

УДК 539:620.179.16

Е.С. Огурцов

**ИССЛЕДОВАНИЕ И АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ
И РАССЕЯНИЯ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ
ИЗ СКОШЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ, В СЛУЧАЕ Е-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ
ВОЛНЫ**

Исследования диаграмм рассеяния и направленности антенной решетки скошенных волноводов являются актуальными [1,3,4]. Одним из возможных способов расширения углов сканирования фазированных антенных решеток является использование в качестве излучающих элементов скошенных волноводов.

Антенная решетка скошенных волноводов; диаграмма направленности; диаграмма рассеяния; скошенный волновод; E-поляризованная волна.

E.S. Ogurtsov

**EXAMINATION AND THE ANALYSIS OF RADIATION
CHARACTERISTICS AND DISPERSION OF THE LINEAR ANTENNA
LATTICE FROM OBLIQUE WAVE GUIDES, IN CASE OF THE
E-POLARISED WAVE**

Examinations of diagrammes of dispersion and orientation of an antenna lattice of oblique wave guides are actual [1,3,4]. One of possible expedients of expansion of corners of scanning of the phased antenna lattices is use as radiating devices of oblique wave guides.

Antenna lattice of oblique wave guides; directional diagramme; the dispersion diagramme; oblique wave guide; E-polarised wave.

Постановка задачи. Дана антенна в виде бесконечной периодической решетки полубесконечных плоскопараллельных волноводов A_m

($m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots \pm \infty$) с размерами раскрытов $\frac{a}{\cos \alpha} + b$, расположенных на

идеально проводящей плоскости на расстоянии $T = \frac{a}{\cos \alpha} + b$ друг от друга

(рис. 1).

Постановка задачи. E – поляризованная волна.

Решетка может работать как в режиме излучения, так и в режиме приема, это позволит рассмотреть взаимосвязь характеристик излучения и рассеяния такой антенны.

В режиме излучения каждый из элементов решетки возбуждается трактовой волной основного типа $H_1 (E_m^{(T)}, H_m^{(T)})$ единичной амплитуды с поэлементным набегом фаз ϕ :

$$E_m^{(T)} = I_z E_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-ik_1 y + im\phi}; \quad H_m^{(T)} = I_x E_0 \frac{k_1}{k} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-ik_1 y + im\phi}; \quad (y \leq 0), \quad (1)$$

где $k_1 = -i \sqrt{\left(\frac{\pi}{a}\right)^2 - k^2}$ – коэффициент распространения волны H_1 в плоском волноводе. Здесь и далее вектор \mathbf{E} нормирован на характеристическое сопротивление свободного пространства ($W = 120\pi$ Ом).

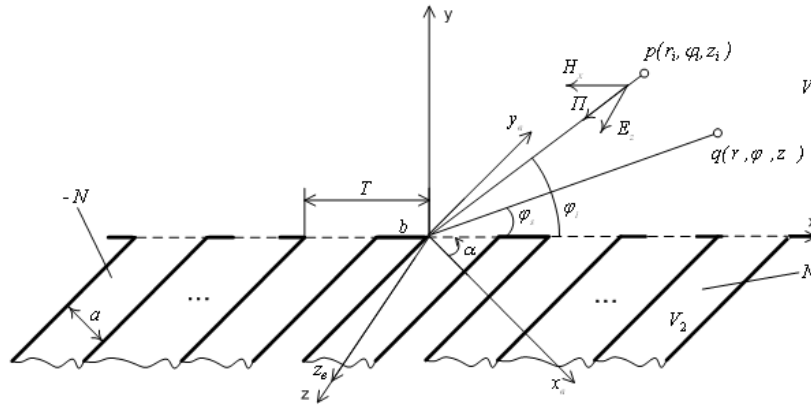


Рис. 1

В режиме приема на решетку под углом φ_i падает плоская Е-поляризованная волна единичной амплитуды:

$$E^i = I_z e^{ik(x \cos \varphi_i + y \sin \varphi_i)}; \quad H^i = -I_x \sin \varphi_i e^{ik(x \cos \varphi_i + y \sin \varphi_i)}; \quad (y \geq 0). \quad (3)$$

Необходимо найти характеристики излучения и рассеяния линейной антенной решетки из скошенных волноводов.

Решение задачи

Рассмотрим область V_1

Запишем лемму Лоренца для рассеянного поля E^s, H^s в верхнем полупространстве V_1 ($y \geq 0$). В качестве вспомогательного источника выбрана синфазная нить электрического тока единичной амплитуды ($I_0^e = 1A$), направленная параллельно оси z . Для упрощения последующих выкладок наложим на вспомогательное поле следующее граничное условие (ГУ):

$$H_{x1}^e \Big|_{y=0} = 0, \quad (4)$$

тогда

$$E_{z1}^e(p, q) = -\frac{k}{2} H_0^{(2)}(kR), \quad (5)$$

где $R = \sqrt{(x-x')^2 + y^2}$.

Учитывая принцип суперпозиции $\mathbf{E} = \mathbf{E}^i + \mathbf{E}^s$, получим следующее интегральное соотношение для векторов ЭМ поля в произвольной точке наблюдения $p(x, y) \in V$:

$$E = E^i + E^s$$

$$E^s = E - E^i$$

$$E_{z1}(p) - E_{z1}^i(p) = \int_{S_1} (H_{x1}^i(q) \cdot E_{z1}^e(p, q)) dS_1 - \int_{S_1} (H_{x1}(q) \cdot E_{z1}^e(p, q)) dS_1$$

$$E_{z1}(p) = E_{z1}^i(p) + \int_{S_1} \{H_{x1}^i(q) E_{z1}^e(p, q)\} dS_q - \int_S \{H_{x1}(q) E_{z1}^e(p, q)\} dS_q, \quad (6)$$

где S_1 – плоскость $y = 0$;

$$\int_{-\infty}^{\infty} H_{x1}^i(x') E_{z1}^e(x', p) dx' = e^{ik(x \cos \varphi_i - y \sin \varphi_i)} - \text{зеркально отраженное от}$$

идеально проводящей плоскости поле.

$$\int_{-\infty}^{\infty} H_{x1}^i E_{z1}^e dx' = E_z^i$$

$$E_{z1}(x) - E_{z1}^i(x) = E_{z1}^i(x) - \int_0^T (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx'$$

$$E_{z1}(x) - 2E_{z1}^i(x) = - \int_0^T (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx'$$

$$E_{z1}(x) = 2E_{z1}^i(x) - \int_0^T (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx'$$

$$E_{z1}(x) = 2E_{z1}^i(x) - \int_0^{a/\cos \alpha} (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx' - \int_{a/\cos \alpha}^T (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx'.$$

Располагая точку наблюдения на плоскости $y = 0$ из (5), получим интегральное уравнение

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{nT}^{(n+1)T} H_{x1}(x) E_{z1}^e(x, x') dx' - 2E_{z1}^i(x) = -E_{z1}(x). \quad (7)$$

Учитывая периодичность структуры и теорему Флоке

$$H_{x1}(x + Tm) = H_{x1}(x) e^{im\phi},$$

где в случае падения плоской волны (2) $\phi = kT \cos \varphi_i$ ($x' = u + nT$), получим интегральное уравнение относительно E_z и H_x на одном периоде решетки

$$\int_0^T H_{x1}(u)K(x,u)du - 2E_{z1}^i(x) = -E_{z1}(x), \quad (8)$$

$$\text{где } K(x,u) = -\frac{ki}{T} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\kappa_m(u-x)}}{\sqrt{\kappa_m^2 - k^2}}; \quad \kappa_m = \frac{2\pi}{T}m - k \cos \varphi_i.$$

В уравнении (8) две неизвестные функции. Недостающее уравнение получим из леммы Лоренца для внутренней области волновода V_2 , ограниченной поверхностью S_2 , представляющей собой боковые стенки волновода $x_6 = 0, a$ и апертуру.

Выбирая в качестве вспомогательного источника синфазную нить однородного электрического тока единичной амплитуды, получим для области V_2 интегральное соотношение относительно векторов отраженного от апертуры поля \bar{E}_1^s, \bar{H}_1^s (в этой области имеется первичная (падающая) волна (1), бегущая из бесконечности):

$$E_{z2}^s(p) = - \int_{S_2} \left\{ \left[\bar{E}_2^s(q) \bar{H}_2^e(p,q) \right] - \left[\bar{E}_2^e(p,q) \bar{H}_2^s(q) \right] \right\} \bar{n} dS. \quad (9)$$

$$\mathbf{E}^s = \mathbf{E} - \mathbf{E}^T, \quad \mathbf{H}^s = \mathbf{H} - \mathbf{H}^T$$

$$E_{z2}(p) - E_{z2}^T(p) = - \int_{S_2} \left\{ \left[\left(\bar{E}_2(q) - \bar{E}_2^T(q) \right) \cdot \bar{H}_2^e(p,q) \right] - \left[\bar{E}_2^e(p,q) \cdot \left(\bar{H}_2(q) - \bar{H}_2^T(q) \right) \right] \right\} \bar{n} dS_2$$

$$E_{z2} - E_{z2}^T = - \int_0^a E_{z2} \cdot H_{x2}^e dx_a' + \int_0^a E_{z2}^T \cdot H_{x2}^e dx_a' + \int_0^a E_{z2}^e \cdot H_{x2} dx_a' - \int_0^a E_{z2}^e \cdot H_{x2}^T dx_a'.$$

Для упрощения последующих выкладок наложим ГУ на вспомогательное поле:

$$\left. \begin{aligned} [\mathbf{n}, \mathbf{E}_2^e] \\ x_6 = 0 \end{aligned} \right| = 0$$

Учитывая ГУ для искомого поля

$$\left. \begin{aligned} [\mathbf{n}, \mathbf{E}_2] \\ x_6 = 0 \end{aligned} \right| = 0,$$

и соотношения

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(T)} + \mathbf{E}^s; \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}^{(T)} + \mathbf{H}^s; \quad \int_0^a H_x^{(T)} E_z^e dx' = -E_z^{(T)},$$

из (9) получим:

$$E_{z2} - E_{z2}^T = - \int_0^a E_{z2} \cdot H_{x2}^e dx_a' + \int_0^a E_{z2}^T \cdot H_{x2}^e dx_a' + \int_0^a E_{z2}^e \cdot H_{x2} dx_a' + E_{z2}^T$$

$$E_{z2}(p) = - \int_0^a E_{z2} \cdot H_{x2}^e dx_a' + \int_0^a E_{z2}^T \cdot H_{x2}^e dx_a' + \int_0^a E_{z2}^e \cdot H_{x2} dx_a' + 2E_{z2}^T.$$

Поле нити электрического тока в плоском волноводе определяется формулами [4]:

$$H_{x_2}(p, q) = 2i \frac{I_0^e}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{n \cdot \pi}{a} \cdot x_0\right) \sin\left(\frac{n \cdot \pi}{a} \cdot x_0'\right) e^{-ik_n y_0}$$

$$E_{z_2}^e(p, q) = i \frac{W_0}{k_0} \frac{\partial}{\partial y} H_{x_2}(p, q).$$

Вспомогательное поле в плоскопараллельном волноводе запишем в виде

$$E_{z_2}^e(x_0, x_0', y_0, y_0') = -\frac{ik_2}{2aW_2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{\gamma_n} \sin\left(\frac{n \cdot \pi}{a} \cdot x_0\right) \sin\left(\frac{n \cdot \pi}{a} \cdot x_0'\right) e^{\pm \gamma_n |y_0 - y_0'|}$$

$$\gamma_n = \sqrt{\left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 - k^2}.$$

Представим падающее поле в системе координат раскрыва $K(x, y, z)$ с помощью формул преобразования [2]:

$$\left. \begin{aligned} x &= x_0 \cdot \cos \alpha + y \cdot \sin \alpha, \\ y &= -x_0 \cdot \sin \alpha + y \cdot \cos \alpha \end{aligned} \right\} \left. \begin{aligned} x_0 &= x \cdot \cos \alpha - y \cdot \sin \alpha, \\ y_0 &= x \cdot \sin \alpha + y \cdot \cos \alpha \end{aligned} \right\}$$

$$E_{z_2}^e(x, x', y, y') = -\frac{ik_2}{2aW_2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{\gamma_n} \sin\left(\frac{n \cdot \pi}{a} \cdot x \cdot \cos \alpha\right) \sin\left(\frac{n \cdot \pi}{a} \cdot x' \cdot \cos \alpha\right) e^{-\gamma_n |x - x'| \sin \alpha}$$

$$E_{z_2}(p) = - \int_0^{a/\cos \alpha} E_{z_2} \cdot H_{x_2}^e dx' + \int_0^{a/\cos \alpha} E_{z_2}^T \cdot H_{x_2}^e dx' + \int_0^{a/\cos \alpha} E_{z_2}^e \cdot H_{x_2} dx' + 2E_{z_2}^T$$

$$E_{z_1}(x) = 2E_{z_1}^i(x) - \int_0^{a/\cos \alpha} (H_{x_1}(x) \cdot E_{z_1}^e(x, x')) dx' - \int_{a/\cos \alpha}^T (H_{x_1}(x) \cdot E_{z_1}^e(x, x')) dx'$$

$$E_{z_2}(p) = - \int_0^{a/\cos \alpha} E_{z_2} \cdot H_{x_2}^e dx' + \int_0^{a/\cos \alpha} E_{z_2}^T \cdot H_{x_2}^e dx' + \int_0^{a/\cos \alpha} E_{z_2}^e \cdot H_{x_2} dx' + 2E_{z_2}^T$$

$$\vec{H} = -\frac{1}{i\omega\mu_a} \text{rot} \vec{E}$$

$$\text{rot} \vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{E} = \left[\vec{\nabla} \cdot \vec{E} \right] = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \end{vmatrix} = \vec{i}_x \frac{\partial}{\partial y} E_z$$

$$\vec{H} = -\frac{1}{i\omega\mu_a} \cdot \vec{i}_x \frac{\partial}{\partial y} E_z. \quad (3)$$

Учитывая непрерывность касательных составляющих искомых векторов напряженностей ЭМ поля в раскрыве волновода размером $a/\cos \alpha$, т.е.

$$\begin{aligned}
 H_{x1}(x) &= H_{x2}(x); E_{z1}(x) = E_{z2}(x) \quad \text{при } x \in A, \\
 E_{z1}(x) &= 2E_{z1}^i(x) - \int_0^{a/\cos\alpha} (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx' - \int_{a/\cos\alpha}^T (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx' \\
 2E_{z1}^i(x) - 2E_{z2}^T(x) &= \int_0^{a/\cos\alpha} (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx' + \int_{a/\cos\alpha}^T (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx' - \\
 &- \int_0^{a/\cos\alpha} E_{z2}(x, x') \cdot H_{x2}^e(x, x') dx' + \int_0^{a/\cos\alpha} E_{z2}^T(x) \cdot H_{x2}^e(x, x') dx' + \int_0^{a/\cos\alpha} E_{z2}^e(x, x') \cdot H_{x2}(x) dx'
 \end{aligned}$$

получим систему интегральных уравнений:

$$\left. \begin{aligned}
 E_{z1}(x) &= 2E_{z1}^i(x) - \int_0^{a/\cos\alpha} (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx' - \int_{a/\cos\alpha}^T (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx', & x \in [a/\cos\alpha, T] \\
 2E_{z1}^i(x) - 2E_{z2}^T(x) &= \int_0^{a/\cos\alpha} (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx' + \int_{a/\cos\alpha}^T (H_{x1}(x) \cdot E_{z1}^e(x, x')) dx' - \\
 &- \int_0^{a/\cos\alpha} E_{z2}(x, x') \cdot H_{x2}^e(x, x') dx' + \int_0^{a/\cos\alpha} E_{z2}^T(x) \cdot H_{x2}^e(x, x') dx' + \int_0^{a/\cos\alpha} E_{z2}^e(x, x') \cdot H_{x2}(x) dx, & x \in [0, a/\cos\alpha] \\
 \vec{H} &= -\frac{1}{i\omega\mu_a} \cdot \vec{i}_x \frac{\partial}{\partial y} E_z
 \end{aligned} \right\}$$

где в режиме излучения $\mathbf{E}^i, \mathbf{H}^i = 0$, а в режиме приема $\mathbf{E}^{(T)}, \mathbf{H}^{(T)} = 0$.

Характеристики излучения. Выражение для ДН рассматриваемой антенны можно получить из интегральных соотношений (6), устремив точку наблюдения (расположения источника вспомогательного тока) $p(x, y)$ на бесконечность. В результате для решетки с $2N$ элементами получим:

$$E_{z1}(p) = E_{z1}^i(p) + \sum_{n=-N}^N \int_{nT}^{(n+1)T} [H_{x1}^i(x') - H_{x1}(x')] E_{z1}^e(p, x') dx', \quad (14)$$

где $kR \Rightarrow \infty$; $R = \sqrt{(x-x')^2 + y^2} \approx R - x' \cos \varphi$ – расстояние от точки источника до точки наблюдения ($R = \sqrt{x^2 + y^2}$), функция Ганкеля при большом аргументе имеет асимптотику $H_0^{(2)}(kR) \approx H_0^{(2)}(kR) e^{ikx' \cos \varphi}$.

В результате для рассеянного поля получим следующее выражение:

$$E_{z1}^s(p) = H_0^{(2)}(kR) \left(-\frac{k}{2}\right) \sum_{n=-N}^N \int_{nT}^{(n+1)T} [H_{x1}^i(x') - H_{x1}(x')] e^{ikx' \cos \varphi} dx' = H_0^{(2)}(kR) G(\varphi), \quad (15)$$

где $G(\varphi) = F_{AR}(\varphi) F_0(\varphi) + F_i(\varphi)$ – диаграмма рассеяния;

$$F_{AR}(\varphi) = \sum_{m=-N}^N e^{im2U(\varphi)} = 1 + 2 \cos[(N)U(\varphi)] \frac{\sin[2NU(\varphi)]}{\sin[U(\varphi)]} - \text{ДН множителя решетки};$$

тебя решетки;

$$F_0(\varphi) = \frac{k}{2} \int_0^T H_{x1}(u) e^{iku \cos \varphi} du - \text{ДН элемента решетки (одного периода решетки)};$$

решетки);

$$F_i(\varphi) = -\frac{k}{2} \sum_{n=-N}^N \int_{nT}^{(n+1)T} H_{x1}^i(x') e^{ikx' \cos \varphi} dx' = 0.5kT \sin \varphi_i \frac{\sin[U(\varphi)]}{U(\varphi)} e^{iU(\varphi)}$$

– ДР идеально проводящего фрагмента плоскости размером $(2N)T$;
 $U(\varphi) = 0.5kT(\cos \varphi + \cos \varphi_i)$.

Таким образом, получены расчетные соотношения, необходимые для анализа характеристик излучения и рассеяния линейной антенной решетки скошенных волноводов в случае Е-поляризованной волны.

В работе составлены алгоритмы и программы, выполнены расчеты. Результаты расчетов приведены на рисунках.

На рис. 1 приведена диаграмма направленности одного скошенного волновода для случая Е-поляризованной волны при $\alpha = 34^\circ$, $a = 0,42 \lambda$.

На рис. 2 представлена диаграмма рассеяния одного скошенного волновода для случая Е-поляризованной волны при $\alpha = 34^\circ$, $a = 0,42 \lambda$.

На рис. 3 приведено распределение поля H в апертуре скошенного волновода для случая Е-поляризованной волны при $\alpha = 30^\circ$, $a = 0,91 \lambda$, апертура $\alpha / \cos 30^\circ$.

На рис. 4 приведено распределение поля H в апертуре скошенного волновода для случая Е-поляризованной волны при $\alpha = 51^\circ$, $a = 0,42 \lambda$, апертура $\alpha / \cos 30^\circ$.

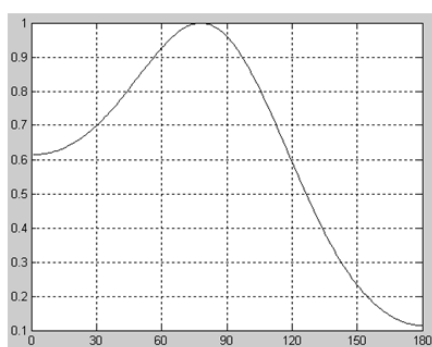


Рис. 1

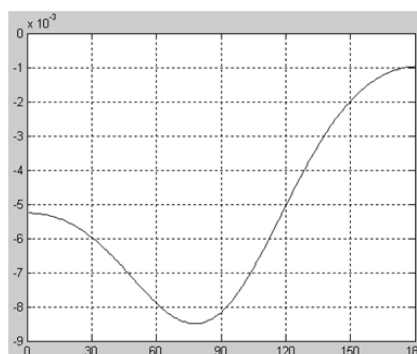


Рис. 2

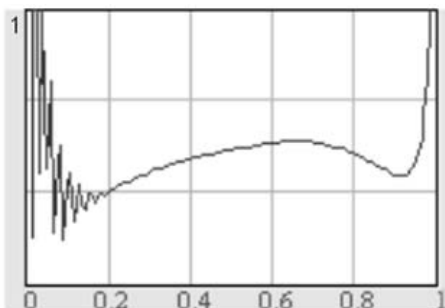


Рис. 3

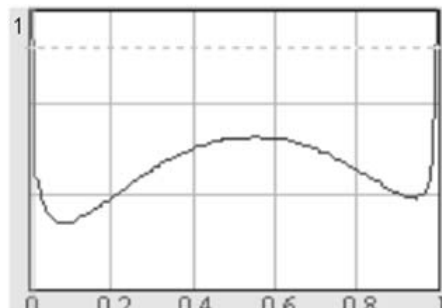


Рис. 4

На рис. 5 представлена диаграмма направленности азимутальной антенной решетки из скошенных волноводов в азимутальной плоскости (ЛАР СА) с количеством элементов $2N=16$ для случая Е-поляризованной волны при $\alpha = 38^\circ$, $a=0,42\lambda$, $\varphi_i = 75^\circ$.

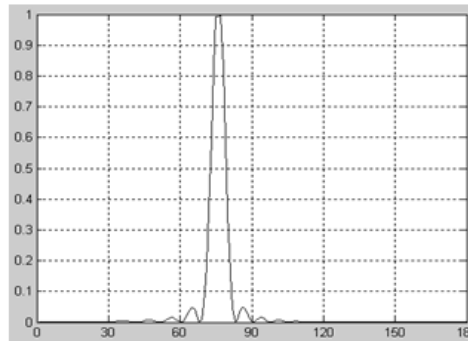


Рис. 5

Выводы:

В статье, по отношению к известным опубликованным ранее исследованиям, даны новые научные положения и результаты численных экспериментальных исследований характеристик, диаграмм направленности, диаграмм рассеяния и др. азимутальной антенной решетки из скошенных волноводов в азимутальной плоскости РТС посадки летательных аппаратов на основной и высших модах для случая падения Е-поляризованной волны. Разработана физико-математическая методика для анализа механизма физических процессов СВЧ устройств, азимутальной антенной решетки из скошенных волноводов в азимутальной плоскости для случая падения Е-поляризованной волны. Применены методы математической физики: интегральных уравнений Фредгольма на основе леммы Лоренца и метод численных исследований систем линейных алгебраических уравнений по точкам коллокации Крылова-Боголюбова. Проведена алгоритмизация задачи. Разработано новое программное обеспечение в среде MATLAB 6.1. Выполнены расчеты и представлены результаты численных экспериментальных исследований.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Белоцерковский Г.Б., Красюк В.Н. Задачи и расчеты по курсу «Устройства СВЧ и антенны»: Учебное пособие. – СПб.: РИО ГУАП, – 2002.
2. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). – М.: Наука, 1974.
3. Четчка В.В., Чурашов А.В. К вопросу о направленных свойствах волновода, скошенного бесконечным фланцем // Рассеяние электромагнитных волн – 1976. – № 1. – Таганрог: ТРТИ, 1976.
4. Юханов Ю.В., Огурцов Е.С. Исследование характеристик скошенной плоскопараллельной волноводной антенны, диаграмм рассеяния и диаграмм направленности, для случая Н-поляризованной волны // Вестник МГОУ – 2008. – № 1. – М.: МГОУ, 2008.

Огурцов Евгений Сергеевич

Технологический институт федерального государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Южный федеральный университет» в г. Таганроге.

E-mail: evg8787@mail.ru.

347922, Таганрог, ул. Чехова, 22.

Тел.: +7 (918) 0102134.

Ogurtsov Evgeny Sergeevich

Taganrog Institute of Technology – Federal State-Owned Educational Establishment of Higher Vocational Education “Southern Federal University”.

E-mail: evg8787@mail.ru.

22, Chechova street, Taganrog, 347922, Russia.

Phone: +7 (918) 0102134.