

грамма направленности, а также изменение этих параметров в заданной частотной области, представленные в виде графиков. Алгоритм, представленный в работе, может быть применен к металлическим антеннам произвольной конфигурации, поскольку от геометрических параметров исследуемого объекта зависит только количество RWG-элементов и, следовательно, время, затрачиваемое на вычисления, а сам алгоритм при этом остается неизменным. Особенностью данного метода является представление металлических элементов антенны в виде бесконечно тонкой пластины, что позволяет производить моделирование структур, одновременно содержащих как поверхности, так и цилиндрические проводники без изменения вида интегрального уравнения и базисных функций и, следовательно, без необходимости в построении двух отдельных алгоритмов для каждой из моделей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Harrington R.F. Field Computation by Moment Method. Macmillan / Harrington R.F. – New York, 1968. – 352p.
2. Rao S.M. Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape / Rao S.M., Wilton D.R., Glisson A.W. // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. – 1982. – № 3 (30). – P.409-418.
3. Makarov S. Antenna and EM modeling with MATLAB / Makarov S. – Wiley-Interscience, 2002. – 274p.
4. Gibson Walton C. The method of moments in electromagnetic / Walton C.Gibson. – Chapman & Hall / CRC, 2008. – 272p.
5. Balanis C.A. Antenna Theory: Analysis and Design, 2nd ed. / Balanis C.A. – Wiley, New York, 1997. – 1136p.

*Поступила в редколлегию 24.02.2014.*

УДК 621.396

МАРЧЕНКО С.В., ст. преподаватель  
КАЛИСТРАТОВ А.А., студент

Днепродзержинский государственный технический университет

### **МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДНОЙ ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С СОГЛАСУЮЩЕЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ**

**Введение.** Согласование волноводных фазированных антенных решеток (ФАР) с внешним пространством излучения является актуальной задачей проектирования данного типа антенн, что связано с уменьшением используемой электрической энергии, преобразуемой в энергию СВЧ электромагнитного поля. В работах [1, 2] представлены результаты математического моделирования ФАР из плоскопараллельных волноводов с согласующим устройством (СУ) в виде резонаторной области связи излучателей. Проведено исследование свойств такого СУ для случая конечных плоскопараллельных ФАР в Е-плоскости [3]. В этих работах показана целесообразность использования внутренней резонаторной области связи излучателей для согласования ФАР со свободным пространством. Таким образом, математическое моделирование ФАР из прямоугольных волноводов с согласующим устройством подобного типа является актуальной научной задачей.

**Постановка задачи.** Целью работы является математическое моделирование бес-

конечной ФАР с согласующим устройством в виде подрешетки с такими же геометрическими размерами поперечного сечения, расположенной на некотором расстоянии от неё, и численное исследование на ЭВМ влияния геометрических размеров (длины подрешетки и расстояния её от основной решетки) на согласование ФАР со свободным пространством.

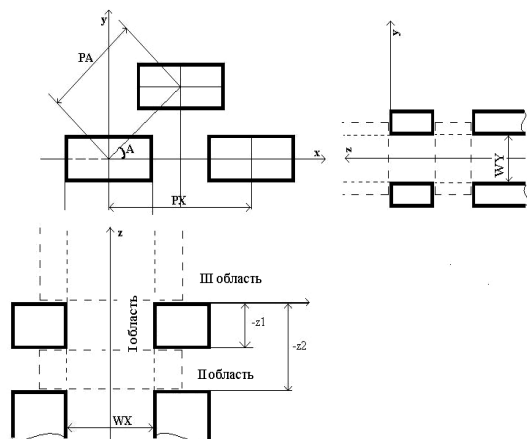


Рисунок 1 – Геометрия плоской волноводной ФАР с согласующей периодической структурой

**Результаты работы.** Электродинамический расчет выполнен методом пронизывающей области (МПО) [4], в котором граничная задача сведена к решению интегрального уравнения Фредгольма второго рода. На рис.1 изображена геометрия плоской волноводной ФАР с согласующим устройством; выделены пронизывающая и две частичные области.

В области I при  $z \rightarrow -\infty$  возбуждаются волны  $H_{10}$  с единичными амплитудами и линейно изменяющимися фазами. Сканирование происходит в  $H$ -плоскости. Стенки волноводов считаются идеально проводящими, а среда – однородной и изотропной. Ввиду одинаковости полей во всех ячейках бесконечной решетки, отличающихся только фазами, найдем поле в

одной ячейке, расположенной в начале координат. Разобьем всю сложную область определения поля в выбранной ячейке на три области:

I область – „волноводный канал”:  $-\frac{WX}{2} \leq x \leq \frac{WX}{2}$ ;  $-\frac{WY}{2} \leq y \leq \frac{WY}{2}$ ;  $-\infty < z < +\infty$ ;

II область – „канал Флоке” конечной длины:

$$-\frac{PX}{2} \leq x \leq \frac{PX}{2}; -\frac{PA \cdot \sin(A)}{2} \leq y \leq \frac{PA \cdot \sin(A)}{2}; -z_2 \leq z \leq -z_1;$$

III область – внешнее пространство излучения ( полубесконечный “канал Флоке”):

$$-\frac{PX}{2} \leq x \leq \frac{PX}{2}; -\frac{PA \cdot \sin(A)}{2} \leq y \leq \frac{PA \cdot \sin(A)}{2}; 0 \leq z < +\infty.$$

Используя подход, описанный в работе [5], получим интегральное представление для полного поля пронизывающей области:

$$\vec{E}^I(r) = \vec{\nabla} \times \int_{s'} \langle \vec{G}^I(r, r') \cdot [\vec{n}' \times E^I(r')] \rangle ds',$$

где  $\vec{E}^I(r)$  – вектор напряженности электрического поля I области;  $\vec{n}'$  – вектор внутренней нормали к поверхности  $s'$ ; „ $\times$ ” – обозначает векторное произведение;  $\vec{G}^I(r, r')$  – потенциальная тензорная функция Грина второго рода [5].

Фиксируя точки наблюдения в плоскостях  $z=-z_2$ ,  $z=-z_1$ ,  $z=0$ , применяя граничное условие равенства тангенциальных компонент векторов напряженностей электрического поля в этих плоскостях и учитывая, что поля одинаковы в общей плоскости пересечения, получим интегральное уравнение Фредгольма второго рода относительно напряженностей электрического поля областей II и III:

$$\begin{aligned} \bar{E}^I(x, y, z) = & \bar{E}_{exc}^I(x, y, z) + \left( \bar{x}_0 \frac{\partial}{\partial x} + \bar{y}_0 \frac{\partial}{\partial y} + \bar{z}_0 \frac{\partial}{\partial z} \right) \times \\ & \left( \int_{\frac{WX}{2}}^{\frac{WX}{2}} \int_{-z-1}^{-z} \left\{ \begin{aligned} & \bar{G}^I(x, y, z; x', -\frac{WY}{2}, z') \left[ \bar{y}'_0 \bar{E}^{II}(x', -\frac{WY}{2}, z') \right] - \\ & - \bar{G}^I(x, y, z; x', \frac{WY}{2}, z') \left[ \bar{y}'_0 \bar{E}^{II}(x', \frac{WY}{2}, z') \right] \end{aligned} \right\} dz' dx' + \\ & + \int_{\frac{WY}{2}}^{\frac{WY}{2}} \int_{-z-1}^{-z} \left\{ \begin{aligned} & \bar{G}^I(x, y, z; -\frac{WX}{2}, y', z') \left[ \bar{x}'_0 \bar{E}^{II}(-\frac{WX}{2}, y', z') \right] - \\ & - \bar{G}^I(x, y, z; \frac{WX}{2}, y', z') \left[ \bar{x}'_0 \bar{E}^{II}(\frac{WX}{2}, y', z') \right] \end{aligned} \right\} dz' dy' + \\ & + \int_{\frac{WX}{2}}^{\frac{WX}{2}} \int_0^{\infty} \left\{ \begin{aligned} & \bar{G}^I(x, y, z; x', -\frac{WY}{2}, z') \left[ \bar{y}'_0 \bar{E}^{III}(x', -\frac{WY}{2}, z') \right] - \\ & - \bar{G}^I(x, y, z; x', \frac{WY}{2}, z') \left[ \bar{y}'_0 \bar{E}^{III}(x', \frac{WY}{2}, z') \right] \end{aligned} \right\} dz' dx' + \\ & + \int_{\frac{WY}{2}}^{\frac{WY}{2}} \int_0^{\infty} \left\{ \begin{aligned} & \bar{G}^I(x, y, z; -\frac{WX}{2}, y', z') \left[ \bar{x}'_0 \bar{E}^{III}(-\frac{WX}{2}, y', z') \right] - \\ & - \bar{G}^I(x, y, z; \frac{WX}{2}, y', z') \left[ \bar{x}'_0 \bar{E}^{III}(\frac{WX}{2}, y', z') \right] \end{aligned} \right\} dz' dy' \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\bar{E}_{exc}^I(x, y, z) = 1 \cdot WDE_1(x) \cdot WDM_0(y) \cdot e^{-\gamma_{10}z}$  – вектор напряженности электрического поля стороннего источника;  $\bar{E}^I(x, y, z)$  – вектор напряженности электрического поля в пронизывающей области;  $\bar{E}^{II}(x, y, z) = \bar{x}_o E_x^{II}(x, y, z) + \bar{y}_o E_y^{II}(x, y, z) + \bar{z}_o E_z^{II}(x, y, z)$  – вектор напряженности электрического поля „канала Флоке” конечной длины:

$$\begin{aligned} \left. \begin{aligned} E_x^{II}(x, y, z) \\ E_y^{II}(x, y, z) \\ E_z^{II}(x, y, z) \end{aligned} \right\} = \sum_{mfx=-\infty}^{\infty} \sum_{mfy=-\infty}^{\infty} \cdot \left( \begin{aligned} & T2X_{mfx} e^{-\gamma_{mfx}(z+z1)} + R2X_{mfx} e^{\gamma_{mfx}(z+z1)} \\ & T2Y_{mfy} e^{-\gamma_{mfy}(z+z1)} + R2Y_{mfy} e^{\gamma_{mfy}(z+z1)} \\ & T2Z_{mfy} e^{-\gamma_{mfy}(z+z1)} + R2Z_{mfy} e^{\gamma_{mfy}(z+z1)} \end{aligned} \right) FDX_{mfx}(x) FDY_{mfy}(y); \end{aligned}$$

$\bar{E}^{III}(x, y, z) = \bar{x}_o E_x^{III}(x, y, z) + \bar{y}_o E_y^{III}(x, y, z) + \bar{z}_o E_z^{III}(x, y, z)$  – вектор напряженности электрического поля внешнего пространства излучения:

$$\left. \begin{aligned} E_x^{III}(x, y, z) \\ E_y^{III}(x, y, z) \\ E_z^{III}(x, y, z) \end{aligned} \right\} = \sum_{mfx=-\infty}^{\infty} \sum_{mfy=-\infty}^{\infty} \cdot \left( \begin{aligned} & TX_{mfx} \\ & TY_{mfy} \\ & TZ_{mfy} \end{aligned} \right) \cdot FDX_{mfx}(x) \cdot FDY_{mfy}(y) e^{-\gamma_{mfx}z},$$

где  $T2X_{mfx}, T2Y_{mfy}, T2Z_{mfy}$  – неизвестные комплексные амплитудные коэффициенты про-

шедшего поля в „канале Флоке” конечной длины;  $R2X_{mfx/mfy}$ ,  $R2Y_{mfx/mfy}$ ,  $R2Z_{mfx/mfy}$  – неизвестные комплексные амплитудные коэффициенты отраженного поля в „канале Флоке” конечной длины;  $T3X_{mfx/mfy}$ ,  $T3Y_{mfx/mfy}$ ,  $T3Z_{mfx/mfy}$  – неизвестные комплексные амплитудные коэффициенты внешнего пространства;  $FDX_{mfx}(x)$ ,  $FDY_{mfy}(y)$  – ортонормированные поперечные собственные функции „канала Флоке”;  $\gamma_{mfx/mfy}$  – продольный коэффициент распространения в „канале Флоке”.

После применения процедуры Галеркина к уравнению (1) для  $\vec{E}^{II}(x, y, z)$  и  $\vec{E}^{III}(x, y, z)$  задача была сведена к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений относительных неизвестных комплексных амплитудных коэффициентов, которая была решена методом редукции. Затем была найдена напряженность электрического поля области I при использовании равенства тангенциальных компонент электрического поля при  $z=-z_2$ .

Проверка корректности построенного алгоритма расчета бесконечной волноводной ФАР с согласующим устройством проведена путем сравнения с известными результатами других работ. Был выполнен предельный переход к задаче об излучении из идентичной бесконечной ФАР без согласующего устройства (СУ) [6]. Численные результаты для предельного перехода совпали с данными работы [5]. Также получены результаты расчета на двух боковых частотах: 5,4 ГГц и 5,9 ГГц, имеющие графическую точность с известными результатами [6].

При численном расчете были взяты следующие геометрические размеры волноводов и „канала Флоке” (в сантиметрах):  $WX=3,5$ ,  $WY=1,15$ ,  $PX=5$ ,  $PA \cdot \sin(A)=1,45$ ,  $PA \cdot \cos(A)=2,5$ , частота 5.65 ГГц [6]. При исследовании влияния геометрических размеров „канала Флоке” конечной длины на коэффициент отражения варьировались два размера:  $z_1$  – расстояние от апертурной плоскости ФАР с согласующим устройством до области II,  $(z_2-z_1)$  – длина области II. Размеры  $z_1$  и  $z_2$  выражались в  $\lambda$ , а нормирование было проведено относительно центральной частоты 5.65 ГГц.

На рис.2, а и 3, а представлены результаты численного расчёта для треугольной сетки расположения волноводов с углом  $A=30,1^\circ$  на частотах возбуждения 5,4 и 5,65 ГГц для значений  $z_1=0,01 \dots 0,1\lambda$  при значениях длины области II, обеспечивающих наименьшее значение коэффициента отражения. Из рис.2, а и 2, б видно, что только при относительно малом расстоянии ( $z_1 \leq 0,1\lambda$ ) от апертурной плоскости до области II можно осуществить согласование ФАР с внешним пространством. При дальнейшем увеличении  $z_1$  происходит возрастание коэффициента отражения. Также было выяснено, что для того, чтобы область II обеспечивала наилучшее согласование данной антенной решетки с внешним пространством, необходимо, чтобы длина области II была в пределах  $0,025\lambda \dots 0,057\lambda$ .

На рис.2, б и 3, б изображены парциальные диаграммы направленности (ПДН). Как известно, парциальная ДН одного излучателя бесконечной структуры в пределах сектора, соответствующего однолучевому сканированию, определяется соотношением [7]:

$$F(\theta, \varphi=0) = \sqrt{\frac{4 \cdot \pi \cdot S_u}{\lambda^2} \cdot \cos(\theta) \cdot T3Y_{00}(\theta)},$$

где  $S_u$  – площадь поверхности одного периода решетки (элементарной ячейки Флоке);  $T3Y_{00}(\theta)$  – коэффициент прохождения в области излучения.

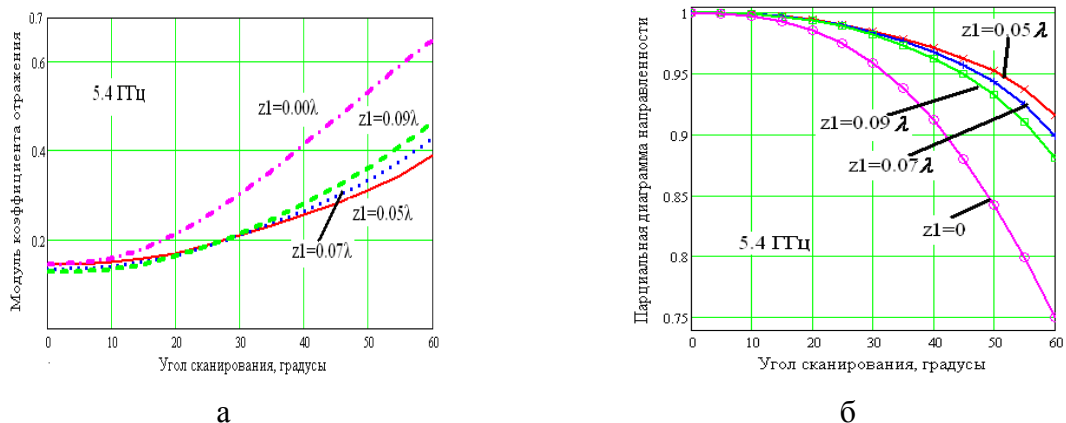


Рисунок 2 – Зависимость модуля коэффициента отражения и парциальной диаграммы направленности от угла сканирования для треугольной сетки на частоте 5.45 ГГц

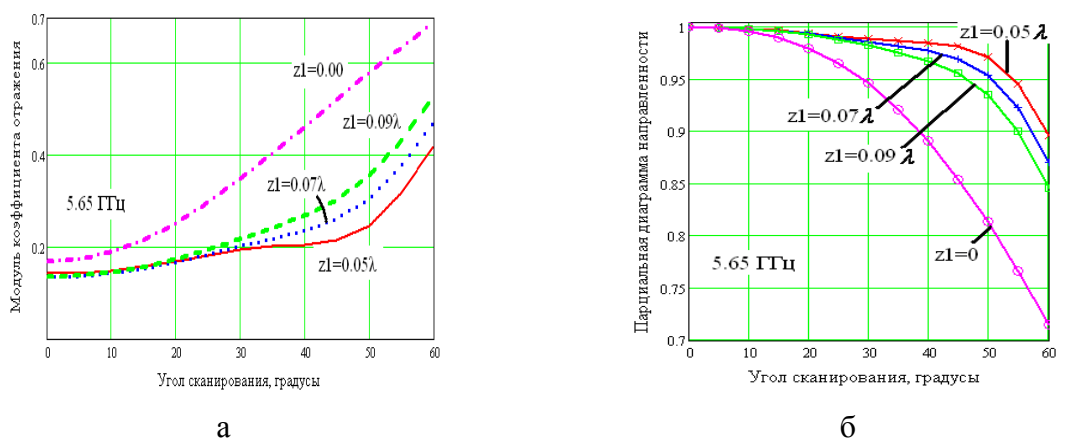


Рисунок 3 – Зависимость модуля коэффициента отражения и парциальной диаграммы направленности от угла сканирования для треугольной сетки на частоте 5.65 ГГц

По рассчитанным парциальным ДН можно сделать вывод об отсутствии „ослепления” антенной решеткой в исследуемом секторе углов сканирования.

Для случая с прямоугольной сеткой частотные исследования проводились в диапазоне частот  $5.65 \pm 0.2$  ГГц. На рис.4 (а-д) изображена зависимость модуль коэффициента отражения от угла сканирования при четырех геометрических размерах  $z_1$  ( $0.1\lambda$ ,  $0.6\lambda$ ,  $0.75\lambda$  и  $0.85\lambda$ ) на частотах 5.45-5.85 ГГц. При выборе значений  $z_1$  и  $z_2$  учитывалось условие получения для ФАР с СУ уменьшения коэффициента отражения в среднем на 40% и более по сравнению с ФАР с без СУ.

Наибольшая широкополосность наблюдается при  $z_1=0,1\lambda$ ,  $z_2=0,192\lambda$  и может достигать 0.4 ГГц: от 5.45 ГГц до 5.85 ГГц, а коэффициент отражения получался наименьшим по сравнению с другими значениями  $z_1$ . При  $z_1=0,6\lambda$ ,  $z_2=1,0565\lambda$  полоса пропускания 0.3 ГГц: от 5.55 ГГц до 5.85 ГГц, а при значениях  $z_1=0,85\lambda$ ,  $z_2=0,94\lambda$  – 0.3 ГГц: от 5.45 ГГц до 5.75 ГГц, для  $z_1=0,75\lambda$ ,  $z_2=0,905\lambda$  – 0.2 ГГц: от 5.55 ГГц до 5.75 ГГц.

Для оценки направленных свойств рассмотрим зависимость парциальной диаграммы направленности, например, для частоты 5.65 ГГц (рис.4, е), поскольку ПДН в диапазоне исследуемых частот имеет едва заметные графические отличия. Так же, как показали численные результаты, КНД практически не изменяется и для различных размеров СУ.

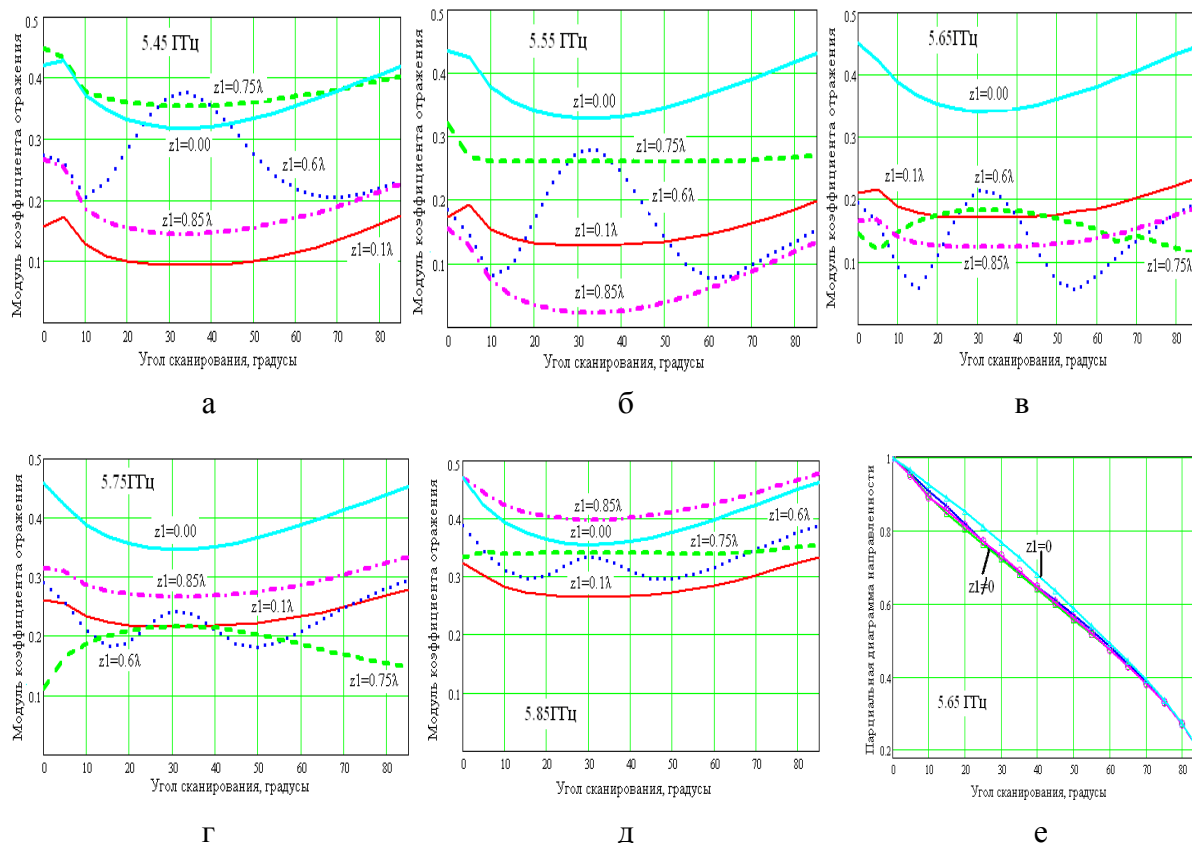


Рисунок 4 – Зависимость модуля коэффициента отражения (а-д) и парциальной диаграммы направленности от угла сканирования для прямоугольной сетки (е)

**Выводы.** По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- для треугольной сетки расположения излучателей при относительно малом расстоянии ( $z1 \leq 0,1\lambda$ ) от апертурной плоскости до области II можно осуществить согласование ФАР с внешним пространством, при этом коэффициент отражения уменьшается на 30-40%. „Ослепление” исследуемой АР для треугольной сетки отсутствует;

- для прямоугольной сетки можно выделить несколько значений  $z1$  ( $0,1\lambda$ ,  $0,6\lambda$ ,  $0,75\lambda$ ,  $0,85\lambda$ ), при которых можно осуществить широкополосное согласование угла сканирования до  $85^\circ$  в диапазоне частот от 5.45 до 5.85 ГГц, при этом коэффициент отражения уменьшается в 1,5-2,5 раза. Парциальная ДН практически не изменяется при различных размерах СУ и в исследуемом диапазоне частот; ослепление АР, как и для прямоугольной сетки, также не наблюдается.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Математическое моделирование конечной линейной волноводной ФАР с промежуточной областью связи излучателей / Магро В.И., Морозов В.М, Привалов Е.Н., Прохода И.Г. // Фазированные антенные решетки и их элементы: Всесоюзн. науч.-техн. конф., 1990 г.: тезисы докл. – Казань, 1990. – С.52-54.
2. Магро В.И. Электродинамический расчет конечной линейной волноводной ФАР с внутренней резонаторной областью связи излучателей / Магро В.И., Морозов В.М, Привалов Е.Н // Сложные антенные системы и их компоненты. Теория, применение и экспериментальные исследования: Всесоюзн. науч.-техн. конф., 1990 г.: тезисы докл. – Ленинград, 1990. – С.19.

3. Магро В.И. Математическое моделирование конечных линейных волноводных антенных решеток / Магро В.И., Морозов В.М. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1997. – №8. – С.3-10.
4. Морозов В.М., Магро В.И. Метод интегрального уравнения на основе выделения пронизывающей области // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2000. № 1. С. 28-33.
5. Марченко С.В. Электродинамический расчет плоской волноводной ФАР методом пронизывающей области / Марченко С.В., Морозов В.М. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2009. – № 7. – С.28-33.
6. Н.У. van Schaik. The performance of iris-loaded planar phased – array antenna of rectangular waveguides with an external dielectric sheet. – IEEE Jrans. Antennas Propag., 1978,v.26, №3,p.413-418
7. Гостюхин В.Л. Вопросы проектирования активных ФАР с использованием ЭВМ / Гостюхин В.Л., Гринева К.И., Трусов В.Н.; под ред. В.Л.Гостюхина. – М.: Радио и связь, 1983. – 248с.

Поступила в редколлегию 18.06.2014.

УДК 616.12-073.7:621.396.63

ЗУБАРСВ І.М., студент  
ТРИКІЛО А.І., к.т.н., доцент

Дніпродзержинський державний технічний університет

### **ПРИСТРІЙ ПЕРЕДАЧІ ЕЛЕКТРОКАРДІОГРАФІЧНОГО СИГНАЛУ З ВИКОРИСТАННЯМ GSM МЕРЕЖ**

**Вступ.** Завдяки стрімкому розвитку комп'ютерних, інформаційних та телекомунікаційних технологій, в останні роки в практичну діяльність лікарів різних спеціальностей все ширше впроваджується нова галузь медицини – телемедицина [1, 2].

Електрокардіографія (ЕКГ) є одним з основних методів дослідження серця і діагностики захворювань серцево-судинної системи. Для зняття кривої ЕКГ використовують спеціалізований прилад – електрокардіограф. Він дозволяє оперативно знімати електрокардіограму, реєструвати і вимірювати різницю потенціалів серця з поверхні тіла людини за допомогою накладання електродів. У наш час широкого розповсюдження набули електрокардіографи, які являють собою електричний підсилювач потенціалів, що передає дані на персональний комп'ютер, який в свою чергу відображає, друкує та зберігає криву ЕКГ. Комп'ютерна інтерпретація створює великі зручності для лікаря: дозволяє реєструвати дуже маленькі елементи ЕКГ сигналу (амплітудою від 20 мкВ), вести електронний архів і робити автоматичне порівняння довільного числа електрокардіограм, позбавляє лікаря від рутинної роботи (вимірювання параметрів ЕКГ, не потрібно писати ЕКГ висновок).

Термінове зняття ЕКГ людини без участі кваліфікованих фахівців є важливішою із задач сучасної медицини. Існує необхідність реєстрації ЕКГ там, де знаходиться пацієнт, і дистанційної передачі ЕКГ для подальшого аналізу фахівцем, відсутнім на місці реєстрації. Реєстрація ЕКГ „на місцях зняття” може проводитися середнім медперсоналом або лікарями некардіологічної спеціалізації за відсутності кваліфікованого лікаря, наприклад, у віддалених населених пунктах, при знаходженні хворого у транспортному засобі, у невеликій лікарні, коли утруднене транспортування пацієнта в спеціалізований кабінет зняття та реєстрації ЕКГ.