{-2W \sin^2 \gamma}$, $W \ll 1$, и $(kr)^{-1+1/2W \sin^2 \gamma}$, $W \sin^2 \gamma \gg 1$. Следует отметить, что компоненты магнитного поля, рассеянного у вершины сплошного конуса, ведут себя как $(kr)^{-1+\beta(\gamma)}$, где $\beta(\gamma)$ — наименьший из корней $P_\mu^{-1}(-\cos \gamma)$, которые все вещественны и больше единицы.

Таким образом, учет неоднородностей в рамках рассмотренных моделей «полупрозрачного» конуса приводит к появлению особенности у поля вблизи вершины. Анализ рассеянного поля ($W \sin^2 \gamma \gg 1$) показал, что в его структуре существует T -волна (соответствующая собственному значению ξ), которая определяет вышеуказанную особенность и описывает поле в случае близкого расположения источника к вершине ($kr_0 \ll 1$). О наличии T -волн в структуре поля отмечается в [4] при исследовании электродинамических свойств радиально проводящего конуса, геометрия которого в некотором смысле сходна с геометрией данной модели «полупрозрачного» конуса.

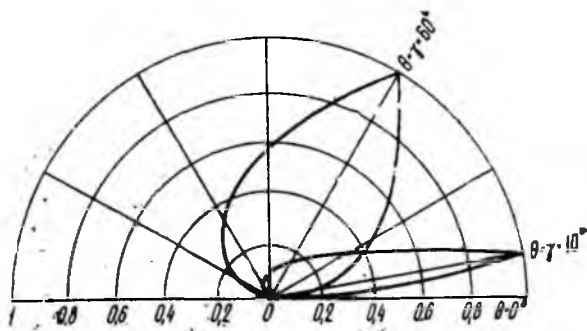


Рис. 2

На рис. 2 приведены диаграммы направленности по напряженности магнитного поля в T -приближении ($kr_0 \ll 1$) для $\gamma = 10^\circ, 60^\circ$.

В случае узких щелей асимптотическое разложение магнитного потенциала Дебая по параметру $(1-u) \ll 1$ для поля вдали от щелей имеет вид

$$\begin{aligned} \vartheta_s = & \int_0^{+\infty} \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} \cdot \frac{a_0(\tau, k)}{D_{i\tau} \cdot \bar{\Phi}_{i\tau}} \cdot \frac{P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \gamma)} d\tau + \\ & + \frac{N}{\ln \frac{1-u}{2}} \left\{ \frac{1}{N} \int_0^{+\infty} \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} a_0(\tau, k) \frac{\sum_{n \neq 0} \frac{1}{|p|} \varepsilon_p P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)}{D_{i\tau} \cdot \bar{\Phi}_{i\tau} \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \gamma)} d\tau + \right. \\ & \left. + \sum_{n \neq 0} e^{inN\varphi} \int_0^{+\infty} \frac{H_{i\tau}^{(2)}(kr)}{\sqrt{r}} \frac{\bar{B}_{i\tau} \cdot a_0(\tau, k)}{D_{i\tau} \cdot \bar{\Phi}_{i\tau}} \frac{P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \theta)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+i\tau}(\pm \cos \gamma)} d\tau \right\} + \\ & + O((1-u)/\ln(1-u)); \end{aligned} \quad (10)$$

$$\bar{\Phi}_{i\tau} = 1/D_{i\tau} - \frac{N}{\ln \frac{1-u}{2}},$$

$$D_{i\tau} = \bar{B}_{i\tau} = \frac{1}{N} \sum_{p \neq 0} \frac{1}{|p|} \varepsilon_p, \quad \bar{B}_{i\tau} = \frac{1}{N|n|} (1 - \varepsilon_n) \Big|_{n=0}.$$

Устремляя ширину щелей в разложении (10) к нулю ($u \rightarrow 1$), приходим к u_s в случае возбуждения сплошного конуса [5]. Выражая компоненты поля через потенциал Дебая и используя теорему Коши, можно представить их в виде рядов по вычетам подынтегральной функции. Для иллюстрации выпишем асимптотику одной из компонент магнитного поля

$$\begin{aligned} H_{0s} = & -H_{00} + \frac{\pi^2 i m_0}{r r_0 \sqrt{r_0}} \sum_{n=1}^{+\infty} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{\bar{\mu}_n - \beta_n} \cdot \frac{\beta_n (\beta_n^2 - 1/4)}{\cos \pi \beta_n} \times \\ & \times J_{\beta_n}(kr_0) \frac{d}{dr} (\sqrt{r} H_{\beta_n}^{(2)}(kr)) \frac{P_{-1/2+\mu}(\cos \gamma)}{\frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\mu}(-\cos \gamma)} \Big|_{\mu=\beta_n} \cdot P_{-1/2+\beta_n}(-\cos \theta) + \\ & + \frac{i N k m_0 \operatorname{tg} \gamma/2}{2 \sin^2 \gamma \ln \frac{1-u}{2}} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{-3/2+\varepsilon} \frac{\sin kr_0}{r_0} h(\theta, \varphi) \frac{e^{-ikr}}{r} + \\ & + \frac{N}{\sin^2 \gamma \ln \frac{1-u}{2}} \frac{\pi i m_0}{r r_0 \sqrt{r_0}} \left\{ \sum_{n=1}^{+\infty} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{\bar{\mu}_n - \beta_n} \frac{\mu J_{\mu}(kr_0)}{\left[\frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\mu}(-\cos \gamma) \right]^2} \right\} \Big|_{\mu=\beta_n} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \frac{d}{dr} [\sqrt{r} H_{\beta_n}^{(2)}(kr)] P_{-1/2+\beta_n}^{-1}(-\cos \theta) [F_{\beta_n}^{-1} + M_{\beta_n}] + \\
& + 2 \sum_{s=1}^{+\infty} \cos N s \varphi \sum_{n=1}^{+\infty} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{\beta_n - \beta_n} J_{\beta_n}(kr_0) \frac{d}{d\mu} \frac{d}{dr} [\sqrt{r} H_{\mu}^{(2)}(kr)] P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma) \times \\
& \times \left. \frac{\frac{d}{d\theta} P_{-1/2+\mu}^{-sN}(-\cos \theta)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-sN}(-\cos \gamma)} \right|_{\mu=\beta_n} + \\
& + O(\ln^{-2}(1-u)), \quad r > r_0, \quad \gamma < \theta < \pi; \quad (11)
\end{aligned}$$

$$h(\theta, \varphi) = C_1 + \frac{2 \frac{\sin \gamma}{\sin \theta} C_N (\cos N\varphi - C_N)}{1 - 2C_N \cos N\varphi + C_N^2}, \quad C_N = \left(\frac{\operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}}{\operatorname{ctg} \frac{\gamma}{2}} \right)^N;$$

$$\begin{aligned}
F_{\mu}^{-1} &= \frac{\cos \pi \mu}{\mu(\mu^2 - 1/4)} \frac{d}{dr} [\sqrt{r} H_{\mu}^{(2)}(kr)] J_{\mu}(kr_0) P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \theta) \times \\
& \times \sum_{q=1}^{+\infty} \frac{(-1)^q}{q!} \left(\frac{kr_0}{2} \right)^{2q+\mu} \frac{d}{d\mu} \left[\frac{\mu(\mu^2 - 1/4)}{\cos \pi \mu \Gamma(\mu + q + 1)} \frac{d}{dr} [\sqrt{r} H_{\mu}^{(2)}(kr)] P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \theta) \right];
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_{\mu} &= \frac{\cos \pi \mu}{\pi \sin^2 \gamma (\mu^2 - 1/4) P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma) \frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma)} \frac{d^2}{d\mu^2} \Phi_{\mu} + \\
& + \frac{\cos \pi \mu}{(\mu^2 - 1/4)^2 [P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma)]^2} \frac{d}{d\mu} \left\{ \frac{(\mu^2 - 1/4)^2 [P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma)]^2}{\cos \pi \mu} \right\};
\end{aligned}$$

$$\tilde{\mu}_n = \beta_n + \frac{N}{\sin^2 \gamma \ln \frac{1-u}{2}} \frac{\cos \pi \mu}{\pi (\mu^2 - 1/4) P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma) \frac{d}{d\mu} P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma)} \Big|_{\mu=\beta_n} +$$

$$+ O(\ln^{-2}(1-u)), \quad \beta_n = \alpha_n^{1-},$$

$$\zeta = \frac{1}{2} - \frac{N}{\sin^2 \gamma \ln \frac{1-u}{2}} + O(\ln^{-2}(1-u)).$$

Аналогичное представление имеет место и для $0 < \theta < \gamma$. Спектр собственных значений рассматриваемой граничной задачи состоит из корней уравнений с малыми правыми частями

$$\frac{\pi \sin^2 \gamma}{\cos \pi \mu} (\mu^2 - 1/4) P_{-1/2+\mu}^{-1}(\cos \gamma) P_{-1/2+\mu}^{-1}(-\cos \gamma) = \frac{N}{\ln \frac{1-u}{2}}; \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{n \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-nN}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-nN}(-\cos \gamma)}{\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-nN}(\cos \gamma) \frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+\mu}^{-nN}(-\cos \gamma) + nN \frac{(-1)^{nN} \cos \pi \mu}{\pi \sin^2 \gamma} \frac{\Gamma(1/2 + \mu - nN)}{\Gamma(1/2 + \mu + nN)}} = \\
& = \frac{1-u}{2}, \quad nN \geq 1,
\end{aligned}$$

которые все находятся вблизи корней

$$\frac{d}{d\gamma} P_{-1/2+u}^{-1}(\pm \cos \gamma) = 0, \quad s \geq 0.$$

Последние же определяют спектр собственных значений для сплошного конуса [5]. Слагаемые, соответствующие собственным значениям, расположенным в окрестности корней $d/d\gamma P_{-1/2+u}^{-1N}(\pm \cos \gamma) = 0$ и $P_{-1/2+u}^{-1}(\cos \gamma) = 0$, имеют порядок $O(\ln^{-2}(1-u))$ или более высокий и поэтому в (11) отсутствуют. Таким образом, учитываемые члены в разложении (11) отвечают собственным значениям ζ и μ_n . В структуре рассеянного поля существует соответствующая собственному значению ζ волна типа шелевой [3], которая характеризует поведение поля у вершины конуса. Вблизи острия магнитное поле имеет особенность порядка $(kr)^{-3/2+\zeta}$, а электрическое убывает как $(kr)^{-1/2+\zeta}$ по мере приближения к вершине. Волна типа шелевой является стоячей в области $r < r_0$ и бегущей при $r > r_0$. В точках расположения источника $r_0 = n \cdot \lambda/2$, $n = 1, 2, \dots$ эта волна в области $r > r_0$ не возбуждается. В случае близкого расположения источника к вершине волна типа шелевой дает хорошее приближение для поля и представляет собой распространяющуюся от вершины конуса вдоль каждой щели бегущую T -волну ($r > r_0$). На рис. 3, 4 приведены диаграммы направленности (ДН) по направленности магнитного поля в вертикальной ($N = 1$, $\gamma = 30^\circ$, $d = 2^\circ$) и горизонтальной плоскости ($N = 2$, $\gamma = 60^\circ$, $\theta = 62^\circ$, $d = 1,5^\circ$) при $kr_0 \ll 1$, откуда следует, что концентрация поля происходит в окрестности щели, а максимум поля направлен вдоль нее. При увеличении γ и d наблюдается расширение ДН. В случае N узких щелей ДН имеет N -лепестковый характер, причем качественная зависимость ширины каждого лепестка от d и γ такая же, как и в случае одной щели. Анализ рассеянного поля вблизи кромок щелей показал, что перпендикулярные кромке компоненты, как и в случае узкого выреза

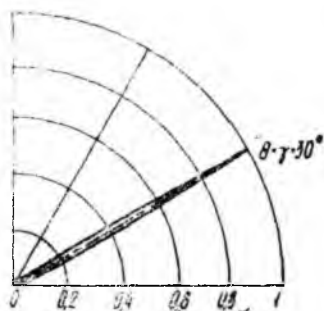


Рис. 3

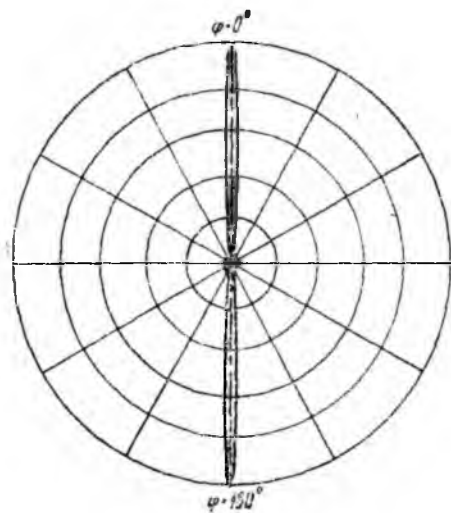


Рис. 4

в плоскости [3], имеют корневую особенность, а параллельная (H_z) остается ограниченной. Наличие продольных щелей на поверхности конуса приводит к изменению и поляризационной структуры поля. При осесимметричном возбуждении сплошного конуса рассеянное поле линейно поляризовано, а в случае конуса с узкими щелями поляризации уже является эллиптической.

В работе в строгой постановке рассмотрена задача о возбуждении магнитным радиальным диполем полубесконечной идеально проводящей конической поверхности с периодически прорезанными продольными щелями. В случае «полупрозрачного» конуса и конуса с узкими щелями получено аналитическое решение задачи и определено влияние щелей на структуру, поляризацию рассеянного поля и характер его поведения вблизи острия. Показано существование в структуре поля волны типа щелевой. Построены диаграммы направленности в интересном с практической точки зрения случае близкого расположения источника к вершине. Установлено, что в зависимости от соотношения между числом щелей и их шириной рассматриваемая коническая поверхность может служить моделью широкополосной антенны с воронкообразной или многолепестковой диаграммой направленности.

Список литературы: 1. Сологуб В. Г., Харчевникова Т. И. Дифракция сферических волн на конической поверхности специального вида // Радиотехника. 1972. Вып. 20. С. 52—58. 2. Дорошенко В. А., Сологуб В. Г. Возбуждение биконической поверхности специального вида электрическим радиальным диполем // Радиофизика и электроника миллиметровых и субмиллиметровых волн. X., 1988. С. 59—69. 3. Дорошенко В. А., Сологуб В. Г. Дифракция электромагнитных волн на плоском угловом секторе // Радиофизика и электроника миллиметровых и субмиллиметровых волн. X., 1988. С. 50—59. 4. Гошин Г. Г. Граничные задачи электродинамики в конических областях. Томск. 1987. 128 с. 5. Фелсен Л., Тракувиц Н. Излучение и рассеяние волн. М., 1978. Т. 2. 558 с.

Поступила в редколлегию 24.02.90