Учредитель: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук

Издатель: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук

Журнал зарегистрирован 15 февраля 2000 г. Министерством Российской Федерации по делам печати, телерадиовещания и средств массовой информации

Свидетельство о регистрации ПИ № 77–1685

Физические Основы Приборостроения

2013. Том 2. №4

ISSN: 2225–4293

Адрес редакции: 117342, Москва,
ул. Бутлерова, д. 15, комн. 232.
www.physbi.ru
www.jfop.ru

Зав. редакцией: **Чуриков Д. В.**
Телефон редакции: **8 (495) 334–83–50**
E-mail: **red-fop@mail.ru**
Skype: **physbi**

СОДЕРЖАНИЕ / CONTENTS

Сдано в набор 02.12.2013. Подписано в печать 25.12.2013.
Формат бумаги 420x297. Печать цифровая. Печатных листов 33.
Тираж 300 экз. Цена договорная.
Отпечатано «ООО DC Print», г. Подольск, ул. Мраморная 3, оф. 57.

НОВЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ

УДК 537.86: 517.954

ЭФФЕКТЫ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КОНЕЧНЫХ ПЛОСКИХ И АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

А. А. Вертий — д.ф.–м.н., проф. кафедры Евразийского национального университета им. Л. Н. Гумилева, Астана, Республика Казахстан. E-mail: alexey.vertiy@gmail.com

С. С. Саутбеков — д.ф.–м.н., проф., заведующий кафедрой Евразийского национального университета им. Л. Н. Гумилева. E-mail: sautbek@mail.ru

Ю. К. Сиренко — д.ф.–м.н., проф., заведующий отделом Института радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАНУ, Харьков, Украина. E-mail: yks@ire.kharkov.ua

Н. П. Яшина — к.ф.–м.н., с.н.с. Института радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАНУ. E-mail: npyashina@rambler.ru

Аннотация

Модели метода точных поглощающих условий использованы в работе для анализа эффектов дифракционного излучения в конечных плоских и аксиально-симметричных периодических структурах. Впервые некоторые важные для теории и практики физические результаты, касающиеся условий и механизмов реализации этих эффектов, получены в рамках строгих подходов без привлечения приближения заданного поля или приближения заданного тока.

Ключевые слова: *эффекты дифракцион-ного излучения, конечные периодические структуры, поверхностные волны открытых направляющих структур, модулированные по плотности пучки заряженных частиц, модели метода точных поглощающих условий*

Abstract

The models of exact absorbing conditions are applied for the study of diffraction radiation effects in finite plane and axially symmetric periodic structures. Several important for the theory and applications physical results regarding the conditions and mechanisms of these effects realization have been obtained for the first time within the frames of accurate mathematical approaches without involvement of given current approximation.

Key words: *diffraction radiation effects, finite periodic structures, surface waves of open guiding structures, density modulated beams of charged particles, models of the exact absorbing conditions*

Введение

Эффекты преобразования поля поверхностной волны открытого волновода или собственного поля модулированного по плотности пучка заряженных частиц близко расположенной периодической структурой в поле волны, уносящей заданную часть подводимой энергии в заданном направлении в свободном пространстве, или эффекты дифракционного излучения [1–8] давно привлекают внимание исследователей. Их изучение, базировавшееся на математических моделях и физических результатах электродинамической теории решеток [9–11], позволило создать ряд уникальных приборов и устройств микроволнового диапазона, содействовало зарождению и развитию новых направлений в антенной технике (антенны дифракционного излучения) и в вакуумной электронике (дифракционная электроника, релятивистская дифракционная электроника) [5,12–17].

Но возможности классических моделей теории решеток, оперирующих бесконечными периодическими структурами, помещенными в поле неоднородных плоских волн, ограничены. И прежде всего потому, что в них «зашито» так называемое приближение заданного поля. Эти ограничения все чаще препятствуют удовлетворительному решению современных теоретических и практических задач, требующих рассмотрения конечных периодических структур и учета влияния всех элементов моделируемых устройств, присутствие которых сказывается на энергетических и фазовых характеристиках изучаемых процессов. При построении моделей, отвечающих таким требованиям, предпочтение следует отдать, по-видимому, представлениям временной области [11,18–20] и алгоритмам сеточных методов [21,22].

В этом нас убеждают собственный опыт решения достаточно сложных электродинамических задач [11,19,20], опыт других исследователей, а также следующие хорошо известные факты: (а) подходы временной области свободны от большей части идеализаций, присущих методам частотной области, (б) они более универсальны и накладывают минимальные ограничения на геометрические и материальные параметры исследуемых объектов, (в) они позволяют строить явные вычислительные схемы, не требующие обращения каких-либо операторов, (г) результаты, полученные в рамках методов временной области, легко конвертируются в обычные амплитудно-частотные характеристики. Важно также, что в последние годы были построены и широко апробированы нелокальные и локальные точные поглощающие условия (см., например, [11,19,20,23–25]), позволяющие заменять открытые начально-краевые электродинамические задачи эквивалентными закрытыми задачами, предложены и реализованы ускоренные вычислительные схемы реализации этих условий на основе быстрого преобразования Фурье [26,27].

Все это существенно снизило требования к ресурсам компьютеров, используемых в вычислительных экспериментах, позволило аккуратно поставить и строго решить ряд актуальных задач анализа и синтеза резонансных элементов и узлов антенн и антенно-фидерных трактов перспективных телекоммуникационных и радиолокационных систем различного назначения.

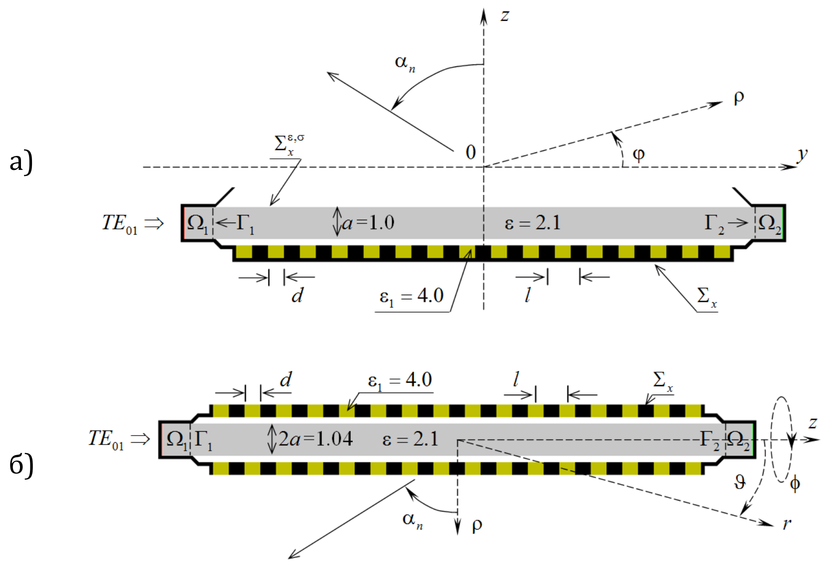


***Рис. 1.** (а) Плоская и (б) аксиально-симметричная модель антенны дифракционного излучения:* $l = 1.0$, $d = 0.5$, $h = 0.4$ *— высота ламелей отражательной решетки и высота брусьев полупрозрачной решетки,* $c = 0.2$ *— прицельное расстояние (зазор между решеткой и диэлектрическим волноводом). Пропорции в изображении всех деталей излучающих структур сохранены.*

Данная работа посвящена изложению ряда физических результатов, связанных с реализацией эффектов дифракционного излучения в конечных плоских ($\partial/\partial x \equiv 0$, $\{x, y, z\}$ — декартовы координаты) и аксиально-симметричных ($\partial/\partial\phi \equiv 0$, $\{\rho, \phi, z\}$ — цилиндрические координаты) периодических структурах. Эти результаты получены в экспериментах с моделями метода точных поглощающих условий [11,19,20]. Используемые модели коротко описаны в первом разделе работы. Два других раздела посвящены обсуждению физических особенностей в процессах преобразования поверхностных волн открытых диэлектрических волноводов [28] в волны объемные — в распространяющиеся гармоники пространственного спектра решеток [9–11], уносящие энергию далеко в свободное пространство.

Размерности анализируемых физических величин в работе опускаются. Предполагается, что все они (за исключением «времени» t, которое является произведением истинного времени и скорости распространения света в вакууме) отвечают системе СИ. Согласно этой системе, величины всех геометрических параметров (a, b, c и т.д.) задаются в метрах, но, очевидно, это не является серьезным препятствием для распространения полученных результатов на любые другие геометрически подобные структуры. Так, например, если параметру a модельной задачи отвечает параметр a_r реальной задачи, и $a_r/a=\alpha$, то для построения решения этой реальной задачи все величины модельной задачи, включающие размерность $[m]$ (метры), необходимо умножить на коэффициент подобия α, а все величины, включающие размерность $\left[m^{-1}\right]$, разделить на α.

Двухмерные модели метода точных поглощающих условий

Закрытые начально-краевые задачи

$$\begin{cases} \left[-\varepsilon(g)\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}-\sigma(g)\eta_0\dfrac{\partial}{\partial t}+\dfrac{\partial^2}{\partial y^2}+\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}\right]U(g,t)=0,\ t>0,\ g\in\Omega_{\text{int}}, \\ U(g,t)\big|_{t=0}=0,\ \partial U(g,t)/\partial t\big|_{t=0}=0,\ g=\{y,z\}\in\bar{\Omega}_{\text{int}}, \\ E_{tg}(p,t) \text{ и } H_{tg}(p,t) \text{ непрерывны при пересечени } \Sigma^{\varepsilon,\sigma}, \\ \quad E_{tg}(p,t)\big|_{p=\{x,y,z\}\in\Sigma}=0, \text{ и } D\left[U(g,t)\right]\big\|_{g\in\Gamma}=0, \\ \quad D_1\left[U(g,t)-U^{i(1)}(g,t)\right]\Big\|_{g\in\Gamma_1}=0,\ D_2\left[U(g,t)\right]\big\|_{g\in\Gamma_2}=0,\ t\ge 0, \end{cases} \tag{1, а}$$

$$\begin{cases} \left[-\varepsilon(g)\dfrac{\partial^2}{\partial t^2}-\sigma(g)\eta_0\dfrac{\partial}{\partial t}+\dfrac{\partial^2}{\partial z^2}+\dfrac{\partial}{\partial\rho}\left(\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial\rho}\rho\right)\right]U(g,t)=0,\ t>0,\ g\in\Omega_{\text{int}}, \\ U(g,t)\big|_{t=0}=0,\ \partial U(g,t)/\partial t\big|_{t=0}=0,\ g=\{\rho,z\}\in\bar{\Omega}_{\text{int}}, \\ E_{tg}(q,t) \text{ и } H_{tg}(q,t) \text{ непрерывны при пересечении } \Sigma^{\varepsilon,\sigma}, \\ \quad E_{tg}(q,t)\big|_{q=\{\rho,\phi,z\}\in\Sigma}=0,\ U(0,z,t)=0 \text{ для } \{0,z\}\in\bar{\Omega}_{\text{int}} \text{ и } D\left[U(g,t)\right]\big\|_{g\in\Gamma}=0, \\ \quad D_1\left[U(g,t)-U^{i(1)}(g,t)\right]\Big\|_{g\in\Gamma_1}=0,\ D_2\left[U(g,t)\right]\big\|_{g\in\Gamma_2}=0,\ t\ge 0 \end{cases} \tag{1, б}$$

описывают пространственно-временные трансформации электромагнитного поля $\left\{\boldsymbol{E}(g,t),\boldsymbol{H}(g,t)\right\}$ в плоских (рис. 1, а) и аксиально-симметричных (рис. 1, б) электродинамических структурах, возбуждаемых через виртуальную границу Γ_1 в поперечном сечении виртуального питающего волновода Ω_1 импульсной волной $\left\{\boldsymbol{E}^{i(1)}(g,t),\boldsymbol{H}^{i(1)}(g,t)\right\}$. Описывают точно, без каких-либо приближений [19,20]. Здесь $U(g,t)=E_x(g,t)$ или $U(g,t)=E_\phi(g,t)$ в случае TE_0-волн ($E_y=E_z=H_x\equiv 0$ или $E_\rho=E_z=H_\phi\equiv 0$) и $U(g,t)=H_x(g,t)$ или $U(g,t)=H_\phi(g,t)$ в случае TM_0-волн ($H_y=H_z=E_x\equiv 0$ или $H_\rho=H_z=E_\phi\equiv 0$), $E_{(...)}$ и $H_{(...)}$ — компоненты векторов напряженности поля $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$, $\varepsilon(g)\ge 1$ и $\sigma(g)\ge 0$ — относительная диэлектрическая проницаемость и удельная проводимость недисперсных и немагнитных материалов, используемых в конструкции анализируемых структур, $\eta_0=(\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$ — импеданс свободного пространства, ε_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные вакуума, $g=\{y,z\}$ или $g=\{\rho,z\}$ — точка пространства R^2, $q=\{x,y,z\}$ или $q=\{\rho,\phi,z\}$ — точка пространства R^3.

Символом $\Sigma = \Sigma_x \times [-\infty,\infty]$ или $\Sigma = \Sigma_\phi \times [0,2\pi]$ обозначены поверхности идеальных проводников, а символом $\Sigma^{\varepsilon,\sigma} = \Sigma_x^{\varepsilon,\sigma} \times [-\infty,\infty]$ или $\Sigma^{\varepsilon,\sigma} = \Sigma_\phi^{\varepsilon,\sigma} \times [0,2\pi]$ — поверхности, на которых материальные параметры среды распространения волн (функции $\varepsilon(g)$ и $\sigma(g)$) терпят разрыв. В задаче (1, а) для плоских структур область анализа Ω_{int} — это часть плоскости $y0z$, ограниченная контурами Σ_x и виртуальными границами Γ_j ($j=1,2$) и $\Gamma = \{g = \{\rho,\varphi\}: \rho = L,\ 0 \le \varphi \le 2\pi\}$ ($\{\rho,\varphi\}$ — полярные координаты в плоскости $y0z$). В задаче (1, б) для аксиально-симметричных структур область анализа Ω_{int} — это часть полуплоскости $\rho > 0$, ограниченная контурами Σ_ϕ, осью симметрии $\rho = 0$ и виртуальными границами Γ_j ($j=1,2$) и $\Gamma = \{g = \{r,\vartheta\}: r = L,\ 0 \le \vartheta \le \pi\}$ ($\{r,\vartheta,\phi\}$ — сферические координаты). Все рассеивающие элементы, задаваемые кусочно-постоянными функциями $\varepsilon(g)$, $\sigma(g)$ и кусочно-гладкими контурами Σ_x, Σ_ϕ и $\Sigma_x^{\varepsilon,\sigma}$, $\Sigma_\phi^{\varepsilon,\sigma}$, сосредоточены в области Ω_{int}. Предполагается, что финитные в замыкании $\bar{\Omega}_{\text{int}}$ области Ω_{int} функции $\varepsilon(g)-1$, $\sigma(g)$ удовлетворяют условиям теоремы об однозначной разрешимости задач (1) в пространстве Соболева $W_2^1(\Omega_{\text{int}}^T)$, $\Omega_{\text{int}}^T = \Omega_{\text{int}} \times [0,T]$, $T < \infty$ [19,20].

Интегро–дифференциальные операторы $D_1[U - U^{i(1)}]$, $D_2[U]$ и $D[U]$ построены в [19,20]. Они позволяют абсолютно точно моделировать поведение импульсных волн $U^{s(1)}(g,t) = U(g,t) - U^{i(1)}(g,t)$, $U^{s(2)}(g,t) = U(g,t)$ и $U(g,t)$, уходящих через виртуальные границы Γ_1, Γ_2 и Γ в виртуальные волноводы Ω_1, Ω_2 и свободное пространство Ω_{ext}. Эти волны как бы полностью поглощаются границами Γ_j и Γ, поэтому соответствующие граничные условия в (1) и названы точными поглощающими условиями. Введение таких условий в изначально открытые модельные начально-краевые задачи, т.е. в задачи, область анализа которых уходит на бесконечность по одному или нескольким пространственным направлениям, позволяет корректно редуцировать пространство счета последних и, по существу, устраняет все препятствия на пути построения эффективных вычислительных схем для численного анализа переходных и установившихся процессов в рассматриваемых электродинамических структурах. Функция

$$U^{i(1)}(g,t) = \sum_n^{\infty} v_{n1}(y,t)\mu_{n1}(z),\ g = \{y,z\} \in \bar{\Omega}_1 \quad \text{или} \quad U^{i(1)}(g,t) = \sum_n^{\infty} v_{n1}(z,t)\mu_{n1}(\rho),\ g = \{\rho,z\} \in \bar{\Omega}_1$$

определяет поле $\{\boldsymbol{E}^{i(1)}(g,t), \boldsymbol{H}^{i(1)}(g,t)\}$ волны, приходящей на границу Γ_1 из волновода Ω_1. Эту функцию как и $\varepsilon(g)$, $\sigma(g)$, контуры Σ_x, $\Sigma_x^{\varepsilon,\sigma}$ считаем заданной. Предполагается, что падающая волна к моменту времени $t = 0$ еще не успевает добежать до границы Γ_1. Ортонормированные базисы $\{\mu_{nj}(z)\}_n$, $\{\mu_{nj}(\rho)\}_n$ ($j = 1,2$) собственных поперечных функций для всех рассматриваемых в работе типов волноводов Ω_j определены в [19,20], $v_{n1}(y,t)$ и $v_{n1}(z,t)$ — пространственно-временные амплитуды собственных импульсных волн волновода Ω_1, суперпозиция которых составляет падающую волну $U^{i(1)}(g,t)$.

Решение задачи (1), построенное для точек $g \in \Omega_{\text{int}}$ и значений t из интервала времени наблюдения $[0,T]$, $T < \infty$ в рамках стандартных вычислительных схем метода конечных разностей [21] и продолженное с границы Γ в область Ω_{ext} операторным методом (методом транспортных операторов, определяющих пространственно-временные деформации импульсов на конечных отрезках их распространения в регулярных направляющих структурах [20,29,30]), конвертируется с помощью интегрального преобразования $\tilde{f}(k)=\int_0^T f(t)\exp(ikt)dt$ в необходимые для физического анализа амплитудно-частотные характеристики. Назовем некоторые из них. Это следующие:

- распределение значений компонент гармонически колеблющихся полей $\tilde{\mathbf{E}}(g,k)$ и $\tilde{\mathbf{H}}(g,k)$ в областях Ω_{int} и Ω_{ext},
- эффективность излучения $\eta(k)=1-W_{\text{abs}}-\sum\limits_{n,p}\left(W_{np}^{11}+W_{np}^{21}\right)$,
- диаграмма направленности на дуге $\rho=M\geq L$ или на дуге $r=M\geq L$

$$D(\varphi,k,M)=\frac{\left|\tilde{E}_{tg}(M,\varphi,k)\right|^2}{\max\limits_{0\leq\varphi\leq 2\pi}\left|\tilde{E}_{tg}(M,\varphi,k)\right|^2},\ 0\leq\varphi\leq 360^\circ \text{ или}$$

$$D(\vartheta,k,M)=\frac{\left|\tilde{E}_{tg}(M,\vartheta,k)\right|^2}{\max\limits_{0\leq\vartheta\leq\pi}\left|\tilde{E}_{tg}(M,\vartheta,k)\right|^2},\ 0\leq\vartheta\leq 180^\circ,\ K_1\leq k\leq K_2$$

и др. [20].

Здесь $k=2\pi/\lambda>0$ — волновое число (частотный параметр или просто частота), λ — длина волны в свободном пространстве, T — верхний предел в интервале времени наблюдения $0\leq t\leq T$, для всех $t>T$ функция $f(t)=0$, $\tilde{E}_{tg}(M,\varphi,k)$ или $\tilde{E}_{tg}(M,\vartheta,k)$ — тангенциальная составляющая гармонически колеблющегося электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}(q,k)$ на цилиндрической поверхности $\rho=M\geq L$ или на сферической поверхности $r=M\geq L$, W_{abs} — доля подведенной энергии, поглощенная в неидеальных элементах структуры, $W_{np}^{j1}(k)$ – доля энергии, подведенной к структуре на p-ой собственной волне волновода Ω_1, отведенная в n-ю собственную волну волновода Ω_j. Диаграммная функция $D(\varphi,k,M)$ или $D(\vartheta,k,M)$ определяет пространственную ориентацию и «энергетическую емкость» волн, убегающих в свободное пространство через виртуальную границу Γ. Главный лепесток диаграммы направлен под углом $\bar{\varphi}(k)$ или $\bar{\vartheta}(k)$ таким, что $D(\bar{\varphi}(k),k,M)=1$ или $D(\bar{\vartheta}(k),k,M)=1$. Величина M определяет зону (ближняя, средняя или дальняя), для которой диаграмма вычисляется.

Эффекты дифракционного излучения. Плоские структуры

Помещая конечную решетку в поле поверхностной волны, направляемой конечным отрезком открытого диэлектрического волновода, получаем объект, на котором эффекты дифракционного излучения можно изучать очень аккуратно, без искажений, вызываемых использованием приближения заданного поля. Доступными для расчета становятся энергетические и фазовые характеристики процессов, без анализа которых невозможно построение эффективно работающих антенных устройств, формирующих заданное поле излучения. А в случае TM_0-волн поле поверхностных волн можно рассматривать как собственное поле модулированного по плотности пучка электронов [1,3–7] и извлекать из решений соответствующих модельных задач информацию, необходимую для создания новых приборов дифракционной электроники.

В этом разделе рассматривается работа одного из таких электродинамических объектов. Его сечение плоскостью $x=const$ представлено на рис. 1, а: планарный диэлектрический ($\varepsilon=2.1$) волновод шириной $a=1.0$ уходит своими торцами в плоскопараллельные виртуальные волноводы Ω_j ($j=1,2$) с 45-градусными фланцами, под волноводом на расстоянии $c=0.2$

расположена отражательная решетка, содержащая 15 полных периодов длиной $l = 1.0$ каждый. Пропорции в изображении всех деталей структуры на рис. 1, а сохранены. Возбуждение осуществляется через виртуальную границу Γ_1 импульсной TE_{01}-волной

$$U^{i(1)}(g,t) = U_1^{i(1)}(g,t) = v_{11}(y,t)\mu_{11}(z), \; g = \{y,z\} \in \bar{\Omega}_1. \tag{2}$$

Точки отсечки первых трех синусоидальных TE_{0n}-волн в волноводах Ω_1 and Ω_2 равны $k_1^+ \approx 2.17$, $k_2^+ \approx 4.33$ и $k_3^+ \approx 6.5$.

Пусть сначала $$v_{11}(y : g \in \Gamma_1, t) = 4\frac{\sin\left[\Delta k\left(t - \tilde{T}\right)\right]}{\left(t - \tilde{T}\right)}\cos\left[\tilde{k}\left(t - \tilde{T}\right)\right]\chi\left(\bar{T} - t\right) = F_1(t) \tag{3}$$

и $\tilde{k} = 4.4$, $\Delta k = 2.0$, $\tilde{T} = 40$, $\bar{T} = 80$, $T = 300$. Здесь $\chi(...)$ — ступенчатая функция Хевисайда, $\tilde{k}$ — центральная частота импульса $F_1(t)$, $\tilde{T}$ и $\bar{T}$ — его время запаздывания и длительность. Импульс $F_1(t)$ занимает полосу частот $\tilde{k} - \Delta k \leq k \leq \tilde{k} + \Delta k$ [20]. В нашем случае — полосу $2.4 \leq k \leq 6.4$, и только две синусоидальные волны — TE_{01} и TE_{02} — могут распространяться в волноводах Ω_j без затухания.

Результаты численного эксперимента, позволившего проанализировать электродинамические характеристики конечной решетки, помещенной в поле импульсной поверхностной волны, бегущей вдоль диэлектрического волновода (эта волна порождается волной (2), (3)), представлены на рис. 2. Прочитать правильно эти результаты позволяют сведения о значениях $\bar{\chi}(k)$ постоянной распространения поверхностной монохроматической волны $A(z,k)\exp\left[i\bar{\chi}(k)y\right]$, направляемой диэлектрическим слоем, и представление о том, какое поле порождает неоднородная монохроматическая плоская волна с продольной постоянной распространения $\Phi_1(k) = \bar{\chi}(k)$ ($k < \left|\Phi_1(k)\right|$), падая на бесконечную решетку с периодом l. Обычно, эти две волны отождествляются при изучении эффектов дифракционного излучения в рамках стандартных моделей электродинамической теории решеток [1–6]. Поступим так же, но не на стадии постановки и проведения вычислительных экспериментов, а на стадии физического анализа их результатов.

Начнем с изложения известных фактов [9–11]. Неоднородная монохроматическая плоская волна порождает в зоне отражения $z > 0$ бесконечной решетки пространственные гармоники $B_n(k)\exp\left[i\gamma_n(k)z\right]\exp\left[i\Phi_n(k)y\right]$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, ...$ — однородные ($n : k > \left|\Phi_n\right|$) и неоднородные ($n : k < \left|\Phi_n\right|$) плоские волны, распространяющиеся в сторону растущих значений z без затухания или с экспоненциальным затуханием. Число гармоник, для которых $k > \left|\Phi_n\right|$, конечно для любого конечного значения k. Каждая из таких однородных плоских волн уходит от решетки под углом

$$\alpha_n(k) = -\arcsin\left[\Phi_n(k)/k\right] \tag{4}$$

(см. рис. 1, а) и уносит бесконечно далеко часть энергии, «освобождающейся» в результате рассеяния неоднородной плоской волны. Здесь $\gamma_n(k) = \sqrt{k^2 - \Phi_n^2(k)}$ ($\mathrm{Re}\,\gamma_n(k) \geq 0$, $\mathrm{Im}\,\gamma_n(k) \geq 0$) и $\Phi_n = (n + \Phi)2\pi/l = \Phi_1 + 2\pi(n-1)/l$, Φ — числовой параметр, $\left|\Phi\right| \leq 0.5$.

Значения $\bar{\chi}(k)$ (см. рис. 3) получаем, рассчитывая набег фазы

$$\zeta(k) = \arg\tilde{E}_x(g_2,k) - \arg\tilde{E}_x(g_1,k) = \bar{\chi}(k)$$

поля $\tilde{E}_x(g,k)$ при перемещении точки наблюдения $g = \{z,y\}$ вдоль оси диэлектрического волновода из точки $g = \{z,y_1\}$ в точку $g = \{z,y_2\}$, $y_2 - y_1 = 1.0$.

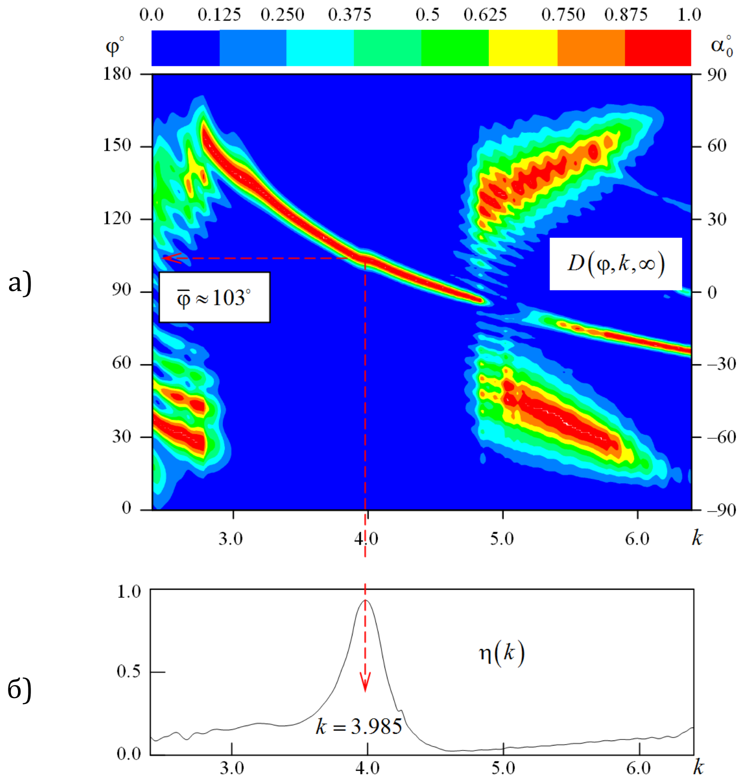


Рис. 2. *(а) Диаграмма направленности* $D(\varphi,k,\infty)$ *и (б) эффективность излучения* $\eta(k)$ *плоской антенны в полосе частот* $2.4\le k\le 6.4$.

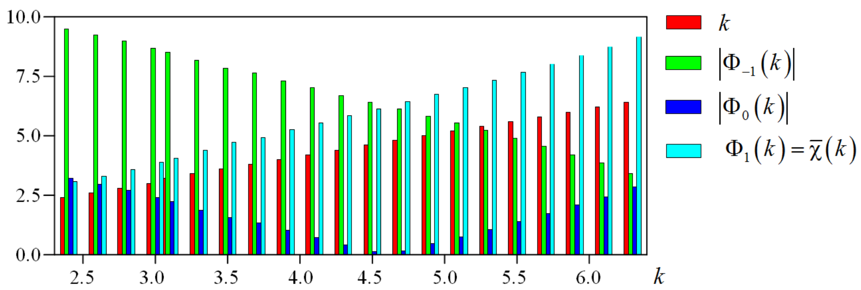
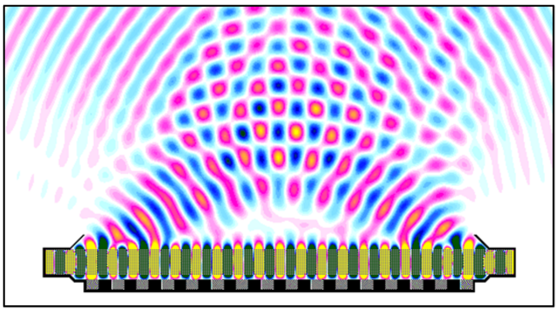
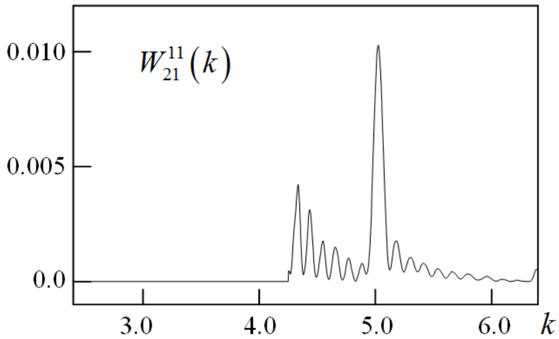


Рис. 3. *Постоянная распространения* $\bar{\chi}(k)=\Phi_1(k)$ *поверхностной волны планарного диэлектрического волновода и отвечающие ей значения* $|\Phi_m(k)|$, $m=0,-1$ *продольных постоянных распространения нулевой и минус первой пространственных гармоник бесконечной решетки с периодом* $l=1.0$.

Из данных, приведенных на рис. 3, следует, что нулевая гармоника отрывается от решетки и становится распространяющейся при значениях k из интервала $2.7<k<2.8$. В момент отрыва $k=|\Phi_0(k)|$ и угол $\varphi=90^{\circ}+\alpha_0=180^{\circ}$ — зарождающаяся однородная плоская волна скользит по поверхности решетки. Аналог этой распространяющейся гармоники и формирует главный лепесток диаграммы исследуемого излучателя в диапазонах частот $2.8<k<4.8$ и $5.8<k<6.4$. Минус первая распространяющаяся гармоника появляется в зоне отражения бесконечной решетки при значениях k из интервала $5.2<k<5.3$. Аналог этой гармоники в ситуации, которая рассматривается в статье, не вносит заметных изменений в распределение значений диаграммной функции $D(\varphi,k,\infty)$.

Проведенный анализ делает понятным отсутствие четко выраженного главного лепестка в диаграмме при значениях частотного параметра $k<2.8$, но не дает объяснения эффекту, который наблюдаем в интервале частот $4.8<k<5.8$. Здесь диаграммная функция имеет два четко выраженных максимума, разнесенных практически симметрично относительно направления $\varphi=90^\circ$. Эти лепестки формируются высшими вытекающими волнами планарного диэлектрического волновода (быстрыми волнами или волнами с $\overline{\chi}(k)<k$), которые эффективно возбуждаются вблизи открытых концов виртуальных волноводов Ω_1 и Ω_2, но быстро затухают при движении навстречу друг другу (см. рис. 4, а). Подтверждает сказанное и результат, представленный на рис. 4, б: в области частот, где возникают лепестки, появление которых классическая теория решеток предсказать не может, резко возрастает уровень возбуждения TE_{02}-волны в питающем волноводе Ω_1. Это означает, что на выходе из этого волновода так же резко должна проявиться и высшая собственная волна диэлектрического волновода с приблизительно такой же конфигурацией поля, как и у TE_{02}-волны закрытого волновода.





а) б)

Рис. 4. *(а) Возбуждение планарной излучающей структуры квазимонохроматическим импульсом (5), $\tilde{k}=5.4$. Пространственное распределение значений $E_x(g,t)$, $g\in\Omega_{\text{int}}$, $t=60$. (б) Уровень возбуждения отраженной TE_{02}-волны в питающем волноводе Ω_1.*

Эффективность излучения антенны во всем рассматриваемом диапазоне частот невысокая. Исключение — частоты из окрестности точки $k=3.985$ (см. рис. 2, б). Здесь, как показывают простые вычисления, реализуется полуволновый резонанс на распространяющейся в канавках решетки TE_{01}-волне: волноводная длина волны равна $\lambda_w=2\pi\Big/\sqrt{k^2\varepsilon_1-(\pi/d)^2}\approx 0.83$ ($\lambda=2\pi\big/k\sqrt{\varepsilon_1}\approx 0.79$) при глубине канавок, равной 0.4. На частоте $k=3.985$ имеем $\overline{\chi}(k)=\Phi_1\approx 5.35$ и бесконечная решетка, согласно формуле (4), направляет нулевую пространственную гармонику под углом $\alpha_0(k)=13.53^\circ$ ($\varphi=103.53^\circ$). Рассчитанное направление $\overline{\varphi}(k)$ главного лепестка диаграммы $D(\varphi,k,\infty)$ для $k=3.985$ составило 103°. Такое хорошее совпадение подтверждает обоснованность предпринятого выше толкования части полученных численных результатов с использованием аналогий между конечными и бесконечными периодическими структурами.

Возбудим теперь структуру квазимонохроматическим TE_{01}-импульсом $U_1^{i(1)}(g,t)$ с амплитудой $E_x(g,t)$-компоненты поля, равной

$$v_{11}\left(y:g=\{y,z\}\in\Gamma_1,t\right)=P(t)\cos\left[\tilde{k}\left(t-\tilde{T}\right)\right]=F_2(t), \tag{5}$$

где $\tilde{k}=3.985$, $\tilde{T}=5$, $P(t):0.01-5-75-80$ и $T=200$. $P(t)$: $t_1-t_2-t_3-t_4$ — трапециевидная огибающая сигнала, равная нулю при $t<t_1$, $t>t_4$ и единице при $t_2<t<t_3$. Импульс $F_2(t)$ занимает

узкую полосу частот вблизи центральной частоты $\tilde{k}$. Результаты соответствующего вычислительного эксперимента представлены на рис. 5.

Конечная решетка формирует излучение с практически плоским фронтом (рис. 5, а). Это излучение хорошо направленно — ширина $\varphi_{0.5}(k)$ главного лепестка диаграммы на уровне $D(\varphi,k,\infty)=0.5$ равна 5.6° (рис. 5, б). $\bar{\varphi}(k)\approx 103^\circ$ — простая металлическая решетка обеспечивает так называемое «обратное излучение» [31] без привлечения каких либо экзотических материалов. Резонанс, отвечающий максимальной эффективности излучения $\eta(k)\approx 0.94$, не слишком добротный [20] — напряженность поля в щели решетки быстро спадает после выключения источника (рис. 5, в).

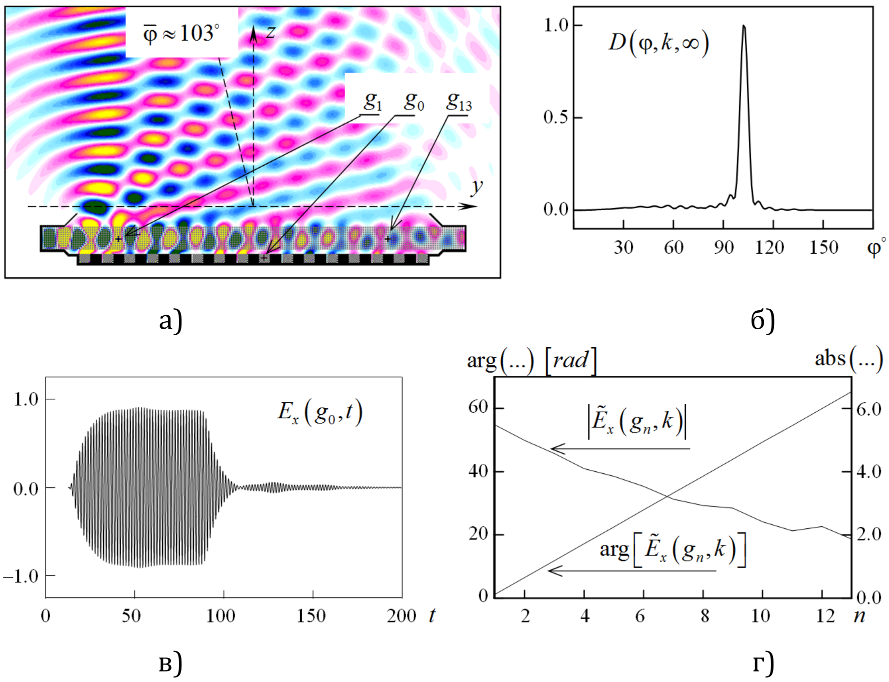


Рис. 5. *Возбуждение планарной структуры квазимонохроматическим импульсом (5),* $\tilde{k}=3.985$ *: (а) пространственное распределение значений* $E_x(g,t)$, $g\in\Omega_{\text{int}}$, $t=60$, *(б) диаграмма направленности* $D(\varphi,k,\infty)$ *на частоте* $k=3.985$, *(в)* $E_x(g,t)$ *-компонента поля в точке* $g=g_0$, *(г) распределение значений* $\tilde{E}_x(g_n,k)$, $k=3.985$ *вдоль апертуры излучателя.*

На последнем фрагменте рисунка представлены характеристики, без учета которых невозможно создание реальных антенн [13–15], работающих на эффекте дифракционного излучения. Оказывается, что фазовые искажения даже на достаточно больших по длине апертурах могут быть минимизированы. А усредненное распределение амплитуд поля над короткими ($6\div 8$ периодов) решетками таково, что им можно эффективно управлять, изменяя прицельное расстояние и глубину канавок периодической структуры. Из таких коротких решеток можно затем собирать структуры с большими излучающими апертурами и заданным амплитудно-фазовым распределением поля на этих апертурах, т.е. структуры с заданными диаграммами направленности. Такова схема модельного синтеза антенн дифракционного излучения, и приведенные выше результаты доказывают, что она может быть достаточно быстро и эффективно реализована на практике.

Обсудим теперь коротко возможность реализации описанных выше эффектов на структурах с конечными решетками, покрывающими часть поверхности кругового металлического цилиндра. Имитируя возбуждение таких структур (см. рис. 6) импульсной TE_{01} -волной

$$U^{i(1)}(g,t)=U_1^{i(1)}(g,t):v_{11}\left(y:g=\{y,z\}\in\Gamma_1,t\right)=F_1(t);\tilde{k}=0.54,\Delta k=0.25,\tilde{T}=250,\bar{T}=500,T=1750,$$

набегающей на границу Γ_1 из виртуального волновода Ω_1, получаем в полосе частот $0.29 \le k \le 0.79$ такие же диаграммы, как и диаграмма $D(\varphi,k,\infty)$, представленная на рис. 2. Конечно, говорить можно только о качественном совпадении, и это совпадение ожидаемое, поскольку условия проведения экспериментов очень похожи: для значений $0.29 \le k \le 0.79$ только две синусоидальные волны — TE_{01} и TE_{02} — могут распространяться в волноводах Ω_j без затухания (первые точки отсечки здесь $k_1^+ \approx 0.271$, $k_2^+ \approx 0.542$ и $k_3^+ \approx 0.813$), а основные материальные и геометрические параметры элементов цилиндрических излучателей те же, что и в случае планарной антенны.

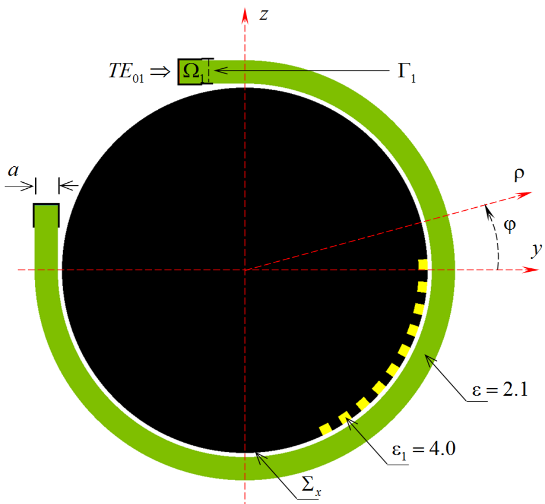


Рис. 6. *Геометрия цилиндрической антенны: $l = 10.0$ — длина периода решетки, $d = 5.0$ — ширина углублений, $h = 4.0$ — высота ламелей, $c = 0.8$ — прицельное расстояние (зазор между поверхностью цилиндра $\rho = 80$ и диэлектрическим — $\varepsilon = 2.1$ — волноводом шириной $a = 8.0$), $\varepsilon_1 = 4.0$ — диэлектрическая проницаемость материала, заполняющего углубления решетки.*

Конкретные детали диаграмм, естественно, отличаются, и отличия эти связаны в основном с тем, что лепестки, отвечавшие в случае планарной антенны нулевой пространственной гармонике бесконечной решетки, расщепляются на несколько лепестков, и это расщепление для антенн с решетками длиной в $6 \div 10$ периодов делает их практически непригодными для формирования хорошо направленного излучения. Только излучатель с решеткой длиной в пять периодов позволяет получить на пике функции $\eta(k) \approx 0.6$, $k = 0.42$, отвечающем полуволновому (на TE_{01}-волне) резонансу в канавке периодической структуры, направленность, которая может удовлетворить потенциальных потребителей. Правда, эффективность излучения такой структуры ниже, чем у структур с решетками длиной в шесть ($\eta(k) \approx 0.67$), восемь ($\eta(k) \approx 0.78$) и десять ($\eta(k) \approx 0.84$) периодов.

Характеристики излучателя с решеткой длиной в пять периодов не изменяются существенно и при вращении цилиндра, поворот которого вокруг собственной оси приводит к такому же повороту главного лепестка диаграммы $D(\varphi,k,\infty)$ (см. рис. 7).

Этот результат может оказаться полезным при разработке сканирующих антенн различного назначения, в том числе и антенн для так называемых «Squint-Mode SAR Systems» [32]. Но для реализации этих возможностей необходимо синтезировать цилиндрические излучатели с более привлекательными характеристиками и провести ряд натурных экспериментов, подтверждающих качество полученных теоретических результатов.

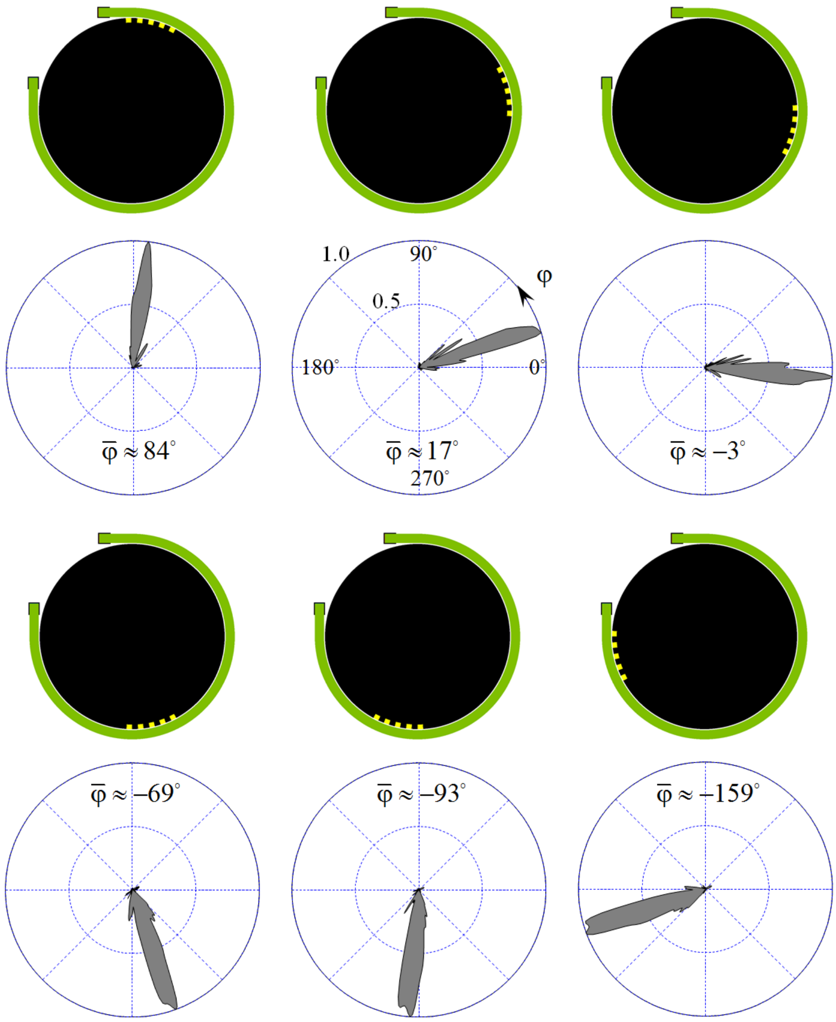


Рис. 7. *Сканирование главным лепестком диаграммы при вращении цилиндрической дифракционной антенны: решетка содержит пять периодов,* $k = 0.42$.

Заканчивая обсуждение, приведем результат, позволяющий судить о качественной стороне изучаемых процессов (рис. 8). Волна диэлектрического волновода практически без потерь доходит до периодической неоднородности, которая формирует поле излучения с не совсем равномерным распределением амплитуды вдоль линии равных фаз. Эта неравномерность и приводит к расщеплению основного лепестка диаграммы в структурах с решетками, содержащими $6 \div 10$ периодов. Уровень преобразования на периодической неоднородности в основную отраженную TE_{01} -волну, а также в отраженную и прошедшую TE_{02} -волны открытого волновода невысокий. Он сравним с аналогичными трансформациями на открытых концах волноводов Ω_1 и Ω_2. Под влиянием этих трех локальных центров рассеяния и формируется поле излучения в дальней зоне структуры.

Эффекты дифракционного излучения. Аксиально-симметричные структуры

Принципиально аксиально-симметричная антенна (рис. 1, б) отличается от антенны планарной, рассмотренной в предыдущем разделе, тем, что решетка в ней работает «на проход». Поле излучения такой антенны в зоне прохождения конечной полупрозрачной периодической структуры (в зоне $\rho > a + c + h$) формируется волнами, которые, так же, как и волны $B_n(k) H_1^{(1)}\left[\gamma_n(k)\rho\right] \exp\left[i\Phi_n(k)z\right]$, $n = 0, \pm1, \pm2, \ldots$, составляющие вторичное поле бесконечной аксиально-симметричной решетки, помещенной в поле $A(\rho, k)\exp\left[i\overline{\chi}(k)z\right]$ поверхностной волны бесконечного круглого диэлектрического волновода (или в собственное поле модулированного по плотности пучка электронов), называют пространственными гармониками. Общее название — дань тому, что эти волны качественно одинаково «работают» при реализации большей части эффектов дифракционного излучения. Это позволяет использовать ряд простых и известных положений классической теории решеток при физическом прочтении результатов, полученных для конечных периодических структур.

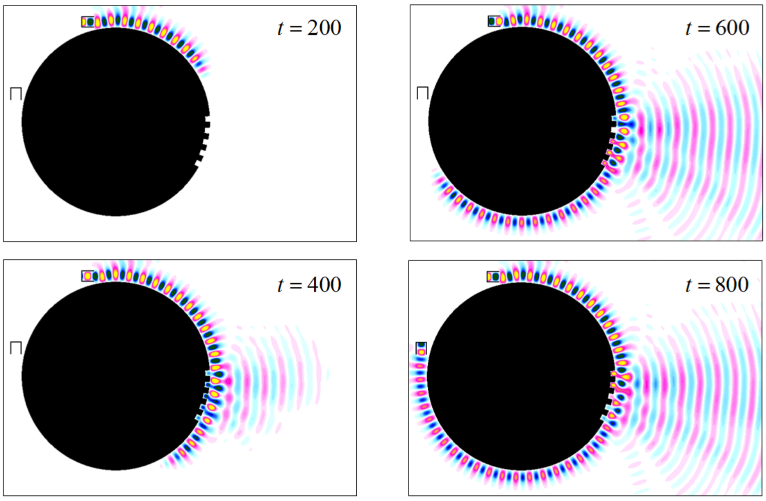


Рис. 8. *Возбуждение цилиндрической дифракционной антенны узкополосным* TE_{01} *-импульсом (5) с центральной частотой* $\tilde{k} = 0.42$ *и* $P(t): 0.1 - 50 - 1700 - 1750$ *. Распределение значений* $E_x(g,t)$ *в пространстве счета* Ω_{int} *в различные моменты времени* t *. Включена опция, позволяющая скрывать диэлектрические включения.*

Возбудим антенну, геометрия которой представлена на рис. 1, б, импульсной TE_{01} -волной $U^{i(1)}(g,t) = U_1^{i(1)}(g,t)$, $g = \{\rho, z\} \in \Omega_1$ с амплитудой $E_\phi(g,t)$ -компоненты поля равной

$$v_{11}(z: g \in \Gamma_1, t) = F_1(t),\ \tilde{k} = 7.0,\ \Delta k = 1.5,\ \tilde{T} = 40,\ \bar{T} = 80,\ T = 300. \qquad (6)$$

Импульс (6) занимает полосу частот $5.5 \le k \le 8.5$, и только одна синусоидальная волна TE_{01} может распространяться в круглых волноводах Ω_j без затухания ($k_1^+ \approx 5.08$, $k_2^+ \approx 9.31$).

Основные характеристики аксиально-симметричной антенны в этой полосе представлены на рис. 9. Согласно данным рис. 10, в случае бесконечной аксиально-симметричной решетки, возбуждаемой поверхностной волной бесконечного круглого диэлектрического волновода с постоянной распространения $\overline{\chi}(k) = \Phi_1(k)$, нулевая пространственная гармоника распространяется в зоне прохождения периодической структуры без затухания (вернее, без экспоненциального затухания) при всех значениях частоты k из интервала $5.5 \le k \le 8.5$ при $k > |\Phi_0(k)|$, минус первая гармоника становится распространяющейся в интервале частот $5.8 \le k \le 5.9$ неравенство $k < |\Phi_{-1}(k)|$ сменяется неравенством $k > |\Phi_{-1}(k)|$, а минус вторая при значениях частотного параметра из интервала $8.3 \le k \le 8.4$. Фазовый фронт n -ой распространяющейся гармоники перпендикулярен направлению $\vartheta_n(k) = \alpha_n(k) + 90^\circ$ (см. формулу (4) и рис. 1, б) для всех $0 \le \phi \le 2\pi$, и это позволяет однозначно идентифицировать вклад волны, отвечающей каждой такой гармонике, в поле излучения в дальней зоне структуры по представленной на рис. 9 диаграмме $D(\vartheta, k, \infty)$.

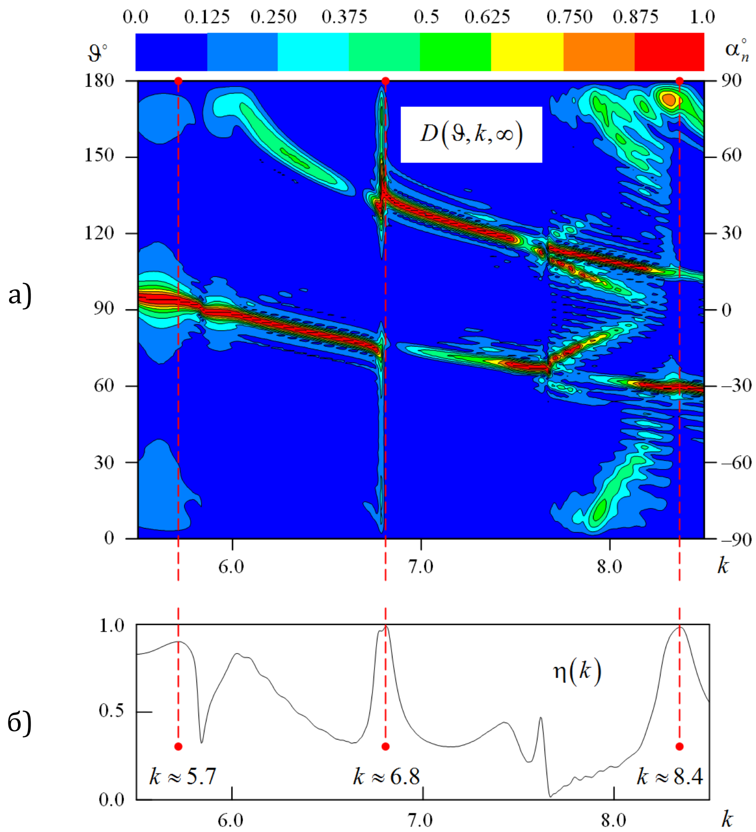


Рис. 9. *(а) Диаграмма направленности* $D(\vartheta,k,\infty)$ *и (б) эффективность излучения* $\eta(k)$ *аксиально-симметричной антенны в полосе частот* $5.5 \le k \le 8.5$.

Эффективность излучения (рис. 9, б) в ряде точек просматриваемого диапазона частот достаточно высокая: $\eta(k)\approx 0.9$ при $k_1=5.7$, $\eta(k)\approx 0.99$ при $k_2=6.8$ и $k_3=8.4$. Возбуждая аксиально-симметричную антенну квазимонохроматическим сигналом, центральная частота которого совпадает с частотами k_1, k_2, k_3 (рис. 11), определяем резонансы каких волн в щели решетки приводят к резкому подъему функции $\eta(k)$ и как ориентированы фронты волн, уходящих на бесконечность (см. фрагменты, отображающие пространственное распределение значений $E_\phi(g,t)$ в момент времени $t=195$), как ориентация этих фронтов коррелирует с направленностью основных лепестков диаграммы $D(\vartheta,k,\infty)$. Отметим особо полуволновый резонанс на TE_{02}–волне в радиальной щели решетки вблизи частоты $k=6.8$, реализация которого приводит аномально резкой перестройке главного лепестка диаграммы с направления $\vartheta_0(k)$ на направление $\vartheta_{-1}(k)$ (рис. 9, а).

Остановимся подробней на нижнем фрагменте рис. 11, б. Три основных лепестка диаграммы $D(\vartheta,k,\infty)$ ориентированы в направлениях $\vartheta_0\approx 61^\circ$, $\vartheta_{-1}\approx 106^\circ$ и $\vartheta_{-2}\approx 173^\circ$. На частоте $k=8.2$ имеем $\overline{\chi}(k)=\Phi_1(k)\approx 10.5$, $\Phi_0(k)\approx 4.22$, $\Phi_{-1}(k)\approx -2.06$ и $\Phi_{-2}(k)\approx -8.34$. При таких значениях продольных постоянных распространения нулевая, минус первая и минус вторая пространственные гармоники бесконечной периодической структуры уносят энергию в направлениях $\alpha_0\approx -30.1^\circ$ ($\vartheta_0\approx 59.9^\circ$), $\alpha_1\approx 14.2^\circ$ ($\vartheta_{-1}\approx 104.2^\circ$) и $\alpha_{-2}\approx 83.1^\circ$ ($\vartheta_{-2}\approx 173.1^\circ$). Как видно, точный расчет этих направлений и расчет, в основу которого заложено предположение о качественно одинаковой роли пространственных гармоник бесконечных и конечных решеток, приводят к очень близким результатам. Получено еще одно подтверждение правильности использованных представлений о сущности происходящего при реализации эффектов дифракционного излучения.

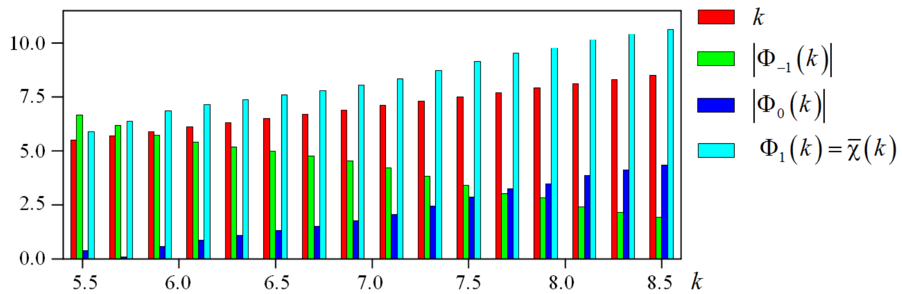
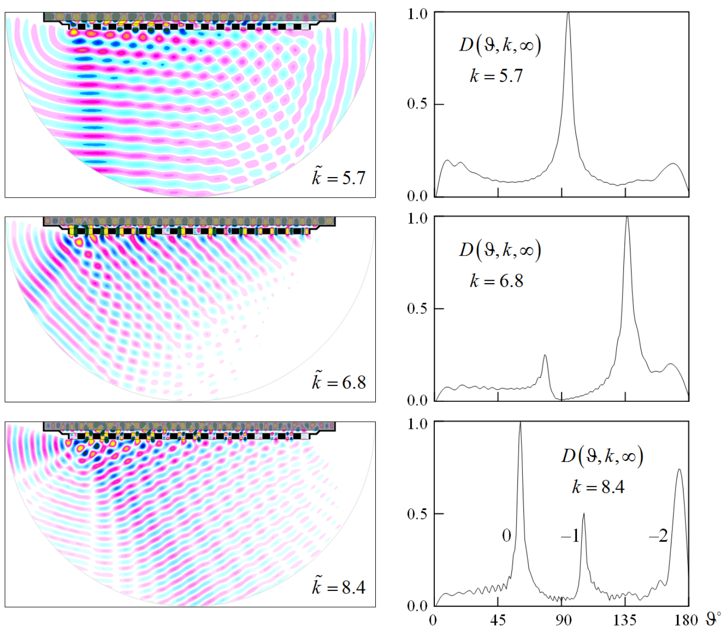


Рис. 10. *Постоянная распространения $\overline{\chi}(k)=\Phi_1(k)$ поверхностной волны круглого диэлектрического волновода и отвечающие ей значения $|\Phi_m(k)|$, $m=0,-1$ продольных постоянных распространения нулевой и минус первой пространственных гармоник бесконечной решетки с периодом $l=1.0$.*

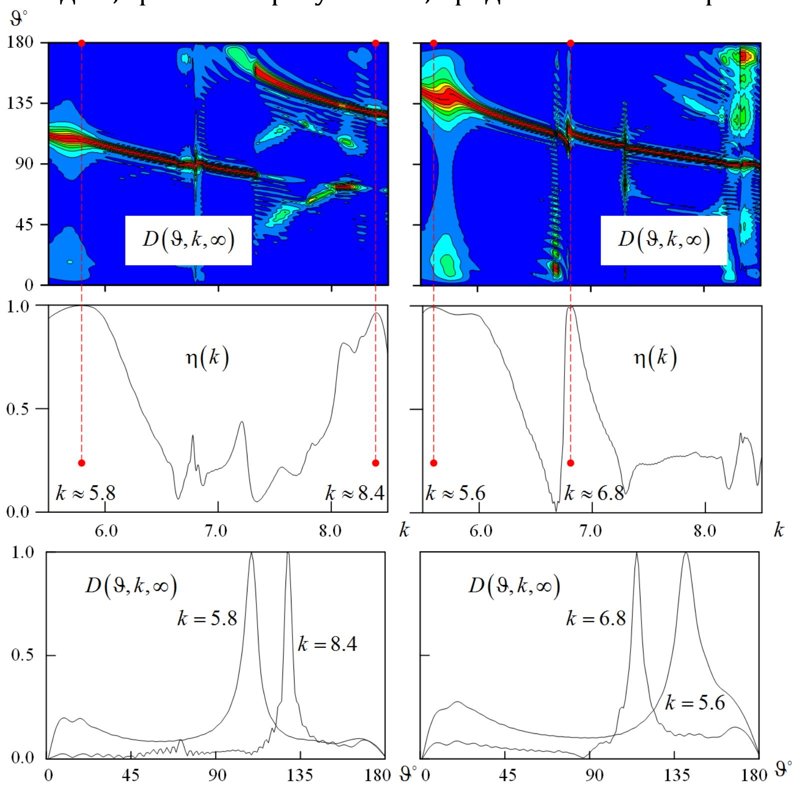


а) б)

Рис. 11. *Возбуждение аксиально-симметричной антенны из круглого волновода Ω_1 узкополосным TE_{01} –импульсом (5): $P(t)$: $0.01-5-195-200$, $T=300$ и $\tilde{k}=5.7$, $\tilde{k}=6.8$, $\tilde{k}=8.4$. (а) Пространственное распределение значений $E_\phi(g,t)$, $t=195$ и (б) диаграммы направленности структуры для различных значений частоты k.*

Уменьшение длины периода решеток приводит к вполне прогнозируемым изменениям в диаграммах $D(\vartheta,k,\infty)$ (рис. 12): уменьшается количество лепестков, связанных с распространяющимися гармониками пространственного спектра бесконечных периодических структур, а оставшиеся лепестки для одних и тех же значений частоты k все ближе подходят к направлению $\vartheta=180^\circ$, определяющему режим скольжения пространственной гармоники вдоль решетки, превращающейся таким образом из волны, распространяющейся достаточно далеко в область больших ρ, в волну, экспоненциально затухающую с ростом ρ. Так, например, антенна с решеткой, длина периода которой $l=0.8$, излучает с максимальной эффективностью на двух различных пространственных гармониках на частотах $k=5.8$ ($\eta(k)=0.998$) и $k=8.4$ ($\eta(k)=0.963$), разнесенных по разным концам интервала $5.5 \le k \le 8.5$. Излучение ориентировано строго в сектор углов $\vartheta > 90^\circ$ — это так называемое «обратное излучение».

Если при уменьшении периода решетки его открытая часть не подвергается серьезным изменениям, то достаточно уверенно можно прогнозировать и сохранение большей части резонансов, при реализации которых функция $\eta(k)$ достигает своих локальных экстремумов. Подтверждение сказанному находим, сравнивая результаты, представленные на рис. 9 и рис. 12.



а) б)

Рис. 12. *Диаграммы направленности* $D(\vartheta,k,\infty)$ *и эффективность излучения* $\eta(k)$ *аксиально-симметричных структур с полупрозрачными (* $d = 0.5$ *) решетками, период* l *которых равен (а) 0.8 и (б) 0.6.*

Заключение

Строгие модели метода точных поглощающих условий использованы в работе для анализа эффектов дифракционного излучения в плоских и аксиально-симметричных электродинамических структурах типа «конечный отрезок открытого диэлектрического волновода вблизи конечной отражательной или полупрозрачной решетки». Получены новые результаты, представляющие теоретический и практический интерес: (а) физически корректно прочитаны результаты вычислительных экспериментов, (б) определены условия и механизмы формирования поля излучения, отвечающего заданным требованиям по направленности и энергетической эффективности, (в) предложена схема модельного синтеза антенн дифракционного излучения с большими апертурами и доказана возможность практической реализации такой схемы с использованием алгоритмов метода точных поглощающих условий.

Работа выполнена при финансовой поддержке МОН Республики Казахстан.

Список литературы

1. *Третьяков О. А., Третьякова С. С., Шестопалов В. П.* Излучение электромагнитных волн электронным пучком, движущимся над дифракционной решеткой // Радиотехника и электроника. 1965. Т. 10. № 7. С. 1233–1243.
2. *Андренко С. Д., Беляев В. Г., Провалов С. А., Сидоренко Ю. Б., Шестопалов В. П.* Преобразование миллиметровых и субмиллиметровых поверхностных электромагнитных волн в объемные и использование этого явления в физике и технике // Вестник АН УССР. 1977. № 1. С. 8–20.

3. *Буданов В. Е., Кириленко А. А., Масалов С. А., Шестопалов В. П.* Характеристики дифракционного излучения различных отражательных решеток. Харьков, 1977. 29 с. (Препр. / АН УССР. Ин-т радиофизики и электроники; № 83).
4. *Масалов С. А.* О возможности использования эшелетта в генераторах дифракционного излучения // Украинский физический журнал. 1980. Т. 25. № 4. С. 570–574.
5. *Шестопалов В. П.* Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. Т. 1. Открытые структуры. Киев: Наукова думка, 1985. 216 с.
6. *Сиренко Ю. К.* Резонансное рассеяние плоских неоднородных волн отражательными решетками // Доклады АН УССР. Сер. А. 1986. № 9. С. 56–59.
7. *Kesar, A.S., Hess, M., Korbly, S.E., Temkin, R.J.* Time- and Frequency-Domain Models for Smith-Purcell Radiation from a Two-Dimensional Charge Moving Above a Finite Length Grating // Physical Review E. 2005. Vol. 71. P. 016501–1–016501–9.
8. *Zhang, P., Zhang, Ya., Hu, M., Liu, W., Zhou, J., Liu, S.* Diffraction Radiation of a Sub-Wavelength Hole Array with Dielectric Medium Loading // Journ. Physics D: Appl. Physics. 2012. Vol. 45. P.145303––1–145303–8.
9. *Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К.* Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решетки. Киев: Наукова думка, 1986. 232 с.
10. *Шестопалов В. П., Сиренко Ю. К.* Динамическая теория решеток. Киев: Наукова думка, 1989. 214с.
11. *Sirenko, Y.K., Strom, S.* (eds). Modern Theory of Gratings. Resonant Scattering: Analysis Techniques and Phenomena. New York: Springer, 2010. 390 p.
12. *Шестопалов В. П.* Дифракционная электроника. Харьков: Изд-во Харьков. ун-та, 1976. 231 с.
13. *Melezhik, P.N., Sidorenko, Yu.B., Provalov, S.A., Andrenko, S.D., Shilo, S.A.* Planar Antenna with Diffraction Radiation for Radar Complex of Millimeter Band // Radioelectronics & Commun. Systems. 2010. Vol. 53. No. 5. P. 233–240.
14. *Евдокимов А. П., Крыжановский В. В., Сиренко Ю. К.* Планарная антенна дифракционного излучения КВЧ-диапазона // Электромагнитные волны и электронные системы. 2011. Т. 16. № 6. С. 53–61.
15. *Евдокимов А. П.* Антенны дифракционного излучения // Физические основы приборостроения. 2013. Т. 2. № 1. С. 108–125.
16. *Гуляев Ю. В., Кравченко В. Ф., Кураев А. А.* Усилители на основе эффекта Вавилова-Черенкова с нерегулярными электродинамическими системами // Успехи физических наук. 2004. Т. 174. № 6. С. 639–655.
17. *Черепенин В. А.* Релятивистские многоволновые генераторы и их возможные применения // Успехи физических наук. 2006. Т. 176. № 10. С. 1124–1130.
18. *Rao, S.M.* (ed). Time Domain Electromagnetics. San Diego: Academic Press, 1999. 372 p.
19. *Sirenko, Y.K., Strom, S., Yashina, N.P.* Modeling and Analysis of Transient Processes in Open Resonant Structures. New Methods and Techniques. New York: Springer, 2007. 353 p.
20. *Кравченко В. Ф., Сиренко Ю. К., Сиренко К. Ю.* Преобразование и излучение электромагнитных волн открытыми резонансными структурами. М.: Физматлит, 2011. 318 с.
21. *Taflove, A., Hagness, S.C.* Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain Method. Boston: Artech House, 2000. 852 p.
22. *Hesthaven, J.S., Warburton, T.* Nodal Discontinuous Galerkin Methods. Algorithms, Analysis, and Applications. New York: Springer, 2008. 500 p.
23. *Sirenko, K.Y., Sirenko, Y.K.* Exact 'Absorbing' Conditions in the Initial Boundary Value Problems of the Theory of Open Waveguide Resonators // Comput. Mathemat. & Mathemat. Physics. 2005. Vol. 45. No. 3. P. 490–506.
24. *Shafalyuk, O., Sirenko, Y., Smith, P.* Simulation and Analysis of Transient Processes in Open Axially-Symmetrical Structures: Method of Exact Absorbing Boundary Conditions. Book chapter in Zhurbenko V. (ed). Electromagnetic Waves. P. 99–116. Rijeka: InTech, 2011.
25. *Velychko, L.G., Sirenko, Y.K., Vinogradova, E.D.* Analytical Grounds for Modern Theory of Two-Dimensionally Periodic Gratings. Book chapter in Kishk A. (ed). Solutions and Applications of Scattering, Propagation, Radiation and Emission of Electromagnetic Waves. P. 123–158. Rijeka: InTech, 2012.
26. *Sirenko, K., Pazynin, V., Sirenko, Y., Bagci, H.* An FFT-Accelerated FDTD Scheme with Exact Absorbing Conditions for Characterizing Axially Symmetric Resonant Structures // Progress Electromag. Research. 2011. Vol. 111. P. 331–364.
27. *Sirenko, K., Liu, M., Bagci, H.* Incorporation of Exact Boundary Conditions into a Discontinuous Galerkin Finite-Element Method for Accurately Solving 2-D Time-Dependent Maxwell Equations // IEEE Trans. AP. 2013. Vol. 61. No. 1. P. 472–477.
28. *Взятышев В. Ф.* Диэлектрические волноводы. М.: Сов. Радио, 1970. 215 с.
29. *Сиренко К. Ю.* Транспортные операторы в аксиально-симметричных задачах электродинамики несинусоидальных волн // Электромагнитные волны и электронные системы. 2006. Т. 11. № 11. С. 15–26.
30. *Кравченко В. Ф., Сиренко К. Ю., Сиренко Ю. К.* Транспортные операторы и точные поглощающие условия в плоских задачах электродинамики несинусоидальных волн для компактных открытых резонаторов с волноводной питающей линией // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т. 14. № 1. С. 4–19.
31. *Chen, H., Chen, M.* Flipping Photons Backward: Reversed Cherenkov Radiation // Materials Today. 2011. Vol.14. No. 1–2. P. 34–41.
32. *Park, S.H., Park, J.I., Kim, K.T.* Motion Compensation for Squint Mode Spotlight SAR Imaging Using Efficient 2D Interpolation // Progress Electromag. Research. 2012. Vol. 128. P. 503–518.

Поступила 16 августа 2013 г.

THE EFFECTS OF DIFFRACTION RADIATION IN PLANE FINITE AND AXIALLY SYMMETRIC PERIODIC STRUCTURES

A. A. VERTIY, S. S. SAUTBEKOV, YU.K. SIRENKO, AND N. P. YASHINA

The effects of diffraction radiation provoked by surface waves of dielectric waveguide or the field of charged particles moving nearby periodic structure are of rather big interest and importance for electromagnetic theory and engineering. Their study based on mathematical model and physical treatments of the results of this theory enabled to design several original devices and apparatus for mm wave range; facilitated the initiation and development of new trends in antenna engineering (the antennas based on diffraction radiation) and vacuum electronics (diffraction electronics and relativistic diffraction electronics).

But the capacity of classic model problems dealing with infinite periodic structures in the field of plane inhomogeneous waves are rather limited. And that is because the so called approximation of the predetermined field is incorporated into those models. These limitations more and more often put obstacles in the way to the adequate solution to the actual theoretical and practical problems requiring the treatment of finite periodic structures and accounting the influence of the huge number of elements of modeled structures onto the energy and phase characteristics of the processes under investigation. Apparently, in the construction of the models meeting modern requirements the preferences have to be given to the time domain approaches and algorithms based on the finite difference methods. Our personal experience gained during resolving rather complicated electromagnetic problems and results of other researches give us rather strong proof of this statement. The following well known issues also contribute to our opinion (a) time domain approaches are free of the major part of idealization that are conventional in frequency domain; (b) they are much more universal and put minimal restrictions onto geometric and material parameters of the subject of investigation; (c) they provide the possibility to construct direct computational schemes without necessity of any operator inversion; (d) the time domain result can be easily transformed into conventional amplitude-frequency characteristics. It should be mentioned here that in resent time the local and nonlocal exact absorbing conditions allowing substituting open initial boundary value problems with equivalent closed problems have been derived and extensively verified. The accelerated computational schemes and routines, based on fast Fourier transform, have been developed for exact absorbing conditions code implementation. These successful efforts essentially reduced the requirements to the capacity of computers utilized in numerical simulation and enabled to formulate and solve rigorously several urgent problems of the analysis and synthesis of resonant elements and junctions for antenna and antenna feeding circuits promising for telecommunication and radiolocation.

In this paper we present several physical results connected with effects of diffraction radiation realization in finite plane ($\partial/\partial x \equiv 0$, $\{x, y, z\}$ are Cartesian coordinates) and axially symmetric ($\partial/\partial\phi \equiv 0$, $\{\rho, \phi, z\}$ are cylindrical coordinates) periodic structures. These results have been obtained due to computational experiments with models based on the method of exact absorbing conditions. The applied methods are described in the first section of the paper. Two other sections are devoted to the discussion of physical peculiarities appearing in the processes of transformation of surface waves of open dielectric waveguides in volume waves that are propagating harmonics of grating's spatial spectrum, carrying the energy away in the free space.

In our study we omit the dimensions of physical parameters. It is supposed that they all (except 'time' t that is the product of true time and the velocity of light in vacuum) are defined in SI. According this system the values of geometrical parameters (a, b, c etc.) are given in meters, but it is clear, that cannot create the limits for validity of obtained results for other geometrically similar structure.

СОДЕРЖАНИЕ ТОМА 2

Номер 1

Номер 2

Номер 3

Номер 4

DAYS on DIFFRACTION

http://www.pdmi.ras.ru/~dd

St.Petersburg, Russia

ANNUAL INTERNATIONAL CONFERENCE

May 26 – 30, 2014

Scientific and Organizing Committee

V.M. Babich (Steklov Math. Institute) [Chair]
A.S. Kirpichnikova (Liverpool Hope Univ) [Conf Secretary]
T.V. Vinogradova (Euler Institute) [Visa support]
N.V. Zalesskaya (Euler Institute) [Accommodation]
I.V. Andronov (St.Petersburg Univ)
P.A. Belov (Skoltech, Univ ITMO)
N.Ya. Kirpichnikova (Steklov Math. Institute)
A.P. Kiselev (Steklov Math. Institute)
M.A. Lyalinov (St.Petersburg Univ)
O.V. Motygin (IPME RAS)
M.V. Perel (St.Petersburg Univ)
A.M. Samsonov (Ioffe Phys.-Tech. Institute)
V.P. Smyshlyaev (University College London)
R. Stone (IEEE)
V.N. Troyan (St.Petersburg Univ)
N.Y. Zhu (Univ of Stuttgart)

Organized by

St.Petersburg Department of Steklov Math. Institute
Faculty of Physics of St.Petersburg University
St.Petersburg National Research University of IT, Mechanics and Optics
Euler International Mathematical Institute

Supported by

Russian Foundation for Basic Research
Russian Academy of Sciences
IEEE ED/MTT/AP St.Petersburg Chapter

Conference website

Please find the full information at the website
http://www.pdmi.ras.ru/~dd

Scope

- Mathematical aspects of wave propagation
- Asymptotic techniques
- Scattering and diffraction
- Electromagnetics
- Sound propagation and vibration
- Elastic waves and seismology
- Nonlinear waves
- Microwave and quantum waveguides
- Inverse problems
- Numerical approaches
- Non-stationary phenomena

Contributions covering wave phenomena of various nature are encouraged!

Abstract submission

We expect to receive abstract, limited, if possible, by one A4 page of 12pt font size submitted at the website. Word documents are accepted. However, LaTeX submissions are preferable and mandatory for abstracts with significant amount of formulas and/or figures.



Registration

The registration is available at the conference website. Registration fee is only collected upon arrival at the conference in May 2014.

Registration fee 300 euro*

The registration fee covers organizational costs, access to all conference's sessions and publications, lunches and coffee breaks, and some extras. Accompanying persons are expected to pay one quarter of the price, and there will be an extra excursion for them.

*With reduction for students and participants from CIS.

Important deadlines

Early registration and proposals to organize a session	ASAP*
Registration and Abstract submission	March 7, 2014
Application for Visa support	March 10**, 2014
Conference	May 26, 2014
Full paper submission	June 15, 2014

** Earlier registration would be highly appreciated.*
*** Please try to apply ASAP to ensure completion of visa formalities on time.*

Special sessions

Workshop on metamaterials organized by P.A. Belov

Mini-symposium "Heun's equations and their applications" organized by A.Ya. Kazakov and S.Yu. Slavyanov

Mini-symposium on linear and nonlinear water waves organized by N.G. Kuznetsov and O.V. Motygin

Contacts

Email: diffraction14@gmail.com
Fax: +7-812-310-5377
Address: Steklov Mathematical Institute,
St.Petersburg Department, Fontanka, 27,
191023 St.Petersburg, Russia

PDMI