

УДК 621.396.677

М.Г. Иванец<sup>1</sup>, Г.В. Иванец<sup>2</sup>, Д.М. Литовченко<sup>1</sup>, С.Н. Власик<sup>1</sup><sup>1</sup> Харьковський університет Воздушних Сил ім. І. Кожедуба, Харків<sup>2</sup> Торгово-економічний інститут, Харків

## МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЛУЧАТЕЛЯ КОРТКОИМПУЛЬСНОЙ ЗЕРКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

Представлен метод определения пространственно-временных характеристик облучателя сверхширокополосной зеркальной антенны в виде системы из двух ортогонально расположенных ТЕМ-рупоров. Метод основан на определении плотности поверхностного тока для незамкнутых поверхностей с помощью интегральных представлений с учетом условий в окрестности кромок.

**Ключевые слова:** сверхширокополосный сигнал, ТЕМ-рупор, интегральные представления.

### Введение

Проведение натурных экспериментов по определению характеристик направленности сверхширокополосных (СШП) антенных систем требует наличия соответствующего радиолокационного полигона и дорогостоящего измерительного оборудования. В то же время использование уменьшенных моделей излучающих систем не всегда позволяет получить адекватные результаты. Поэтому расчетные методы определения характеристик направленности во многих случаях имеют первоочередное значение [1, 2]. При использовании СШП сигналов традиционные методы расчета пространственных характеристик антенн становятся непригодными, что связано со значительной относительной широкополосностью таких сигналов.

**Цель статьи** – разработать метод определения пространственно-временных характеристик облучателя СШП зеркальной антенны в виде системы из двух ортогонально расположенных ТЕМ-рупоров.

**Постановка задачи.** Пусть имеется бесконечно тонкая незамкнутая идеально проводящая поверхность  $S$  (рис. 1), расположенная в свободном пространстве. Поверхность  $S$  является двусторонней поверхностью Ляпунова и не имеет самопересечений.

Поверхность  $S$  возбуждается сторонними источниками электромагнитного поля, расположенными в точках  $Q_0$  и представляющими собой набор одинаково ориентированных электрических диполей, каждый из которых имеет распределение плотности тока  $\vec{J}(Q, t)$ . Вектор-момент диполей направлен вдоль оси  $y$ :

$$\vec{J}(Q, t) = \vec{e}_y J_0 \delta(Q - Q_0) \delta(t), \quad (1)$$

где  $\vec{e}_y J_0$  – вектор-момент диполя;  $\vec{e}_y$  – орт оси  $OY$ ;  $J_0$  – амплитуда поверхностной плотности тока;  $\delta(\cdot)$  – дельта-функция Дирака;  $Q_0$  – точка нахождения диполя;  $Q$  – рассматриваемая (переменная) точка в области расположения источников.

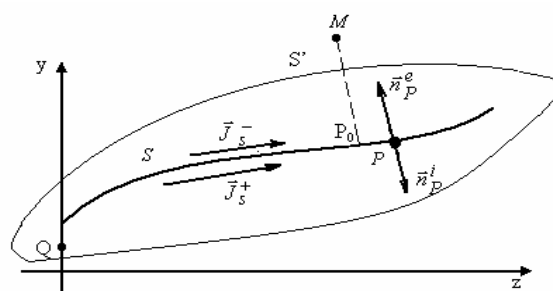


Рис. 1. Геометрия задачи

Необходимо определить векторы напряженности электрического  $\vec{E}(M, t)$  и магнитного полей  $\vec{H}(M, t)$ , возбуждаемых источниками (1), расположенными вне поверхности  $S$ .

Пусть  $\vec{E}_0(M, t)$ ,  $\vec{H}_0(M, t)$  – напряженности электрического и магнитного полей, возбуждаемых источниками (1) в свободном пространстве (при отсутствии поверхности  $S$ ), удовлетворяющие принципу причинности, т.е. при  $t \leq 0$   $\vec{E}_0(M, t) = 0$ ,  $\vec{H}_0(M, t) = 0$ ,  $M$  – точка наблюдения.

Для определения электромагнитного поля вне поверхности  $S$  необходимо решить систему уравнений Максвелла, удовлетворяющую:

1. Нулевым начальным условиям:

при  $t \leq 0$   $\vec{E}(M, t) = \vec{H}(M, t) = 0$ .

2. Граничным условиям, выполняемым на обеих сторонах поверхности  $S$ :

$$\begin{aligned} \vec{n}_P^e \times (\vec{E}(P, t) + \vec{E}_0(P, t)) &= 0, \\ \vec{n}_P^i \times (\vec{E}(P, t) + \vec{E}_0(P, t)) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\vec{E}(P, t) + \vec{E}_0(P, t)$  – полное поле, возбуждаемое источниками (1) в точке наблюдения в пространстве, содержащем поверхность  $S$ ;  $\vec{E}(P, t)$  – поле, рассеянное поверхностью  $S$ .

3. Условию конечности энергии электромагнитного поля:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_V \left( \epsilon_a |\vec{E}|^2 + \mu_a |\vec{H}|^2 \right) dv dt < \infty, \quad (3)$$

где  $v$  – объем заданных источников; или, что то же самое, условиям на ребре [3]:

$$\begin{aligned} \lim_{\rho \rightarrow 0} \rho \left| \vec{E}_{\parallel} \right| &\sim \rho^{1/2}, & \lim_{\rho \rightarrow 0} \rho \left| \vec{H}_{\parallel} \right| &\sim \rho^{1/2}, \\ \lim_{\rho \rightarrow 0} \rho \left| \vec{E}_{\perp} \right| &\sim \rho^{-1/2}, & \lim_{\rho \rightarrow 0} \rho \left| \vec{H}_{\perp} \right| &\sim \rho^{-1/2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\vec{E}_{\parallel}, \vec{H}_{\parallel}$  – компоненты поля, касательные к ребру (краю поверхности);  $\vec{E}_{\perp}, \vec{H}_{\perp}$  – компоненты поля, нормальные к ребру;  $\rho$  – расстояние до ребра.

Представим поле  $\vec{H}^i(Q, t)$ , возбуждаемое электрическим диполем (1), в виде интеграла Фурье

$$\vec{H}^i(Q, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{z}^i(Q, \omega) \exp(-j\omega t) d\omega. \quad (5)$$

Решение поставленной задачи вне поверхности  $S$  можно выразить через касательные составляющие электрического и магнитного векторов на поверхности  $S'$ , охватывающую  $S$ , по формулам Стрэттона-Чу. Для получения интегрального уравнения удобно воспользоваться представлением магнитного поля вне поверхности [4]:

$$\begin{aligned} \vec{H}(M, \omega) = & \frac{1}{4\pi} \int_V \left[ \vec{J}(Q, \omega), \text{grad}_Q \frac{\exp(-jk(\omega)r_{MQ})}{r_{MQ}} \right] dv_Q + \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_{S'} \left\{ \text{grad}_P \frac{\exp(-jk(\omega)r_{MP})}{r_{MP}} \times \vec{J}(P, \omega) + i\omega\epsilon_a \cdot \right. \\ & \cdot (\vec{n}_P \times \vec{E}(P, \omega)) \frac{\exp(-jk(\omega)r_{MP})}{r_{MP}} - (\vec{n}_P \cdot \vec{H}(P, \omega)) \cdot \\ & \left. \cdot \text{grad}_P \frac{\exp(-jk(\omega)r_{MP})}{r_{MP}} \right\} dS, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $r_{MP}, r_{MQ}$  – расстояния между точками  $M$  и  $P$ ,  $M$  и  $Q$  соответственно, ( $Q$  – точка расположения стороннего источника электромагнитного поля,  $P$  – точка на поверхности  $S'$ ,  $M$  – точка наблюдения);  $\vec{J}$  – плотность поверхностного тока на поверхности  $S'$ .

Объемный интеграл в (6) представляет собой спектральную составляющую магнитного поля  $\vec{z}^i(M, \omega)$  заданных источников СШП сигналов в отсутствие идеально проводящего тела:

$$\vec{H}^i(M, \omega) = \frac{1}{4\pi} \int_V \left[ \vec{J}(Q, \omega), \text{grad}_Q \frac{\exp(-jk(\omega)r_{MQ})}{r_{MQ}} \right] dv_Q.$$

В случае, если рассеиватель представляет собой абсолютно проводящее тело, касательная составляющая электрического и нормальная составляющая магнитного полей на его поверхности в силу граничных условий обращается в нуль:

$$\left( \vec{n}^e \times \vec{E} \right)_S = 0, \quad \left( \vec{n}^e \cdot \vec{H} \right)_S = 0.$$

Тогда (6) может быть переписано в виде

$$\begin{aligned} \vec{H}(M, \omega) = & \vec{H}^i(M, \omega) + \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_{S'} \left\{ \text{grad}_P \frac{\exp(-jk(\omega)r_{MP})}{r_{MP}} \times \vec{J}(P, \omega) \right\} dS, \end{aligned} \quad (7)$$

Если «стянуть» поверхность  $S'$  к поверхности  $S$ , устремить по нормали точку  $M$  к точке  $P_0$  поверхности  $S$  (рис. 1) и домножить (7) на  $\vec{n}_{P_0}^e$ , то, используя свойства нормальной производной потенциала простого слоя, можно получить интегральное представление тангенциальной составляющей магнитного поля на освещенной части поверхности:

$$\begin{aligned} \left[ \vec{r}_{\tau}(P_0, \omega) \right]^+ = & \left[ \vec{H}_{\tau}(P_0, \omega) \right] - \frac{1}{2\pi} \times \\ & \times \int_S \left\{ \vec{n}_{P_0}^e \times \left[ \vec{K}(P, \omega) \times \text{grad}_P \frac{\exp(-jk(\omega)r_{PP_0})}{r_{PP_0}} \right] \right\} dS + \frac{1}{2} \vec{K}(P_0, \omega) \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left( \vec{J}_S^+(P_0, \omega) + \vec{J}_S^-(P_0, \omega) \right) = & \vec{J}_S^0(P_0, \omega) - \frac{1}{2\pi} \int_S \vec{n}_{P_0} \times \\ & \times \left[ \left( \vec{J}_S^+(P, \omega) - \vec{J}_S^-(P, \omega) \right) \times \text{grad}_P \frac{\exp(-jk(\omega)r_{PP_0})}{r_{PP_0}} \right] dS, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\vec{J}_S^0$  – плотность поверхностного тока на освещенной стороне в приближении физической оптики;

$\vec{K} = \left( \vec{H}_{\tau} \right)^+ - \left( \vec{H}_{\tau} \right)^- = \vec{J}_S^+ - \vec{J}_S^-$  – плотность поверхностного тока на поверхности  $S$ :  $\left( \vec{H}_{\tau} \right)^+, \left( \vec{H}_{\tau} \right)^-$  – тангенциальная компонента напряженности магнитного поля с внутренней (освещенной) и внешней (тене-вой) стороны поверхности;  $\vec{J}_S^+, \vec{J}_S^-$  – плотность поверхностного тока на внутренней и внешней сторонах рассеивателя.

Представление (8) содержит две неизвестные плотности тока  $\vec{J}_S^+$  и  $\vec{J}_S^-$ , для определения которых можно воспользоваться методом уточнения приближения физической оптики. Вначале, используя приближение физической оптики, определяется плотность поверхностного тока на освещенной поверхности  $\vec{J}_S^+$ :

Представление (8) содержит две неизвестные плотности тока  $\vec{J}_S^+$  и  $\vec{J}_S^-$ , для определения которых можно воспользоваться методом уточнения приближения физической оптики. Вначале, используя приближение физической оптики, определяется плотность поверхностного тока на освещенной поверхности  $\vec{J}_S^+$ :

Представление (8) содержит две неизвестные плотности тока  $\vec{J}_S^+$  и  $\vec{J}_S^-$ , для определения которых можно воспользоваться методом уточнения приближения физической оптики. Вначале, используя приближение физической оптики, определяется плотность поверхностного тока на освещенной поверхности  $\vec{J}_S^+$ :

$$\vec{J}_S^0(P_0, \omega) = \vec{J}_S^+(P_0, \omega) = 2\vec{n}^e(P_0) \times \vec{H}^i(P, \omega).$$

Затем, для определения плотности поверхностного тока на теневой поверхности  $\vec{J}_S^-$  решается уравнение Фока с уточненной правой частью:

$$\begin{aligned} \vec{J}_S^-(P_0, \omega) - \frac{1}{2\pi} \int_S \vec{n}^e(P_0) \times \\ \times \left[ \vec{J}_S^-(P, \omega) \times \text{grad}_P \frac{\exp(-jk(\omega)r_{PP_0})}{r_{PP_0}} \right] dS = \end{aligned}$$

$$= 2\bar{J}_S^0(P_0, \omega) - \bar{J}_S^+(P_0, \omega) - \frac{1}{2\pi} \int \bar{n}^e(P_0) \times \left[ \bar{J}_S^+(P, \omega) \times \text{grad}_P \frac{\exp(-jk(\omega)r_{PP_0})}{r_{PP_0}} \right] dS.$$

На следующем этапе при решении (8) уточняется  $\bar{J}_S^+$  при условии, что  $\bar{J}_S^-$  – известная величина:

$$\begin{aligned} & \bar{J}_S^+(P_0, \omega) + \frac{1}{2\pi} \int \bar{n}^e(P_0) \times \left[ \bar{J}_S^+(P, \omega) \times \text{grad}_P \frac{\exp(-jk(\omega)r_{PP_0})}{r_{PP_0}} \right] dS = \\ & = 2\bar{J}_S^0(P_0, \omega) - \bar{J}_S^-(P_0, \omega) + \frac{1}{2\pi} \int \bar{n}^e(P_0) \times \left[ \bar{J}_S^-(P, \omega) \times \text{grad}_P \frac{\exp(-jk(\omega)r_{PP_0})}{r_{PP_0}} \right] dS. \end{aligned}$$

Далее определяется скачок тока:

$$\bar{K}_1(P_0, \omega) = \bar{J}_S^+(P_0, \omega) - \bar{J}_S^-(P_0, \omega).$$

Таким образом, задача нахождения распределения плотности поверхностного тока сводится к итерационному процессу, на каждом этапе которого решается интегральное уравнение Фока относительно плотности поверхностного тока на освещенной или на теневой стороне рассеивателя.

Для определения плотности поверхностного тока  $\bar{J}_S^-(P_0, \omega)$  и  $\bar{J}_S^+(P_0, \omega)$  поверхность S разбивается на N непересекающихся ячеек. В пределах каждой ячейки будем считать плотность тока  $\bar{J}_S^-(P_0, \omega)$ ,  $\bar{J}_S^+(P_0, \omega)$  постоянной и каждый из векторов имеет 3 компоненты  $J_x, J_y, J_z$  (рис. 2).

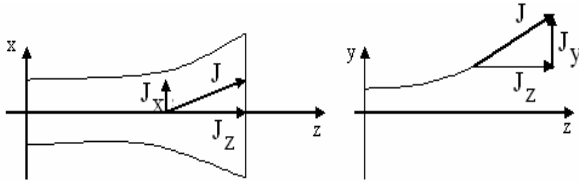


Рис. 2. Компоненты плотности поверхностного тока в декартовой системе координат

Если не учитывать специфику поверхности, то размеры ячеек могут быть выбраны  $0,1\lambda$  ( $\lambda$  – длина волны соответствующей спектральной составляющей) [5], т.е. для каждой спектральной составляющей (7) размеры и количество ячеек будут различными.

Для определения проекций  $\bar{j}_x^{-/+}, \bar{j}_y^{-/+}, \bar{j}_z^{-/+}$  в точке  $P_0$  рассмотрим представление для плотности поверхностного тока на внешней стороне поверхности S:

$$\begin{aligned} & \bar{J}_x^-(P_0, \omega) - \frac{1}{2\pi} \int \left[ \left( \bar{j}_x^-(P, \omega) \Delta y - \bar{j}_y^-(P, \omega) \Delta z \right) \sin \alpha_{P_0} + \left( \bar{j}_z^-(P, \omega) \Delta x - \bar{j}_x^-(P, \omega) \Delta y \right) \cos \alpha_{P_0} \right] \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS = \\ & = 2\bar{j}_x^0 - \bar{j}_x^+ - \frac{1}{2\pi} \int \bar{j}_x^+(P, \omega) \left( \Delta y \sin \alpha_{P_0} - \Delta z \cos \alpha_{P_0} \right) \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS + \frac{1}{2\pi} \int \bar{j}_y^+(P, \omega) \Delta x \sin \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS - \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \bar{J}_S^-(P_0, \omega) - \frac{1}{2\pi} \int \bar{n}^e(P_0) \times \left[ \bar{J}_S^-(P, \omega) \times \text{grad}_P \frac{\exp(-ik(\omega)R_{PP_0})}{R_{PP_0}} \right] dS = \\ & = 2\bar{J}_S^0(P_0, \omega) - \bar{J}_S^+(P_0, \omega) - \frac{1}{2\pi} \int \bar{n}^e(P_0) \times \left[ \bar{J}_S^+(P, \omega) \times \text{grad}_P \frac{\exp(-ik(\omega)R_{PP_0})}{R_{PP_0}} \right] dS. \end{aligned} \quad (9)$$

Преобразуем подынтегральное выражение в левой части (9). Для этого воспользуемся известным соотношением [6]:

$$\begin{aligned} & \text{grad}_P \frac{\exp(-ik(\omega)R_{PP_0})}{R_{PP_0}} = \bar{r}(P, P_0) \times \left( \frac{\exp(-ik|\bar{r}_P - \bar{r}_{P_0}|)}{|\bar{r}_P - \bar{r}_{P_0}|^2} + ik \frac{\exp(-ik|\bar{r}_P - \bar{r}_{P_0}|)}{|\bar{r}_P - \bar{r}_{P_0}|} \right), \end{aligned}$$

где  $\bar{r}_P, \bar{r}_{P_0}$  – радиус-векторы точек наблюдения и интегрирования, и учтем, что  $\bar{n}^e(P_0) = \bar{j} \sin \alpha_{P_0} - \bar{k} \cos \alpha_{P_0}$ , ( $\bar{j}, \bar{k}$  – орты прямоугольной системы координат,  $\alpha_{P_0}$  – угол наклона нормали относительно оси OY к поверхности в точке наблюдения  $P_0$ ).

Тогда

$$\begin{aligned} & \int_S \bar{n}^e(P_0) \times \left[ \bar{J}_S^+(P, \omega) \times \text{grad}_P \frac{\exp(-ik(\omega)R_{PP_0})}{R_{PP_0}} \right] dS = \\ & = \bar{i} \int_S \left[ \left( \bar{j}_x^+(P, \omega) \Delta y - \bar{j}_y^+(P, \omega) \Delta z \right) \sin \alpha_{P_0} + \left( \bar{j}_z^+(P, \omega) \Delta x - \bar{j}_x^+(P, \omega) \Delta y \right) \cos \alpha_{P_0} \right] \times \\ & \times \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS + \bar{j} \int_S \left[ \bar{j}_y^+(P_0, \omega) \Delta z - \bar{j}_z^+(P_0, \omega) \Delta y \right] \times \\ & \times \cos \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0) dS + \bar{k} \int_S \left[ \bar{j}_y^+(P_0, \omega) \Delta z - \bar{j}_z^+(P_0, \omega) \Delta y \right] \times \\ & \times \sin \alpha_{P_0} \cdot \dot{\Phi}(P, P_0) dS, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\Delta x = x_P - x_{P_0}$ ,  $\Delta y = y_P - y_{P_0}$ ,  $\Delta z = z_P - z_{P_0}$ ,

$$\dot{\Phi}(P, P_0, \omega) = \frac{\exp(-ik|\bar{r}_P - \bar{r}_{P_0}|)}{|\bar{r}_P - \bar{r}_{P_0}|^2} + ik \frac{\exp(-ik|\bar{r}_P - \bar{r}_{P_0}|)}{|\bar{r}_P - \bar{r}_{P_0}|}.$$

С учетом соотношения (10) векторное интегральное уравнение (9) может быть записано в скалярной форме для составляющих  $\bar{j}$ :

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2\pi} \int_S j_z^+(P, \omega) \Delta x \cos \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS, \\
 j_y^-(P_0, \omega) - \frac{1}{2\pi} \int_S & \left( j_z^-(P, \omega) \Delta y - j_y^-(P, \omega) \Delta z \right) \cdot \cos \alpha_{P_0} \cdot \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS = 2j_y^0(P_0, \omega) - j_y^+(P_0, \omega) + \\
 & + \frac{1}{2\pi} \int_S j_y^+(P, \omega) \Delta z \cos \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS - \frac{1}{2\pi} \int_S j_z^+(P, \omega) \Delta y \cos \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS, \\
 j_z^-(P_0, \omega) - \frac{1}{2\pi} \int_S & \left( j_z^-(P, \omega) \Delta y - j_y^-(P, \omega) \Delta z \right) \cdot \sin \alpha_{P_0} \cdot \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS = 2j_z^0(P_0, \omega) - j_z^+(P_0, \omega) - \\
 & - \frac{1}{2\pi} \int_S j_z^+(P, \omega) \Delta y \sin \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS + \frac{1}{2\pi} \int_S j_y^+(P, \omega) \Delta z \sin \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS.
 \end{aligned} \tag{12}$$

В теории краевых задач для уравнений в частных производных известно, что в областях, границы которых имеют ребра, кромки или угловые точки, для однозначной разрешимости необходимо сформулировать условия, определяющие поведение решения в окрестности особой точки границы. Условия, описывающие поведение волнового поля в окрестности ребер и кромок называются условиями на ребре или условиями Майкснера [3].

Поэтому при решении системы (12) относительно неизвестных проекций плотностей поверхностного тока для рассматриваемой конструкции необходимо учесть дополнительные условия на ребрах. Они заключаются в том, что вблизи ребра компоненты поля, лежащие в плоскости, перпендикулярной ребру, имеют особенность вида  $\rho^{-1/2}$ , а остальные компоненты поля на ребре обращаются в нуль, т.е. имеют особенность вида  $\rho^{-1/2}$  ( $\rho$  – расстояние до ребра). Физический принцип, лежащий в основе условий на ребре, заключается в требовании отсутствия на нем внешних излучающих источников. В силу граничных условий  $\vec{n} \times \vec{H} = \vec{J}$  условия Майкснера для поверхностной плотности тока будут следующими: особенность вида  $\rho^{-1/2}$  будут иметь компоненты тока, параллельные ребру.

Тогда, исходя из вышесказанного, решение системы (12) для поверхностной плотности тока на теневой стороне будем искать в виде:

$$\begin{aligned}
 j_x^- &= \left( \frac{\rho_2 \rho_3}{\rho_1} \right)^{1/2} \sum_{n=1}^N \dot{A}_n \Psi_n; \\
 j_y^- &= (\rho_1 \rho_2 \rho_3)^{1/2} \sum_{n=1}^N \dot{B}_n \Psi_n; \\
 j_z^- &= \left( \frac{\rho_1}{\rho_2 \rho_3} \right)^{1/2} \sum_{n=1}^N \dot{C}_n \Psi_n,
 \end{aligned} \tag{13}$$

где  $\rho_1, \rho_2, \rho_3$  – расстояние до ребер (KL), (KM) и (TL) соответственно;  $\dot{A}_n, \dot{B}_n, \dot{C}_n$  – неизвестные комплексные коэффициенты;  $\Psi_n$  – известная система функций; N – количество участков поверхности.

Для определения  $\rho_1, \rho_2, \rho_3$  рассмотрим рис. 3.

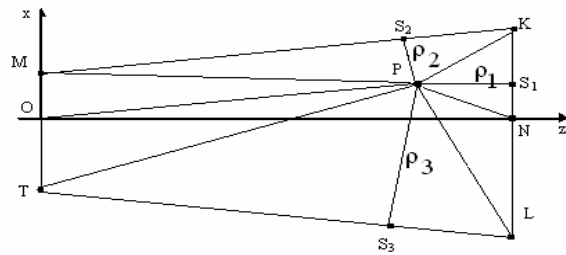


Рис. 3. К определению расстояний до ребер  $\rho_1, \rho_2, \rho_3$

Обозначим координаты точек как  $O(x_0, y_0, z_0)$ ,  $M(x_M, y_M, z_M)$ ,  $K(x_K, y_K, z_K)$ ,  $N(x_N, y_N, z_N)$ ,  $L(x_L, y_L, z_L)$ ,  $P(x_P, y_P, z_P)$ .

Обозначим

$$\begin{aligned}
 b &= |MK| = |LT| = \\
 &= \sqrt{(x_M - x_K)^2 + (y_M - y_K)^2 + (z_M - z_K)^2}.
 \end{aligned}$$

$$\text{Тогда } \rho_1 = |PS_1| = \int_{z_P}^{z_{S1}} \sqrt{1 + \left( \frac{dy}{dz} \right)^2} dz,$$

$$\rho_2 = |PS_2| = \frac{b^2 + [(x_P - x_K)^2 + (y_P - y_K)^2 + (z_P - z_K)^2]}{2b} - \frac{[(x_P - x_M)^2 + (y_P - y_M)^2 + (z_P - z_M)^2]}{2b},$$

$$\rho_3 = |PS_3| = \frac{b^2 + [(x_P - x_L)^2 + (y_P - y_L)^2 + (z_P - z_L)^2]}{2b} - \frac{[(x_P - x_T)^2 + (y_P - y_T)^2 + (z_P - z_T)^2]}{2b}.$$

Для проведения численных расчетов воспользуемся коллокационным методом, при реализации которого большое значение для точности результатов имеет выбор системы базисных функций  $\Psi_n$ . Достаточно часто в качестве такой системы выбирают систему характеристических функций Хаара [5]:

$$\Psi_n(P) = \begin{cases} 1, & \text{при } P \in S_n; \\ 0, & \text{при } P \notin S_n, \end{cases} \tag{14}$$

$S_n$  – n-я ячейка поверхности.

Система функций  $\Psi_n(P)$  ( $n=1,2,\dots,N$ ), опеределяемая формулой (14), линейно независима, а система (13) для значений плотности поверхностного тока на теневой стороне принимает следующий вид:

$$\begin{cases} \sum_{n=1}^N \dot{A}_n \dot{D}_{mn} = \dot{f}_{1m}; \\ \sum_{n=1}^N \dot{B}_n \dot{G}_{mn} = \dot{f}_{2m}; \\ \sum_{n=1}^N \dot{C}_n \dot{F}_{mn} = \dot{f}_{3m}, \end{cases} \quad (15)$$

$$\dot{D}_{mn} = \left( \frac{\rho_1}{\rho_2 \rho_3} \Big|_{P_0} \right)^{1/2} \xi_{mn} + \int_{S_n} \dot{\Phi}^*(P_m, P_0, \omega) dS,$$

где  $\xi_{mn} = \begin{cases} 1, & m = n; \\ 0, & m \neq n; \end{cases}$

$$\dot{\Phi}^*(P_m, P_0, \omega) =$$

$$= \left[ \begin{aligned} & \left( \frac{\rho_1 \rho_2 \rho_3}{\rho_1} \Big|_{P_m} \right)^{1/2} \Delta y \cdot (\sin \alpha_{P_0} - \cos \alpha_{P_0}) - \\ & - \frac{\dot{B}_n}{\dot{A}_n} \cdot \left( \frac{\rho_2 \rho_3}{\rho_1} \Big|_{P_m} \right)^{1/2} \Delta z \sin \alpha_{P_0} + \\ & + \frac{\dot{C}_n}{\dot{A}_n} \cdot \left( \frac{\rho_2 \rho_3}{\rho_1} \Big|_{P_m} \right)^{1/2} \Delta x \cos \alpha_{P_0} \end{aligned} \right] \times \dot{\Phi}(P_m, P_0, \omega),$$

$$\dot{f}_{1m} = 2j_x^0(P_0, \omega) - j_x^+(P_0, \omega) -$$

$$- \frac{1}{2\pi} \int_S j_x^+(P, \omega) (\Delta y \sin \alpha_{P_0} - \Delta z \cos \alpha_{P_0}) \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS +$$

$$+ \frac{1}{2\pi} \int_S j_y^+(P, \omega) \Delta x \sin \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS -$$

$$- \frac{1}{2\pi} \int_S j_z^+(P, \omega) \Delta x \cos \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS,$$

$$\dot{G}_{mn} = \left( \frac{\rho_2 \rho_3}{\rho_1} \Big|_{P_m} \right)^{1/2} \xi_{mn} + \int_{S_n} \dot{\Phi}^{**}(P_m, P_0, \omega) dS,$$

$$\dot{\Phi}^{**}(P_m, P_0, \omega) = \left( \frac{\rho_2 \rho_3}{\rho_1} \Big|_{P_m} \right)^{1/2} \left( \frac{\dot{C}_n}{\dot{B}_n} \Delta y - \Delta z \right) \times \\ \times \cos \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P_m, P_0, \omega),$$

$$\dot{f}_{2m} = 2j_y^0(P_0, \omega) - j_y^+(P_0, \omega) +$$

$$+ \frac{1}{2\pi} \int_S j_y^+(P, \omega) \Delta z \cos \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS -$$

$$- \frac{1}{2\pi} \int_S j_z^+(P, \omega) \Delta y \cos \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS,$$

$$\dot{F}_{mn} = \left( \frac{\rho_2 \rho_3}{\rho_1} \Big|_{P_m} \right)^{1/2} \xi_{mn} + \int_{S_n} \dot{\Phi}^{***}(P_m, P_0, \omega) dS,$$

$$\dot{\Phi}^{***}(P_m, P_0, \omega) = \left( \frac{\rho_2 \rho_3}{\rho_1} \Big|_{P_m} \right)^{1/2} \left( \Delta y - \frac{\dot{B}_n}{\dot{C}_n} \Delta z \right) \times \\ \times \sin \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P_m, P_0, \omega),$$

$$\dot{f}_{3m} = 2j_z^0(P_0, \omega) - j_z^+(P_0, \omega) - \\ - \frac{1}{2\pi} \int_S j_z^+(P, \omega) \Delta y \sin \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS + \\ + \frac{1}{2\pi} \int_S j_y^+(P, \omega) \Delta z \sin \alpha_{P_0} \dot{\Phi}(P, P_0, \omega) dS,$$

$$m = 1, 2, \dots, M = N.$$

При совпадении точек интегрирования ядро имеет особенность, которая, как это обычно делается, вырезается на некотором малом по (сравнению с шагом) интервале, величина которого выбирается на основе численных экспериментов. Так, проведенные эксперименты [5] показали, что оптимальная величина интервала вырезания особенности составляет  $10^{-6} - 10^{-8} \lambda$ . В настоящей работе для вырезания особенности выбиралась окружность с радиусом  $\varepsilon = 10^{-6} \lambda$  [5]. Наличие особенности позволяет сформировать систему линейных алгебраических уравнений с преобладающей главной диагональю.

Отметим, что система уравнений, аналогичная (13), может быть записана и для плотности поверхностного тока на освещенной стороне.

Для оценки практической применимости метода, описанного выше, был проведен ряд расчетов. Использование в расчетах уточнения приближения физоптики для плотности поверхностного тока вблизи кромок позволяет более точно рассчитать токи на освещенной и теневой сторонах всей поверхности ТЕМ-рупора, и соответственно, величину дальнего бокового и заднего излучения. Для вычисления временной зависимости использованы процедуры быстрого преобразования Фурье. В расчет бралось  $2^7$  гармоник. На рис. 4 – 9 представлены графики рассчитанных составляющих модулей  $J_x$ ,  $J_y$  и  $J_z$  для плотности поверхностного тока на различных итерациях в продольном сечении ТЕМ-рупора для средней частоты спектра  $f = 1,25$  ГГц. На всех графиках цифры (1÷5) обозначают номер итерации.

Составляющая  $J_x$  в продольном направлении параллельна ребру и имеет особенность вида  $\rho^{-1/2}$  (рис. 4), а в поперечном направлении  $J_x$  перпендикулярна ребру и вблизи кромки обращается в нуль (рис. 5).

Составляющая  $J_y$  плотности поверхностного тока ортогональна всем трем ребрам и вблизи каждой из них обращается в нуль.

Составляющая  $J_z$  имеет особенность на поперечных ребрах и обращается в нуль в продольном направлении. Отметим, что аналогичное поведение

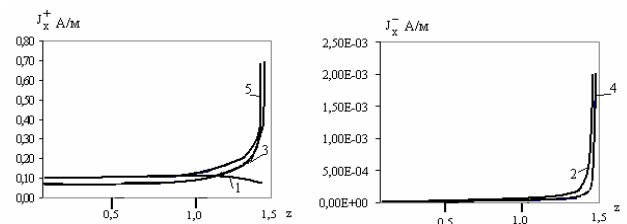


Рис. 4. Плотность составляющей  $J_x$  поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в продольном направлении

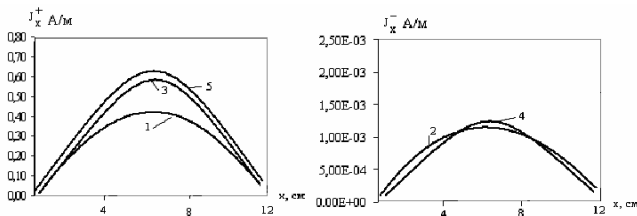


Рис. 5. Плотность составляющей  $J_x$  поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в поперечном направлении

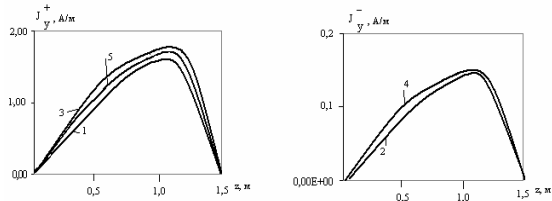


Рис. 6. Плотность составляющей  $J_y$  поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в продольном направлении

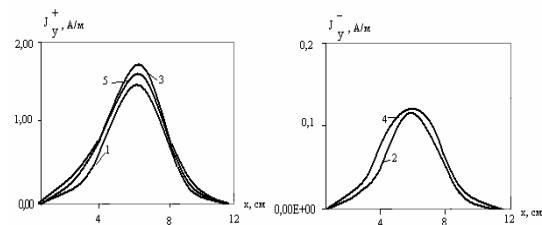


Рис. 7. Плотность составляющей  $J_y$  поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в поперечном направлении

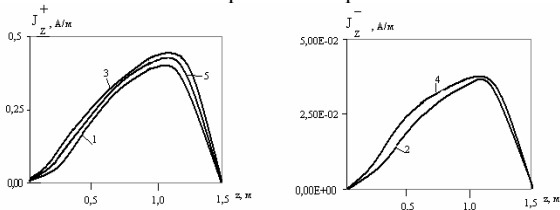


Рис. 8. Плотность составляющей  $J_z$  поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в продольном направлении

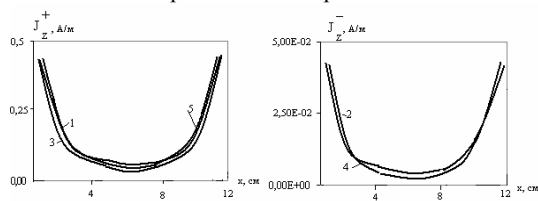


Рис. 9. Плотность составляющей  $J_z$  поверхностного тока на освещенной и теневой сторонах ТЕМ-рупора в поперечном направлении

имеют составляющие плотности поверхности тока и для других гармоник, присутствующих в спектре СШП сигнала. Отличие наблюдается лишь в амплитудах. Этот факт можно объяснить электрическими размерами ТЕМ-рупора в продольном и поперечном направлениях. В продольном направлении длина излучателя составляет 1,5 м, в поперечном – 7,5÷15 см, длины волн спектральных составляющих составляют 0,6÷0,15 м. По этой причине при определении плотности поверхностного тока интегрирование проводилось по всей поверхности ТЕМ-рупора.

На рис. 10, 11 представлены расчетные пиковые ДН в плоскостях Е - и Н - соответственно в дальней зоне. Ширина пиковой ДН по уровню 0,7 в плоскости Е составляет порядка 20°, а в плоскости Н – 110°.

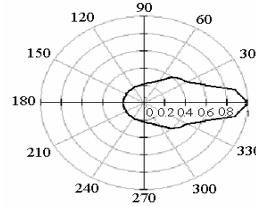


Рис. 10. Пиковая ДН в Е-плоскости

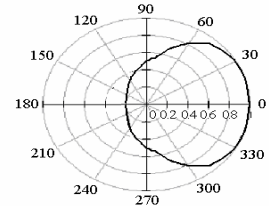


Рис. 11. Пиковая ДН в Н-плоскости

Расчеты показали (рис. 12), что присутствует незначительное (-24 дБ) заднее излучение, обусловленное токами  $J_{\bar{S}}$ , затекающими на внешние стороны пластин.

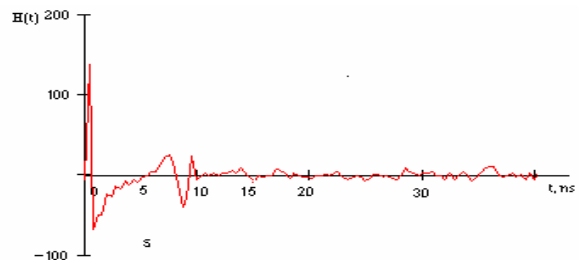


Рис. 12. Расчетная форма СШП сигнала в направлении  $\Theta = 0^\circ$

### Выводы

Расчеты показали, что при увеличении числа итераций точность практически не изменяется. Это позволяет сделать вывод о том, что для нахождения значения составляющей плотности поверхностного тока  $J_y, J_x, J_z$  достаточно выполнить пять итераций. При этом погрешность расчетов не превышает 10%.

Отличие пространственных распределений полей в обеих плоскостях связано с различием электрических размеров антенны в этих плоскостях. Продольный размер антенны превышает пространственную длительность импульса, что обеспечивает излучение энергии преимущественно в продольном направлении ТЕМ-рупора, тем самым сужая пиковую ДН. Характерным моментом является тот факт, что боковое излучение СШП антенны представляет собой практически равномерный фон без явно выраженных боковых лепестков.

### Список литературы

1. Казарин А.Н. Методы расчета и измерения характеристик и параметров антенн / А.Н. Казарин, И.Т. Кравченко, А.С. Ключников. – Минск: БГУ, 1971. – 142 с.
2. Мицмакер М.Ю. Безэховые камеры СВЧ / М.Ю. Мицмакер, В.А. Торгованов. – М.: Радио и связь, 1982. – 128 с.
3. Хенл Х. Теория дифракции: Пер. с нем. / Х. Хенл, А. Мауэ, К. Вестфаль. – М.: Мир, 1961. – 428 с.
4. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Миттры. – М.: Мир, 1977. – 485 с.

5. Дмитриев В.И. Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики: Учеб. пос. / В.М. Дмитриев, Е.В. Захаров. – М.: МГУ, 1987. – 167 с.

Поступила в редколлегию 27.02.2009

6. Виноградова М.Б. Теория волн / М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. – М.: Наука, 1990. – 432 с.

Рецензент: д-р техн. наук, проф. И.И. Обод, Национальный технический университет "ХПИ", Харьков.

**МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ ПРОСТОРОВО-ЧАСОВИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПРОМІНЮВАЧА  
КОРОТКОІМПУЛЬСНОЇ ДЗЕРКАЛЬНОЇ АНТЕНИ**

М.Г. Іванець, Г.В. Іванець, Д.М. Литовченко, С.М. Власік

*Представлений метод визначення просторово-часових характеристик опромінювача надширокопasmової дзеркальної антени у вигляді системи з двох ортогонально розташованих ТЕМ-рупорів. Метод заснований на визначенні щільності поверхневого струму для незамкнених поверхонь за допомогою інтегральних уявлень з урахуванням умов поблизу кромки.*

**Ключові слова:** надширокопasmовий сигнал, ТЕМ-рупор, інтегральні уявлення.

**METHOD DETERMINATION OF SPATIO-TEMPORAL DESCRIPTIONS IRRADIATOR  
SHORT IMPULSE REFLECTOR ANTENNA**

M.G. Ivanetc, G.V. Ivanetc, D.M. Litovchenko, S.M. Vlasik

*The method determination of spatio-temporal descriptions irradiator of ultrawideband reflector antenna is presented as a system from two orthogonal located TEM-horn. A method is based on determination closeness superficial current for thumbs-under surfaces by integral presentations taking into account terms in the vicinity of edges.*

**Keywords:** ultrawideband signal, TEM-horn, integral presentations.