

УДК 621 372 828

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РИШЕТКЕ ИЗ НАГРУЖЕННЫХ ПОЛОСКОВЫХ СПИРАЛЕЙ

В. И. Дмитриев, В. В. Чебышев

Предложено численное решение задачи дифракции линейно поляризованной волны на периодической решетке из плоских полосковых спиралей, нагруженных сосредоточенными импедансами. Решение задачи основано на выводе нагруженного интегрального уравнения для тока полосковой спирали, расположенной в канале Флоке с поперечным слоисто-однородным заполнением, и его численного решения методом саморегуляризации. Приведены примеры численного решения для решетки из нагруженных эквиугольных полосковых спиралей. Рассмотрена зависимость парциальных диаграмм спирали от импедансных нагрузок.

Решение задачи дифракции плоской волны на периодической решетке, составленной из плоских полосковых спиралей в слоистой среде, представляет интерес при проектировании отражательных антенных решеток в печатном исполнении. Целью работы является разработка алгоритма строгого численного решения задачи, допускающего исследование дифрагированного поля в зависимости от параметров решетки и влияния элементов, моделируемых сосредоточенными импедансами как нагрузками спиралей.

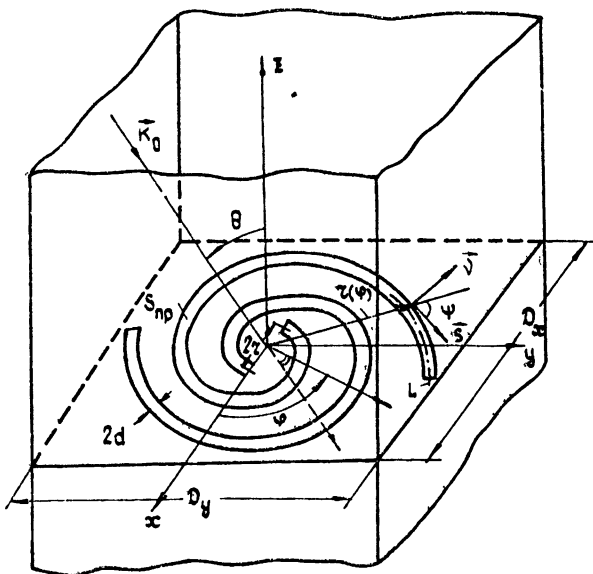


Рис 1.

Для решения задачи дифракции рассматривается метод, пригодный для исследования периодической решетки из полосковых элементов постоянной кривизны в слоисто-однородной среде. Такими элементами являются эквиугольные спирали, линейные вибраторы и кольцевые рамки. Задача возбуждения для указанной решетки рассмотрена в [1].

Метод основан на выводе нагруженного интегрального уравнения для тока полосковой спирали с импедансными нагрузками, расположенной в пространственной ячейке периодической решетки (канале Флоке). Ядро интегрального уравнения состоит из элементов тензора Грина, учитывающего поперечное слоисто-однородное заполнение канала Флоке. Для численного решения интегрального уравнения используется метод саморегуляризации [2], который предполагает выделение особенности ядра уравнения, локальную интерполяцию искомого решения и сведение уравнения к устойчивой системе линейных алгебраических уравнений в выбранном наборе точек коллокаций.

Рассматривается неограниченная периодическая решетка из плоских полосковых спиралей. Спираль (рис. 1) состоит из тонких ленточных проводников $S_{\text{пр}}$, геометрия которых описывается ортогональной криволинейной системой координат (s, v) с коэффициентами Ламе h_1, h_2 . Проводник $S_{\text{пр}}$ имеет ширину $2d$ и длину $2L$. Будем полагать $k_0 d \ll 1$, где $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — рабочая длина волны. Спираль расположена на границе слоисто-однородной среды с параметрами $\epsilon(z), \sigma(z), \mu$. Среда может содержать в качестве граничного слоя проводящий экран. Спиральные элементы решетки совмещены с узлами ее прямоугольной сетки.

Решетка возбуждается полем (E^0, H^0) плоской линейно поляризованной волны, падающей под углом (θ, φ) в направлении волнового вектора k_0 (рис. 1). Сдвиг фаз поля в соседних узлах сетки связан с углом падения волны соотношениями

$$\psi_x = k_0 D_x \sin \theta \cos \varphi, \quad \psi_y = k_0 D_y \sin \theta \sin \varphi,$$

где D_x, D_y — размеры периода решетки. Поверхностный ток j_s , наводимый на ленточных проводниках спирали, создает вторичное поле (E, H) , которое удовлетворяет условию почти периодичности (условию Флоке) [3], и его достаточно рассмотреть в пределах пространственной ячейки решетки-канала Флоке. Будем различать поляризацию плоской волны, если вектор E^0 расположен в плоскости ее падения (случай E -поляризации) и если вектор H^0 расположен в этой плоскости (случай H -поляризации).

Электродинамическая задача формулируется для полного поля решетки и состоит в нахождении поля (E, H) из решения системы уравнений Максвелла при условии непрерывности для касательных составляющих поля на границах разрыва параметров среды, условия на проводнике $S_{\text{пр}}$, условия на его ребре, условия почти периодичности по координатам x и y , и условия излучения на бесконечности ($z \rightarrow \infty$).

Примем во внимание условие $k_0 d \ll 1$. Тогда в системе координат (s, v) с элементами длины $dl = h_1 ds, dt = h_2 dv$ для тока спирали $j_s = (j_s, j_v)$ можно ограничиться рассмотрением лишь продольной составляющей j_s и использовать представление $j_s = I(l)/\sqrt{d^2 - l^2}$, где $I(l)$ — полный ток спирали [1]. Это представление учитывает особенность поверхностного тока j_s на ребре ленточного проводника спирали.

В плечи спирали включены сосредоточенные импедансы $Z_m, m = 0, 1, 2, \dots, M$. При решении задачи указанные включения будем учитывать в граничном условии на проводнике $S_{\text{пр}}$:

$$(E + E^0, s^0)_{\tilde{L}} = I(l) \sum_{m=0}^M Z_m \delta(l - l_m), \quad (1)$$

где \tilde{L} — координатная линия (рис. 1), s^0 — единичный вектор, касательный к \tilde{L} , $\delta(l - l_m)$ — дельта-функция, l_m — координаты включений по длине спирали.

Поле (E, H) выразим при помощи векторного потенциала, используя тензорную функцию Грина для слоистого заполнения канала Флоке. Составляющие потенциала $A = (A_s, A_v, A_z)$ для тока j_s имеют вид

$$A_s(M) = \mu_0/4\pi \int_{S_{np}} j_s(M_0) (\mathbf{s}^0, \mathbf{s}_0^0) G_0(M, M_0) d\sigma_{M_0},$$

$$A_v(M) = -\mu_0/4\pi \int_{S_{np}} j_s(M_0) (\mathbf{v}^0, \mathbf{s}_0^0) G_0(M, M_0) d\sigma_{M_0},$$
(2)

$$A_z(M) = \mu_0/4\pi \int_{S_{np}} j_s(M_0) \left[(\mathbf{s}^0, \mathbf{s}_0^0) \frac{\partial g(M, M_0)}{h_1 \partial s} + (\mathbf{v}^0, \mathbf{s}_0^0) \frac{\partial g(M, M_0)}{h_2 \partial v} \right] d\sigma_{M_0},$$

где G_0, g — элементы тензорной функции Грина [4], $(\mathbf{s}^0, \mathbf{s}_0^0), (\mathbf{v}^0, \mathbf{s}_0^0)$ — скалярные произведения единичных векторов в точках M и M_0 . Для потенциала A векторы поля определяются из соотношений

$$\mathbf{H} = (1/\mu_0) \text{rot } \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -j\omega [\mathbf{A} + (1/\omega^2 \mu_0) \text{grad } (1/\varepsilon(z) \text{div } \mathbf{A})]. \quad (3)$$

Элементы G_0, g в (2) должны дополнительно удовлетворять условию почти периодичности. Выделим зависимость какого-либо из указанных элементов $G^a(M, M_0)$ от координат точек M_{\perp} и $M_{0\perp}$ поперечного сечения S_{\perp} канала Флоке (рис. 1) и точек z, z_0 . Из [5] следует, что элемент G^a можно представить разложением по полной в сечении S_{\perp} системе функций. Для канала с поперечным слоисто-однородным заполнением разложение получим в виде

$$G^a(M, M_0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{D_x D_y j \gamma_{mn}} U_{mn}(x, y) U_{mn}^*(x_0, y_0) G_{mn}^a(z, z_0), \quad (4)$$

где $U_{mn}(x, y) = \exp[j(\lambda_m x + \lambda_n y)]$, $\gamma_{mn} = \sqrt{k^2 - \lambda_m^2 - \lambda_n^2}$, $k = \omega \sqrt{\varepsilon(z)} \mu_0$, $\lambda_m = -k_x + 2\pi m/D_x$, $\lambda_n = -k_y + 2\pi n/D_y$, $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, $k_x = \psi_x/D_x$, $k_y = \psi_y/D_y$. Система функций $\{U_i\}_{i=0}^{\infty}$, где i — индекс, объединяющий индексы m, n , является полной ортонормальной системой функций, удовлетворяющих на контуре сечения S_{\perp} условию почти периодичности.

Подстановка разложения (4) в исходную граничную задачу для элемента тензора [4] позволяет выделить задачу для функции $G_i^a(\lambda_i, z, z_0)$, где λ_i — параметр. Для ее решения удобно ввести фундаментальную функцию $U_{i\alpha}^{(\beta)}(\lambda_i, z, z_0)$, $\alpha = \varepsilon, \mu, \beta = 0, 1$, которая является дискретным аналогом фундаментальной функции слоистой среды для параметра λ_i , где $\lambda_i^2 = \lambda_m^2 + \lambda_n^2$. Тогда

$$G_{0i}(\lambda_i, z, z_0) = U_{i\mu}^{(0)}(\lambda_i, z, z_0),$$

$$g_i(\lambda_i, z, z_0) = \frac{1}{\lambda_i^2} \left[U_{i\varepsilon}^{(1)}(\lambda_i, z, z_0) - \frac{1}{\mu_0} \frac{d}{dz} U_{i\mu}^{(0)}(\lambda_i, z, z_0) \right].$$

Универсальный алгоритм построения фундаментальной функции для многослойной среды приведен в [4]. Например, для слоистого заполнения канала в виде диэлектрического слоя с параметром ε_1 и толщиной D , который расположен над проводящим экраном на высоте H (рис. 2), при $z_0 = 0, z \geq 0$ имеем

$$G_{0i}(\lambda_i, z, z_0) = 2A_i / (\eta_{0i} A_i + \eta_{1i} B_i) \exp(-\eta_{0i} z),$$

$$g_i(\lambda_i, z, z_0) = [(\eta_{0i} A_i - \eta_{1i} B_i) / (\eta_{0i} A_i + \eta_{1i} B_i) - (\varepsilon_0 \eta_{1i} C_i - \varepsilon_1 \eta_{0i} D_i) / (\varepsilon_0 \eta_{1i} C_i + \varepsilon_1 \eta_{0i} D_i)] \exp(-\eta_{0i} z) / \lambda_i, \quad (5)$$

где $A_i = \eta_{0i} \text{th}(\eta_{1i} D) + \eta_{1i} \text{th}(\eta_{0i} H)$, $B_i = \eta_{1i} \text{th}(\eta_{1i} D) \text{th}(\eta_{0i} H) + \eta_{0i}$,

$$C_i = \varepsilon_1 \eta_{0i} + \varepsilon_0 \eta_{1i} \operatorname{th}(\eta_{0i} H) \operatorname{th}(\eta_{1i} D), \quad D_i = \varepsilon_0 \eta_{1i} \operatorname{th}(\eta_{0i} H) + \varepsilon_1 \eta_{0i} \operatorname{th}(\eta_{1i} D),$$

$$\eta_{0i} = \sqrt{\lambda_i^2 - k_0^2}, \quad \eta_{1i} = \sqrt{\lambda_i^2 - k_1^2}.$$

Подстановка (5) в (4) приводит к искомым элементам тензора, которые используются далее.

Подстановка (2), (3) в граничное условие (1) приводит к интегродифференциальному уравнению относительно тока j_s спирали, из которого для случая кривых постоянной кривизны $h_1, h_2 = \text{const}$ можно выделить дифференциальный оператор $(d^2/dl^2 + k_0^2)$. Обращение оператора, как в [1], учитывая представление полного тока $I(l)$ спирали, приводит к нагруженному интегральному уравнению

$$\int_{S_{\text{пр}}} \int j_s(M_0) K(M, M_0) d\sigma_{M_0} + j \frac{2\pi}{W} \sum_{m=1}^M Z_m I(l_m) \sin |l - l_m| =$$

$$= -j \frac{2\pi}{W} \int_{\tilde{L}} (E^0, s_0^0) \sin |l - l_0| dl_0 + C_1 \sin l + C_2 \cos l, \quad (6)$$

где $M_0 \in S_{\text{пр}}$, $M \in \tilde{L}$, $W = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$. Ядро интегрального уравнения имеет вид

$$K(M, M_0) = (s^0, s_0^0) \left[G_{0i}(M, M_0) + \frac{\partial g_i(M, M_0, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} \right] -$$

$$- \frac{1}{2} \int_{\tilde{L}} (s_u^0, s_0^0) \sin |l - u| \frac{\partial g_i(M_u, M_0, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} du -$$

$$- \frac{1}{2} \int_{\tilde{L}} \operatorname{sign}(l - u) \cos(l - u) (s_u^0, s_0^0) \times$$

$$\times h_2 \left[G_{0i}(M_u, M_0) - \frac{\partial g_i(M_u, M_0, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} \right] du. \quad (7)$$

Коэффициенты C_1, C_2 в (6) определяются из дополнительного условия, выражающего отсутствие «стекания» тока с концов ленточного проводника $S_{\text{пр}}$.

Элементы $G_{0i}, \partial g_i/gz$, входящие в ядро (7) при $M \rightarrow M_0 (\rho_{MM_0} \rightarrow 0)$ имеют особенности. Обозначим $\Delta = \max\{2d, h\}$, где h — достаточно малый размер, определяемый далее как шаг дискретизации при решении интегрального уравнения. Тогда при $\rho_{MM_0} < \Delta$ ядро можно представить

$$K(M, M_0) = 1/\rho_{MM_0} + P(\rho_{MM_0}), \quad (8)$$

где $P(\rho_{MM_0})$ — регулярная функция. Выделение указанной особенности проводится по методике [6]. При $\rho_{MM_0} > \Delta$ ядро $K(M, M_0)$ является регулярным.

Уравнение (6) можно упростить, сводя кратный интеграл к повторному [1]. В результате получим одномерное интегральное уравнение для полного тока $I(l)$ спирали

$$\int_{-L}^L I(l_0) \overset{\vee}{K}(l, l_0) dl_0 + j \frac{2\pi}{W} \sum_{m=1}^M Z_m I(l_m) \sin |l - l_m| =$$

$$= -j \frac{2\pi}{W} \int_{-L}^L (E_0, s_0^0) \sin |l - l_0| dl_0 + C_1 \sin l + C_2 \cos l. \quad (9)$$

Ядро уравнения для представления (8) с учетом (4), (5) имеет вид

$$\begin{aligned} \check{K}(l, l_0) = & \frac{4\varepsilon_0}{\pi(\varepsilon_1 + \varepsilon_0)} \frac{F(\pi/2, \sigma)}{\sqrt{\rho_0^2 + d^2}} + \frac{1}{D_x D_y} \sum_{i(m,n)} \left\{ \exp [j [\lambda_m x(l) + \right. \\ & \left. + \lambda_n y(l)]] (s^0, s_0^0) \left[\left(G_{0i} + \frac{\partial g_i}{\partial z} - \frac{\varepsilon_0}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) \lambda_i} \right) \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \exp [-j [\lambda_m x_0(l_0) + \lambda_n y_0(l_0)]] + \frac{4\varepsilon_0}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) \lambda_i} Q_i(\lambda_i, h, d) \right] - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \left[\frac{\partial g_i}{\partial z} \int_{-L}^L (s_u^0, s_0^0) S_m(l, u) du + h_2 \left(G_{0i} - \frac{\partial g_i}{\partial z} \right) \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \int_{-L}^L (s_u^0, s_0^0) C_m(l, u) du \right] \exp [-j [\lambda_m x_0(l_0) + \lambda_n y_0(l_0)]] \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $Q_i(\lambda_i, h, d)$ — функция сложной структуры, получаемая при выделении особенности ядра, $\alpha = d/\sqrt{\rho_0^2 + d^2}$, $F(\pi/2, \alpha)$ — полный эллиптический интеграл 1-го рода, ρ_0 — расстояние между точками M , $M_0 \in \tilde{L}$, $x(l)$, $y(l)$, $x_0(l_0)$, $y_0(l_0)$ — координаты указанных точек в зависимости от длины дуги как параметра:

$$S_m(l, u) = \sin |l - u| \exp [j [\lambda_m x(u) + \lambda_n y(u)]],$$

$$C_m(l, u) = \text{sign}(l - u) \cos(l - u) \exp [j [\lambda_m x(u) + \lambda_n y(u)]].$$

В свою очередь, для области, где ядро (7) регулярно, имеем

$$\begin{aligned} \check{K}(l, l_0) = & \frac{1}{D_x D_y} \sum_{i(m,n)} \exp [-j [\lambda_m x_0(l_0) + \lambda_n y_0(l_0)]] \left\{ (s^0, s_0^0) \times \right. \\ & \times \left(G_{0i} + \frac{\partial g_i}{\partial z} \right) \exp [j [\lambda_m x(l) + \lambda_n y(l)]] - \frac{1}{2} \frac{\partial g_i}{\partial z} \int_{-L}^L (s_u^0, s_0^0) \times \\ & \left. \times S_m(l, u) du - \frac{h_2}{2} \left(G_{0i} - \frac{\partial g_i}{\partial z} \right) \int_{-L}^L (s_u^0, s_0^0) C_m(l, u) du \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Отметим, что при отсутствии импедансных нагрузок спирали из (9) в силу слабой особенности ядра (10) имеем интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода для полного тока $I(l)$. Для его численного решения наиболее приспособлен метод саморегуляризации [2]. На этой основе в [1] разработан алгоритм, который сводит решение интегрального уравнения при шаге дискретизации $h = 2L/N$, где N — число точек коллокаций, к решению системы линейных алгебраических уравнений. Матрица системы имеет диагональное преобладание, что обеспечивает устойчивое решение системы.

По определению, для элементов матрицы с диагональным преобладанием выполняются условия

$$|a_{ii}| - \sum_{i \neq j} |a_{ij}| = r_i > 0, \quad i, j = 1, 2, \dots, N. \quad (12)$$

За меру обусловленности системы можно принять, например, величину $(\max_i |a_{ii}|) (\min_i r_i)^{-1}$, $i = 1, 2, \dots, N$. Если эта величина невелика, то система хорошо обусловлена и ее численное решение устойчиво.

Наличие импедансных нагрузок спирали ухудшает обусловленность указанной системы. Однако алгоритм из [1] при выполнении условий (12) применим и для решения нагруженного интегрального уравнения

(9). Эти условия ограничивают величину импедансных нагрузок в зависимости от их положения на спирали. Поэтому выбор последних должен проводиться либо с проверкой выполнения неравенств (12), либо по признакам численной неустойчивости решения системы.

Зная ток $I(l)$ спирального элемента решетки как решение интегрального уравнения (9), можно определить характеристики дифрагированного поля. Это поле состоит из набора плоских волн, распространяющихся в направлении углов $\theta_{\nu\mu}$, $\varphi_{\nu\mu}$. Последние находятся из решения системы уравнений

$$\sin \theta \cos \varphi + \sin \theta_{\nu\mu} \cos \varphi_{\nu\mu} = \lambda/D_x \nu, \quad \nu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\sin \theta \sin \varphi + \sin \theta_{\nu\mu} \sin \varphi_{\nu\mu} = \lambda/D_y \mu, \quad \mu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Для индексов $m=0$, $n=0$ имеем волну, отраженную от поверхности решетки в направлении, зеркальном приходу падающей волны. По аналогии с представлением диаграммы направленности элемента фазированной антенной решетки определим парциальную диаграмму спирали для компонент поля E_θ , E_φ при $D_x, D_y < \lambda$ в виде (множитель, выражающий запаздывающий потенциал, опущен)

$$\check{E}_{\theta, \varphi}(\theta, \varphi) = \int_{-L}^L I(l_0) F_{\theta, \varphi} \exp[-j(h_1 l_0 + r_0)(s^\theta, s_0^\theta) \sin \theta] dl_0,$$

$$F_\theta = \cos \theta \{ [h_1(s^\theta, s_0^\theta) - h_2(\nu^0, s_0^\theta)] G_{0i}(\lambda_i) \cos \theta + j(s^\theta, s_0^\theta) g_i(\lambda_i) \sin \theta \},$$

$$F_\varphi = -\cos \theta [h_1(\nu^0, s_0^\theta) + h_2(s^\theta, s_0^\theta)].$$

Значения $G_{0i}(\lambda_i)$ и $g_i(\lambda_i)$ предполагаются при $i=0$. Эти выражения позволяют определить поляризационные свойства спирального элемента.

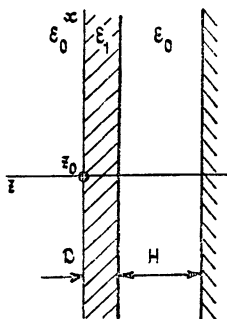


Рис 2

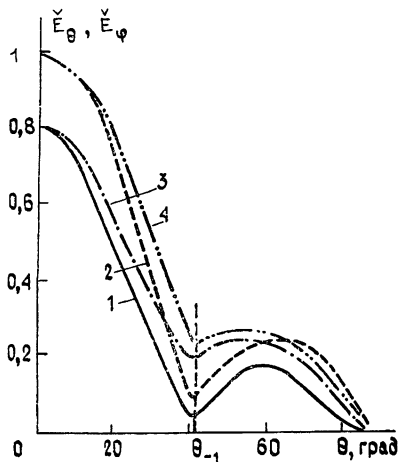


Рис 3

Алгоритм расчета спирали в канале Флоке реализован в системе FORTRAN — Дубна на ЭВМ БЭСМ-6. Ниже приведены результаты расчета эквиугольной двухзаходной спирали $r(\varphi) = r_0 \exp(a\varphi)$ (рис. 1) с параметрами $L = 2,5\lambda$, $a = 0,01$, $r_0 = 0,05\lambda$, $2d = 0,01\lambda$ и размеров решетки $D_x = D_y = 0,6\lambda$. Спираль расположена на диэлектрическом слое толщиной $D = 0,01\lambda$ при $\epsilon_1 = 9$ и расстоянии от экрана $H = 0,25\lambda$ (рис. 2). Число членов ряда в представлении ядра (10) составляет 25, а в представлении ядра (11) — 81 при шаге дискретизации $h = 0,1\lambda$, что обеспечивает относительную погрешность в вычислении тока спирали

в пределах 5%. Время счета диаграмм $\overset{\vee}{E}_\theta$, $\overset{\vee}{E}_\varphi$ для одного угла прихода волны составляет около 60 мин. На рис. 3 приведены нормированные значения диаграмм $\overset{\vee}{E}_\theta$ и $\overset{\vee}{E}_\varphi$ при E -поляризации для ненагруженной спирали (кривые 1, 2 соответственно) и спирали, нагруженной на расстоянии h от конца импедансом $z=j900$ Ом (кривые 3, 4).

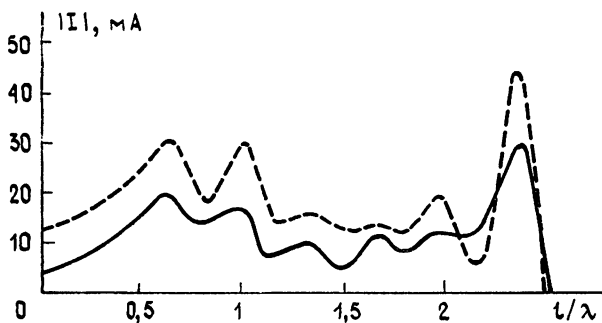


Рис. 4.

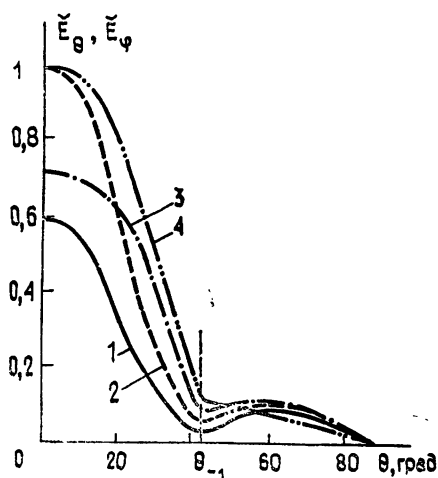


Рис. 5.

На рис. 4 приведено соответствующее распределение тока по длине плеча спирали: непрерывная линия — случай ненагруженной спирали, пунктирная — случай нагруженной спирали. Предполагается возбуждение спирали волной с амплитудой 1 В/м. Можно отметить, что нагрузка спирали приводит к ее более эффективному возбуждению и, как следствие, к увеличению дифрагируемого поля. На рис. 5 приведены нормированные значения диаграмм $\overset{\vee}{E}_\theta$ и $\overset{\vee}{E}_\varphi$ при E -поляризации для спиралей, нагруженных на входах импедансами $Z=j300$ Ом (кривые 1, 2) и $Z=-j300$ Ом (кривые 3, 4). Нагрузки приводят к некоторому расширению основного лепестка диаграммы, но поляризационные свойства спирального элемента ухудшаются. При этом дифрагируемое поле получает дополнительный фазовый сдвиг, изменение которого для угла, нормального к плоскости решетки, составляет 45° . На рис. 4, 5 углом θ_{-1} обозначен угол появления первого дифракционного максимума для данной решетки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чебышев В. В. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1983, 26, № 2, с. 57.
2. Тихонов А. Н., Дмитриев В. И. В кн.: Вычислительные методы и программирование. — М.: Гос. ун-т, 1968, вып. 10, с. 49.

3. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. — М.: Мир, 1974, с. 49.
4. Дмитриев В. И. В кн.: Вычислительные методы и программирование. — М.: Гос. ун-т, 1968, вып. 10, с. 55
5. Самарский А. А., Тихонов А. Н. — ЖТФ, 1947, 17, № 11, с. 1283, 1948, 18, № 7, с. 971.
6. Ильинский А. С., Репин В. М. В кн.: Вычислительные методы и программирование. — М.: Гос. ун-т, 1975, с. 249

Московский институт радиотехники,
электроники и автоматики

Поступила в редакцию
3 марта 1986г.

DIFFRACTION OF THE PLANE WAVE BY THE PERIODIC ARRAY CONTAINING LOADED STRIPE SPIRALS

V. I. Dmitriev, V. V. Chebyshev

The numeral solution of the problem of the plane wave diffraction by the periodic array containing plane stripe spirals loaded with lumpen-constant impedances. The solution of the problem is based on the calculation of the loaded integral equation for stripe spirals current, inserted in Floke channel with a transverse layer-homogeneous filling and its further numerical solving by the selfregulating method. The numerical investigation of the array of loaded equiangular stripe spirals are given as examples. The dependence of a partial diagram of the spiral on the impedance loads is considered.

Аннотации депонированных статей

УДК 538.574.4

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ПРИСУТСТВИИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ИМПЕДАНСНОГО ШАРА

Б. М. Петров, В. В. Савельев, В. Г. Обидовский

Решена задача возбуждения вращающегося с постоянной частотой Ω шара «неподвижными» токами с частотой ω_0 . На поверхности шара в системе, где он покоится, выполняются импедансные граничные условия. Для решения задачи использованы уравнения Максвелла в ковариантной форме, справедливые как для «неподвижной» K , так и для вращающейся K' системы отсчета, жестко связанной с шаром.

Искомое поле в системе K представлялось в виде суперпозиции первичного, возбужденного источниками в неограниченном пространстве, и вторичного, обязанного своим существованием наличию вращающегося шара. Каждое из полей выражено в виде разложений по системам электрических и магнитных волн с помощью соответствующих потенциалов Дебая.

Для определения неизвестных коэффициентов разложения потенциалов Дебая вторичных полей использованы граничные условия в векторной форме на поверхности шара во вращающейся системе отсчета K' для спектральных составляющих полных полей. При этом компоненты полей в системе K' выражены через потенциалы Дебая соответствующего трехмерного пространства V_3 .

Используя ортогональность векторных собственных функций в пространстве V_3 , из граничных условий, в которых поверхностные импедансы задавались в виде разложений по сферическим гармоникам, получена система алгебраических уравнений относительно искомого коэффициентов.

Полученная система уравнений решена методом редукции для случая малых частот вращения ($\Omega \ll \omega_0$). В общем случае при неоднородном импедансе вторичное поле в системе K представляет собой дискретный деполаризованный спектр частот.

Выявлены особенности формирования поляризованного и спектрального состава поля обратного рассеяния

*Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 8635—В 87. Деп. от 10 декабря 1987 г.*