

ISSN 0453-8048

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

**ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО
НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ**
імені В.Н. КАРАЗІНА

№ 853

ХАРКІВ
2009

ISSN 0453-8048

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК
ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ
імені В.Н. КАРАЗІНА

№ 853

РАДІОФІЗИКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА

Випуск 14

Radiophysics and Electronics

ХАРКІВ
2009

ВОЗБУЖДЕНИЕ ТОЧЕЧНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ ИСТОЧНИКОМ КОНУСА С ПРОДОЛЬНЫМИ ЩЕЛЯМИ

А.В. Артюх, В.А. Дорошенко, Ю.Д. Шимук

Харьковский национальный университет радиоэлектроники, Харьков, пр. Ленина 14, 61166

Поступила в редакцию 12 мая 2009 г

В работе проведено исследование задачи возбуждения импульсным радиальным источником полубесконечного идеально проводящего конуса с периодически прорезанными вдоль образующих щелями. Решение корректно поставленной начально-краевой электродинамической задачи проводится с помощью аналитико-численного метода, основанного на применении аппарата функций Грина и интегрального преобразования Мелера-Фока. Показана эквивалентность исходной электродинамической задачи задаче решения систем линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа. Получены аналитические представления для решения и приведены кривые зависимости поля от углов раскрыва конуса и угловой ширины щели.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: импульсный источник, конус, продольные щели, аналитическое решение, численное решение.

В последнее время значительно повысился интерес к математическому моделированию физических процессов, связанных с нестационарным рассеянием электромагнитных волн на сложных объектах, которые широко используются в радиофизических и радиотехнических устройствах и системах [1-3]. Современные математические методы исследования задач нестационарного рассеяния для поверхностей со сложной геометрией базируются в основном на численном методе FDTD [2], а также традиционном методе с привлечением преобразования Фурье и процедурой его обращения. Трудности применения метода FDTD к решению внешних электродинамических задач сопряжены с выполнимостью условий на бесконечности, в связи с чем зачастую предлагают и используются поглощающие условия [3,4]. Наличие на рассеивающих телах вершин и кромок (клинья, конусы, щелевые структуры) значительно затрудняет и нередко делает невозможным реализацию алгоритмов на основе численных методов. Целью данной работы является решение модельной нестационарной задачи рассеяния поля точечного источника на конусе с продольными щелями с помощью строгого аналитико-численного метода, использование которого не предполагает введения поглощающих условий и использования процедуры обращения.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. МЕТОД РЕШЕНИЯ

Точечный импульсный источник электромагнитного поля возбуждает полубесконечный круговой тонкий идеально проводящий конус Σ с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями. Угловая ширина щелей d и период конической структуры $l = 2\pi/N$ равны величинам двугранных углов, образованных плоскостями, которые проходят через ось конуса и ребра соседних лент. Наличие конической поверхности вносит в поле источника возмущение, которое и требуется определить.

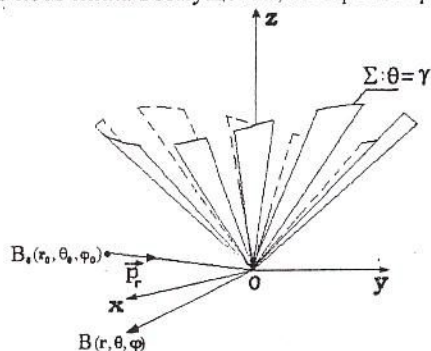


Рис. 1. – Одиночный конус с продольными щелями

Для удобства решения этой электродинамической задачи введем сферическую систему координат r, θ, φ с началом в вершине конуса, в которой конус Σ задается уравнением $\theta = \gamma$ (см. рис.1). Для опре-

деленности возьмем в качестве источника электромагнитного поля электрический ($\chi = 1$) или магнитный ($\chi = 2$) радиальный диполь с моментом

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

и расположенный в точке $B(\vec{r}_0)$, где $\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ - дельта-функция, а $f(t - t_0)$ определяет зависимость поля источника от времени, причем $f(t - t_0) \equiv 0$, $t < t_0$ (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 . Искомое электромагнитное поле $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{H}(\vec{r}, t)$ в присутствии конической поверхности и источника удовлетворяет уравнениям Максвелла, краевому условию на ленте конической структуры, начальному условию и условию ограниченности энергии.

Начально-краевая электродинамическая задача в такой постановке имеет единственное решение [5], которое представим в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}, t) + \vec{E}_1(\vec{r}, t), \quad (1)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0(\vec{r}, t) + \vec{H}_1(\vec{r}, t), \quad (2)$$

$\vec{E}_0(\vec{r}, t)$, $\vec{H}_0(\vec{r}, t)$ - поле источника, $\vec{E}_1(\vec{r}, t)$, $\vec{H}_1(\vec{r}, t)$ - поле, обусловленное присутствием конической структуры (рассеянное поле). Для решения начально-краевых задач с конической геометрией удобно использовать электрический $v^{(1)}$ и магнитный $v^{(2)}$ потенциалы Дебая, через которые выражаются составляющие поля [5]. Потенциалы Дебая, структура которых аналогична структуре полного поля (1), (2), удовлетворяют:

1) волновому уравнению

$$\left(\Delta - \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) v^{(\chi)}(\vec{r}, t) = -\hat{F}^{(\chi)}(\vec{r}, t), \quad \vec{r} \notin \Sigma,$$

$$\hat{F}^{(\chi)}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\varepsilon^{2-\chi} \mu^{\chi-1} r} M_r^{(\chi)} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) f(t - t_0), \quad \varepsilon \mu = \frac{1}{a^2};$$

2) начальному условию

$$v^{(\chi)} \equiv 0 \equiv \frac{\partial v^{(\chi)}}{\partial t}, \quad t \leq t_0;$$

3) краевому условию

$$\frac{\partial^{\chi-1}}{\partial n^{\chi-1}} \left(\frac{\partial v^{(\chi)}}{\partial t} \right) \Big|_{\Sigma} = 0; \quad (3)$$

4) условию ограниченности энергии

$$\iiint_V \left(\left| \frac{\partial v^{(\chi)}}{\partial t} \right|^2 + |\nabla v^{(\chi)}|^2 \right) dV < \infty, \quad v^{(\chi)}(\vec{r}, t) = v_0^{(\chi)}(\vec{r}, t) + v_1^{(\chi)}(\vec{r}, t),$$

где

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

потенциал источника, $v_1^{(\chi)}(\vec{r}, t)$ - искомый потенциал Дебая, соответствующий рассеянному полю, $\eta(\xi)$ - функция Хевисайда, $R = |\vec{r} - \vec{r}_0|$. Вследствие использования аппарата функций Грина и интегральных преобразований Мелера-Фока [6] представим $v_1^{(\chi)}(\vec{r}, t)$ в виде

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

$$\Phi_{ir}(t, r) = \int_{\frac{r+r_0}{a}}^{t-t_0} f(t - t_0 - z) P_{-1/2+i\tau}(chb(z)) dz, \quad chb(z) = \frac{a^2 z^2 - r^2 - r_0^2}{2rr_0}, \quad (5)$$

$$\hat{U}_{m, i\tau}^{(\chi)} = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m, n+m_0}^{(\chi)} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \theta)}{d^{\chi-1}} e^{i(m+nN)\varphi}, & 0 < \theta < \gamma, \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} x_{m, n+m_0}^{(\chi)} \frac{P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos \theta)}{d^{\chi-1}} e^{i(m+nN)\varphi}, & \gamma < \theta < \pi, \end{cases} \quad (6)$$

где $\Gamma(z)$ - гамма-функция, $P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos \theta)$ - функция Лежандра 1-го рода, $\hat{b}_{m\tau}^{(\chi)}$ - известные коэффициенты, $x_{m, n+m_0}^{(\chi)}$ - неизвестные коэффициенты, $\frac{m}{N} = m_0 + \nu$, m_0 - ближайшее целое число к $\frac{m}{N}$, $-1/2 \leq \nu < 1/2$.

Следует отметить, что интегральное представление (4), (5) для потенциала Дебая целесообразно использовать, например, для анализа электромагнитного поля в переходных областях. Для изучения пространственно-временного распределения поля в случае близкого расположения источника к вершине конуса (наиболее интересного с точки зрения практического приложения), следует перейти в (6) к интегрированию вдоль мнимой оси ($\hat{\mu} = i\tau$) и разложить полученный интеграл в ряд по вычетам подынтегральной функции. Приведем вид для $U_1^{(\chi)}$ при осесимметричном возбуждении конуса с продольными щелями ($\theta_0 = \pi$) после перехода к интегрированию по мнимой оси:

$$U_1^{(\chi)}(\vec{r}, t) = -\frac{a\hat{p}_\chi}{4\pi^2 r r_0^2} \eta \left(t - t_0 - \frac{r+r_0}{a} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\mu} \frac{d^{\chi-1}}{d\gamma^{\chi-1}} P_{-1/2+\hat{\mu}}(\cos \gamma) \hat{U}_{0, \hat{\mu}}^{(\chi)}(\theta, \varphi) \hat{\Psi}_{\hat{\mu}}(t, r) d\hat{\mu}. \quad (7)$$

$$\hat{\Psi}_{i\tau}(t, r) = \int_{\frac{r+r_0}{a}}^{t-t_0} f(t-t_0-z) Q_{-1/2+i\tau}(chb(z)) dz,$$

$Q_{-1/2+i\tau}(chb(z))$ - функция Лежандра 2-го рода. Подынтегральная функция в (7) имеет в качестве изолированных особых точек только полюсы функции $\hat{U}_{0, \hat{\mu}}^{(\chi)}$, которые находятся на оси $\text{Re } \hat{\mu}$. Представим $\hat{U}_{0, \hat{\mu}}^{(\chi)}$ в виде

$$\hat{U}_{0, \hat{\mu}}^{(\chi)}(\theta, \varphi) = \frac{g_{\hat{\mu}}^{(\chi)}(\theta, \varphi)}{G_{\hat{\mu}}^{(\chi)}}$$

и после замыкания контура интегрирования (7) в правой полуплоскости ($\text{Re } \hat{\mu} > 0$) комплексной плоскости изменения переменной $\hat{\mu}$ используем основную теорему о вычетах [7], вследствие чего получаем представление потенциала $U^{(\chi)}(\vec{r}, t)$ для полного поля $\vec{E}$, $\vec{H}$ в виде ряда

$$U^{(\chi)}(\vec{r}, t) = -\frac{a\hat{p}_\chi}{2\pi r r_0^2} \eta \left(t - t_0 - \frac{r+r_0}{a} \right) \sum_{s=0}^{+\infty} \hat{\mu}_s^{(\chi)} \frac{g_{\hat{\mu}_s}^{(\chi)}}{d \frac{d^{\chi-1}}{d\hat{\mu}} G_{\hat{\mu}_s}^{(\chi)}} \Big|_{\hat{\mu}=\hat{\mu}_s^{(\chi)}} \frac{d^{\chi-1}}{d\gamma^{\chi-1}} P_{-1/2+\hat{\mu}_s^{(\chi)}}(\cos \gamma) \hat{\Psi}_{\hat{\mu}_s^{(\chi)}}(t, r),$$

где $\hat{\mu}_s^{(\chi)}$ - простые корни функции $G_{\hat{\mu}}^{(\chi)}$:

$$G_{\hat{\mu}}^{(\chi)} \Big|_{\hat{\mu}=\hat{\mu}_s^{(\chi)}} = 0. \quad (8)$$

При осесимметричном возбуждении конуса с продольными щелями электрическим радиальным диполем ($\chi=1$) представление для одной из составляющих электрического рассеянного поля запишется так ($\theta_0 = \pi$)

$$E_{\theta, 1} = -\frac{a\hat{p}_1}{2\pi r^2 r_0^2} \eta \left(t - t_0 - \frac{r+r_0}{a} \right) \sum_{s=0}^{+\infty} \hat{\mu}_s^{(1)} \frac{\frac{\partial}{\partial \theta} g_{\hat{\mu}_s}^{(1)}}{d \frac{d^{\chi-1}}{d\hat{\mu}} G_{\hat{\mu}_s}^{(1)}} \Big|_{\hat{\mu}=\hat{\mu}_s^{(1)}} P_{-1/2+\hat{\mu}_s^{(1)}}(\cos \gamma) \frac{\partial}{\partial r} \left[\hat{\Psi}_{\hat{\mu}_s^{(1)}}(t, r) \right], \quad (9)$$

В случае близкого расположения источника к вершине поверхности ($r_0 \ll 1$, $r_0 < r$), а также при изучении поведения поля вблизи вершины ($r \ll 1$, $r < r_0$) из ряда удастся выделить доминирующую моду, которая и будет определять поле в каждом из вышеперечисленных случаев.

Для $E_{\theta,1}$ составляющей поля при $rr_0 \ll 1$ ограничиваемся первым членом ряда (9) и получаем одно-модовое приближение

$$E_{\theta,1}^{(0)} = -\frac{a\hat{p}_1}{2\sqrt{\pi}} \eta \left(t-t_0 - \frac{r+r_0}{a} \right) r_0^{-3/2+\hat{\rho}_0^{(1)}} r^{-3/2+\hat{\rho}_0^{(1)}} \frac{\Gamma(3/2+\hat{\rho}_0^{(1)})}{\Gamma(\hat{\rho}_0^{(1)})} P_{-1/2+\hat{\rho}_0^{(1)}}(\cos \gamma) \times$$

$$\times \frac{\frac{\partial}{\partial \theta} g_{\hat{\rho}}^{(1)}(\theta, \varphi)}{\frac{d}{d\hat{\mu}} G_{\hat{\mu}}^{(1)}} \Big|_{\hat{\mu}=\hat{\rho}_0^{(1)}} \hat{F}_{\hat{\rho}_0^{(1)}}^{(1)}(t; r, r_0),$$

$$\hat{F}_{\hat{\rho}_0^{(1)}}^{(1)}(t; r, r_0) = \int_{\frac{r+r_0}{a}}^{t-t_0} \frac{f(t-t_0-z)}{(a^2 z^2 - r^2 - r_0^2)^{\hat{\rho}_0^{(1)}+1/2}} h(z, r, r_0) dz, \quad (10)$$

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

Зависимость составляющих поля от временного параметра t в случае близкого расположения источника к вершине ($r_0 \ll 1$) характеризуется функцией $\hat{F}_{\hat{\rho}_0^{(1)}}^{(1)}(t; r, r_0)$ (10), которая в случае возбуждения δ -образным импульсом имеет вид ($f(t-t_0) = \delta(t-t_0)$)

$$\hat{F}_{\hat{\rho}_0^{(1)}}^{(1)}(t; r, r_0) = \frac{h(t-t_0, r, r_0)}{(a^2(t-t_0)^2 - r^2 - r_0^2)^{\hat{\rho}_0^{(1)}+1/2}}.$$

В данном случае возбуждения электромагнитное поле вблизи вершины конической поверхности ведет себя следующим образом:

$$|\vec{E}| \propto r^{-1+\alpha}, \quad |\vec{H}| \propto r^{\alpha}, \quad r \ll 1, \quad \alpha = -1/2 + \hat{\rho}_0^{(1)}, \quad \hat{\rho}_0^{(1)} = \min_s \hat{\rho}_s^{(1)}$$

Для нахождения функции $\hat{U}_{m,ir}^{(\chi)}$ (6) необходимо найти неизвестные коэффициенты $x_{m,n+m_0}^{(\chi)}$. Система линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа (СЛАУ-2) для $x_{m,n+m_0}^{(\chi)}$ получается вследствие использования краевого условия (3), условия непрерывности поля в щелях, а также метода сопряжения [8].

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ

В случае осесимметричного возбуждения конуса с одной щелью ($\theta_0 = \pi$, $N = 1$) электрическим радиальным диполем ($\chi = 1$) неизвестные коэффициенты $x_n^{(1)}$ являются решением такой СЛАУ-2

$$x_0^{(1)} \left\{ D_{ir}^{(1)} - \ln \frac{1-u}{2} \right\} + D_{ir}^{(1)} \sum_{p=1}^{+\infty} (-1)^p x_p^{(1)} \varepsilon_p^{(1)} [P_p(u) + P_{-p}(u)] = D_{ir}^{(1)}, \quad (11)$$

$$(-1)^n \frac{D_{ir}^{(1),n}}{D_{ir}^{(1)}} x_0^{(1)} [P_n(u) + P_{-n}(u)] +$$

$$+ 2D_{ir}^{(1),n} (-1)^{n+1} \sum_{p=1}^{+\infty} (-1)^p p x_p^{(1)} \varepsilon_p^{(1)} [V_{n-1}^{p-1}(u) + V_{-n-1}^{p-1}(u)] - 2x_n^{(1)} = 0, \quad n = 1, 2, \dots \quad (12)$$

где

$$D_{ir}^{(1)} = \frac{\pi}{ch\pi\tau} P_{-1/2+i\tau}(\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}(-\cos \gamma), \quad D_{ir}^{(1),n} = (-1)^n \frac{\pi}{ch\pi\tau} \frac{\Gamma(1/2+i\tau-n)}{\Gamma(1/2+i\tau+n)} P_{-1/2+i\tau}^n(\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}^n(-\cos \gamma),$$

$$N|n|(1-\varepsilon_n^{(1)}) = \frac{(-1)^{nN} ch\pi\tau}{\pi \sin \gamma} \frac{\Gamma(1/2+i\tau+nN)}{\Gamma(1/2+i\tau-nN)} \frac{1}{P_{-1/2+i\tau}^{nN}(-\cos \gamma) P_{-1/2+i\tau}^{nN}(\cos \gamma)},$$

где $u = -\cos \frac{d}{2}$, а функции $V_{n-1}^{p-1}(u)$ определены в [9].

Численное решение СЛАУ-2 (11), (12) с учетом выбора порядка усечения для соответствующих параметров задачи можно получить с помощью метода редукции (матричный оператор системы является вполне непрерывным). Нули определителя системы совпадают с корнями уравнения (8). На рис.2 приведена зависимость значения $\hat{\rho}_0^{(1)}$ от ширины щели при различных фиксированных углах раскрыва конуса.

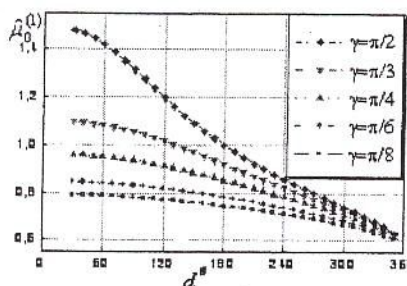


Рис.2. – Зависимость значения $\hat{\rho}_0^{(1)}$ как функции ширины щели d для различных углов полуоткрытия конуса γ .

Для изучения пространственного распределения электромагнитного поля при возбуждении структуры коротким импульсным сигналом большой интерес представляют результаты исследования электродинамической задачи в случае возбуждения поверхности δ -образным импульсным источником.

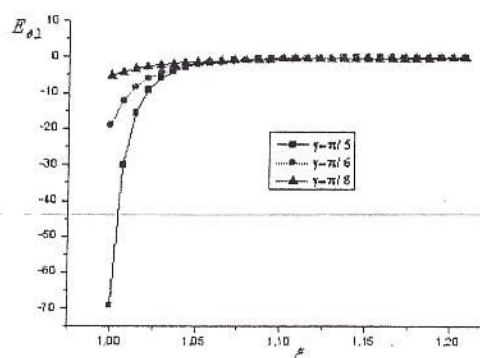


Рис. 3. – Зависимость $E_{\theta,1}$ от $\xi = at/(r+r_0)$ при различных значениях γ , $d = \pi/6$.

На рис.3 приведена зависимость распределения составляющей рассеянного конусом с одной щелью электрического поля $E_{\theta,1}$ в случае возбуждения δ -образным электрическим радиальным диполем. По оси ординат откладываются значения $E_{\theta,1}$, а по оси абсцисс – значения параметра $\xi = at/(r+r_0)$. Следует отметить, что значение последнего определяет положение волнового фронта по отношению к точке наблюдения. Так, при $\xi = 1$ волновой фронт находится в самой точке наблюдения, а по мере удаления волнового фронта от точки наблюдения величина ξ увеличивается, превышая единицу.

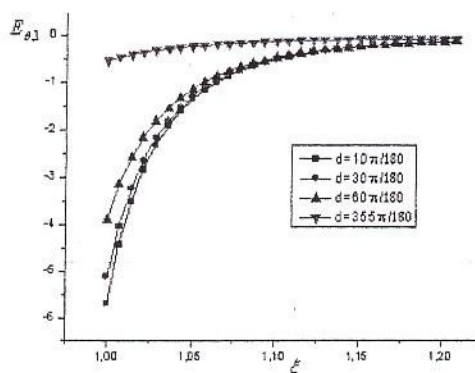


Рис. 4. – Зависимость $E_{\theta,1}$ от ξ при различных фиксированных значениях d , $\gamma = \pi/8$.

По кривым, приведенным на рис 3 и соответствующим различным углам полураскрыва конуса γ при ширине щели $d = \pi/6$, можно судить об изменении значения $E_{\theta,1}$ при удалении волнового фронта от точки наблюдения и увеличении угла полураскрыва конуса. В случае уменьшения угла полураскрыва конуса уменьшается и рассеянное им поле при одном и том же значении параметра ξ .

Зависимость значения составляющей $E_{\theta,1}$ от параметра ξ для различных фиксированных значений угловой ширины d щели дана на рис. 4 (точка наблюдения находится в плоскости, проходящей через ось конуса и щели). Из рис. 4 видно, что с расширением щели абсолютная величина составляющей $E_{\theta,1}$ уменьшается, что согласуется с асимптотическим решением, полученным для узкого конуса в [10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование модельной задачи возбуждения импульсным источником конической поверхности с периодически прорезанными вдоль образующих щелями. Решение соответствующей начально-краевой задачи математической физики проводится с помощью строгого аналитико-численного метода, базирующегося на привлечении интегральных преобразований Мелера-Фока и метода задачи сопряжения. Получены представления для решения в интегральном виде, а также и в виде ряда при осесимметричном возбуждении незамкнутого конуса во времени δ -образным электрическим радиальным диполем. В случае близкого расположения источника к вершине конуса приведены одномодовые приближения для решения, удобные для анализа пространственно-временного распределения электромагнитного поля. На основе найденного решения изучено поведение поля вблизи вершины конической структуры. В случае осесимметричного возбуждения конуса с одной щелью приведены кривые зависимости величины одной из составляющих электрического поля от параметра, связанного со степенью удаления волнового фронта от точки наблюдения при различных фиксированных значениях ширины щели и углов раскрыва конуса. Полученные в работе результаты могут быть использованы при изучении свойств и проектировании конических щелевых антенн, работающих в режиме переизлучения коротких импульсов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Подосенов С.А., Потапов А.А., Соколов А.А. Импульсная электродинамика широкополосных радиосистем и поля связанных структур. – М: Радиотехника, 2003. – 720с.
2. Taflov A., Hagness S.C. Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. – Boston: Artech House, 2000. – 600p.
3. Mur G. Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations//IEEE Tr. on EMC. – 1981. – Vol.23, no.4. – P.377-382.
4. Сирейко К.Ю., Сиренко Ю.К. Точные «поглощающие» условия в начально-краевых задачах теории открытых волноводных резонаторов// Журнал вычислит. математики и математ. физики. – 2005. – Т.45, №3. – С.509-525.
5. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: Высш. шк., 1991. 224с.
6. Doroshenko V.A., Kravchenko V.F., Pustovoi V.I. Meler-Fock transformations in problems of wave diffraction on unclosed structures in the time region//Doklady Physics. – 2005. – No.11. – P. 560-564.
7. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. – М.: Наука, 1973. – 736с.
8. Semenova E.K., Doroshenko V.A. Electromagnetic excitation of PEC slotted cones by elementary radial dipoles – a semi-inversion analysis// IEEE Trans. on Antennas & Propagat. – 2008. – Vol.56, No.7. – P.1976-1983.
9. Шестопалов В.П., Тучкин Ю.А., Поединчук А.Е. и др. Новые методы решения прямых и обратных задач теории дифракции. Аналитическая регуляризация краевых задач электродинамики. – Харьков: Основа, 1997. – 286с.
10. Chan K.-K., Felsen L. Transient and time-harmonic diffraction by a semi-infinite cone// IEEE Trans. on Antennas & Propagat. – 1977. – V.AP-25, No. 6. – P. 802-806.

INFLUENCE OF APERTURE-ILLUMINATION LAW ON NEAR-FIELD CHARACTERISTICS OF APERTURE ANTENNAS

E.E. Ovsyannikova, A.V. Shishkova, N.N. Gorobets

V.N. Karazin Kharkiv national university, 4 Svobody Sq, 61077 Kharkiv, Ukraine

E-mail: shishkova@univer.kharkov.ua, Nikolay.N.Gorobets@univer.kharkov.ua

On the basis of Hertz potentials the investigation of near-field reactive region of square aperture antennas with various aperture illumination laws has been carried out. The influence of the field amplitude distribution law in the aperture on the extension of this region has been studied. The calculation and analysis of amplitude, phase and power radiation characteristics, including reactive radiation power density, at the different planes in near-field region have been carried out. The analysis of the criteria for estimation of near-field reactive region boundary has been carried out.

KEYWORDS: electromagnetic waves, reactive fields, aperture radiators, Kirchhoff technique, near-field, far-field, amplitude distributions, phase characteristics, amplitude characteristics, reactive radiation power

ALGORITHMS OF THE PROCESSING SIGNAL FROM THE TRELLISED RECEIVER FOR MEASURING OF THE LASER RADIATION CHARACTERISTICS

Kokodiy N.G., Pak A.O.

Karazin Kharkiv National University, 61077, 4 Svoboda Sq., Kharkiv, Ukraine

In this paper has been considered the development of the device for the measurement of the intensity distribution in the beam of optical radiation. The algorithm of processing of a signal from the receiver of radiation is studied. The method of measurement of the intensity distribution of optical radiation by the bolometric grid is offered. The developed algorithms for processing a signal from the measuring converter and programs realizing them are checked up experimentally, their serviceability is confirmed. The comparative characteristic of algorithms based on the transformation of Fourier and transformation of Radon has shown an opportunity of their use in practice.

KEY WORDS: the laser, optical radiation, intensity, bolometer, direct task, reverse task.

ARBITRARY FALLING OF WAVE ON GRATE WITH BY A SCREEN AND LAYER OF ENVIRONMENT

A.I. Adonina, R.R. Naumov, A.I. Sljusarev

Kharkov national university the name of B.H. Karazina

61077, пл. Свободы, 4, Kharkov, Ukraine

A decision of the set problem is conducted in the exact raising without imposition of limits on the parameters of structure, angles of incidence of wave, wave-length, parameters of environment. The variant of method of Riman-Gilbert was used for the case of the arbitrary falling of wave. A vectorial task is presented as a sum of two scalar tasks, proper subsystems into which the system of equalizations of Maxwell is divided for E- and H-fields. A numeral account, resulted in work as the graphs, confirms assumption about physical reasons of existence of anomalies, as resonances between active spectral accordions and own waves of the opened resonator which designs the explored structure.

KEYWORDS: grate, magnetodielectric, stream of power, method of Riman-Gilbert, resonator.

SINGLE CONE WITH LONGITUDINAL SLOTS EXCITATION BY AN IMPULSE POINT SOURCE

A.V. Artyukh, V.A. Doroshenko, Y.D. Shimuk

Kharkov National University of Radioelectronics, Kharkov, Lenin Av., 14, 61166

In this work the excitation of a semi-infinite perfectly conducting cone with periodic longitudinal slots by an impulse radial source problem is investigated. The solution of the well-posed initial-boundary problem is found using an analytically numerical method based upon Green function and Meler-Fock integral transforms applying. It is shown that the original electrodynamic problem is equivalent to the one of the Fredholm linear algebraic equations system of the second kind solving. Analytical view of the solution is derived and the graphs illustrating the field dependence on the aperture angle and angle slot width are presented.

KEY WORDS: impulse source, cone, longitudinal slots, analytical solution, numerical solution.

ЗМІСТ

<i>Горев Н.Б., Коджестирова И.Ф., Привалов Е.Н.</i> Вольт-фарадные измерения в гетероструктурах AlGaAs/GaAs с селективным легированием	3
<i>Клименко М.В.</i> Глобальный анализ чувствительности дипольного матричного элемента к изменениям параметров поверхностной сегрегации индия в INGAN/GAN квантовой яме	8
<i>Прохоров Э.Д., Боцула О.В., Забазан А.Н.</i> Эффективность генерации диодов с междолинным переносом электронов на основе нитридов	15
<i>Ляховский А.А., Яцук Л.П., Ляховский А.Ф.</i> Внутренняя частичная взаимная проводимость двух продольных перекрывающихся щелей в прямоугольном волноводе с диэлектрическим слоем, параллельным узким стенкам	21
<i>Овсянникова Е.Е., Шишкова А.В., Горобец Н.Н.</i> Влияние вида амплитудного распределения на характеристики полей в ближней зоне апертурных антенн	26
<i>Кокодий Н.Г., Пак А.О.</i> Алгоритмы обработки сигнала с решетчатого приемника для измерения характеристик лазерного излучения	35
<i>Адолина А.И., Наумов Р.Р., Слюсарев А.И.</i> Произвольное падение волны на решетку с экраном и слоем среды	42
<i>Артюх А.В., Дорошенко В.А., Шимук Ю.Д.</i> Возбуждение точечным импульсным источником конуса с продольными щелями	48
<i>Резуненко В.А.</i> Дифракция акустической волны на жестком сферическом сегменте, экранирующем мягкий шар	54
<i>Вьюнник В.И., Звягинцев А.А.</i> Асимптотический метод решения задачи дифракции на выпуклом импедансном цилиндре, возбуждаемом нитью электрического тока	61
<i>Батраков Д.О., Головин Д.В., Греков С.В., Батракова А.Г.</i> Алгоритм определения задержки импульсных сигналов, основанный на преобразовании Гильберта	68
<i>Гурьев И.В.</i> Теоретическое исследование фотонных кристаллов путем анализа карт фотонной плотности состояний	74
<i>Левченко А.Н.</i> Парамагнитные свойства свободного радикала AsO_2^{2-} в облученных кристаллах KDP	82
<i>Милованов Ю.Б., Пушин В.Ф., Тырнов О.Ф.</i> Фокусировка сигнала ВЧ-ионозонда перемещающимися ионосферными возмущениями	86
<i>Емец Б.Г.</i> Случайно-неоднородная жидкая среда в качестве модулятора низкоинтенсивного непрерывного лазера для возбуждения звука в облучаемой жидкости	93
Настойчивый пропагандист гармонического единения радиофизики и биофизики. К столетию со дня рождения К.И. Кононенко (23.10.1908 г. — 31.01.1978 г.), заведующего кафедрой радиоспектроскопии в Харьковском университете в 1964-1972 г.г.	98
Abstracts	102