

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ЛИНЕЙНОЙ ФАР С СОГЛАСУЮЩЕЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

В статье представлен электродинамический алгоритм расчета бесконечной линейной волноводной ФАР с согласующей периодической структурой (СПС). Расчет проведен с использованием метода интегрального уравнения на основе выделения пронизывающей области. Из полученных численных результатов следует, что согласование ФАР улучшается при определенных геометрических размерах СПС и ее расположении.

Ключевые слова: интегральное уравнение, фазированная антенная решетка, функция Грина, пронизывающая область.

ВВЕДЕНИЕ

Согласование ФАР с внешним пространством является важной задачей. Существуют различные методы улучшения согласования за счет применения магнитодиэлектрических вставок и слоев, диафрагм [1], индуктивных штырей, импедансных фланцев [2] и т. д. В данной работе рассматривается применение согласующего устройства в виде СПС. СПС представляет собой подрешетку с такими же поперечными размерами, как и у основной антенной решетки, находящуюся на определенном расстоянии над основной решеткой.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 представлена геометрия центральной ячейки бесконечной линейной волноводной ФАР, сканирующей в Н-плоскости.

Для решения задачи об излучении разобьем всю сложную область определения электромагнитного поля на три области:

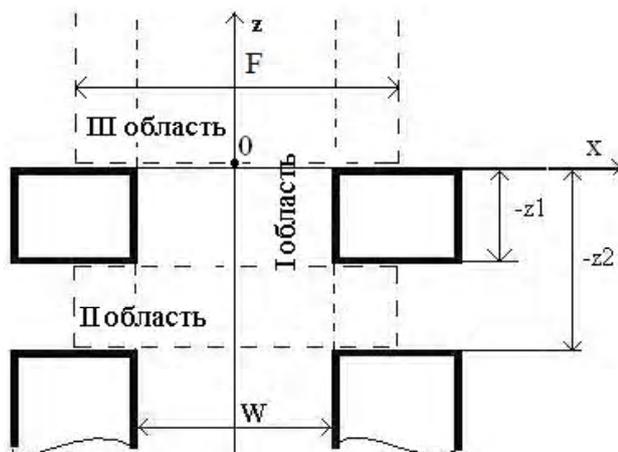


Рис. 1. Геометрия центральной ячейки бесконечной ФАР с согласующей структурой

I пронизывающая область – регулярный волновод, продленный в бесконечность:

$$-\frac{W}{2} \leq x \leq \frac{W}{2}; \quad -\infty < z < +\infty.$$

II частичная область – «канал Флоке» конечной длины:

$$-\frac{F}{2} \leq x \leq \frac{F}{2}; \quad -z_2 \leq z \leq -z_1.$$

III частичная область – внешнее пространство излучения:

$$-\frac{F}{2} \leq x \leq \frac{F}{2}; \quad 0 \leq z < +\infty.$$

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Используя вторую теорему Грина, получим интегральное представление для полного поля пронизывающей области с учетом равенства полей в общих областях пересечения [3]:

$$E_y^I(x, z) = E_{y_{\text{exc}}}^I(x, z) + \int_{-z_2}^{-z_1} \left\{ E_y^{II}(x', z') \frac{\partial G^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{W}{2}} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} - E_y^{III}(x', z') \frac{\partial G^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{W}{2}} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} \right\} dz' + \int_0^{\infty} \left\{ E_y^{III}(x', z') \frac{\partial G^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{W}{2}} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} - E_y^{II}(x', z') \frac{\partial G^I(x, z; x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{W}{2}} \Big|_{x'=\frac{W}{2}} \right\} dz', \quad (1)$$

$$x \in \left[-\frac{W}{2}, \frac{W}{2} \right]; \quad x' = \pm \frac{W}{2}; \quad z' \in [-z_1, z_2] \cup [0, +\infty).$$

В приведенном интегральном представлении тангенциальные составляющие напряженности электрического поля во II и III области могут быть представлены в виде рядов Фурье:

$$E_{y'}^{II}(x, z) = \sum_{MF=-\infty}^{\infty} (T2_{MF} e^{-CJ \cdot CFL_{MF} \cdot (z+z1)} + R2_{MF} e^{CJ \cdot CFL_{MF} \cdot (z+z1)}) \cdot FD_{MF}(x),$$

$$E_{y'}^{III}(x, z) = \sum_{MF=-\infty}^{\infty} T3_{MF} e^{-CJ \cdot CFL_{MF} \cdot z} \cdot FD_{MF}(x).$$

где $T2_{MF}, R2_{MF}, T3_{MF}$ – комплексные амплитудные коэффициенты, подлежащие определению; $FD_{MF}(x)$ – ортонормированные поперечные собственные функции «канала Флоке», CFL_{MF} – постоянная распространения волны в области излучения:

$$CFL_{MF} = \begin{cases} \sqrt{4 \cdot \pi^2 - \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot F \cdot \sin(\theta) + 2 \cdot MF \cdot \pi}{F} \right)^2}, & 4 \cdot \pi^2 \geq \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot F \cdot \sin(\theta) + 2 \cdot MF \cdot \pi}{F} \right)^2 \\ -CJ \sqrt{\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot F \cdot \sin(\theta) + 2 \cdot MF \cdot \pi}{F} \right)^2 - 4 \cdot \pi^2}, & 4 \cdot \pi^2 < \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot F \cdot \sin(\theta) + 2 \cdot MF \cdot \pi}{F} \right)^2 \end{cases}$$

где $CJ \rightarrow \sqrt{-1}$, θ – угол сканирования.

Поле стороннего источника с фазовой плоскостью отсчета, расположенной при $z=-z2$, следующее:

$$E_{y_{exc}}^I(x, z) = 1 \cdot WD_1(x) \cdot e^{-CJ \cdot CWL_1 \cdot (z+z2)}.$$

Функция Грина в «истокообразной» форме имеет следующий вид:

$$G^1(x, z; x', z') = \sum_{MG=1}^{\infty} WD_{MG}(x) \cdot WD_{MG}(x') \cdot f_{MG}(z, z'),$$

где $WD_{MG}(x), WD_{MG}(x')$ – поперечные собственные функции прямоугольного волновода, удовлетворяющие граничным условиям Дирихле, $f_{MG}(z, z')$ – продольная компонента для соответствующей подобласти функции Грина первой области, CWL_{MG} – постоянная распространения волны в волноводном канале:

$$CWL_{MWG} = \begin{cases} \sqrt{4 \cdot P^2 - \left(\frac{MWG \cdot \pi}{W} \right)^2}; & 4 \cdot \pi^2 \geq \left(\frac{MWG \cdot \pi}{W} \right)^2 \\ -CJ \sqrt{\left(\frac{MWG \cdot \pi}{W} \right)^2 - 4 \cdot \pi^2}; & 4 \cdot \pi^2 < \left(\frac{MWG \cdot \pi}{W} \right)^2 \end{cases}$$

Подставляя в интегральное представление (1) выражения для функции Грина, источника стороннего поля и напряженности электрического поля во II и III областях, а также фиксируя последовательно в обеих частях (1) точки наблюдения при $z=-z2; -z1; 0$, получим систему интегральных уравнений относительно трех неизвестных

$T2_{MF}, R2_{MF}, T3_{MF}$. Применив процедуру Галеркина, получим систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ).

Решив полученную СЛАУ, определим коэффициент отражения для волны H_{10} при использовании равенства тангенциальных компонент электрического поля при $z=-z2$.

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты численного расчета представлены на рис. 2–6. Определение оптимального размера $z2/\lambda$ с точки зрения минимально возможного коэффициента отражения проводилось для каждого фиксированного значения $z1/\lambda$ (с шагом 0,05). Кривые приведены для значе-

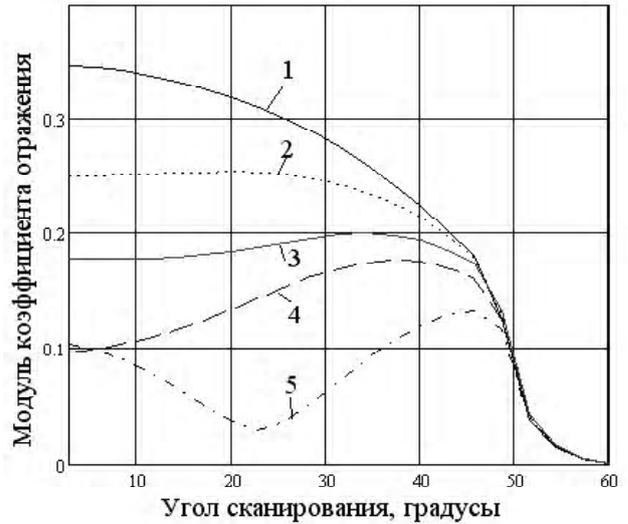


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования

- $F=0,5714\lambda, W=F$: 1. $z1=z2=0$;
 2. $z1=0,2\lambda, z2=0,2\lambda$; 3. $z1=0,15\lambda, z2=0,3\lambda$;
 4. $z1=0,1\lambda, z2=0,25\lambda$ 5. $z1=0,05\lambda, z2=0,25\lambda$

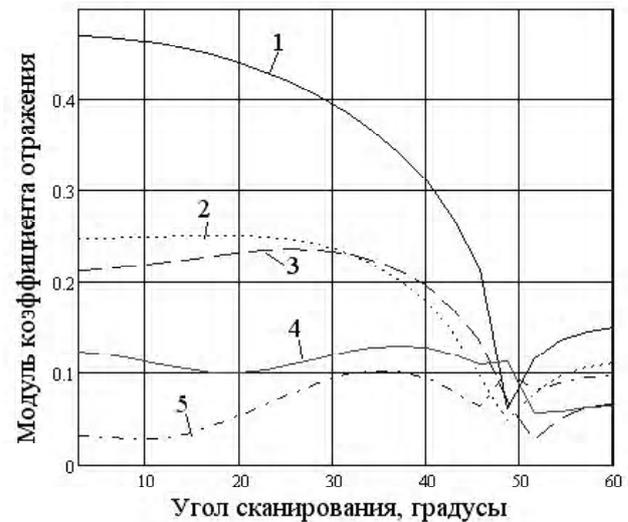


Рис. 3. Зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования $F=0,5714\lambda, W=0,937 \cdot F$: 1. $z1=z2=0$;

2. $z1=0,05\lambda, z2=0,2\lambda$; 3. $z1=0,15\lambda, z2=0,3\lambda$;
 4. $z1=0,1\lambda, z2=0,3\lambda$; 5. $z1=0,05\lambda, z2=0,25\lambda$

ний z_1/λ , при которых наблюдается уменьшение коэффициента отражения падающей волны. Как видно из рисунков 2–6 малое значение $z_1/\lambda=0,05$ обеспечивает наименьший коэффициент отражения, за исключением кривых на рис. 5. При больших значениях z_2/λ возникает большое отражение падающей волны.

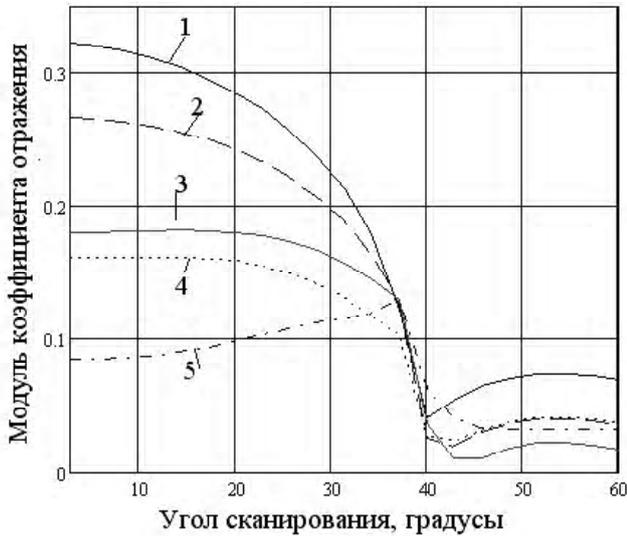


Рис. 4. Зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования

- $F=0,6205\lambda, W=0,937 \cdot F$: 1. $z_1=z_2=0$;
 2. $z_1=0,15\lambda, z_2=0,25\lambda$; 3. $z_1=0,1\lambda, z_2=0,25\lambda$;
 4. $z_1=0,05\lambda, z_2=0,2\lambda$; 5. $z_1=0,05\lambda, z_2=0,25\lambda$

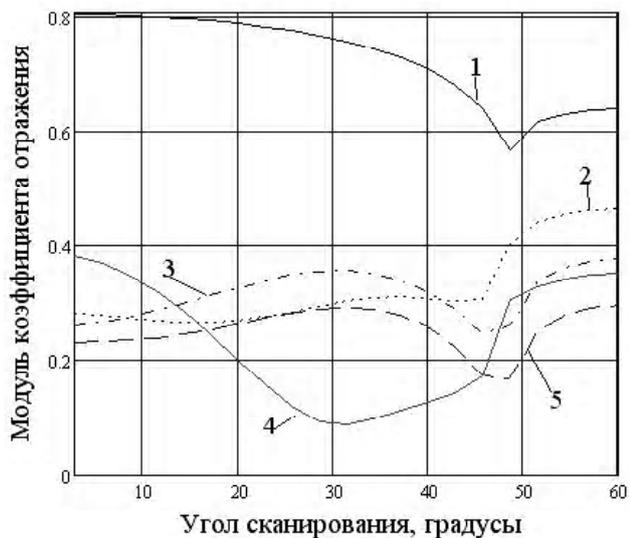


Рис. 5. Зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования $F=0,5714\lambda, W=0,88 \cdot F$: 1. $z_1=z_2=0$;
 2. $z_1=0,15\lambda, z_2=0,35\lambda$; 3. $z_1=0,25\lambda, z_2=0,45\lambda$;
 4. $z_1=0,35\lambda, z_2=0,5\lambda$; 5. $z_1=0,45\lambda, z_2=0,6\lambda$

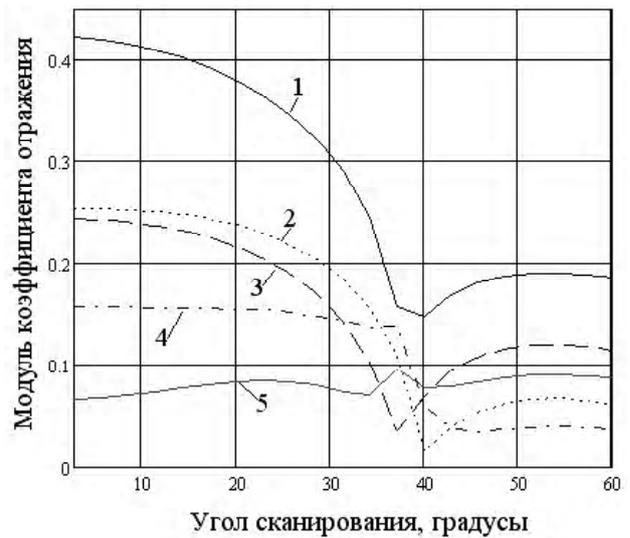


Рис. 6. Зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования

- $F=0,6205\lambda, W=0,88 \cdot F$: 1. $z_1=z_2=0$; 2. $z_1=0,25\lambda, z_2=0,35\lambda$; 3. $z_1=0,15\lambda, z_2=0,3\lambda$; 4. $z_1=0,1\lambda, z_2=0,3\lambda$;
 5. $z_1=0,05\lambda, z_2=0,25\lambda$

Для указанных относительных толщин стенок волноводов получены оптимальные размеры промежуточной области $z_1/\lambda=0,05; z_2/\lambda=0,25$. Для случая: $WX=0,5028/\lambda, PX=0,5714/\lambda$ наилучшее согласование наблюдается при $z_1/\lambda=0,45; z_2/\lambda=0,6$.

ВЫВОДЫ

Численное исследование согласования ФАР с внешним пространством показало, что при определенных размерах СПС и ее расположении, определяемых в результате электродинамического расчета, использование этого согласующего устройства становится эффективным. Для рассмотренных входных параметров ФАР (нормированных к длине волны геометрических размеров) были численно определены параметры СПС, обеспечивающие согласование. В среднем коэффициент отражения при использовании СПС уменьшается в 3–4 раза в диапазоне углов сканирования от 0° до 60° .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Амитей, Р. Теория и анализ фазированных антенных решеток (пер. с англ.). / Р. Амитей, В. Галиндо, Ч. Ву. – М.: Мир, 1974. – 455 с.
2. Гостюхин, В. Л. Вопросы проектирования активных ФАР с использованием ЭВМ / В. Л. Гостюхин, К. И. Гринева, В. Н. Трусов; под ред. В. Л. Гостюхина. – М.: Радио и связь, 1983. – 248 с.
3. Морозов, В. М. Применение метода интегрального уравнения для решения трехмерных дифракционных задач / В. М. Морозов, В. И. Магро, С. В. Марченко // Электродинамика и физика СВЧ. – 2006. – С. 56–61.

Стаття надійшла до редакції 24.09.2012.
 Після доробки 24.01.2013.

Марченко С. В.¹, Морозов В. М.²

¹Старший викладач, Дніпродзержинський державний технічний університет, Україна

²Канд. фіз.-мат. наук, доцент Дніпропетровський національний університет, Україна

ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИЙ РОЗРАХУНОК ЛІНІЙНОЇ ФАР З УЗГОДЖУЮЧОЮ ПЕРІОДИЧНОЮ СТРУКТУРОЮ

В статті представлено електродинамічний алгоритм розрахунку нескінченної лінійної хвилеводної ФАР з узгоджуючою періодичною структурою (УПС). Розрахунок проведено з використанням методу інтегрального рівняння на основі виділення пронизуючої області. З отриманих чисельних результатів витікає, що узгодження ФАР поліпшується при певних геометричних розмірах УПС та її розташуванні.

Ключові слова: інтегральне рівняння, фазована антени решітка, функція Гріна, пронизуюча область.

Marchenko S. V.¹, Morozov V. M.²

¹Senior teacher, Dniprodzerzhinsk State Technical University, Ukraine

²Candidat of physics and mathematics sciences, Dnipropetrovsk National University, Ukraine

ELECTRODYNAMICS CALCULATION OF LINEAR PAA WITH MATCHING PERIODICAL STRUCTURE

Matching of PAA with external space is an important problem. There are various methods of improvement of matching by usage of magneto-dielectric inserts and layers, diaphragms [1], inductive irises, impedance flanges [2], etc. In this work use of the matching device in the matching periodical structure (MPS) is considered. The MPS represents a subarray with the same cross sizes as the main antenna array ones, being at a certain distance over the main antennas. Calculation is carried out with integral equation method based on splitting of penetrating area.

Numerical research of matching of PAA with external space showed that MPS improve matching at defined sizes and its arrangement. The parameters of MPS providing matching were numerically determined. On average the reflection coefficient when using MPS decreases by 3–4 times in the range of angles of scan from 0° to 60°.

REFERENCES

1. Amitey R., Galindo V., Wu Ch. *Theorija and analys fasiovannyh antennyh reshotok* (transl. from Engl.). Moscow, Mir, 1974, 455 p.
2. Gostyuhin V. L., Grinev K. I., Trusov V. N. *Voprosy proektirovaniia aktivnyh FAR s ispol'zovaniem EVM/ ed.* by Gostyuhin V. L. Moscow, Radio i svyaz', 1983, 248 p.
3. Morozov V. M., Magro V. I., Marchenko V. M. *Primenenie metoda integral'nogo uravneniia dlia resheniia trehmernyh difraktsionnyh zadach*, *Elektrodinamika i fizika SVCH*, 2006, No.1, pp. 56–61.