

С.В. МАРЧЕНКО, к.ф.-м.н., доцент
А.М. СЪЯНОВ, д.т.н, профессор
М.А. ГНАТЮК, магистр, ассистент

Днепропетровский государственный технический университет, г. Каменское

Электродинамическое моделирование фазированных антенных решеток с согласующей периодической структурой и диэлектрическим заполнением

В статье представлено электродинамическое моделирование бесконечной фазированной антенной решетки (ФАР) с согласующей периодической структурой (СПС) и диэлектрическом плоскостойном заполнении. Для построения алгоритма расчета использовался метод интегрального уравнения пронизывающей области, приводящий к уравнению Фредгольма второго рода. Полученные результаты подтверждают, что применение предложенного способа согласования улучшает согласования ФАР с внешним пространством.

Постановка проблемы

Разработка волноводных ФАР является громоздким и затратным процессом, поэтому теоретическое исследование является важной задачей при проектировании таких устройств. Анализ согласующих устройств для ФАР обеспечивает уменьшение затрат на этапе её проектирования. Для согласования используются диэлектрические вставки, диафрагмы, импедансные фланцы, индуктивные штыри и т.д. В данной работе рассматривается согласующее устройство в виде согласующей периодической структуры (СПС) с диэлектрическими слоями и вставками.

Анализ последних исследований и публикаций

На современном этапе развития методов решения задач электродинамики СВЧ актуальным является метод интегрального уравнения (ИУ) [1—3]. На основе этого метода совместно с аппаратом функций Грина были созданы численные алгоритмы решения задач электродинамики СВЧ. Построение функции Грина и составление ИУ с использованием частичных соприкасающихся областей [4, 5] и с использованием частичных пересекающихся областей [6, 7] являются громоздкими на этапе создания алгоритма расчета. В этих методах строятся функции Грина для каждой частичной области определения электромагнитного поля. Построение функции Грина для каждой частичной области, подстановка в интегральное уравнение и исключение интегральных представлений некоторых частичных областей с целью сокращения количества неизвестных значительно усложняет алгоритм решения задачи. В отличие от вышеупомянутых методов метод пронизывающей области предполагает определение функции Грина только лишь для одной (пронизывающей) области, что упрощает составление итогового интегрального уравнения и является более компактным на этапе составления математического алгоритма.

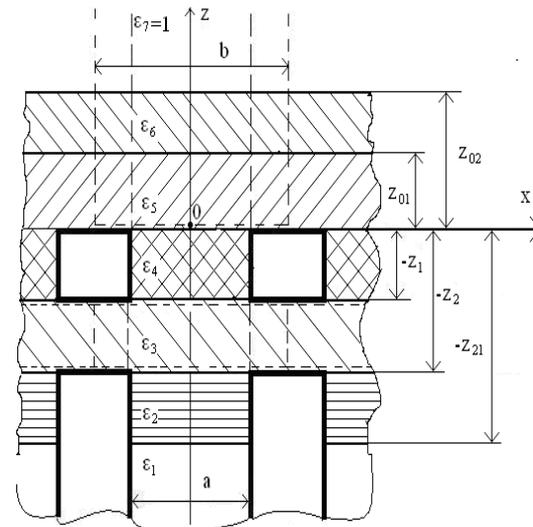
Формулировка цели исследования

Многофункциональность работы ФАР накладывает жесткие условия её функционирования в широком секторе углов сканирования и полосе частот. Одной из целей расчета ФАР — её согласование в заданном секторе обзора пространства и полосе рабочих частот, т.е. определение таких геометрических размеров решетки и параметров согласующего устройства, при которых в секторе углов сканирования и полосе частот максимальный модуль коэффициента отражения не превышал бы некоторого заданного [5]. Предложенное в этой ра-

боте согласующее устройство (СУ) будет представлять СПС с диэлектрическими слоями внутри неё и над апертурой раскрытия волноводов.

Представление основного материала

Рассмотрим бесконечную ФАР из плоскопараллельных волноводов с конечной толщиной стенок с СУ (рис. 1). Предложенное СУ состоит из СПС и плоскостойного диэлектрического заполнения. СПС представляет собой подрешетку с такими же поперечными размерами, как и у основной антенной решетки, находящуюся на определенном расстоянии над основной решеткой.



a — поперечный размер волновода, b — поперечный размер “канала Флоке”

Рис. 1. Единичная ячейка ФАР с СПС и диэлектрическим заполнением

Элементы этой решетки возбуждаются напряжениями с одинаковыми амплитудами и линейно изменяющимися фазами. Вектор электрического поля ориентирован по оси OY , и сканирование луча происходит в плоскости ZOX , т.е. H -плоскости. Ввиду одинаковости полей во всех периодических ячейках, кроме фазы, меняющейся на постоянную величину от элемента к элементу, рассматривается поле только в одной ячейке, расположенной в начале координат.

На рис. 1 изображен центральный волновод ФАР. Разобьем всю область определения электромагнитного поля на три области: I область — регулярный волновод, продлённый в бесконечность (пронизывающая область) с диэлектрическим заполнением ($\epsilon_1 - \epsilon_7$), II (частичная) область — “канал Флоке” конечной длины, заполненный диэлектриком (ϵ_3), III (частичная) область — внешнее пространство излучения, заполненное диэлектриками ($\epsilon_5 - \epsilon_7$).

Фиксируя точки наблюдения и приравнявая тангенциальные компоненты на границе раздела сред при $z = -z_2, -z_1$ $E_y^{I(3)}(x, z) = E_y^{II(3)}(x, z)$, а при $z = 0$

$E_y^{I(5)}(x, z) = E_y^{III(5)}(x, z)$, а также построив функцию Грина и функцию стороннего поля при фиксировании точек наблюдения ($z = -z_2, -z_1, 0$), получаем ИУ относительно компонент поля II и III областей: $E_y^{I(n)}(x, z) = E_{y_{\text{век}}}^{I(n)}(x, z) +$

$$\begin{aligned} & + \int_{-z_2}^{-z_1} \left\{ E_y^{II(3)}(x', z') \frac{\partial G_3^I(x, z, x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{a}{2}} \Big|_{x'=\frac{a}{2}} - E_y^{II(3)}(x', z') \frac{\partial G_3^I(x, z, x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{a}{2}} \Big|_{x'=\frac{a}{2}} \right\} dx' + \\ & + \int_0^{z_0} \left\{ E_y^{III(5)}(x', z') \frac{\partial G_5^I(x, z, x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{a}{2}} \Big|_{x'=\frac{a}{2}} - E_y^{III(5)}(x', z') \frac{\partial G_5^I(x, z, x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{a}{2}} \Big|_{x'=\frac{a}{2}} \right\} dx' + \\ & + \int_{z_0}^{z_0} \left\{ E_y^{III(6)}(x', z') \frac{\partial G_6^I(x, z, x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{a}{2}} \Big|_{x'=\frac{a}{2}} - E_y^{III(6)}(x', z') \frac{\partial G_6^I(x, z, x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{a}{2}} \Big|_{x'=\frac{a}{2}} \right\} dx' + \\ & + \int_{z_0}^{+\infty} \left\{ E_y^{III(7)}(x', z') \frac{\partial G_7^I(x, z, x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{a}{2}} \Big|_{x'=\frac{a}{2}} - E_y^{III(7)}(x', z') \frac{\partial G_7^I(x, z, x', z')}{\partial x'} \Big|_{x'=-\frac{a}{2}} \Big|_{x'=\frac{a}{2}} \right\} dx' \end{aligned}$$

где $E_y^{I(n)}(x, z)$ — тангенциальная компонента вектора напряженности электрического поля пронизывающей области n -подобласти ($n = 1 \div 7$); $E_{y_{\text{век}}}^{I(n)}(x, z)$ — тоже для стороннего источника; $E_y^{II(3)}(x, z)$ — тангенциальная компонента вектора напряженности электрического поля II области ($n=3$); $E_y^{III(5)}(x, z)$, $E_y^{III(6)}(x, z)$, $E_y^{III(7)}(x, z)$ — тангенциальные компоненты вектора напряженности электрического поля III области n -подобласти ($n = 5 \div 7$); $G_n^I(x, z, x', z')$ — функция Грина бесконечного волновода с плоскостойким диэлектрическим заполнением ($n = 1 \div 7$).

$$E_y^{II(3)}(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(T3_m e^{-j \cdot A_m^{31}(z+z_1)} + R3_m e^{j \cdot A_m^{31}(z+z_1)} \right) \cdot \psi_m(x),$$

$$E_y^{III(5)}(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(T5_m e^{-j \cdot A_m^{51}(z-z_0)} + R5_m e^{j \cdot A_m^{51}(z-z_0)} \right) \cdot \psi_m(x),$$

$$E_y^{III(6)}(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(T6_m e^{-j \cdot A_m^{61}(z-z_0)} + R6_m e^{j \cdot A_m^{61}(z-z_0)} \right) \cdot \psi_m(x),$$

$$E_y^{III(7)}(x, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} T7_m e^{-j \cdot A_m^{71}(z-z_0)} \cdot \psi_m(x),$$

где $T3_m$ и $R3_m$ — неизвестные комплексные коэффициенты прошедшего и отраженного поля в “канале Флоке” конечной длины, $T5_m, T6_m$ и $R5_m, R6_m$ — неизвестные комплексные коэффициенты прошедшего и отраженного поля в диэлектрических слоях “канала Флоке”; $T7_m$ — неизвестные комплексные коэффициенты внешнего пространства, $A_m^{[3]}$ — продольный коэффициент распространения в “канале Флоке” конечной длины, $T_m^{[5]}, T_m^{[6]}, T_m^{[7]}$ — продольные коэффициенты распространения в диэлектрических слоях “канала Флоке” внешнего пространства, $\psi_m(x)$ — собственные функции “канала Флоке”.

Согласно методике, представленной в работе [8], строим продольную компоненту функции Грина, при этом учитываем нахождение точки источника при фиксированной точке наблюдения $z = -z_2; -z_1; 0$:

$$f_q^{[n]}(z, z') = \begin{cases} k_{1r} \cdot e^{j \cdot \gamma_q^{[n]}(z+z_{21})}, & n = 1 \\ k_{2r} \cdot e^{-j \cdot \gamma_q^{[n]}(z+z_2)} + k_{2r} \cdot e^{j \cdot \gamma_q^{[n]}(z+z_2)} + & n = 2 \\ \begin{cases} 0, & z' \notin [-z_{21}; -z_2] \\ \frac{e^{-j \cdot \gamma_q^{[n]}|z-z'|}}{2 \cdot j \cdot \gamma_q^{[n]}}, & z' \in [-z_{21}; -z_2] \end{cases} \\ k_{3r} \cdot e^{-j \cdot \gamma_q^{[n]}(z+z_1)} + k_{3r} \cdot e^{j \cdot \gamma_q^{[n]}(z+z_1)} + & n = 3 \\ \begin{cases} 0, & z' \notin [-z_2; -z_1] \\ \frac{e^{-j \cdot \gamma_q^{[n]}|z-z'|}}{2 \cdot j \cdot \gamma_q^{[n]}}, & z' \in [-z_2; -z_1] \end{cases} \\ k_{4r} \cdot e^{-j \cdot \gamma_q^{[n]}z} + k_{4r} \cdot e^{j \cdot \gamma_q^{[n]}z} + & n = 4 \\ \begin{cases} 0, & z' \notin [-z_1; 0] \\ \frac{e^{j \cdot \gamma_q^{[n]}|z-z'|}}{2 \cdot j \cdot \gamma_q^{[n]}}, & z' \in [-z_1; 0] \end{cases} \\ k_{5r} \cdot e^{-j \cdot \gamma_q^{[n]}(z-z_{01})} + k_{5r} \cdot e^{j \cdot \gamma_q^{[n]}(z-z_{01})} & n = 5 \\ k_{6r} \cdot e^{-j \cdot \gamma_q^{[n]}(z-z_{02})} + k_{6r} \cdot e^{j \cdot \gamma_q^{[n]}(z-z_{02})} & n = 6 \\ k_{7r} \cdot e^{-j \cdot \gamma_q^{[n]}(z-z_{02})} & n = 7 \end{cases},$$

Сторонний источник электромагнитного поля находится при $z = -\infty$, т.е. в области $z \in (-\infty; -z_{21}]$. Для определения электромагнитного поля в областях необходимо знать выражение для функции стороннего источника при $z = 0$. Представление функции стороннего источника в зависимости от координаты z :

$$E_{y,exc}^{I[n]}(z) = \begin{cases} e^{-j\cdot\gamma_q^{[n]}(z+z_{21})} + h_{1r} \cdot e^{j\cdot\gamma_q^{[n]}(z+z_{21})}, & z \in (-\infty; -z_{21}], n = 1; \\ h_{2l} \cdot e^{-j\cdot\gamma_q^{[n]}(z+z_2)} + h_{2r} \cdot e^{j\cdot\gamma_q^{[n]}(z+z_2)}, & z \in [-z_{21}; -z_2], n = 2; \\ h_{3l} \cdot e^{-j\cdot\gamma_q^{[n]}(z+z_1)} + h_{3r} \cdot e^{j\cdot\gamma_q^{[n]}(z+z_1)}, & z \in [-z_2; -z_1], n = 3; \\ h_{4l} \cdot e^{-j\cdot\gamma_q^{[n]}z} + h_{4r} \cdot e^{j\cdot\gamma_q^{[n]}z}, & z \in [-z_1; 0], n = 4; \\ h_{5l} \cdot e^{-j\cdot\gamma_q^{[n]}(z-z_{11})} + h_{5r} \cdot e^{j\cdot\gamma_q^{[n]}(z-z_{11})}, & z \in [0; z_{01}], n = 5; \\ h_{6l} \cdot e^{-j\cdot\gamma_q^{[n]}(z-z_{02})} + h_{6r} \cdot e^{j\cdot\gamma_q^{[n]}(z-z_{02})}, & z \in [z_{01}; z_{02}], n = 6; \\ h_{7l} \cdot e^{-j\cdot\gamma_q^{[n]}(z-z_{02})}, & z \in [z_{02}; +\infty), n = 7 \end{cases}$$

Уменьшив количество неизвестных амплитудных коэффициентов выразив $E_y^{III(5)}(x,z), E_y^{III(6)}(x,z)$ через $E_y^{III(7)}(x,z)$, фиксируя точки наблюдения $z = -z_2, -z_1, 0$ и применяя процедуру Галеркина, получаем систему линейных интегральных уравнений СЛАУ из трех подсистем относительно неизвестных TZ_m, RZ_m, Γ_m .

После определения неизвестных TZ_m, RZ_m определим коэффициент отражения в области волновода ближайшей к стороннему источнику поля $z \in (-\infty; -z_{21}]$.

Результаты математического моделирования

На рисунках 2—6 представлены зависимости модуля коэффициента отражения от угла сканирования в H-плоскости для ФАР без СУ, для ФАР с СПС и для ФАР с СПС и диэлектрическим заполнением. На графиках представлены наилучшие результаты, при котором обеспечивается наименьший коэффициент отражения, при фиксированных поперечных размерах волновода и “канала Флоке”. Поперечные размеры волноводного канала и “канала Флоке” взяты из [5], что позволяет исследовать влияние СУ на согласование ФАР из волноводов с различной толщиной.

Для случая ФАР с бесконечно тонкими стенками волноводов: $a/\lambda = b/\lambda = 0.5714$ СПС с диэлектриком $\epsilon_3=1.5$ дает наихудшее согласование, что объясняется её малыми размерами. Наилучший вариант: наличие диэлектрика $\epsilon_4=1.5$ ($z_1/\lambda=0.6, z_2/\lambda=0.75$). Сравнивая СПС с диэлектрическим заполнением и без него по соотношению модулей коэффициентов отражения 0.12/0.14, СПС с диэлектрическим заполнением дает незначительное улучшение согласования.

Для случая с тонкими стенками $b/\lambda = 0.5714$ и $a = 0.937b/\lambda$ наихудший результат для $\epsilon_3 = 1.2$ ($z_1/\lambda=0.15, z_2/\lambda = 0.25$), а наилучший — для $\epsilon_2 = 2.5$ ($z_1/\lambda = 0.15, z_2/\lambda = 0.25, z_{21}/\lambda = 0.65$). Для данного случая СПС с диэлектрическими заполнениями не дает уменьшения модуля коэффициента отражения.

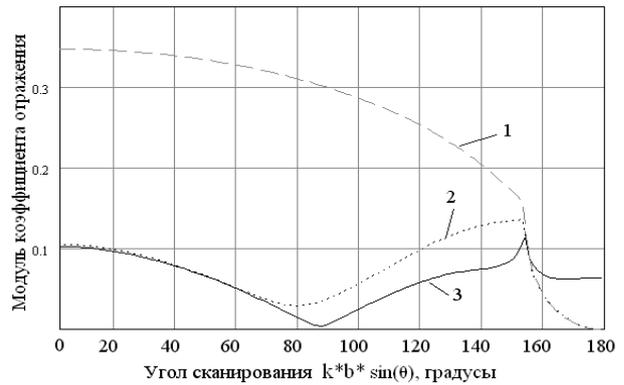


Рис. 2. Зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования для H-плоскости при $b/\lambda = a/\lambda = 0.5714$: 1 — $z_1=0, z_2=0$; 2 — $z_1/\lambda = 0.05; z_2/\lambda = 0.25$; 3 — $z_1/\lambda = 0.05; z_2/\lambda = 0.25; z_{01}/\lambda = 0.05, \epsilon_5 = 1.2$

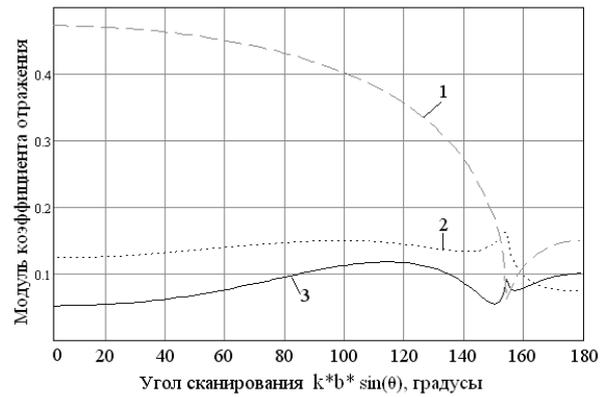


Рис. 3. Зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования для H-плоскости при $b/\lambda = 0.5714, a = b*0.937/\lambda$: 1 — $z_1 = 0, z_2 = 0$; 2 — $z_1/\lambda = 0.1; z_2/\lambda = 0.25, z_{21}/\lambda = 0.65, \epsilon_2 = 2.5$; 3 — $z_1/\lambda = 0.05, z_2/\lambda = 0.25$

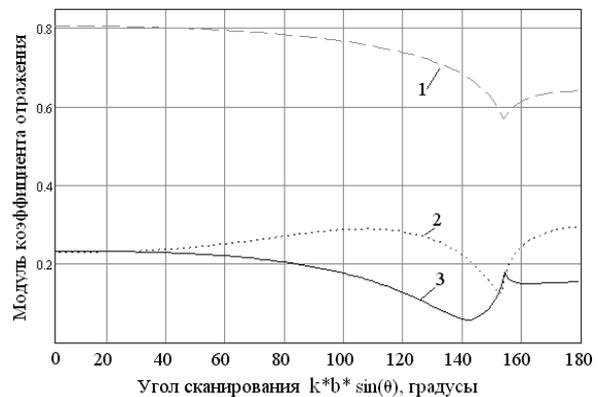


Рис. 4. Зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования для H-плоскости при $b/\lambda = 0.5714, a = 0.88*b/\lambda$: 1 — $z_1 = 0, z_2 = 0$; 2 — $z_1 = 0.45\lambda; z_2/\lambda = 0.6$; 3 — $z_1/\lambda = 0.1, z_2/\lambda = 0.45, z_{21}/\lambda = 0.55, \epsilon_3 = 1.2$

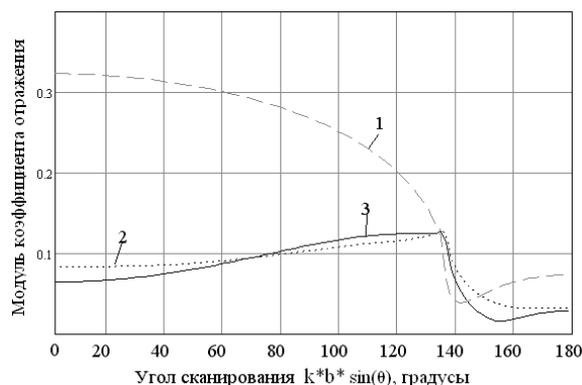


Рис. 5. Зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования для H -плоскости при $b/\lambda = 0.6205$, $a = 0.937 \cdot b/\lambda$: 1 — $z_1 = 0$, $z_2 = 0$; 2 — $z_1/\lambda = 0.05$, $z_2/\lambda = 0.25$; 3 — $z_1/\lambda = 0.5$, $z_2/\lambda = 0.3$, $\epsilon_4 = 1.7$

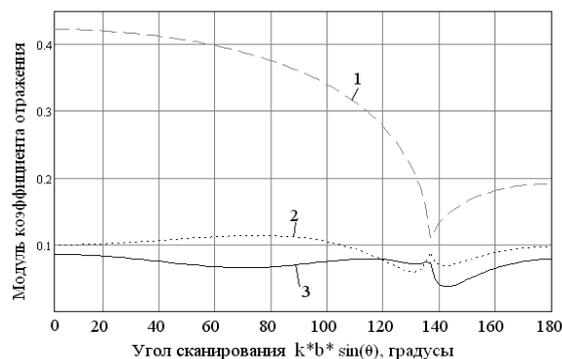


Рис. 6. Зависимость модуля коэффициента отражения от угла сканирования для H -плоскости при $b/\lambda = 0.6205$, $a = 0.88 \cdot b/\lambda$: 1 — $z_1 = 0$, $z_2 = 0$; 2 — $z_1/\lambda = 0.05$, $z_2/\lambda = 0.25$; 3 — $z_1/\lambda = 0.6$, $z_2/\lambda = 0.85$, $\epsilon_4 = 1.4$

При $b/\lambda = 0.6205$ и $a = 0.937 \cdot b/\lambda$ наихудший результат для $\epsilon_3 = 1.2$ ($z_1/\lambda = 0.15$, $z_2/\lambda = 0.25$), а наилучший — для $\epsilon_2 = 2.5$ ($z_1/\lambda = 0.15$, $z_2/\lambda = 0.25$, $z_{21}/\lambda = 0.65$). Как видно из кривых зависимости модуля коэффициента отражения для СПС с/без диэлектрического заполнения различие между ними мало.

Для случая ФАР с толстыми стенками: $b/\lambda = 0.5714$ и $a = 0.88 \cdot b/\lambda$: наихудший результат для $\epsilon_4 = 1.4$ ($z_1/\lambda = 0.1$, $z_2/\lambda = 0.3$) — модуль коэффициента отражения (R_0) равен 0.6, а для наилучшего варианта: $\epsilon_3 = 1.2$ ($z_1/\lambda = 0.45$, $z_2/\lambda = 0.55\lambda$) — $R_0 = 0.235$. В данном случае СПС с диэлектрическим заполнением и без них по соотношению модулей коэффициентов отражения (с диэлектриком / без диэлектрика) 0.235/0.31, СПС с диэлектрическим заполнением имеет улучшение согласования на 32 %.

Для $b/\lambda = 0.6205$ и $a = 0.88 \cdot b/\lambda$ худший результат наблюдается при $\epsilon_6 = 1.2$ ($z_1/\lambda = 0.1$, $z_2/\lambda = 0.2$, $z_{01}/\lambda = 0.45$, $z_{02}/\lambda = 0.5$), $R_0 = 0.24$, а наилучший — $\epsilon_4 = 1.6$ ($z_1/\lambda = 0.6$, $z_2/\lambda = 0.85$) $R_0 = 0.082$. В данном случае СПС с диэлектрическим заполнением и без него по соотношению модулей коэффициентов отражения (с диэлектриком / без диэлектрика) 0.085/0.115, СПС с диэлектрическим заполнением дает улучшение согласования на 35 %.

Выводы и перспективы дальнейших исследований

Численное исследование согласования ФАР с внешним пространством за счет применения согласующей структуры показало, что с увеличением толщины СПС её использование становится более заметным. Применение диэлектрических включений в СПС целесообразно применять внутри структуры, поскольку слои покрытия не вносят вклад в уменьшение коэффициента отражения. Уменьшение модуля коэффициента отражения при использовании СПС и диэлектрического заполнения в сравнении с СПС без заполнения составляет 25—35 %.

Таким образом, согласно полученных численных результатов расчетов ФАР из плоскопараллельных волноводов в дальнейшем перспективным является исследование предложенного СУ для согласования ФАР из прямоугольных, круглых и других видов волноводов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калиберда М.Е. Метод сингулярных интегральных уравнений в задаче дифракции волн типа H_{0m} - и E_{0m} — на системе аксиальных неоднородностей в коаксиальном волноводе / М.Е. Калиберда, С.А. Погарский, В.Е. Кузьменко // Радиотехника. Всеукр. междунауч.-техн. сб. — Х.: ХНУРЭ, 2010. — Вып. 160. С. 286–291.
2. Младенов П.Л. Дифракция волн на двух периодических решетках из непрерывных криволинейных металлических лент, расположенных с двух сторон диэлектрического слоя// П.Л. Младенов, С.Л. Просвирнин // Радиопизика и радиоастрономия, 2010. — том № 2. — С. 171–182.
3. Lytvynenko L.M. Wave Diffraction by Periodic Multilayer Structures / L.M. Lytvynenko and S.L. Prosvirnin. — Cambridge Scientific Publishers, 2012. — 158p.
4. Ильинский А.С. Обоснование проекционного метода численного решения задачи о возбуждении плоской периодической структуры полубесконечных волноводов / А.С. Ильинский, О.А. Лебедева // Вычис. методы и программирование. — М.: МГУ, 1976. — Т.32 — С. 130 — 142.
5. Амитей Н. Теория и анализ фазированных антенных решеток: Н. Амитей, В. Галиндо, Ч. Ву [ред. Г.Т. Маркова и А.Ф. Чаплина]. — М.: Мир, 1974. — 455 с.
6. Прохода И. Г. Применение метода частичных пересекающихся областей для расчета волноводных ФАР с апертурными неоднородностями / И.Г. Прохода, В.М. Морозов // Электродинамика и физика СВЧ. — Днепропетровск: ДГУ, 1980. — С. 106–112.
7. Магро В.И. Исследование согласующего устройства для конечных линейных волноводных ФАР / В.И. Магро, В.М. Морозов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. — 1997. — №7. — С. 30 — 34.
8. Marchenko S.V. Application of penetrating area method to calculate waveguide phased antennas array with magnetic-dielectrical materials/ S.V Marchenko, V.M. Morozov // Proc. 8th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT '11). — Kyiv: 2011. — P. 275–277.