

РАССЕЯНИЕ ПОЛЯ ТОЧЕЧНОГО НЕСТАЦИОНАРНОГО ИСТОЧНИКА НА КОНУСЕ С ПРОДОЛЬНЫМИ ЩЕЛЯМИ

Введение

Изучение особенностей и закономерностей распространения нестационарных электромагнитных импульсных полей в присутствии тел является одной из актуальных задач современной радиофизики. Результаты исследования таких задач могут быть эффективно использованы при проектировании и разработке сложных радиотехнических систем. Поскольку объекты с угловыми размерами характеризуются широкополосными свойствами, эти структуры применяются при формировании импульсных сигналов [1]. К таким структурам, в частности, относятся конусы, поверхности которых обладают переменной кривизной, что усложняет построение математической модели рассеяния на них импульсных полей. Наличие неоднородностей на конических поверхностях значительно расширяет рамки применения результатов исследования соответствующих нестационарных краевых задач и существенно усложняет их решение. Одним из распространенных современных методов исследования нестационарных задач является численный метод конечных разностей (FDTD) [2], который хорошо зарекомендовал себя при решении внутренних задач нестационарной электродинамики, чего нельзя сказать о внешних краевых задачах. При решении последних с использованием метода FDTD возникают трудности с выполнением условия на бесконечности.

Цель работы – исследование задачи рассеяния поля нестационарного источника на полубесконечном идеально проводящем конусе с периодическими продольными щелями с помощью аналитико-численного метода, основанного на применении интегральных преобразований Мелера-Фока [3] и метода задачи сопряжения. В процессе решения нестационарных электродинамических краевых задач этим методом не возникает трудностей, связанных с условиями на бесконечности

Постановка задачи. Функциональные уравнения

Пусть неограниченная идеально проводящая незамкнутая коническая структура Σ с углом раскрытия 2γ и N периодическими продольными щелями облучается полем нестационарного точечного источника (рис. 1). Через d и $l = 2\pi/N$ обозначим ширину щелей и период конической структуры. Ширина щелей и период – величины двугранных углов, которые образованы плоскостями, проведенными через ось структуры и ребра конических лент. Во введенной сферической системе координат r, θ, φ с началом конус Σ определяется уравнением $\theta = \gamma$. Точечный источник включения (электрический, $\chi = 1$, или магнитный, $\chi = 2$, диполь) с моментом

$$\vec{P}^{(\chi)}(\vec{r}, t) = \vec{M}^{(\chi)} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) f(t - t_0) \quad (1)$$

расположен в точке $B(\vec{r}_0)$, где $\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ – дельта-функция, а функция $f(t - t_0)$ определяет зависимость поля источника от времени, $f(t - t_0) = 0$, $t < t_0$ (источник включается в момент времени $t = t_0$). Среда, в которую помещены коническая поверхность и источник, является однородной, изотропной и стационарной с диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ . Требуется найти электромагнитное поле $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ в присутствии конической структуры и источника, удовлетворяющее в каждый момент времени уравнениям Максвелла, принципу причинности, краевому условию на конической поверхности Σ

$$\vec{n} \times \vec{E} \Big|_{\Sigma} = 0, \quad (2)$$

\vec{n} – единичный вектор нормали к поверхности Σ , условию конечности энергии. Начально-краевая задача в такой постановке имеет единственное решение. Искомое поле представим в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}_1(\vec{r}, t), \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0(\vec{r}, t) + \vec{H}_1(\vec{r}, t), \quad (3)$$

где $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$, $\vec{H}_0(\vec{r}, t)$ – поле источника, $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$, $\vec{H}_1(\vec{r}, t)$ – поле, обусловленное присутствием конической структуры (рассеянное поле). Для определенности считаем диполь радиальным, в связи с чем (1) принимает вид

$$\vec{P}_r^{(x)}(\vec{r}, t) = \vec{M}_r^{(x)} \vec{e}_r \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) f(t - t_0).$$

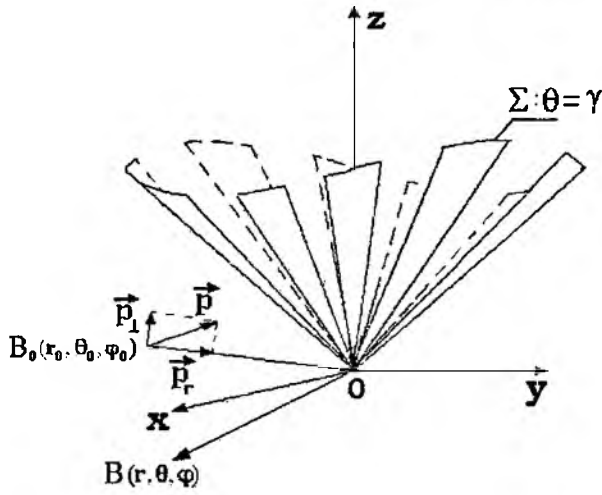


Рис.1

Решение поставленной начально-краевой задачи ищем с помощью электрического ($\chi = 1$) или магнитного ($\chi = 2$) потенциалов Дебая $v^{(x)}(\vec{r}, t)$, которые в каждый момент времени удовлетворяют четырехмерному волновому уравнению всюду вне конуса и источника, принципу причинности, краевому условию Дирихле ($\chi = 1$) или Неймана ($\chi = 2$) рис. 1 на лентах конуса, условии конечности энергии. В соответствии со структурой поля (3) потенциал $v^{(x)}(\vec{r}, t)$ запишем так:

$$v^{(x)}(\vec{r}, t) = v_0^{(x)}(\vec{r}, t) + v_1^{(x)}(\vec{r}, t),$$

$$v_0^{(x)} = -\frac{M_r^{(x)}}{4\pi r_0 \epsilon^{2-\chi} \mu^{\chi-1}} \frac{1}{R} f\left(t - t_0 - \frac{1}{a} R\right) \eta\left(t - t_0 - \frac{1}{a} R\right)$$

– потенциал источника, $a^2 = 1/\epsilon\mu$. $\eta(\xi)$ – функция Хевисайда, $R = |\vec{r} - \vec{r}_0|$, $v_1^{(x)}(\vec{r}, t)$ – соответствующий рассеянному полю искомый потенциал Дебая, который записываем в виде интеграла Меллера-Фока [3]

$$v_1^{(x)}(\vec{r}, t) = \frac{aM_r^{(x)}}{4\pi r r_0^2 \epsilon^{2-\chi} \mu^{\chi-1}} \eta\left(t - t_0 - \frac{r+r_0}{a}\right) \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^m e^{-im\varphi_0} \int_0^\infty \tau h \pi \tau \frac{\Gamma(1/2 - m + i\tau)}{\Gamma(1/2 + m + i\tau)} \hat{b}_{m\tau}^{(x)} \hat{U}_{m,\tau}^{(x)}(\theta, \varphi) \Phi_{i\tau}(t, r) d\tau \quad (4)$$

$$\Phi_{i\tau}(t, r) = \int_{\frac{r-r_0}{a}}^{t-t_0} f(t - t_0 - z) P_{-1/2+i\tau}(\text{ch}b(z)) dz, \quad \text{ch}b(z) = \frac{a^2 z^2 - r^2 - r_0^2}{2rr_0},$$

$$\hat{U}_{m,\tau}^{(x)}(\theta, \varphi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n+m_0}^{(x)} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m-nN}(\pm \cos\theta)}{d^{\chi-1}} e^{i(m+nN)\varphi}, \quad (5)$$

где $\Gamma(y)$ – гамма-функция, $P_{-1/2+i\tau}^{m-nN}(\cos\theta)$ – функция Лежандра 1-го рода, $\hat{b}_{m\tau}^{(x)}$ – известные, а $x_{m,n+m_0}^{(x)}$ – неизвестные коэффициенты, $\frac{m}{N} = \bar{m}_0 + \bar{\nu}$, \bar{m}_0 – ближайшее целое число к $\frac{m}{N}$, $-1/2 \leq \bar{\nu} < 1/2$. Верхние знаки в аргументах функций Лежандра в (5) соответствуют области $0 < \theta < \gamma$, а нижние – области $0 < \theta < \pi$. Для нахождения неизвестных коэффициентов используем краевое условие (2) на лентах конуса Σ и условие непрерывности поля в щелях. вследствие чего получаем функциональные уравнения для $x_{m,n}^{(x)}$ вида

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m,n}^{(x)} e^{inN\varphi} = e^{im_0N\varphi}, \quad \text{ленты}, \quad (6)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} [N(n+\nu)]^{\rho(\chi)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n^{(\chi)}) x_{m,n}^{(\chi)} e^{in\chi_0} = 0, \text{ шели } \Sigma_2, \quad (7)$$

$$[N(n+\nu)]^{\rho(\chi)} \frac{|n|}{n} (1 - \varepsilon_n^{(\chi)}) = \frac{(-1)^{(n+\nu)/N+\chi-1} ch\pi\tau}{\pi(\sin\gamma)^{1-\rho(\chi)}} \frac{\Gamma(1/2+i\tau+(n+\nu)N)}{\Gamma(1/2+i\tau-(n+\nu)N)} \times$$

$$\times \frac{1}{\frac{d^{\chi-1}}{d\gamma^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos\gamma) \frac{d^{\chi-1}}{d\gamma^{\chi-1}} P_{-1/2-i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos\gamma)}, \rho(\chi) = (-1)^{\chi-1}.$$

Коэффициенты $x_{m,n}^{(\chi)}$ являются решением системы функциональных уравнений (6), (7), которые методом полуобращения сводятся к решению системы линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа (СЛАУ-2) [4]. Для произвольных соотношений между параметрами конической структуры решение СЛАУ-2 может быть получено методом редукции, а в случае узкого или полупрозрачного конуса – также методом последовательных приближений.

Аналитическое решение

При осесимметричном возбуждении электрическим диполем узкого конуса ($\gamma \ll 1$) с N продольными щелями решение СЛАУ-2 имеет вид

$$x_0^{(1)} = 1 - \frac{\ln((1-u)/2)}{2N \ln(\operatorname{tg}(\gamma/2))} + O(\ln^{-2}(2/\gamma)), \quad x_n^{(1)} = O(1/\ln(2/\gamma)), \quad u = -\cos \frac{\pi d}{l}. \quad (8)$$

Учитывая (8), получаем для $U_{m,\tau}^{(1)}(\theta, \varphi)$ (5) следующее асимптотическое разложение по малому параметру γ , $\gamma < \theta < \pi$:

$$U_{m,\tau}^{(1)}(\theta, \varphi) = -\frac{1}{2 \ln \operatorname{tg}(\gamma/2)} \frac{\pi}{ch\pi\tau} P_{-1/2+i\tau}(-\cos\theta) \times$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{1}{\ln \operatorname{tg}(\gamma/2)} \left[\psi\left(-\frac{1}{2} + i\tau\right) + C - \frac{\pi i}{2} \operatorname{th}\pi\tau + \frac{1}{N} \ln\left(\frac{1-u}{2}\right) \right] + O(\ln^{-3}(2/\gamma)) \right\}, \quad (9)$$

предполагая, что

$$\left| \frac{\frac{1}{N} \ln\left(\frac{1-u}{2}\right)}{\ln \operatorname{tg}(\gamma/2)} \right| \ll 1. \quad (10)$$

В представлении (9) $\psi(z)$ является логарифмической производной функции $\Gamma(z)$, причем $C = -\psi(0)$ [5]. Условие (10) накладывает ограничение на ширину конических лент по сравнению с углом раскрыва конуса. Для узкого конуса с продольными щелями в случае возбуждения его δ -образным электрическим диполем ($f(t-t_0) = \delta(t-t_0)$), потенциал Дебая $u_1^{(1)}(\vec{r}, t)$ вдали от поверхности конуса и его вершины имеет вид ($\theta_0 = \pi$)

$$u_1^{(1)}(\vec{r}, t) = u_{1,\text{сплн}}^{(1)}(\vec{r}, t) + Sl(\vec{r}, t) + O(\ln^{-3}(2/\gamma)), \quad (\gamma < \theta < \pi), \quad (11)$$

где

$$u_{1,\text{сплн}}^{(1)}(\vec{r}, t) = \frac{a\hat{p}^{(1)}}{8rr_0^2 \ln(2/\gamma)} \eta\left(t-t_0 - \frac{r+r_0}{c}\right) \times$$

$$\times \left[\frac{1}{\pi(chb(t-t_0) - \cos\theta)} - \frac{1}{\ln(2/\gamma)} \bar{\Phi}_1(t-t_0, r, r_0, \theta) \right], \quad \hat{p}_1 = \frac{M_r^{(1)}}{\varepsilon}$$

является потенциалом Дебая для сплошного конуса [6].

$$\bar{\Phi}_1 = \int_0^{+\infty} \frac{\tau h \pi \tau}{c h \pi \tau} \left[\psi(-1/2 + i\tau) + C - \frac{\pi i}{2} h \pi \tau \right] P_{-1/2+i\tau}(-\cos \theta) P_{-1/2+i\tau}(chb(t-t_0)) d\tau,$$

а слагаемое

$$Sl(\bar{r}, t) = -\frac{a\hat{p}^{(1)}}{8\pi r r_0^2} \eta\left(t-t_0 - \frac{r+r_0}{c}\right) \frac{1}{\ln^2(2/\gamma)} \frac{1}{N} \ln\left(\frac{1-u}{2}\right) \frac{1}{chb(t-t_0) - \cos \theta} \quad (13)$$

характеризует влияние щелей. В предельном случае неограниченного сужения до нуля ширины щелей ($d \rightarrow 0$, $u \rightarrow -1$) функция Sl (12) стремится к нулю, и в результате получаем известное асимптотическое разложение потенциала Дебая для узкого сплошного конуса [6]. Из (11), (12) видно, что слагаемое, соответствующее влиянию щелей на потенциал $u_1^{(1)}(\bar{r}, t)$ порядка $\ln^{-2}(2/\gamma)$ имеет такой же порядок, что и второй член асимптотики потенциала $u_{1, \text{снш}}^{(1)}(\bar{r}, t)$; выражение (14) существенно не влияет на $u_1^{(1)}(\bar{r}, t)$ в силу (10). По мере сужения щелей уменьшается и вклад этого слагаемого в $u_1^{(1)}(\bar{r}, t)$. Приближение для потенциала $u_1^{(1)}(\bar{r}, t)$ соответствующего полю вблизи волнового фронта, $a(t-t_0) - r + r_0 \ll 1$, получаем из (11), (12) ($\gamma < \theta < \pi$), где

$$u_{1, \text{снш}}^{(1)}(\bar{r}, t) \approx \frac{a\hat{p}^{(1)}}{8\pi r r_0^2} \frac{1}{\ln(2/\gamma)} \eta\left(t-t_0 - \frac{r+r_0}{c}\right) \left[\frac{1}{2\pi \sin^2(\theta/2)} - \frac{1}{\ln(2/\gamma)} \bar{\Phi}_1(t-t_0, r, r_0, \theta) \right],$$

$$\bar{\Phi}_1 = \frac{C}{4\pi \sin^2(\theta/2)} + \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} \frac{\tau h \pi \tau}{c h \pi \tau} \left[\psi(-1/2 + i\tau) - \frac{\pi i}{2} h \pi \tau \right] P_{-1/2+i\tau}(-\cos \theta) d\tau,$$

$$Sl(\bar{r}, t) \approx -\frac{a\hat{p}^{(1)}}{16\pi r r_0^2} \frac{1}{\ln^2(2/\gamma)} \frac{1}{N} \ln\left(\frac{1-u}{2}\right) \frac{1}{\sin^2(\theta/2)}.$$

Для полупрозрачного конуса $\Sigma: \theta = \gamma$, который определяется существованием предела

$$W_\chi = \lim_{\substack{N \rightarrow +\infty \\ d/l \rightarrow 2-\chi}} \left[-\frac{1}{N} \ln \sin\left(\frac{\pi}{2}(\chi - d/l)\right) \right] > 0. \quad (14)$$

потенциал Дебая $u_1^{(\chi)}(\bar{r}, t)$ записывается так

$$u_1^{(\chi)}(\bar{r}, t) = u_{1, \text{снш}}^{(\chi)}(\bar{r}, t) + g_{n, \text{np}}^{(\chi)}(\bar{r}, t), \quad \gamma < \theta_0 < \pi, \quad \gamma < \theta < \pi; \quad (15)$$

слагаемое $g_{n, \text{np}}^{(\chi)}(\bar{r}, t)$ в (15) обусловлено наличием щелей на поверхности полупрозрачного конуса Σ и

$$g_{n, \text{np}}^{(\chi)}(\bar{r}, t) = \frac{\pi a \hat{p} \chi}{r r_0} \int_0^{+\infty} \tau h \pi \tau \hat{g}_{n, \text{np}}^{(\chi)}(\bar{r}, t) \Phi_{n, \chi}(t, r) d\tau.$$

$$g_{n, \text{np}}^{(\chi)}(\bar{r}, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \hat{a}_{m\tau} \hat{f}_{m\tau, n, \text{np}\Sigma}^{(\chi)} : \frac{d^{\chi-1}}{d\gamma_2^{\chi-1}} \frac{P_{-1/2+i\tau}^m(\cos \gamma_2)}{d^{\chi-1}} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \theta_0) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos \theta) e^{im\tau},$$

$$\hat{f}_{m\tau, n, \text{np}\Sigma}^{(\chi)} = (2W_\chi)^{2-\chi} \frac{(A_{r\tau}^{(\chi), m}(\gamma))^{\chi-1}}{A_{r\tau}^{(\chi), m}(\gamma) + 2W_\chi},$$

где $\hat{a}_{m\tau}$ – известные коэффициенты. В случае возбуждения δ -образным импульсным электрическим радиальным диполем ($\chi = 1$) конической структуры потенциал $u_1^{(1)}(\bar{r}, t)$ имеет вид ($\gamma < \theta_0 < \pi$):

$$u_1^{(1)}(\vec{r}, t) = -\frac{a\hat{p}^{(x)}}{rr_0} \eta\left(t - t_0 - \frac{r+r_0}{a}\right) \times$$

$$\times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi} \int_0^{+\infty} w_{m\tau} \tilde{P}_{-1/2+i\tau}^m(\cos\theta) P_{-1/2+i\tau}(chb(t-t_0)) d\tau, \quad 0 < \theta < \gamma, \quad (16)$$

$$u_1^{(1)}(\vec{r}, t) = -\frac{a\hat{p}^{(x_1)}}{rr_0} \eta\left(t - t_0 - \frac{r+r_0}{a}\right) \times$$

$$\times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi} \int_0^{+\infty} w_{m\tau} \frac{P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\gamma)}{P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos\gamma)} P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos\theta) P_{-1/2+i\tau}(chb) d\tau, \quad \gamma < \theta < \pi, \quad (17)$$

$$w_{m\tau} = \frac{1}{1+2m(1-\varepsilon_0^{(1)})W_1} \hat{a}_{m\tau} \tau ih\pi\tau P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos\theta_0).$$

Если источник расположен на оси конуса ($\theta_0 = \pi$), то выражения (16), (17) записываются так:

$$u_1^{(1)}(\vec{r}, t) = -\frac{a\hat{p}^{(x)}}{rr_0^2} \eta\left(t - t_0 - \frac{r+r_0}{c}\right) \times$$

$$\times \int_0^{+\infty} \frac{\tau ih\pi\tau}{D_{i\tau}^{(1)}} P_{-1/2+i\tau}(\cos\gamma) P_{-1/2+i\tau}(-\cos\gamma) P_{-1/2+i\tau}(\cos\theta) P_{-1/2+i\tau}(chb) d\tau, \quad 0 < \theta < \gamma,$$

$$u_1^{(1)}(\vec{r}, t) = -\frac{a\hat{p}^{(x)}}{4rr_0^2} \eta\left(t - t_0 - \frac{r+r_0}{a}\right) \times$$

$$\times \int_0^{+\infty} \frac{\tau ih\pi\tau}{D_{i\tau}^{(1)}} [P_{-1/2+i\tau}(\cos\gamma)]^2 P_{-1/2+i\tau}(-\cos\theta) P_{-1/2+i\tau}(chb) d\tau, \quad \gamma < \theta < \pi,$$

$$D_{i\tau}^{(1)} = \pi P_{-1/2+i\tau}(\cos\gamma) P_{-1/2-i\tau}(-\cos\gamma) + 2W_1 ch\pi\tau.$$

Переходя в (18) к интегрированию по мнимой оси и используя основную теорему о вычетах [7], получаем представление для $u_1^{(1)}(\vec{r}, t)$ в виде ряда

$$u_1^{(1)}(\vec{r}, t) = \frac{a\hat{p}^{(x)}}{4rr_0^2} \sum_{j=0}^{+\infty} \frac{\hat{\mu}_j}{\frac{d}{d\hat{\mu}} D_{\hat{\mu}}^{(1)}} P_{-1/2+\hat{\mu}_j}(\cos\gamma) P_{-1/2+\hat{\mu}_j}(-\cos\gamma) \times$$

$$\times P_{-1/2+\hat{\mu}_j}(\cos\theta) Q_{-1/2+\hat{\mu}_j}(chb(t-t_0)), \quad 0 < \theta < \gamma, \quad a(t-t_0) > r+r_0, \quad D_{\hat{\mu}_j}^{(1)} = 0. \quad (19)$$

В поздневременном приближении ($t-t_0 \gg 1$) можно ограничиться первым членом ряда (19)

$$\frac{a\hat{p}^{(x)}}{2rr_0^2} \frac{\hat{\mu}_0}{\frac{d}{d\hat{\mu}} \tilde{D}_{\hat{\mu}}^{(1)}} P_{-1/2+\hat{\mu}_0}(\cos\gamma) P_{-1/2+\hat{\mu}_0}(-\cos\gamma) P_{-1/2+\hat{\mu}_0}(\cos\theta) Q_{-1/2+\hat{\mu}_0} \left(\frac{a^2(t-t_0)^2 - r^2 - r_0^2}{2rr_0} \right).$$

Для полупрозрачного конуса с параметром заполнения (14) $W_1 \gg 1$ и $t-t_0 \gg 1$ получаем следующее приближение для $u_1^{(1)}$:

$$u_1^{(1)} \approx -\frac{\hat{p}^{(1)}}{4\pi ar_0 W_1} (t-t_0)^{-2}, \quad 0 < \theta < \gamma,$$

при условии, что $\frac{1}{W_1} |\ln(0.5 \sin \gamma)| \ll 1$. В частном случае полупрозрачного конуса $W_1 \gg 1$ для одной из составляющих электрического поля имеем приближение вида ($\theta_0 = \pi$)

$$E_{\theta,1}^{(0)} = \frac{1}{W_1^2} \frac{a \hat{p}^{(1)}}{8\pi} r_0^{-1+1/W_1} r_0^{-1+1/W_1} \frac{h(t-t_0, r, r_0) \operatorname{tg}(\theta/2)}{a^2(t-t_0)^2 - r^2 - r_0^2}, \quad 0 < \theta < \gamma, \quad (20)$$

$$h(z, r, r_0) = \frac{a^2 z^2 + r^2 - r_0^2}{\sqrt{a^2 z^2 - (r+r_0)^2} \sqrt{a^2 z^2 - (r-r_0)^2}}.$$

Приближении (20) является одномодовым и соответствует:

- 1) случаю близкого расположения источника поля вблизи вершины конуса ($r_0 \ll 1$);
- 2) приближению в установившемся режиме ($t - t_0 \gg 1$);
- 3) расположению точки наблюдения в непосредственной близости к вершине конуса ($r \ll 1$).

Анализ поля показал, что в одномодовом приближении (20) ($r_0 \ll 1$) максимум $|E_{\theta,1}^{(0)}|$ достигается при $\theta = \gamma$ (поверхность полупрозрачного конуса), однако на оси конуса ($\theta = 0$) величина $|E_{\theta,1}^{(0)}|$ равна нулю. Следовательно, в случае близкого расположения источника к вершине полупрозрачного конуса при осесимметричном возбуждении его электрическим радиальным диполем поле на оси конуса пренебрежимо мало.

Заключение

Проведено исследование в строгой постановке задачи возбуждения импульсным источником идеально проводящей конической поверхности с периодически прорезанными вдоль образующих щелями. Показано, что на основе использования интегрального преобразования Мелера-Фока начально-краевая электродинамическая задача эквивалентна решению систем линейных уравнений относительно коэффициентов Фурье разложения составляющих электромагнитного поля по одной из пространственных координат. В случае возбуждения δ -образным электрическим радиальным диполем узкого конуса, а также полупрозрачной структуры получены аналитические решения исходной задачи, приведены формулы для одномодового приближения, которые могут быть эффективно использованы на стадиях проектирования и разработки современных сверхширокополосных антенных систем и радиолокационных комплексов.

Список литературы: 1. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. М.: Радио и связь, 1989. 191 с. 2. Taflov A. Application of the finite-difference time-domain method to sinusoidal steady-state electromagnetic-penetration problems // IEEE Trans. Electromagn Compat. 1980. V. EMC-22. № 8. P. 191-202. 3. Doroshenko V. A., Kravchenko V. F., Pustovoi V. I. Meller-Fock transformations in problems of wave diffraction on unclosed structures in the time region // Doklady Physics. 2005, No. 11. P. 560-564. 4. Дорошенко В. А., Кравченко В. Ф. Рассеяние поля электрического диполя на конической структуре с продольными щелями // Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45. № 7. С. 792-798. 5. Бейтмен Г., Эрдеи А. Высшие трансцендентные функции. В 3-х т. Т. 1. М.: Наука. 1973. 407 с. 6. Chan K.-K., Felsen L. Transient and time-harmonic diffraction by a semi-infinite cone // IEEE Trans. on Antennas & Propagat. 1977. V. AP-25, № 6. P. 802-806. 7. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1973. 736 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 30.01.2007