

*А. И. ЛУЧАНИНОВ, д-р. физ.-мат. наук, А. А. КОНОВАЛЬЦЕВ, канд. техн. наук,
Ю. А. ЛУЧАНИНОВ, М. А. ОМАРОВ, канд. техн. наук, В. М. ШОКАЛО, д-р. техн. наук*

АЛГОРИТМ АНАЛИЗА ЭКВИДИСТАНТНОЙ РЕШЕТКИ ЛЕНТОЧНЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ, АДАПТИРОВАННЫЙ К РАСЧЕТУ КРУПНОАПЕРТУРНЫХ АНТЕНН С НЕЛИНЕЙНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ.

1. МОДЕЛЬ, ОПИСАНИЕ ГЕОМЕТРИИ И СИСТЕМА ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ТОКОВ ЛЕНТОЧНЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ СЛОЖНОЙ ГЕОМЕТРИИ В СОСТАВЕ БЕСКОНЕЧНОЙ РЕШЕТКИ

Постановка задачи

В современных радиоэлектронных системах микроволнового диапазона длин волн широкое применение находят антенны с нелинейными элементами (АНЭ), электродинамические структуры которых имеют большие электрические размеры и сложную конфигурацию излучающих элементов [1]. АНЭ больших электрических размеров принято называть крупноапертурными. Подход к анализу крупноапертурных периодических АНЭ изложен в [2] и базируется на приближении бесконечной решетки. Один из этапов анализа предусматривает определение электродинамических характеристик ячейки периодичности антенной структуры. Подобные задачи решались методом интегральных уравнений многими исследователями (например, [3, 4]). Однако при разработке АНЭ, в силу их особенностей, уже созданные алгоритмы анализа излучающих систем (ИС) имеют ограниченное применение, т.к. эффективно они могут быть использованы лишь для расчета микрополосковых излучателей (МПИ) относительно небольших размеров.

Прежде всего, это ограничение предопределяется необходимостью расчета характеристик АНЭ на частотах гармоник. С ростом номера гармоники N электрические размеры МПИ растут и эффективность существующих алгоритмов анализа ИС заметно падает, поэтому разумное время счета ограничено числом $N = 2, 3$, что явно недостаточно для исследования порождаемых АНЭ нелинейных эффектов [5].

Кроме того, в структуру ИС АНЭ зачастую включаются согласующие, фильтрующие и развязывающие распределенные и сосредоточенные пассивные элементы, а также проводники питания активных элементов (АЭ), что усложняет описание геометрии ИС при произвольной конфигурации излучателя и произвольного включения сосредоточенных элементов в его структуру.

Необходимо также иметь в виду, что АНЭ зачастую выполняются таким образом, что провода антенны и схемы питания АЭ пересекают границы ячейки Флоке, что дополнительно усложняет задачу.

Перечисленные особенности АНЭ в совокупности не учитывались при создании уже известных алгоритмов анализа крупноапертурных микроволосковых ИС. Так, например, программные реализации ряда алгоритмов [6] выполнены таким образом, что при анализе излучателей различной конфигурации приходится изменять модули программ, в которых описываются геометрические параметры антенны. Уже только это обстоятельство лишает разработчиков АНЭ возможности осуществлять параметрическую оптимизацию ИС на этапе схемотехнического проектирования.

Цель настоящей работы состоит в разработке на базе известных методов алгоритма анализа электродинамических характеристик периодических ленточных МПИ сложной геометрии, адаптированного к процессу схемотехнического проектирования АНЭ.

Решены следующие новые задачи:

- разработан универсальный способ формализованного описания сложной геометрии микрополосковой структуры одной ячейки периодичности с учетом произвольного расположения на ее теле сосредоточенных элементов, включая гальваническое соединение излучателей, расположенных в различных ячейках периодической структуры;

- разработаны новые приемы повышения быстродействия алгоритма решения системы интегральных уравнений для случая бесконечной структуры ленточных микрополосковых излучателей сложной геометрии, что позволило увеличить число удерживаемых при анализе АНЭ гармоник до $N = 5 \dots 7$.

Модель и описание геометрии излучающей системы крупноапертурной АНЭ

Рассмотрим крупноапертурную АНЭ, реализованную на базе плоской решетки линейных микрополосковых излучателей.

В качестве модели излучающей системы такой АНЭ примем участок бесконечной антенной решетки (рис. 1), периодичной вдоль осей p и q , угол между которыми составляет величину α_r . При этом ячейка периодичности имеет форму параллелограмма со сторонами d_p и d_q . Излучатели, находящиеся в пределах одной ячейки, могут быть расположены в нескольких параллельных плоскостях, совпадающих с границами раздела соседних слоев многослойной диэлектрической подложки. Последняя моделируется в виде слоисто-однородной среды с потерями ($\tilde{\epsilon}_i, \tilde{\mu}_i$ – материальные параметры i -го слоя) над бесконечным идеально проводящим экраном (рис. 2). Каждый излучатель представляет собой совокупность соединенных определенным образом прямолинейных отрезков ленточных проводников нулевой толщины таких, что выполняются условия:

$$2b_s \ll \lambda \text{ и } 2b_s \ll L_{\min}, \quad (1)$$

где $2b_s$ – ширина ленты; λ – длина волны рабочей частоты в среде распространения; L_{\min} – длина прямолинейного наименьшего отрезка проводника в структуре антенны. Предполагается, что материал проводников излучателя имеет конечную проводимость, вследствие чего на их поверхности выполняется условие Леонтовича-Щукина.

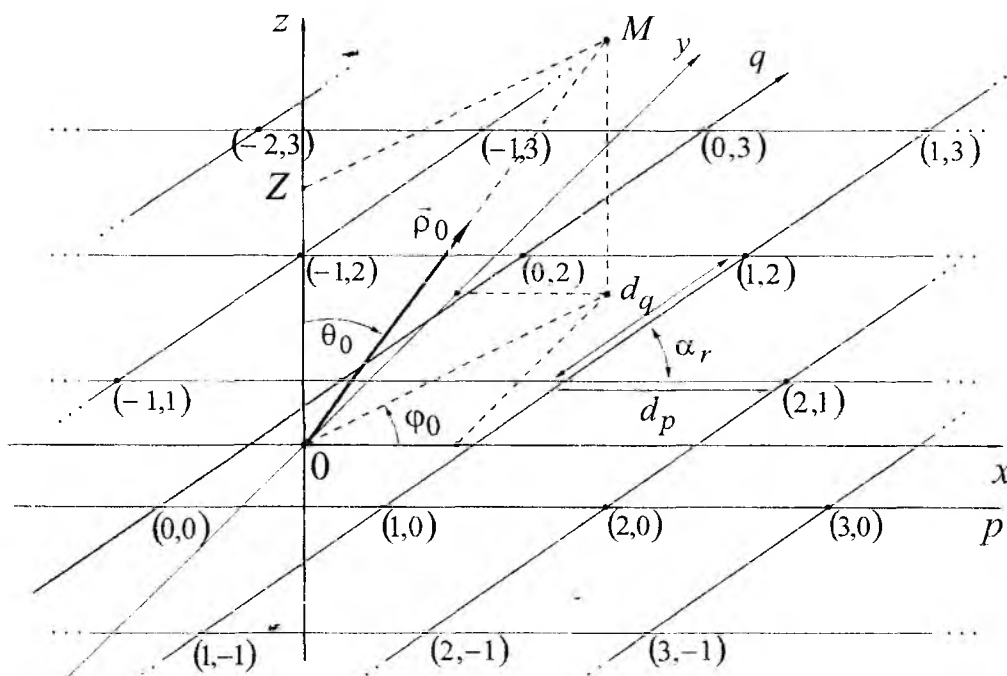


Рис. 1

Далее введем ряд понятий и определений, необходимых для описания геометрии исследуемой антенной системы. Под ветвью излучателя будем понимать однородный прямолинейный отрезок проводника между двумя соседними узлами (на рис. 3 ветви обозначены цифрами от 1 до 12). Однородность ветви предполагает неизменность геометрических и электрических параметров проводника, а также отсутствие расщепов для подключения нагрузок или сторонних источников возбуждения.

Из всей совокупности ветвей выделим свободные ветви, концы которых не подключены ни к одному из узлов любого типа (ветвь 1 на рис. 3), и ветви с одним свободным концом (ветви 4, 6 на рис. 3). Будем называть узлом излучателя точку соединения двух и более проводников (на рис. 3 узлы обведены пунктиром и обозначены цифрами в кружочках).

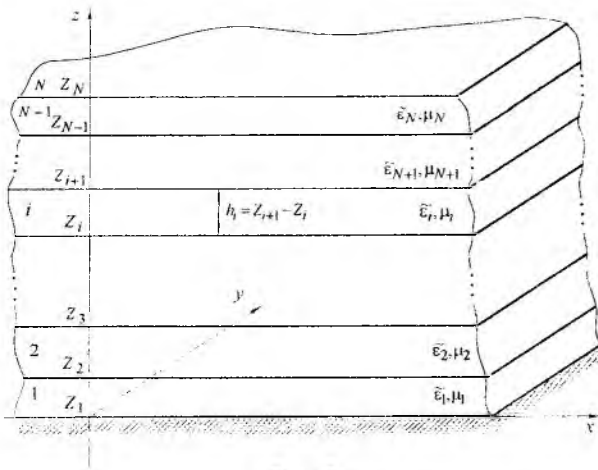


Рис. 2

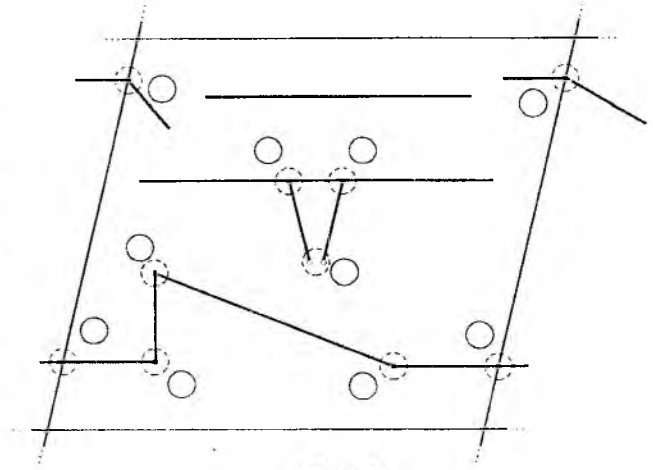


Рис. 3

Определим три типа узлов излучателя:

- внутренние узлы – точки непосредственного соединения (путем замыкания) двух и более ветвей (узлы 1, 2, 3, 4, 6, 7 на рис. 3). Во всех внутренних узлах должны выполняться закон Кирхгофа для токов и условие равенства нулю дивергенции последних, указывающее на отсутствие накопления зарядов в этих точках;

- внешние узлы – точки соединения двух и более ветвей, в рассечку между которыми включаются сторонние источники возбуждения или сосредоточенные нагрузки (узел 3 на рис. 3). Очевидно, что узлами данного типа являются входные клеммы излучателей, моделируемые в виде бесконечно узких зазоров;

- узлы, образованные пересечением ветвей излучателя со стенками канала Флоке, - имеют место в том случае, когда ИС содержит непрерывные вдоль апертуры (в рамках принятой модели – бесконечные) проводники (узлы 5 и –5 на рис. 3) или когда границы ячеек периодичности определены таким образом, что ветви одного излучателя оказываются в соседних ячейках (узлы 8 и –8 на рис. 3).

Каждой ячейке периодической сетки АР поставим в соответствие двузначный индекс (p, q) , параметры которого принимают значения последовательности целых чисел от $-\infty$ до $+\infty$. Ячейку с индексом $(0, 0)$ будем называть центральной.

Для описания геометрии ИС введем прямоугольную систему координат XYZ с началом в центральной ячейке решетки. Координатную ось x системы ориентируем в направлении оси p , а координатную плоскость XOY совместим с плоскостью экрана. При этом координаты произвольной точки $M_{pq} = \vec{r}(x, y, z)$, находящейся в ячейке (p, q) (здесь \vec{r} – радиус-вектор, проведенный из начала координат к точке M_{pq}), могут быть выражены через координаты расположенной аналогичным образом в ячейке (p, q) точки $M_{00} = \vec{r}(x_{00}, y_{00}, z_{00})$ и параметры сетки d_p, d_q, α_r :

$$\begin{aligned} x &= x_{00} + p \cdot d_p + q \cdot d_q \cdot \cos \alpha_r \\ y &= y_{00} + q \cdot d_q \cdot \sin \alpha_r \\ z &= z_{00} \end{aligned} \quad (2)$$

Таким образом, характеристика одной ячейки периодичности дает полное представление о геометрии антенной решетки в целом.

С учетом изложенного, можно предложить следующую процедуру описания геометрии анализируемой ИС.

Предварительно все узлы и ветви излучателей, расположенных в пределах одной ячейки периодичности, нумеруются последовательностью чисел натурального ряда. При этом необходимо обеспечить выполнение следующих условий. Все свободные концы ветвей считаются подключенными к нулевому узлу. Пары узлов, образованных пересечением проводников излучателя с противоположными стенками канала Флоке, присваиваются одинаковые номера с разными знаками. В остальном, порядок нумерации произвольный.

Задание координат всех узлов и свободных концов ветвей, а также указание номеров узлов, соответствующих началу и концу каждой ветви, однозначно определяют конфигурацию излучателей. Дополнительную информацию составляют данные о ширине образующих их проводников и последовательность номеров внешних узлов.

Размеры и форма ячейки периодичности определяют значениями параметров d_p , d_q , α_r соответственно, а геометрия подложки – указанием z -координат нижних границ всех ее N слоев (в качестве N -го слоя рассматривается полубесконечная область, в виде которой моделируют свободное пространство над антенной).

Очевидно, что перечисленные параметры образуют минимально необходимый объем исходных данных, который позволяет адекватно представить анализируемую антенную систему и, как будет показано ниже, построить эффективный алгоритм ее анализа.

В целях упрощения дальнейших выкладок помимо описанной уже прямоугольной системы координат XYZ удобно ввести связанные непосредственно с излучателями АР местные системы, координатные оси ξ и η которых ориентированы вдоль оси и поперечного сечения проводников соответственно (рис. 4). Тогда положение некоторой произвольной точки на поверхности проводника излучателя может быть определено следующим образом:

$$\begin{aligned} x &= x_H + \xi \cdot \cos \beta - \eta \cdot \cos \beta, \\ y &= y_H + \xi \cdot \sin \beta + \eta \cdot \cos \beta, \\ z &= z_H, \end{aligned} \quad (3)$$

где x_H , y_H , z_H – координаты точки начала отсчета местной системы, определяемые в соответствии с (2), а β – угол между координатными осями x и ξ .

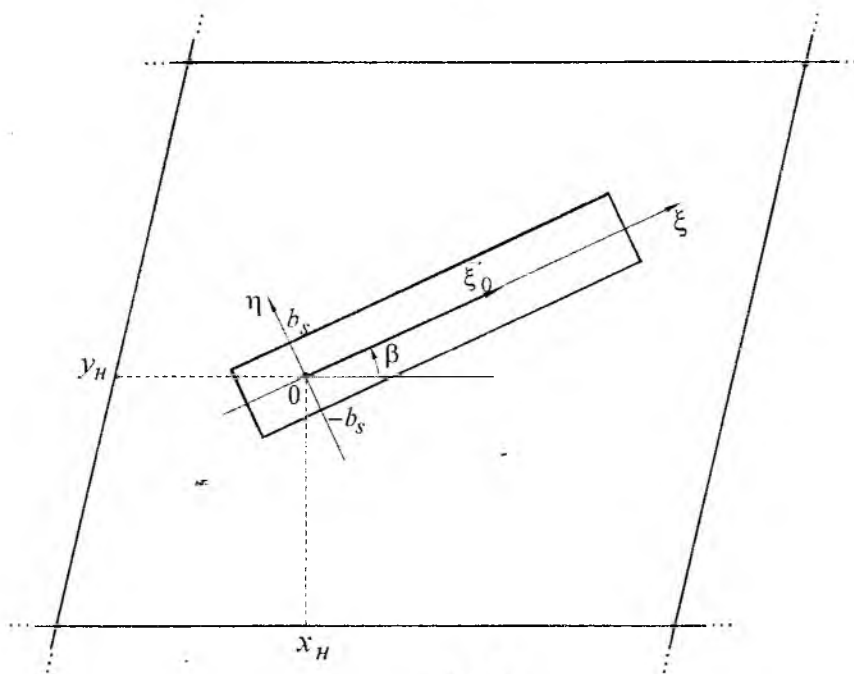


Рис. 4

Кроме того, для описания полей в пространстве над решеткой будем использовать сферическую систему координат $\rho\theta\varphi$, начало которой совпадает с началом прямоугольной системы. Направляющие косинусы единичного вектора $\vec{\rho}_0$, характеризующего направление (θ_0, φ_0) в сферической системе координат относительно осей прямоугольной системы, определяют следующим образом:

$$S_x = \sin \theta_0 \cdot \cos \varphi_0, \quad S_y = \sin \theta_0 \cdot \sin \varphi_0, \quad S_z = \cos \theta_0 \quad (4)$$

и соответственно

$$\vec{\rho}_0 = \vec{x}_0 \cdot S_x + \vec{y}_0 \cdot S_y + \vec{z}_0 \cdot S_z. \quad (5)$$

Таким образом, предложенная модель и процедура описания геометрии позволяет достаточно полно характеризовать ИС любой конфигурации при минимальном наборе исходных данных и, как будет показано ниже, строить эффективные алгоритмы их анализа.

Система интегральных уравнений для токов узких ленточных излучателей произвольной конфигурации в составе бесконечной решетки

Получим систему интегральных уравнений относительно распределения токов на элементах антенной решетки, модель которой описана в разделе 2.

Принимая во внимание условия (1), естественно предположить, что продольная составляющая вектора плотности поверхностного электрического тока \vec{j}_s в излучателях рассматриваемого типа существенно больше поперечной, и не учитывать последнюю в дальнейших выкладках. Известно также [7], что в случае узких ленточных проводников ток, установившийся на их поверхности под действием стороннего возбуждения, может быть описан произведением двух независимых функций координат ξ и η . Таким образом, оказывается справедливым выражение

$$\vec{j}_s(\xi, \eta) = j(\xi) \cdot f(\eta) \cdot \vec{\xi}_0, \quad (6)$$

где $\vec{\xi}_0$ – единичный вектор, $j(\xi)$ удовлетворяет условию обращения в нуль тока на свободном конце ветви излучателя, а $f(\eta)$ – граничному условию на ребре проводника. В [8] показано, что для металлической полоски шириной $2b_s$ функция $f(\eta)$ имеет вид:

$$f(\eta) = \frac{1}{\pi \sqrt{b_s^2 - \eta^2}}. \quad (7)$$

Однако, в случае, когда $2b_s \ll \lambda$ и $2b_s \ll L_{\min}$, допускается представление $f(\eta) = 1$, соответствующее равномерному распределению тока по ширине проводника. При этом весьма упрощаются математические преобразования, а поправка вида (7) может быть учтена в конечном результате.

Введем интегральную характеристику $\vec{I}(\xi)$, называемую полным током излучателя:

$$\vec{I}(\xi) = \int_{-b_s}^{b_s} \vec{j}(\xi, \eta) d\eta. \quad (8)$$

Тогда, положив $f(\eta) = 1$, представим искомую плотность тока $\vec{j}(\xi)$ следующим образом:

$$\vec{j}(\xi) = j(\xi) \vec{\xi}_0 = \frac{\vec{I}(\xi)}{2b_s}. \quad (9)$$

Очевидно, что в данном случае реальные излучатели могут быть заменены эквивалентными нитями тока $\vec{I}(\xi)$, расположенными на осях образующих их проводников, а система ИУ получена при помощи процедуры, аналогичной применяемой в теории тонко проволочных антенн [9]. Ее исходным положением является выполнение граничного условия на поверхности проводников.

Приравняем нулю тангенциальную составляющую вектора напряженности электрического поля во всех точках $\vec{r} = \vec{r}(x, y, z)$ на поверхности проводников излучателей АР, за исключением точек, соответствующих расщелкам во внешних узлах:

$$\vec{n}(\vec{r}) \times \vec{E}(\vec{r}) + \vec{n}(\vec{r}) \times \vec{E}^{cm}(\vec{r}) = 0, \quad (10)$$

где $\vec{n}(\vec{r})$ – единичный вектор, направленный по нормали к поверхности проводника в точке \vec{r} , а $\vec{E}(\vec{r})$ и $\vec{E}^{cm}(\vec{r})$ – векторы напряженности электрического поля, создаваемого в точке \vec{r} точками всех излучателей решетки и сторонними источниками возбуждения соответственно.

Пусть на излучателях, расположенных в пределах некоторой ячейки (p', q') исследуемой АР, устанавливается распределение тока $\vec{j}(\xi')$. Поле, порождаемое этим током в произвольной точке пространства \vec{r} , может быть определено следующим образом [8]:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{I}{i\omega\tilde{\epsilon}_n} \left(\text{grad div} + k_n^2 \right) \int_L j(\xi') \xi'_0 \cdot \overline{\overline{G}}(\vec{r}, \vec{r}') d\xi', \quad (11)$$

где $\overline{\overline{G}}(\vec{r}, \vec{r}')$ – тензорная функция Грина (ТФГ) слоисто-однородной среды с потерями; \vec{r}, \vec{r}' – радиус-векторы точек наблюдения и интегрирования соответственно; $\omega = 2\pi f$ – круговая частота; $\tilde{\epsilon}_n = \epsilon_a (1 - i \text{tg} \delta_n)$, $\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon_n$, ϵ_n – диэлектрическая проницаемость материала n -го слоя подложки, в котором расположена точка наблюдения; $\text{tg} \delta_n$ – тангенс угла диэлектрических потерь материала n -го слоя; $k_n = 2\pi/\lambda_n$ – волновое число, (λ_n – длина волны частоты f в среде с материальными параметрами $\tilde{\epsilon}_n, \tilde{\mu}_n$). Интегрирование в выражении (11) выполняется по всем ветвям излучателей ячейки (p', q') .

Для расчета полного электрического поля, создаваемого электрическими токами АР на поверхности излучателя, расположенного в ячейке (p, q) , необходимо просуммировать выражения типа (11) по всем индексам p', q' в бесконечных пределах, то есть:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{I}{i\omega\tilde{\epsilon}_n} \left(\text{grad div} + k_n^2 \right) \sum_{p'=-\infty}^{\infty} \sum_{q'=-\infty}^{\infty} \int_{L'} \frac{I p' q'(\xi')}{2b_s} \xi'_0 \cdot \overline{\overline{G}}(\vec{r}, \vec{r}') d\xi'. \quad (12)$$

При записи выражения (12) использовано соотношение (9) для плотности электрического тока.

В качестве стороннего возбуждения будем рассматривать падение на АР плоской электромагнитной волны, которая характеризуется амплитудой напряженности электрического поля в свободном пространстве $\vec{E}_m^{cm} = E_m^{cm} e^{i\varphi_{cm}}$ и направленности прихода (θ_0, φ_0) . Тогда в произвольной точке $\vec{r} = \vec{r}(x, y, z)$, расположенной в n -ом слое подложки, имеем:

$$\vec{E}^{cm}(\vec{r}) = \vec{e}_0 \vec{E}_m^{cm}(n) \cdot \exp \left[ik_n (x \cdot S_x^n + y \cdot S_y^n + z \cdot S_z^n) \right], \quad (13)$$

где $\vec{e}_0 = \vec{x}_0 (-\cos \varphi_0 \cdot \cos \theta_0^n \cdot \cos \varphi_0 - \sin \varphi_0 \cdot \sin \varphi_0) +$
 $+ y_0 (-\cos \varphi_0 \cdot \cos \theta_0^n \cdot \sin \varphi_0 + \sin \varphi_0 \cdot \cos \varphi_0) + \vec{z}_0 (\cos \varphi_0 \cdot \cos \theta_0^n)$ – орт, определяющий направление вектора напряженности электрического поля в плоскости фронта волны; φ_0 – угол поляризации, отсчитываемый от линии пересечения фронта волны и плоскости падения (рис. 5);

$\theta_0^n = 90^\circ - \arcsin \left(\sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}_{n+1} \tilde{\mu}_{n+1}}{\tilde{\epsilon}_n \tilde{\mu}_n}} \sin \theta_0^n} \right)$ – угол падения электромагнитной волны на нижнюю границу

n -го слоя подложки; $\vec{E}_m^{cm}(n) = \vec{E}_m^{cm}(n+1) \cdot \chi_{n+1,n}$ – комплексная амплитуда поля волны в n -ом слое подложки; $\chi_{n+1,n}$ – коэффициент прохождения при отражении волны от границы раздела n -го и $(n+1)$ -го слоев; $S_x^n = \sin \theta_0^n \cos \varphi_0$; $S_y^n = \sin \theta_0^n \sin \varphi_0$; $S_z^n = \cos \theta_0^n$.

Подставляя (12) и (13) в (10), получим бесконечномерную систему ИУ относительно неизвестных токов $\vec{I}_{p'q'}(\xi')$:

$$\sum_{p'=-\infty}^{\infty} \sum_{q'=-\infty}^{\infty} \left[\vec{n}(\vec{r}) \times \int_{L'} \frac{I_{p'q'}(\xi')}{2b_s} \vec{e}'_{\xi_0} \frac{1}{i\omega \tilde{\epsilon}_n} (\text{grad div} + k_n^2) \cdot \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') d\xi' \right] =$$

$$= -[\vec{n}(\vec{r}) \times \vec{e}_0] \dot{E}_m^{cm}(n) \cdot \exp\left[ik_n(x \cdot S_x^n + y \cdot S_y^n + z \cdot S_z^n)\right],$$

$$-\infty < p < \infty, \quad -\infty < q < \infty.$$
(14)

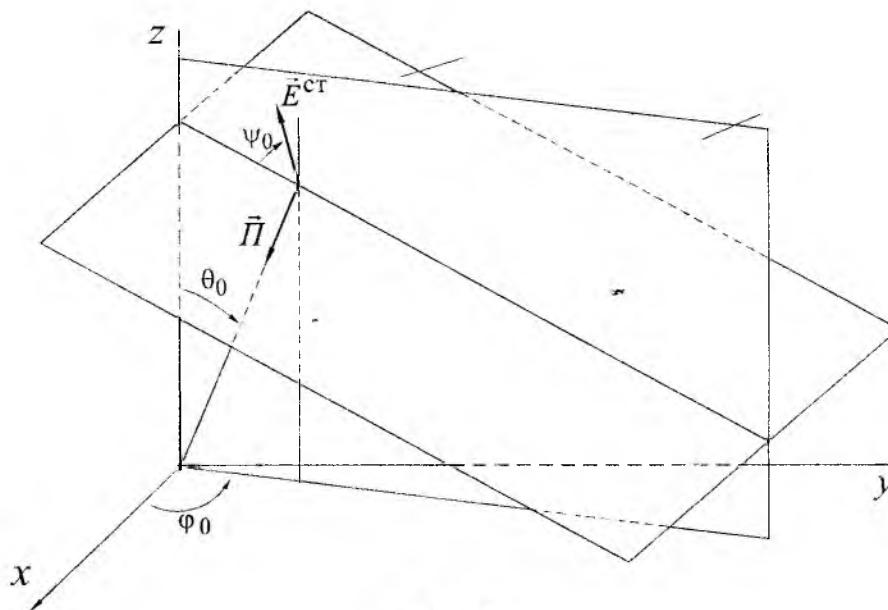


Рис. 5

- Список литературы:** 1. Лучанинов А.И., Шифрин Я.С. Антенны с нелинейными элементами // Глава X в кн: Справочник по антенной технике. Т.1 / Под ред. Л.Д. Бахраха и Е.Г. Зелкина. М.: ИПРЖР, 1997. С. 207-235. 2. Теоретические и экспериментальные исследования крупноапертурных ректенных решеток / А.И. Лучанинов, В.М.Шокало, А.А.Коновальце и др. // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 106. С. 63-72. 3. Pozar D.M., Schaubert D.H. Scan blindness in infinite phased arrays of printed dipoles// IEEE Trans. Antennas and Propag. 1984. Vol. 32, No.6. PP. 602-610. 4. Бодров В.В., Володина И.В. Математическая модель для проектирования малогабаритных свернутых излучателей для ФАР // Автоматизированное проектирование устройств СВЧ. М., 1988. С. 69-75. 5. Spurious radiation of rectenna receiving-rectifying elements / Y.S Shifrin, A.I. Luchaninov, V.M. Shokalo, A.A. Shcherbina // International Wroclaw Symposium on Electromagnetic Compatibility, (EMC-94). Wroclaw, Poland, 1994. PP.67-72. 6. Moment methods in electromagnetics. Techniques and applications / Edited by J. Moore and R. Pizer. New York: McMillan, 1984. P. 246. 7. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986. 144 с. 8. Морс Ф.М., Фейсбах Г. Методы теоретической физики. Т.2. М.: Изд-во иностр. л-ры, 1960. 886 с. 9. Бодров В.В., Марков Г.Т. Возбуждение периодических антенных решеток // Сб. науч.-методич. статей по прикладной электродинамике. Вып. 1. М.: Высш. школа, 1977. С. 129-162.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 30.10.2000