

РОЗДІЛ «РАДІОЕЛЕКТРОНІКА»

УДК 621.396.67

СЬЯНОВ А.М., д.т.н., професор
КОСУХИНА Е.С., к.т.н., доцент
ГНАТЮК М.А., інженер
БЕЛОБОРОВОДА Е.Н., магістр

Днепродзержинский государственный технический университет

РЕШЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ МЕТОДОМ МОМЕНТОВ

Введение. В настоящее время в связи с интенсивным развитием вычислительной техники широкое распространение получили различные приближенные методы решения задач электродинамики. При этом наибольшее внимание уделяется методам, которые при меньшей точности обладают большей универсальностью. Наиболее известным из таких методов есть метод конечных элементов. Однако существенным его недостатком является сравнительно большое время, необходимое для анализа СВЧ структур. Причиной тому есть лежащая в основе метода дискретизация всей области определения поля. Непрямые методы являются альтернативным направлением в решении задач электродинамики. Наиболее известным среди них является метод моментов [1]. В этом случае дискретизации подвергается лишь поверхность исследуемой структуры, а не все пространство, что снижает размерность задачи. В этом случае задача представляется в виде интегрального уравнения, которое и решается методом моментов.

Постановка задачи. Рассмотрим алгоритм метода моментов на примере электростатической задачи.

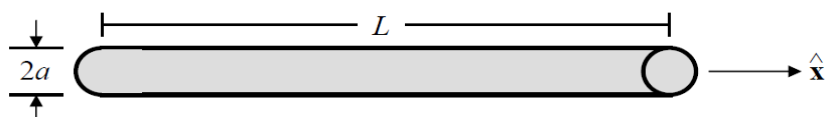


Рисунок 1 – Заряженный тонкий проводник

На рис.1 показан идеально проводящий тонкий проводник длиной L и радиусом a , расположенный вдоль оси Ox . Если радиус проводника

намного меньше его длины, то его электрический потенциал может быть представлен в виде интегрального уравнения, где неизвестной является функция плотности заряда, а именно:

$$\varphi(\vec{r}) = \int_0^L \frac{q(x')}{4\pi\epsilon|\vec{r} - \vec{r}'|} dx', \quad (1)$$

где

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}.$$

Разобьем провод на N равных сегментов длиной Δ каждый (рис.2). В пределах каждого сегмента примем, что плотность заряда принимает постоянное значение. Таким образом, функция $q(r)$ является кусочно-постоянной по длине провода. Это можно представить в следующем виде:

$$q(x') = \sum_{n=1}^N a_n f_n(x'), \quad (2)$$

где a – неизвестные весовые коэффициенты, а $f_n(x')$ – импульсная функция, постоянная в пределах одного сегмента и равная нулю за его пределами:

$$f_n(x') = \begin{cases} 0, & x' < (n-1)\Delta_n \\ 1, & (n-1)\Delta_n \leq x' \leq n\Delta_n \\ 0, & x' \geq n\Delta_n \end{cases} \quad (3)$$

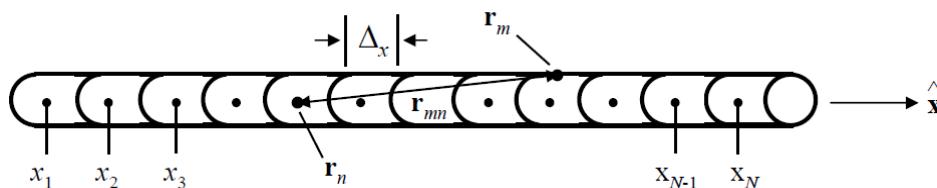


Рисунок 2 – Разбиение исследуемой области на сегменты

Примем потенциал провода равным $\varphi(r)=1$ Вольт. Подставляя (2) в (1), получим:

$$1 = \int \sum_{n=1}^N a_n f_n(x') \frac{1}{4\pi\epsilon |\vec{r} - \vec{r}'|} dx'. \quad (4)$$

Используя выражение для импульсной функции (3), можно записать

$$1 = \frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_{n=1}^N a_n \int_{(n-1)\Delta_x}^{n\Delta_x} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dx'. \quad (5)$$

Мы получили сумму интегралов по области каждого сегмента. Зафиксируем точки источников на оси проводника и точки наблюдения на его поверхности. Знаменатель в подынтегральной функции примет вид:

$$|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(x - x')^2 + a^2}.$$

Тогда (5) можно записать

$$4\pi\epsilon = a_1 \int_0^{\Delta_x} \frac{1}{\sqrt{(x - x')^2 + a^2}} dx' + \\ + a_2 \int_{\Delta_x}^{2\Delta_x} \frac{1}{\sqrt{(x - x')^2 + a^2}} dx' + \dots + a_N \int_{(N-1)\Delta_x}^{N\Delta_x} \frac{1}{\sqrt{(x - x')^2 + a^2}} dx'$$

что представляет собой одно уравнение с N неизвестными. Это уравнение можно решить, представив его в виде N уравнений с N неизвестными. Для этого мы выберем N независимых точек наблюдения на поверхности провода, каждая в середине соответствующего сегмента. Это позволяет получить следующее:

$$4\pi\varepsilon = a_1 \int_0^{\Delta_x} \frac{1}{\sqrt{(x_1 - x')^2 + a^2}} dx' + \dots + a_N \int_{(N-1)\Delta_x}^{N\Delta_x} \frac{1}{\sqrt{(x_1 - x')^2 + a^2}} dx'$$

$$\vdots$$

$$4\pi\varepsilon = a_1 \int_0^{\Delta_x} \frac{1}{\sqrt{(x_N - x')^2 + a^2}} dx' + \dots + a_N \int_{(N-1)\Delta_x}^{N\Delta_x} \frac{1}{\sqrt{(x_N - x')^2 + a^2}} dx'$$

что представляет уравнение в матричном виде $Za = b$:

$$\begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} & \dots & z_{1N} \\ z_{21} & z_{22} & \dots & z_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ z_{N1} & z_{N2} & \dots & z_{NN} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_N \end{bmatrix}.$$

Элементы матрицы Z_{mn} определяются из выражения

$$4\pi\varepsilon = a_1 \int_{(1-n)\Delta_x}^{n\Delta_x} \frac{1}{\sqrt{(x_m - x')^2 + a^2}} dx'.$$

Элементы матрицы b_m равны:

$$b_m = 4\pi\varepsilon.$$

На рис.3 показано распределение плотности заряда вдоль проводника для случаев разбиения на 15 и на 100 сегментов. Видно, что при увеличении числа сегментов возрастает и точность решения. Однако, поскольку при решении задачи использовался одинаковый размер для всех сегментов, то на краях проводника точность решения ниже, чем в центре. Это объясняется тем, что у концов проводника величина плотности заряда меняется более интенсивно, чем в середине.

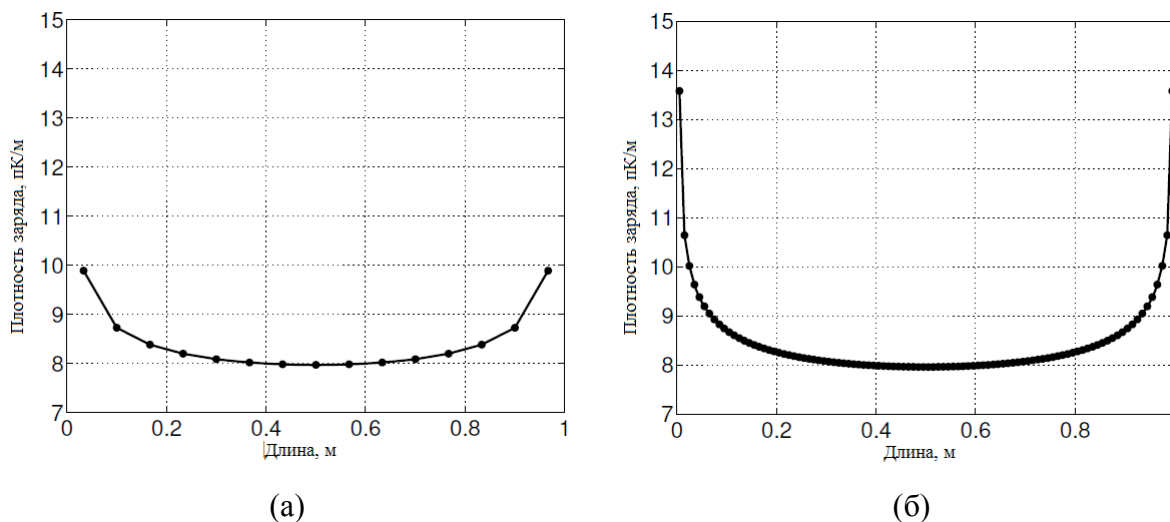


Рисунок 3 – Распределение плотности заряда вдоль проводника при разбиении на 15 (а) и на 100 (б) сегментов

Рассмотренный метод можно распространить и на интегральные уравнения теории антенн. Рассмотрим алгоритм решения задачи об излучении электромагнитной

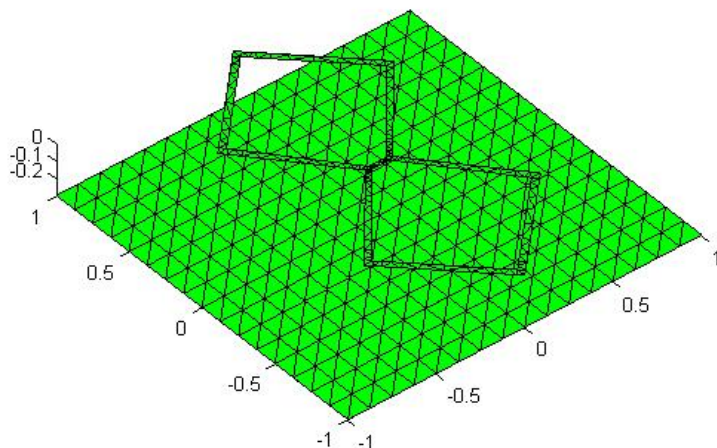


Рисунок 4 – Пример представления антенны в виде множества простых элементов

волны проволочной антенной. Излучающая поверхность антенны также представляется в виде плоской, бесконечно тонкой пластины (полосы), которая в свою очередь разбивается на множество сегментов – треугольников (рис.4), а в качестве базисной функции $f_n(r')$ используется RWG-функция [2].

Распределение токов на поверхности антенны представляется в следующем виде:

$$\vec{j}(\vec{r}) = \sum_{n=1}^M I_n \vec{f}_n(\vec{r}), \quad (5)$$

где M – количество элементов; I_n – весовые коэффициенты, определяемые как $Z \cdot I = V$, где Z – матрица сопротивлений размерностью $M \times M$; V – напряжение возбуждения.

RWG функция [2-4] имеет следующий вид:

$$\vec{f}_n(\vec{r}') = \begin{cases} \frac{L_n}{2A_n^+} (\vec{r}' - \rho_n^+), \vec{r}' \in T_n^+ \\ \frac{L_n}{2A_n^-} (\vec{r}' - \rho_n^-), \vec{r}' \in T_n^- \\ 0, \vec{r}' \notin T_n^+ \cup T_n^- \end{cases}, \quad (6)$$

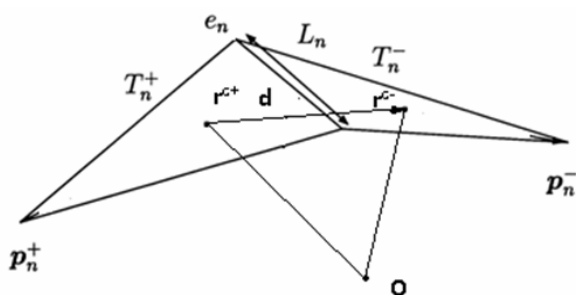


Рисунок 5 - RWG-базисная функция

где A_n^\pm - площадь треугольника T_n^\pm ; L_n - длина общей границы e_n ; p_n^\pm - свободная вершина треугольника T_n^\pm . Определение RWG базисной функции показано на рис.5.

Если элементы m и n представить как диполи конечных размеров, то матрица Z описывает влияние диполя n на ток диполя m и наоборот. Размер матрицы сопротивлений соответствует количеству RWG-элементов. Выражение

для матрицы сопротивлений имеет вид:

$$Z_{mn} = l_m \left[j\omega \left(\bar{A}_{mn}^+ \cdot \frac{\bar{\rho}_m^{C+}}{2} + \bar{A}_{mn}^- \cdot \frac{\bar{\rho}_m^{C-}}{2} \right) + \Phi_{mn}^- - \Phi_{mn}^+ \right], \quad (7)$$

где индексы m и n соответствуют двум RWG-элементам; l_m – длина элемента; ρ - вектор между свободной вершиной p_n^\pm и центральной точкой $r^{c\pm}$ треугольников.

Выражения для векторного потенциала A , скалярного потенциала Φ и функции Грина имеют вид:

$$\vec{A}_{mn}^{\pm} = \frac{\mu}{4\pi} \left[\frac{l_n}{2A_n^+} \int_{T_n^+} \vec{\rho}_n^{C^+}(\vec{r}') g_m^{\pm}(\vec{r}') dS' + \frac{l_n}{2A_n^-} \int_{T_n^-} \vec{\rho}_n^{C^-}(\vec{r}') g_m^{\pm}(\vec{r}') dS' \right]; \quad (8)$$

$$\Phi_{mn}^{\pm} = -\frac{1}{4\pi j \omega \epsilon} \left[\frac{l_n}{A_n^+} \int_{T_n^+} g_m^{\pm}(\vec{r}') dS' + \frac{l_n}{A_n^-} \int_{T_n^-} g_m^{\pm}(\vec{r}') dS' \right]; \quad (9)$$

$$g_m^{\pm}(\vec{r}') = \frac{\exp(-jk|\vec{r}_m^{C^{\pm}} - \vec{r}'|)}{|\vec{r}_m^{C^{\pm}} - \vec{r}'|}. \quad (10)$$

На основе полученного распределения плотности тока по поверхности антенны и определяются её основные параметры.

Используя описанный выше алгоритм, выполнено моделирование зигзагообразной антенны, расположенной над металлическим экраном (рис.4). Целью моделирования является исследование характеристик такой антенны для оценки возможности её применения в системах беспроводной передачи данных и приема сигналов цифрового телевидения стандарта DVB-T2.

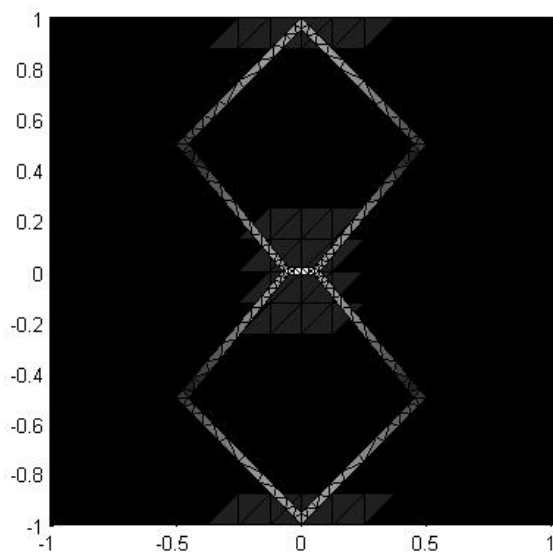


Рисунок 6 – Распределение плотности тока по поверхности антенны

Результаты работы. На рис.6 представлено распределение плотности тока по поверхности антенны. Светлые участки соответствуют большей плотности, темные – меньшей. Поле излучения антенны, а также ее основные параметры можно вычислить, используя найденное распределение поверхностных токов.

Поле, излучаемое антенной, рассчитывается с использованием метода, называемого дипольной моделью. В этом случае распределение тока каждого RWG-элемента представляется в виде бесконечно малого диполя, имеющего некий эквивалентный момент. Поле излучения диполя определяется известным аналитическим выражением [5]. Общее поле излучения получается суммированием всех

полей, излучаемых бесконечно малыми диполями. Диаграммы направленности для рассматриваемой антенны, рассчитанные по описанной методике для частоты 107 МГц, приведены на рис.7.

Входное сопротивление является одним из наиболее важных параметров антенны. Оно определяется отношением напряжения к току в точке питания антенны и является комплексным. График частотной характеристики действительной и мнимой части входного сопротивления антенны показан на рис.8. Диапазон частот, для которых производился расчет, составлял 50-250 МГц.

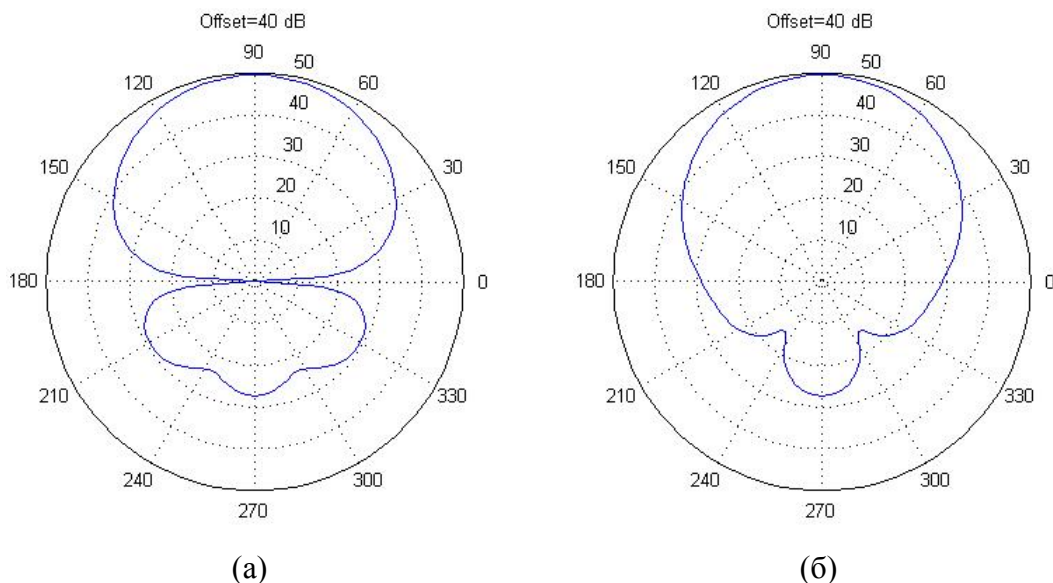


Рисунок 7 – Диаграммы направленности антенны в плоскостях XZ (а) и YZ (б)

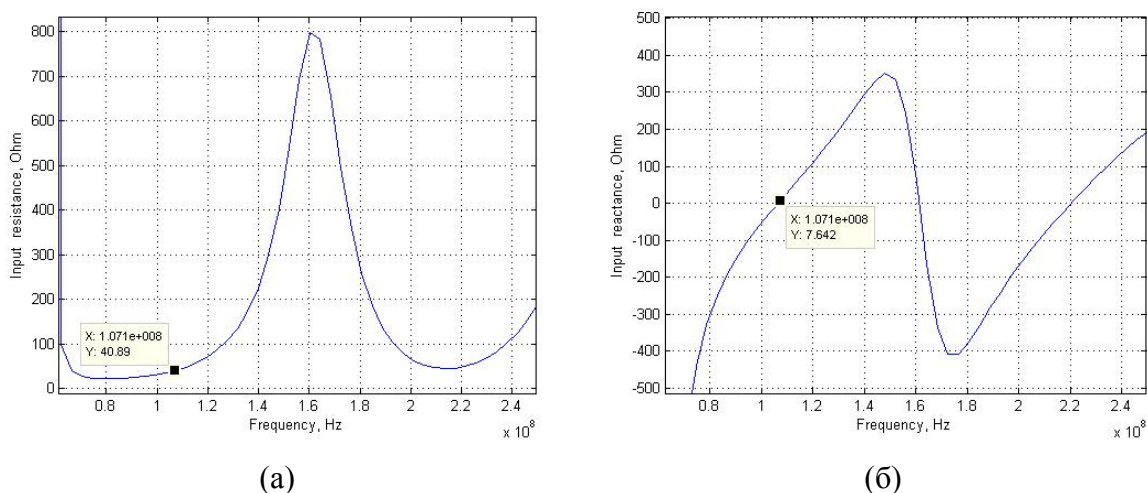


Рисунок 8 – Частотная характеристика действительной (а) и мнимой (б) части входного сопротивления антенны

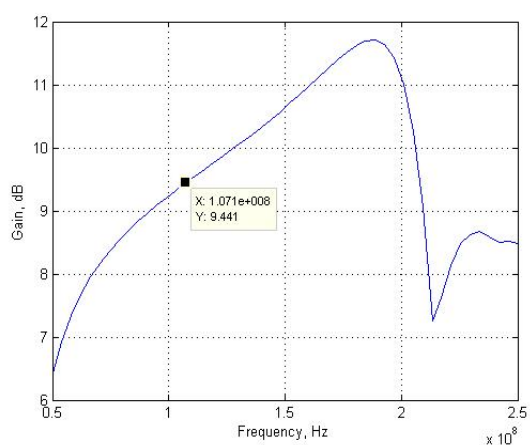


Рисунок 9 – Частотная характеристика усиления антенны

Распределение тока рассчитывалось отдельно для каждой точки частотной характеристики, что позволяет использовать эти данные и для построения частотной характеристики усиления антенны в диапазоне 50-250 МГц (рис.9).

Выводы. В работе представлен алгоритм решения интегральных уравнений электродинамики методом моментов с использованием RWG-базисной функции. В применении к расчету излучающих устройств данный алгоритм позволяет определить основные их параметры, а именно: распределение тока на элементах, входной импеданс, усиление и диа-

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.

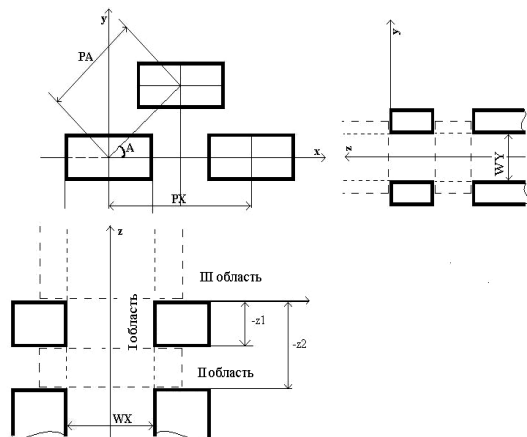


Рисунок 1 – Геометрия плоской волноводной ФАР с согласующей периодической структурой

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:

$$-\frac{PX}{2} \leq x \leq \frac{PX}{2}; -\frac{PA \cdot \sin(A)}{2} \leq y \leq \frac{PA \cdot \sin(A)}{2}; -z2 \leq z \leq -z1;$$

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 $z=-z2$, $z=-z1$, $z=0$, 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:

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

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

где $\vec{E}_{exc}^I(x, y, z) = 1 \cdot WDE_1(x) \cdot WDM_0(y) \cdot e^{-\gamma_{10}z}$ – вектор напряженности электрического поля стороннего источника; $\vec{E}^I(x, y, z)$ – вектор напряженности электрического поля в пронизывающей области; $\vec{E}^{II}(x, y, z) = \vec{x}_0 E_x^{II}(x, y, z) + \vec{y}_0 E_y^{II}(x, y, z) + \vec{z}_0 E_z^{II}(x, y, z)$ – вектор напряженности электрического поля „канала Флоке” конечной длины:

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

$\vec{E}^{III}(x, y, z) = \vec{x}_0 E_x^{III}(x, y, z) + \vec{y}_0 E_y^{III}(x, y, z) + \vec{z}_0 E_z^{III}(x, y, z)$ – 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 λ , 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]:

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

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

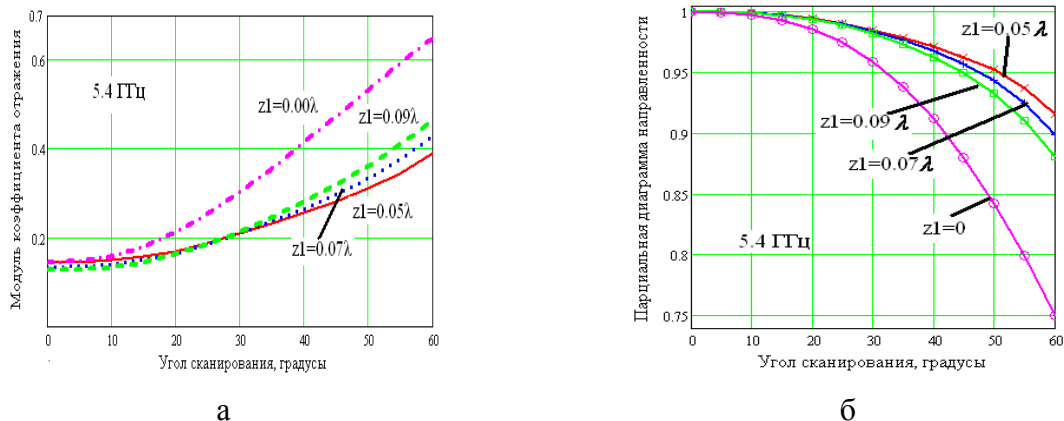


Рисунок 2 – Зависимость модуля коэффициента отражения и парциальной диаграммы направленности от угла сканирования для треугольной сетки на частоте 5.45 ГГц

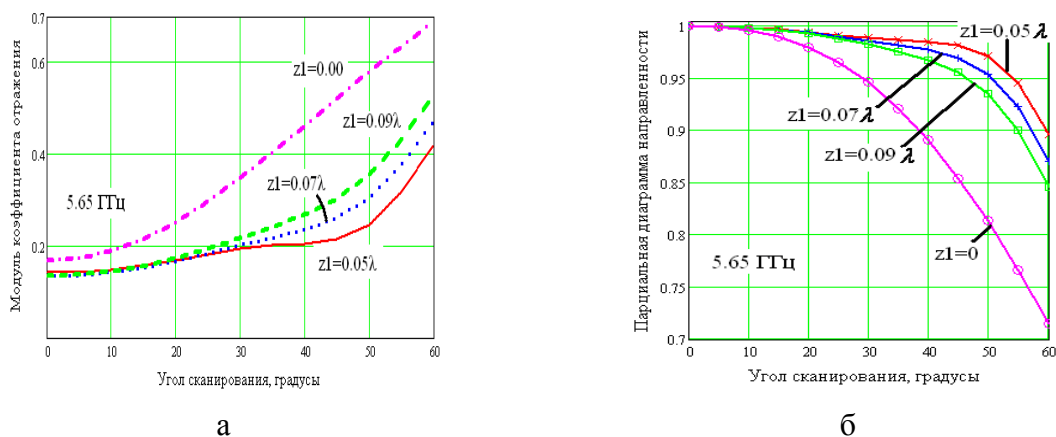


Рисунок 3 – Зависимость модуля коэффициента отражения и парциальной диаграммы направленности от угла сканирования для треугольной сетки на частоте 5.65 ГГц

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 ± 0.2 ГГц. На рис.4 (а-д) изображена зависимость модуль коэффициента отражения от угла сканирования при четырех геометрических размерах z_1 (0.1λ , 0.6λ , 0.75λ и 0.85λ) 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.

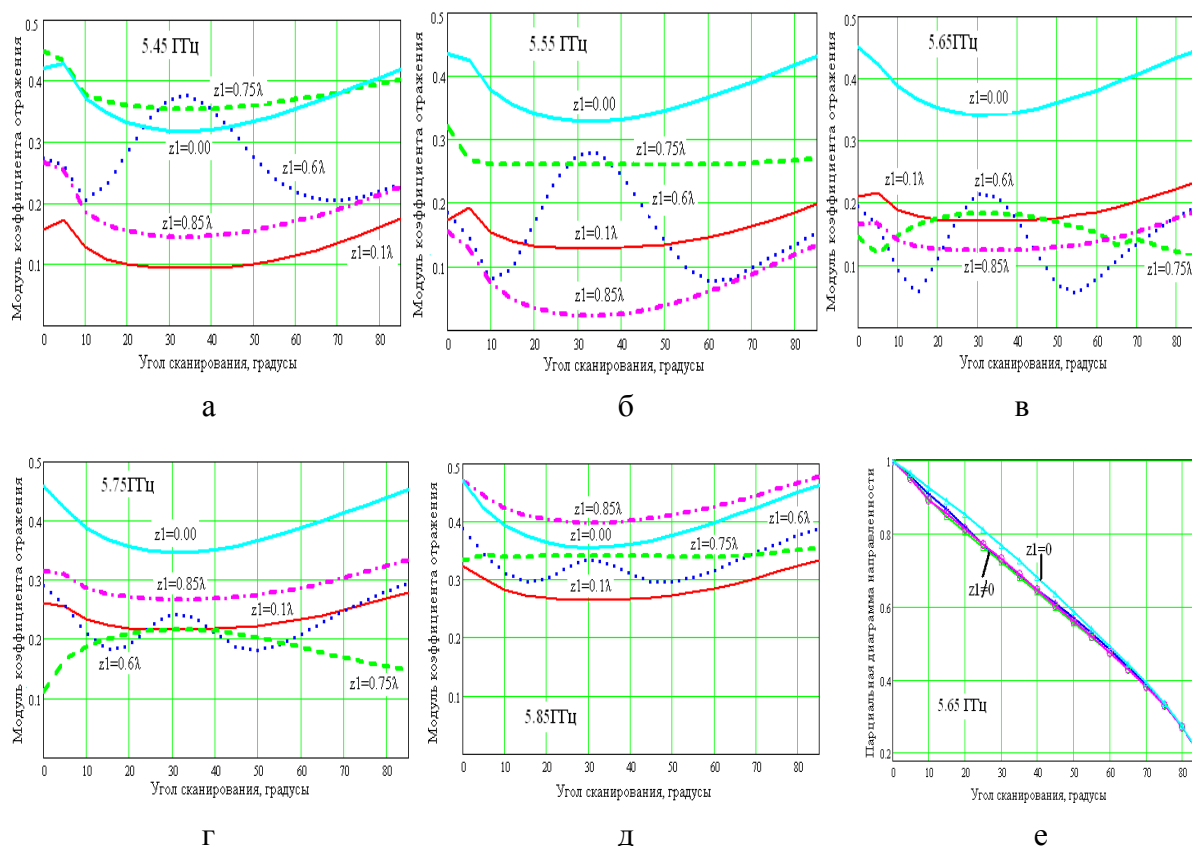


Рисунок 4 – Зависимость модуля коэффициента отражения (а-д) и парциальной диаграммы направленности от угла сканирования для прямоугольной сетки (е)

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° 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 Trans. 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., Трусков 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 висновки).

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.

Для вирішення цього завдання необхідні мобільні реєстратори ЕКГ, компактні і нескладні в управлінні, за допомогою яких можна реєструвати і зберегти ЕКГ, а потім передати її для подальшого аналізу по різних каналах зв'язку до відповідних медичних установ.

На сьогодні існує багато мобільних електрокардіографів, але більшість з них позбавлена можливості передачі сигналу до централізованих систем прийому, обробки та архівування ЕКГ. Також існують кардіографи, які мають акустичний спосіб передачі.

Комплекс реєстрації та передачі ЕКГ по телефону складається з апаратури на передавальній стороні електрокардіографа, перетворювача-передавача, який підключається до виходу електрокардіографа, телефонного апарата, апаратури на приймальній станції, спеціалізованого модему, підключеного до телефонної лінії зв'язку, персонального комп'ютера [3]. Як видно, даний спосіб має суттєві недоліки у порівнянні з сучасними імпортованими електрокардіографами, які використовують GSM мережі для передачі ЕКГ сигналів. Також існують перешкоди на лінії стаціонарних телефонів, додаткові шуми ЕКГ, що при проходженні через систему ЦАП – лінія зв'язку – АЦП можуть генерувати додаткові шуми, які будуть спотворювати кінцевий сигнал ЕКГ.

Постановка задачі. Імпортовані кардіографи, в яких є пристрої передачі ЕКГ по GSM мережам, мають велику вартість, через що не всі сучасні медичні відділення мають змогу їх придбати.

Всі електрокардіографи, які позбавлені можливості передачі сигналу з використанням GSM мереж, мають можливість з'єднання з ПК, що дає змогу робити комп'ютерну інтерпретацію кривої ЕКГ. З'єднання з ПК виконується за стандартами RS-232 або USB. Ці стандарти свідчать про те, що в даних електрокардіографах є внутрішні АЦП, тому немає необхідності в додатковому перетворенні аналогових сигналів у цифрові.

Отже існує необхідність мати недорогий компактний пристрій передачі цифрового ЕКГ сигналу, який використовує найпоширеніший спосіб передачі цифрового сигналу, а саме, GSM мережу.

Результати роботи. Для розробки даного пристрою необхідний GSM модуль. GSM-модуль складається з радіоблоку (приймач, підсилювач і зовнішній радіочастотний інтерфейс), процесора, пам'яті і ряду інтерфейсів для інтеграції в кінцеві пристрої. Функціональну схему GSM модуля SIM900 [4] наведено на рис.1. Сучасні GSM модулі можуть передавати і приймати дані по каналах GSM і GPRS, в тому числі SMS-повідомлення та факси. Деякі модулі оснащені також GPS-приймачами і можуть визначати, а потім передавати координати об'єкта, в якому вони знаходяться.

У розробці даного пристрою застосовується GSM модуль SIM900, який є представником нового покоління бюджетних GSM модулів компанії SIMCom. Даний модуль являється повністю самостійним електронним пристроєм, управління яким здійснюється за допомогою спеціальних AT команд. Модуль має енергонезалежну пам'ять, в якій зберігається програмне середовище. Керування станом модуля, прийомом та передачею самого ЕКГ сигналу займається мікроконтролер ATmega32L. Для з'єднання з мікроконтролером у модуля є необхідні інтерфейси за сучасними стандартами зв'язку, такі як UART, I²C. Модуль працює як з цифровим обладнанням так і з аналоговим.

Одне з основних застосувань GSM модулів – в так званих системах M2M (Machine-to-Machine – комунікація між машинами). У них відбувається автоматичний обмін інформацією між різними системами збору і обробки даних. Для прийому передачі цих даних і використовуються GSM модулі. Системи M2M можуть ефективно застосовуватися в багатьох областях, наприклад, в стаціонарних датчиках, в M2M-системах контролю енергоспоживання, пожежної безпеки, охорони будівель та ін. [5].

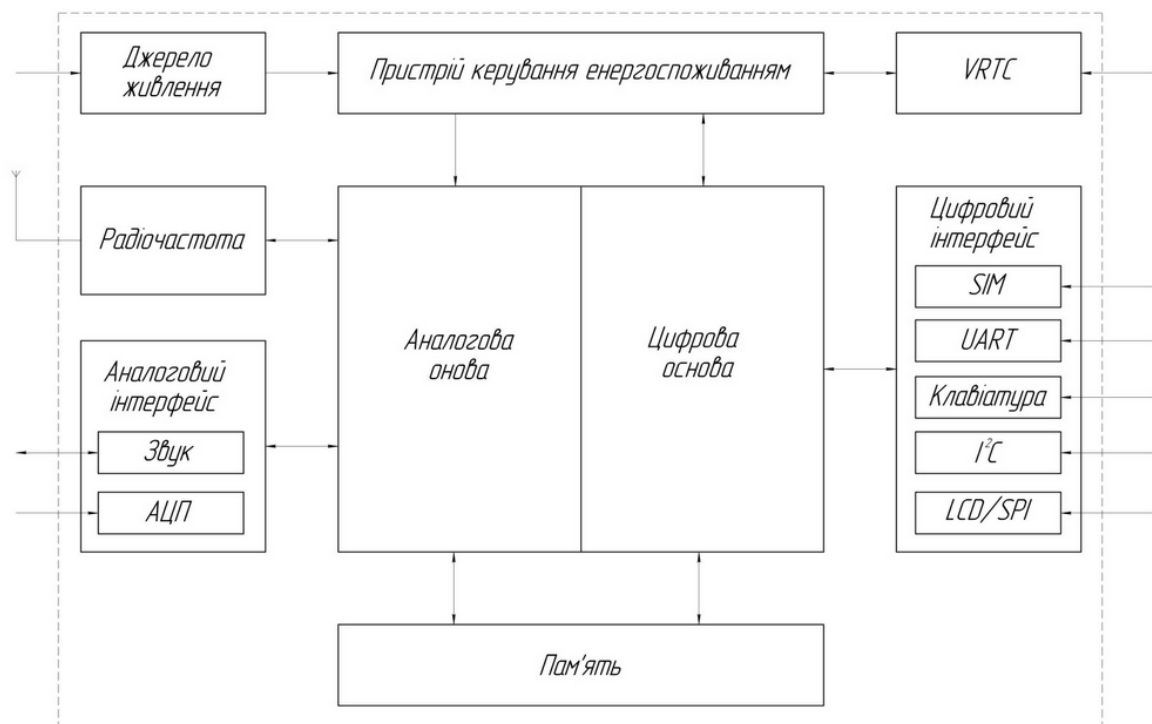


Рисунок 1 – Функціональна схема GSM модуля SIM900 [4]

Розглянемо декілька прикладів. В медицині датчики з GSM-модулями дозволяють дистанційно стежити за здоров'ям людини. Дані з датчиків, встановлених на тілі пацієнта, передаються через мережу мобільного зв'язку на спеціальний портал. Лікарі або родичі можуть заходити через Інтернет на цей портал і отримувати інформацію про стан пацієнта. У разі виникнення небезпечної ситуації можна зв'язатися з ним по тих же каналах (наприклад, надіславши SMS із запитом) і при необхідності викликати медичну допомогу.

Модуль SIM900 є представником нового покоління бюджетних GSM модулів компанії SIMCom. Він найбільш компактний ($24 \times 24 \times 3$ мм), розміщений в корпусі для поверхневого монтажу (SMT). Він підтримує чотири режими GSM-діапазону. Модуль оснащений процесором AMR926EJ. Управління модулем здійснюється за допомогою розширеного набору AT команд. Модуль має енергонезалежну пам'ять, в якій зберігається програмне середовище. Для з'єднання з мікроконтролером у модуля є необхідні інтерфейси за сучасними стандартами зв'язку, такі як UART, I²C, тому керуванням станом модуля, прийомом та передачею самого ЕКГ сигналу займається мікроконтролер. Модуль працює як з цифровим, так і з аналоговим обладнанням [4].

Пристрій передачі ЕКГ сигналу, структурна схема якого зображена на рис.2, має відносно малі розміри, невелику вартість, та нескладність використання.

Пристрій підключається до цифрового виводу кардіографа. Коли кардіограф зніме сигнали ЕКГ, внутрішній АЦП починає передавати перетворений сигнал до мікроконтролера, той в свою чергу запускає модуль і дає команду на з'єднання з мережею. Після того, як модуль встановить зв'язок з мережею, він передає сигнал готовності. Мікроконтролер передає отриманий сигнал від ЕКГ до GSM модуля, який в свою чергу передає сигнал до попередньо встановленої IP адреси.

Для отримання сигналу ЕКГ на особистий ПК або особистий мобільний комунікатор необхідно, щоб він був підключений до Інтернет мережі, та встановлено спеціалі-

зоване ПЗ, яке приймає цифровий сигнал с IP адреси. Далі програма конвертує цифровий сигнал в графічне відображення кривої ЕКГ та зберігає його у пам'яті ПК.

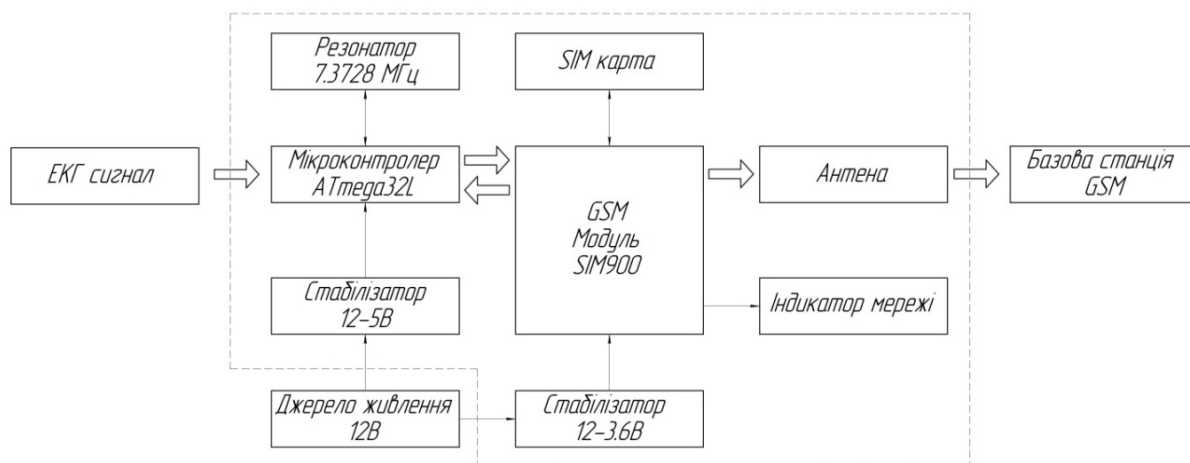


Рисунок 2 – Структурна схема пристрою передачі ЕКГ сигналу

Електрокардіограф з вмонтованим пристроєм передачі ЕКГ сигналу є легким у використанні як для лікарів, так і для пацієнтів, яким потрібний постійний моніторинг. Електрокардіографи з GSM модулями дозволяють не тільки терміново знімати ЕКГ, але й дистанційно відслідковувати стан здоров'ям людини. Дані з датчиків, розташованих на тілі пацієнта, надходять на цифрові виводи кардіографа, отримана ЕКГ передається через мережу мобільного зв'язку на спеціальний портал. Структурна схема використання мобільного ЕКГ реєстратора наведена на рис.3. Лікарі або родичі можуть заходити через Інтернет на цей портал і отримувати інформацію про стан пацієнта. У разі значного погіршення стану серцево-судинної системи людини сигнал небезпеки надійде до лікарні, домашнього лікаря та до центру швидкої медичної допомоги.

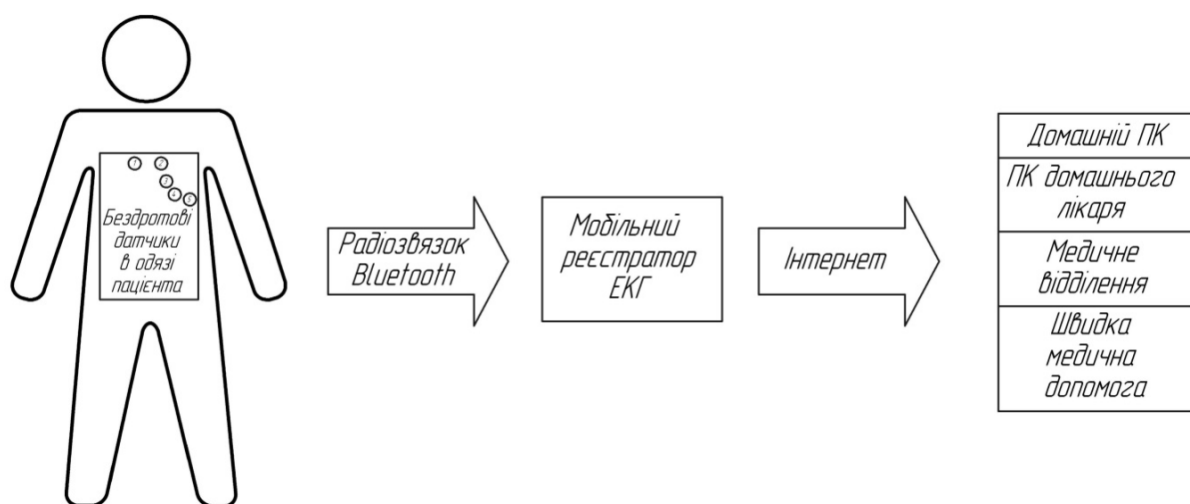


Рисунок 3 – Структурна схема використання мобільного ЕКГ реєстратора

Висновки. У літературному огляді проаналізовано відомі методи та засоби, вживані при екстреному знятті ЕКГ у віддаленому від медичного центру місці, та передачі її до спеціалізованих медичних закладів.

Наведено функціональну та структурну схеми пристрою, який забезпечує автоматичну передачу даних ЕКГ простішим і швидшим способом.

Запропонований пристрій забезпечує передачу ЕКГ до особистого мобільного телефону та домашнього ПК, ПК домашнього лікаря, медичного закладу та центру швидкої медичної допомоги.

Показано доцільність виконання досліджень по подальшому вдосконаленню і розробці портативних, автономних електрокардіографів, датчики електродів яких розташовані постійно на тілі людини, здатних автоматично передати ЕКГ в екстреному випадку в найближчий медичний центр.

ЛІТЕРАТУРА

1. Казаков В.М. Телемедицина / Казаков В.М., Климовицький В.Г., Владимирський А.В. – Донецьк: ТОВ „Норд”, 2002. – 100с.
2. Владимирський А.В. Моделі кращої практики для телемедицини та електронної охорони здоров'я / Владимирський А.В. – Донецьк: ТОВ «Норд», 2005. – 36с.
3. Аппаратно-программный диагностический комплекс для регистрации и передачи ЭКГ по телефону ТЕЛЕ-АЛЬТОН. – Режим доступа: <http://old.altonika.ru/detail.php?id=199>.
4. GSM/GPRS модуль SIM900 - <http://mt-system.ru/catalog/sim900>
5. Н.Елисеев. GSM-модули: области применения и производители. – Режим доступа: <http://www.electronics.ru/journal/article/3457>.

Надійшла до редколегії 03.07.2014.