

## КОМБИНИРОВАННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ИМПУЛЬСНЫХ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ

к.т.н Г.В. Ермаков, Г.С. Антонов, В.Ф. Шеянов  
(представил д.т.н., проф. А.В. Полярус)

Разработана методика расчета крупноапертурных антенн комбинированным методом во временной области. Проведен расчет пиковой диаграммы направленности импульсной зеркальной антенны.

Интерес, проявляемый в последнее время к антеннам, работающим на излучение (прием) видеоимпульсных сигналов, объясняется возрастающими требованиями к задачам, решаемым современной радиолокацией [1,2]. Для надежного решения задач идентификации и распознавания необходимо соответствующее пространственное разрешение, которое может быть достигнуто только при использовании антенн с большой апертурой. Одним из перспективных направлений при построении видеоимпульсных РЛС является создание зеркальных антенн с облучателями в виде антенн сверхширокополосных (СШП) сигналов.

В настоящее время имеются работы, посвященные экспериментальному исследованию крупногабаритных короткоимпульсных зеркальных антенн [1,3]. Однако, несмотря на большое количество публикаций по радиосистемам с видеоимпульсными сигналами, существует очень мало работ, касающихся расчета характеристик крупноапертурных антенн.

При больших геометрических размерах антенны применение для решения системы линейных уравнений становится невозможным из-за их большого порядка и возникающих при этом ограничений ресурсов ЭВМ. Этих трудностей лишены методы решения во временной области.

В данной работе предлагается электродинамический расчет короткоимпульсной зеркальной антенны, основанный на комбинации уравнения нестационарного электрического поля в дальней зоне и метода конечных разностей во временной области (FDTD).

Поле  $\vec{E}(\vec{r}, t)$ , излученное антенной, в дальней зоне может быть найдено в виде [4] :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi r c} \oint_S \left[ \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \vec{J}_S(\vec{r}', \tau) - \frac{\partial}{\partial \tau} \left[ \vec{n}, \vec{E}(\vec{r}', \tau) \right] - \frac{\partial}{\partial \tau} \left[ \vec{n}, \vec{E}(\vec{r}', \tau) \right] \right] \cdot \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^2} dS, (1)$$

где  $\vec{J}_S$  – поверхностная плотность тока;  $\vec{n}$  – внешняя нормаль к поверх-

ности антенны;  $\tau = t - |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c$  – время запаздывания;  $c$  – скорость света;  $\vec{\mathbf{r}}$  – вектор, характеризующий положение точки наблюдения;  $\vec{\mathbf{r}}'$  – вектор, характеризующий положение источника.

Следует отметить, что действие тока в точке  $\mathbf{r}'$  на ток в точке наблюдения  $\mathbf{r}$  запаздывает на время  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/c$ . Этот эффект особенно важен, поскольку он позволяет решить, например, уравнение для тока без обращения матрицы, что было бы необходимо при численном решении интегрального уравнения в частотном представлении. Поверхностный ток и напряженность поля  $\vec{\mathbf{J}}_S, \vec{\mathbf{E}}$  могут быть определены при помощи «пошаговой» процедуры во времени, поскольку они в момент времени  $t$  выражаются через известные токи и поля в других областях рассеивателя в предыдущие моменты времени, которые были уже вычислены.

Для определения неизвестных  $\vec{\mathbf{J}}_S(\mathbf{r}', \tau)$  и  $\vec{\mathbf{E}}(\mathbf{r}', \tau)$  при известной конструкции излучателя рационально воспользоваться FDTD – методом, позволяющим рассчитывать рассеянное поле непосредственно исходя из уравнений Максвелла. Классический алгоритм *Yee* представляет собой центрально - разностную аппроксимацию роторных уравнений [5]:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial B_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}; & -\frac{\partial B_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}; & -\frac{\partial B_z}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}, \\ \frac{\partial D_x}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} + \mathbf{J}_x; & \frac{\partial D_y}{\partial t} &= \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} + \mathbf{J}_y; & \frac{\partial D_z}{\partial t} &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} + \mathbf{J}_z. \end{aligned} \quad (2)$$

Выберем пространственную сетку в виде  $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}) = (\mathbf{i}\Delta x, \mathbf{j}\Delta y, \mathbf{k}\Delta z)$ . Тогда для любой функции времени и координат будет выполняться равенство

$$\mathbf{F}(\mathbf{i}\Delta x, \mathbf{j}\Delta y, \mathbf{k}\Delta z) = \mathbf{F}^n(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}),$$

где  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  – пространственный отсчет;  $\mathbf{n}$  – временной отсчет. Используя эту сетку и положив  $\tau = ct = (\sqrt{1/\mu\epsilon})t$  и  $\mathbf{Z} = \sqrt{\mu/\epsilon} = 120\pi$ , можно найти проекции  $\mathbf{J}_x, \mathbf{J}_y, \mathbf{J}_z$  в каждый момент времени для каждой ячейки. Например, для составляющей  $\mathbf{J}_x$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_x^{n+1}\left(\mathbf{i} + \frac{1}{2}, \mathbf{j}, \mathbf{k}\right) &= \mathbf{J}_x^n\left(\mathbf{i} + \frac{1}{2}, \mathbf{j}, \mathbf{k}\right) + \mathbf{E}_x^{n+\frac{1}{2}}\left(\mathbf{i} + \frac{1}{2}, \mathbf{j}, \mathbf{k}\right) - \mathbf{E}_x^{n-\frac{1}{2}}\left(\mathbf{i} + \frac{1}{2}, \mathbf{j}, \mathbf{k}\right) - \\ &- \mathbf{Z}\Delta\tau \left[ \left( \mathbf{H}_z^n\left(\mathbf{i} + \frac{1}{2}, \mathbf{j} + \frac{1}{2}, \mathbf{k}\right) - \mathbf{H}_z^n\left(\mathbf{i} + \frac{1}{2}, \mathbf{j} - \frac{1}{2}, \mathbf{k}\right) \right) / \Delta y \right] + \\ &+ \mathbf{Z}\Delta\tau \left[ \left( \mathbf{H}_y^n\left(\mathbf{i} + \frac{1}{2}, \mathbf{j}, \mathbf{k} + \frac{1}{2}\right) - \mathbf{H}_y^n\left(\mathbf{i} + \frac{1}{2}, \mathbf{j}, \mathbf{k} - \frac{1}{2}\right) \right) / \Delta z \right]. \end{aligned}$$

Граничные условия для абсолютно проводящей поверхности известны и определяются как  $(\vec{n}, \vec{H}) = 0$ ;  $[\vec{n}, \vec{E}] = 0$ , т.е. нормальная компонента магнитного поля и тангенциальная компонента электрического поля на этой поверхности равны нулю. Пространство, занимаемое антенной, может быть аппроксимировано набором «кубиков» со сторонами, параллельными осям координат. На плоскости поверхности, перпендикулярной оси  $x$ , будут определены  $E_y$  и  $E_z$  и т.д. (рис. 1).

При выборе пространственных узлов на аппроксимирующей поверхности принимается во внимание тот факт, что они должны быть расположены достаточно близко друг от друга, чтобы различать пространственные неоднородности падающего импульса при его прохождении вдоль излучающей структуры. Это требование тесно связано с высокочастотными ограничениями, поскольку чем быстрее падающий импульс изменяется во времени (или, что эквивалентно, в функции координат), тем относительно большая часть его энергии заключена в высокочастотной области.

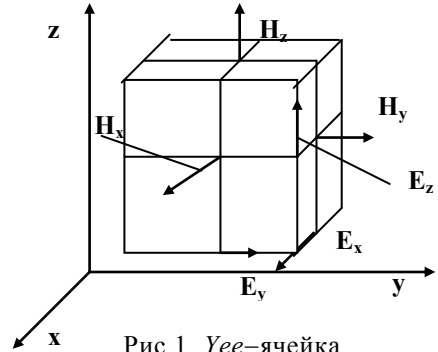


Рис.1. Yee-ячейка

Выбор временных узлов не может проводиться независимо от выбора узлов на аппроксимирующей поверхности. Помимо связи между ними, возникающей из-за общего требования, чтобы временные узлы позволяли соответствующим образом разрешать падающее поле во времени, а узлы на поверхности обеспечивали разрешение пространственной зависимости, имеется корреляция вследствие эквивалентности пространства и времени в эффектах запаздывания. Поскольку желательно использовать то обстоятельство, что токи в узлах на поверхности рассеивателя полностью определяются известными токами и полями в предыдущие моменты времени, необходимо, чтобы интервалы между временными узлами  $\Delta t$  и расстояния между этими узлами на поверхности  $\Delta R$  были связаны соотношением [4,5]:

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta z)^2} > c\Delta t = \sqrt{\frac{1}{\epsilon\mu}} \Delta t. \quad (3)$$

Для простоты расчетов было выбрано  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ .

Таким образом, определив при помощи FDTD - метода  $\vec{J}(\mathbf{r}', \tau)$  и  $\vec{E}(\mathbf{r}', \tau)$  для каждой ячейки поверхности, можно рассчитать поле, излучаемое зеркальной антенной в соответствии с (1).

На рис. 2 представлена пиковая диаграмма направленности зер-

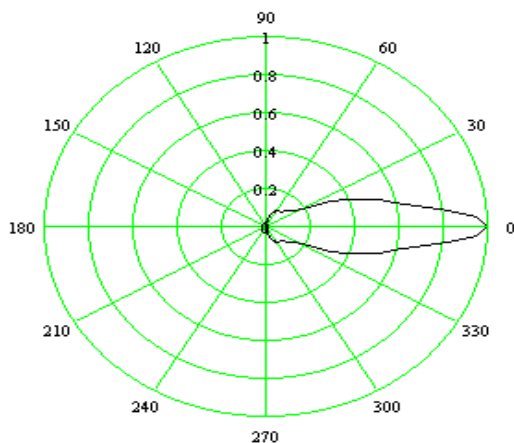


Рис.2. Диаграмма направленности  
зеркальной антенны

излучении сверхширокополосных сигналов является отсутствие боковых лепестков.

кальной антенны диаметром 3 м и фокусным расстоянием 3 м, рассчитанная в соответствии с предложенной выше методикой.

При расчетах принималось, что облучатель зеркальной антенны возбуждается импульсом тока в виде гауссоиды, ширина которой по уровню 0,5 составляет 1 нс. Спектр излучаемого сигнала:

100 МГц – 1,2 ГГц.

Ширина диаграммы направленности составляет  $30^\circ$ . Характерным при

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. Е. Baum, E.G. Farr, D.V. Giri. The Review Of Radio Science 1996–1999. – Oxford University Press, 1999. – P. 403 - 439.
2. A. Borysenko, E. Borysenko, V. Ivaschuk, V. Prohorenko. Transmitter / Receiver Pulse - Driven Antenna Array With Near - Field Beam - Forming For UWB Subsurface Imaging Radar // Proc. Of 2000 Antenna Applications Symposium. – IL. – 2000. – P. 55 - 82.
3. Buchenauer C.J., Tyo J.S., Schoenberg S.H. Aperture Efficiencies of Impulse Radiating Antennas // Proc. Of the 4th Ultra - Wideband Short - Pulse Electromagnetics Conference. – Tel Aviv, Israel. –1998. – P.94 -108.
4. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Митры. – М.: Мир, 1977. – 485 с.
5. Yee K.S. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations In Isotropic Media // IEEE Tr. on AP. –1966. – Vol. AP -14, №3. – P.302 - 308.

*Поступила в редколлегию 28.02.2001*