

## ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ВЗАИМНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ КРЕСТООБРАЗНЫХ ВИБРАТОРОВ НА ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ПОМЕХА+ШУМ В ААР

Звездина Ю.А., Лабунько О.С.

Ростовская академия сервиса (филиал) ГОУ ВПО «Южно-Российский государственный университет экономики и сервиса», [zvezdina\\_m@mail.ru](mailto:zvezdina_m@mail.ru)  
ФГУП «Радиочастотный центр Южного федерального округа», [kan@rostel.ru](mailto:kan@rostel.ru)

*Аннотация. В докладе приводятся соотношения, позволяющие вычислять величину взаимных сопротивлений антенной решетки крестообразных излучателей. Особенностью предложенного метода является учет конечной толщины вибратора, а также выделение особенности функции Грина, позволяющие создавать эффективные вычислительные алгоритмы. Кроме того, приводятся результаты численных исследований влияния отказа учета электродинамических эффектов на величину ОСПШ адаптивной антенной решетки с исключением полезного сигнала на этапе формирования вектора весовых коэффициентов.*

Широкое применение спутниковой связи во многих областях человеческой деятельности определило необходимость проектирования антенн круговой поляризации для данных каналов связи. При этом одним из основных вопросов, подлежащих решению, является нахождение взаимных сопротивлений элементов, входящих в состав излучающего раскрыва [1]. Как показывают результаты исследований, приведенные, например, в [2], отказ от учета эффекта взаимного влияния излучателей может приводить к существенному показателю качества приема сигнала, например, к снижению отношения сигнал/помеха+шум. Особенно важным данный вопрос является для приемных антенн, работающих в особых условиях, когда необходимо обеспечивать непрерывность связи даже на этапе формирования вектора весовых коэффициентов [3].

Одной из возможных конструкций антенн спутниковых каналов радиосвязи является антенная решетка крестообразных электрических вибраторов. Известные методы нахождения взаимных сопротивлений для таких излучателей, описанные, например, в работах [1, 4-7], основываются на допущении о возможности замены поверхностного тока на вибраторе на ток расположенной на оси вибратора бесконечно тонкой нити продольного электрического тока [5]. Данное упрощение модели, хотя и позволяет в ряде случаев получать результаты с достаточной для практических целей точностью, при увеличении радиуса вибратора приводит к потере устойчивости решения. В докладе для устранения данной зависимости при вычислении взаимных сопротивлений предлагается использовать модель вибратора, когда поверхностный ток распределен не по оси вибратора, как в моделях Халлена и Поклингтона, а по поверхности вибратора.

Рассмотрим плоскую антенную решетку, содержащую  $N$  крестообразных излучателей, обеспечивающую прием  $L+1$  сигналов. Пусть центры пар излучателей, ориентированных вдоль ортогональных осей, расположены в одной точке. Тогда каждый из принимаемых сигналов в общем случае может быть записан как

$$S_l = \Lambda V_l, \quad (1)$$

где  $\Lambda$  - матрица размерности  $2N \times 2R$ ,  $R \geq N$ , элементы которой выражаются через взаимные сопротивления излучателей в составе АР и имеют размерность  $\text{Ом}^{-1}$ ;  $V_l$  - вектор-столбец размерности  $2R \times 1$ , его элементы учитывают проекцию напряженности вектора электрического поля на ортогонально расположенные излучатели и зависят от геометрии антенной решетки и направления прихода  $l$ -го сигнала. Найдем выражения для элементов матрицы  $\Lambda$ .

Пусть материал, из которого выполнены вибраторы, является идеально проводящим, радиус вибраторов  $a \ll \lambda$  и  $a \ll \ell$ . Вибраторы являются идентичными. С учетом граничных

условий тангенциальная компонента вектора напряженности электрического поля на поверхности вибратора равна нулю всюду, кроме зазора между плечами вибратора, где она определяется напряженностью поля подключенной стороной ЭДС. Сделанные предположения позволяют сформулировать следующие интегральные уравнения:

$$\sum_{m=1}^N \int_{-\ell+x_m}^{\ell+x_m} \int_0^{2\pi} j_m^x(x') G_{xx} ad\tau dx' + \sum_{m=N+1}^{2N} \int_{-\ell+y_m}^{\ell+y_m} \int_0^{2\pi} j_m^y(y') G_{xy} ad\tau dy' + (E_l^\theta \cos \theta_l \cos \varphi_l - E_l^\varphi \sin \varphi_l) \times$$

$$\times \exp(ikx \sin \theta_l \cos \varphi_l) = \begin{cases} 0, & \text{если } \{x \in [-\ell + x_n, -\Delta/2 + x_n] \cup [\Delta/2 + x_n, \ell + x_n]\} \cap \\ & \cap \left\{ \sqrt{(y-y_m)^2 + (z-z_m)^2} = a \right\}, \\ E_{0nl}^x, & \text{если } \{x \in (-\Delta/2 + x_n, \Delta/2 + x_n)\} \cap \\ & \cap \left\{ \sqrt{(y-y_m)^2 + (z-z_m)^2} = a \right\}, \end{cases} \quad (2)$$

$$\sum_{m=1}^N \int_{-\ell+x_m}^{\ell+x_m} \int_0^{2\pi} j_m^x(x') G_{yx} ad\tau dx' + \sum_{m=N+1}^{2N} \int_{-\ell+y_m}^{\ell+y_m} \int_0^{2\pi} j_m^y(y') G_{yy} ad\tau dy' + (E_l^\theta \cos \theta_l \sin \varphi_l + E_l^\varphi \cos \varphi_l) \times$$

$$\times \exp(iky \sin \theta_l \sin \varphi_l) = \begin{cases} 0, & \text{если } \{y \in [-\ell + y_n, -\Delta/2 + y_n] \cup [\Delta/2 + y_n, \ell + y_n]\} \cap \\ & \cap \left\{ \sqrt{(x-x_m)^2 + (z-z_m)^2} = a \right\}, \\ E_{0nl}^y, & \text{если } \{y \in (-\Delta/2 + y_n, \Delta/2 + y_n)\} \cap \\ & \cap \left\{ \sqrt{(x-x_m)^2 + (z-z_m)^2} = a \right\}, \end{cases} \quad (3)$$

Здесь  $a$  - радиус вибратора;  $j_m^z(x', y', z')$  - плотность поверхностного электрического тока на поверхности  $\chi$ -плеча ( $\chi = x, y$ ) вибратора, которая при отказе от учета зависимости распределения тока в азимутальном направлении вычисляется по формулам

$$j_m^x(x', y', z') = j_m^x(x') \delta\left(\sqrt{(y'-y_m)^2 + (z'-z_m)^2} - a\right), \quad j_m^y(x', y', z') = j_m^y(y') \delta\left(\sqrt{(x'-x_m)^2 + (z'-z_m)^2} - a\right),$$

$$G_{\chi\chi} = \frac{W_0}{k} \left( k^2 + \frac{\partial^2}{\partial \chi^2} \right) G, \quad G_{\chi\varsigma} = \frac{W_0}{k} \frac{\partial^2}{\partial \chi \partial \varsigma} G; \quad \chi = \{x, y\}, \quad \varsigma = \{y, x\},$$

$k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $W_0 = 120\pi$  Ом – волновое сопротивление свободного пространства,  $G$  - функция Грина свободного пространства;  $\Delta$  – ширина зазора между плечами вибраторов;  $E_l^\theta, E_l^\varphi$  -  $\theta$ - и  $\varphi$ - компоненты вектора напряженности электрического поля;  $\tau$  - центральный угол, определяющий положение точки наблюдения на поверхности вибратора и отсчитываемый от плоскости  $xOy$ .

Для нахождения распределения плотности тока вдоль вибраторов  $j^x(x')$  и  $j^y(y')$  используем полную ортогональную систему базисных функций с неизвестными коэффициентами разложения в виде

$$j_m^z(\chi) = \sum_{p=1}^P (A_m^{pz} j_{pm}^c(\chi) + B_m^{pz} j_{pm}^s(\chi)), \quad (4)$$

где  $A_m^{pz}, B_m^{pz}$  – неизвестные коэффициенты разложения;  $\chi = x$  для  $m = 1, \dots, N$ ,  $\chi = y$  для  $m = N+1, \dots, 2N$ ;  $j_{pm}^c(\chi') = \cos[\pi(p-0,5)(\chi' - \chi_n)/l]$ ;  $j_{pm}^s(\chi') = \sin[\pi p(\chi' - \chi_n)/l]$ ,  $P$  - число учитываемых гармоник тока.

Воспользовавшись методом Бубнова-Галеркина [1] и выбрав в качестве весовых те же функции, что и для представления плотности тока в вибраторах, получим систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных комплексных амплитуд плотности токов в вибраторах. Матричная форма системы уравнений имеет вид

$$\begin{bmatrix} A_n^x \\ B_n^x \\ A_n^y \\ B_n^y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx}^{cc} \\ Z_{xx}^{sc} \\ Z_{yx}^{cc} \\ Z_{yx}^{sc} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_{xx}^{cs} \\ Z_{xx}^{ss} \\ Z_{yx}^{cs} \\ Z_{yx}^{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_{xy}^{cc} \\ Z_{xy}^{sc} \\ Z_{yy}^{cc} \\ Z_{yy}^{sc} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_{xy}^{cs} \\ Z_{xy}^{ss} \\ Z_{yy}^{cs} \\ Z_{yy}^{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^{xc} \\ V^{xs} \\ V^{yc} \\ V^{ys} \end{bmatrix}. \quad (5)$$

В данном соотношении элементы вектора-столбца в левой части являются искомыми комплексными амплитудами гармоник плотности тока в излучателях антенны. Элементы вектора-столбца  $V$ , входящие в состав блоков  $[V^{xc}]$ ,  $[V^{xs}]$ ,  $[V^{yc}]$ ,  $[V^{ys}]$  размера  $N \cdot P \times 1$  и вычисляемые по формулам

$$\begin{aligned} V_{P(m-1)+p}^{xc} &= (E_l^\theta \cos \theta_l \cos \varphi_l - E_l^\varphi \sin \varphi_l) \int_{-l+x_m}^{\ell+x_m} j_{pm}^c(x) \exp(ikx \sin \theta_l \cos \varphi_l) dx, \\ V_{P(m-1)+p}^{xs} &= (E_l^\theta \cos \theta_l \cos \varphi_l - E_l^\varphi \sin \varphi_l) \int_{-l+x_m}^{\ell+x_m} j_{pm}^s(x) \exp(ikx \sin \theta_l \cos \varphi_l) dx, \\ V_{P(m-1)+p}^{yc} &= (E_l^\theta \cos \theta_l \sin \varphi_l + E_l^\varphi \cos \varphi_l) \int_{-l+y_m}^{\ell+y_m} j_{pm}^c(y) \exp(iky \sin \theta_l \sin \varphi_l) dy, \\ V_{P(m-1)+p}^{ys} &= (E_l^\theta \cos \theta_l \sin \varphi_l + E_l^\varphi \cos \varphi_l) \int_{-l+y_m}^{\ell+y_m} j_{pm}^s(y) \exp(iky \sin \theta_l \sin \varphi_l) dy, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $m$  – номер линейного вибратора,  $p$  – номер гармоники представления тока в излучателе, определяют значения обобщенной сторонней ЭДС соответствующих гармоник в излучателях.

Коэффициенты матрицы  $Z$  (размерности  $(4P \cdot N) \times (4P \cdot N)$ ) представляют собой величины взаимных сопротивлений на гармониках плотности тока в различных излучающих элементах антенны и могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} [Z_{\chi\chi}^{cc}]_{mp}^{nq} &= \frac{a^2}{8\pi i} kW_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\ell+\chi_n}^{\ell+\chi_n} \int_{-\ell+\chi_m}^{\ell+\chi_m} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} j_{pm}^c(\chi') j_{qn}^c(\chi) H_0^{(2)} \left( \beta \sqrt{(\chi - \chi')^2 + a^2 (\cos \tau - \cos \tau')^2} \right) \times \\ &\times \exp(-ih|z_n + a \sin \tau - z_m - a \sin \tau'|) d\chi' d\chi d\tau d\tau' dh + \\ &+ \frac{a^2}{8\pi i} k^{-1} W_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\ell+\chi_n}^{\ell+\chi_n} \int_{-\ell+\chi_m}^{\ell+\chi_m} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial \chi'} j_{pm}^c(\chi') \frac{\partial}{\partial \chi} j_{qn}^c(\chi) H_0^{(2)} \left( \beta \sqrt{(\chi - \chi')^2 + a^2 (\cos \tau - \cos \tau')^2} \right) \times \\ &\times \exp(-ih|z_n + a \sin \tau - z_m - a \sin \tau'|) d\chi' d\chi d\tau d\tau' dh + Z_{ppm}, \\ [Z_{\chi\chi}^{ss}]_{mp}^{nq} &= \frac{a^2}{8\pi i} kW_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\ell+\chi_n}^{\ell+\chi_n} \int_{-\ell+\chi_m}^{\ell+\chi_m} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} j_{pm}^s(\chi') j_{qn}^s(\chi) H_0^{(2)} \left( \beta \sqrt{(\chi - \chi')^2 + a^2 (\cos \tau - \cos \tau')^2} \right) \times \\ &\times \exp(-ih|z_n + a \sin \tau - z_m - a \sin \tau'|) d\chi' d\chi d\tau d\tau' dh + \\ &+ \frac{a^2}{8\pi i} k^{-1} W_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\ell+\chi_n}^{\ell+\chi_n} \int_{-\ell+\chi_m}^{\ell+\chi_m} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial \chi'} j_{pm}^s(\chi') \frac{\partial}{\partial \chi} j_{qn}^s(\chi) H_0^{(2)} \left( \beta \sqrt{(\chi - \chi')^2 + a^2 (\cos \tau - \cos \tau')^2} \right) \times \\ &\times \exp(-ih|z_n + a \sin \tau - z_m - a \sin \tau'|) d\chi' d\chi d\tau d\tau' dh, \\ [Z_{\chi\chi}^{cs}]_{mp}^{nq} &= [Z_{\chi\chi}^{sc}]_{mp}^{nq} = \frac{a^2}{8\pi i} kW_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\ell+\chi_n}^{\ell+\chi_n} \int_{-\ell+\chi_m}^{\ell+\chi_m} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} j_{pm}^c(\chi') j_{qn}^s(\chi) H_0^{(2)} \left( \beta \sqrt{(\chi - \chi')^2 + a^2 (\cos \tau - \cos \tau')^2} \right) \times \\ &\times \exp(-ih|z_n + a \sin \tau - z_m - a \sin \tau'|) d\chi' d\chi d\tau d\tau' dh + \\ &+ \frac{a^2}{8\pi i} k^{-1} W_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\ell+\chi_n}^{\ell+\chi_n} \int_{-\ell+\chi_m}^{\ell+\chi_m} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial \chi'} j_{pm}^c(\chi') \frac{\partial}{\partial \chi} j_{qn}^s(\chi) H_0^{(2)} \left( \beta \sqrt{(\chi - \chi')^2 + a^2 (\cos \tau - \cos \tau')^2} \right) \times \\ &\times \exp(-ih|z_n + a \sin \tau - z_m - a \sin \tau'|) d\chi' d\chi d\tau d\tau' dh, \end{aligned} \quad \text{для } \chi = \{x, y\}$$

$$\begin{aligned}
 \left[ Z_{\chi\zeta}^{cc} \right]_{mp}^{nq} &= \frac{a^2}{8\pi i} k^{-1} W_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\ell+\chi_n}^{\ell+\chi_n} \int_{-\ell+\zeta_m}^{\ell+\zeta_m} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial \chi'} j_{pm}^c(\chi') \frac{\partial}{\partial \zeta} j_{qn}^c(\zeta) H_0^{(2)} \left( \beta \sqrt{(\chi - a \cos \tau)^2 + (\zeta - a \cos \tau')^2} \right) \times \\
 &\times \exp(-ih|z_n + a \sin \tau - z_m - a \sin \tau'|) d\chi' d\zeta d\tau d\tau', \\
 \left[ Z_{\chi\zeta}^{ss} \right]_{mp}^{nq} &= \frac{a^2}{8\pi i} k^{-1} W_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\ell+\chi_n}^{\ell+\chi_n} \int_{-\ell+\zeta_m}^{\ell+\zeta_m} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial \chi'} j_{pm}^s(\chi') \frac{\partial}{\partial \zeta} j_{qn}^s(\zeta) H_0^{(2)} \left( \beta \sqrt{(\chi - a \cos \tau)^2 + (\zeta - a \cos \tau')^2} \right) \times \\
 &\times \exp(-ih|z_n + a \sin \tau - z_m - a \sin \tau'|) d\chi' d\zeta d\tau d\tau', \\
 \left[ Z_{\chi\zeta}^{cs} \right]_{mp}^{nq} &= \left[ Z_{\chi\zeta}^{sc} \right]_{mp}^{nq} = \frac{a^2}{8\pi i} k^{-1} W_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\ell+\chi_n}^{\ell+\chi_n} \int_{-\ell+\zeta_m}^{\ell+\zeta_m} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial \chi'} j_{pm}^c(\chi') \frac{\partial}{\partial \zeta} j_{qn}^s(\zeta) \times \\
 &\times H_0^{(2)} \left( \beta \sqrt{(\chi - a \cos \tau)^2 + (\zeta - a \cos \tau')^2} \right) \exp(-ih|z_n + a \sin \tau - z_m - a \sin \tau'|) d\chi' d\zeta d\tau d\tau',
 \end{aligned}$$

$$\text{для } \chi = \{x, y\}, \zeta = \{y, x\} \quad (7)$$

Здесь  $Z_{npm}$  - входное сопротивление фидерного тракта, подключенного к излучателю, а функция Грина представлена в виде бесконечного спектра волн

$$G = (8\pi i)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(2)}(\beta|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|) \exp(-ih|z - z'|) dh, \quad (8)$$

где  $\vec{\rho}' = \{x', y'\}$ ,  $z'$ ,  $\tau'$  определяют координаты точки интегрирования,  $\vec{\rho} = \{x, y\}$ ,  $z$ ,  $\tau$  определяют координаты точки наблюдения;  $\beta = \sqrt{k^2 - h^2}$ .

Подобное представление функции Грина позволяет выделить логарифмическую особенность при интегрировании и заменить интеграл вида

$$G = \int_{-l}^l \int_{-l}^l \frac{\partial}{\partial x'} \cos\left(\frac{\pi(m-0,5)x'}{l}\right) \frac{\partial}{\partial x} \cos\left(\frac{\pi(n-0,5)x}{l}\right) H_0^{(2)}\left(\beta\sqrt{(x'-x)^2}\right) dx' dx$$

на сумму интегралов

$$\begin{aligned}
 G_{\text{смац}} &= \int_{-l}^l \int_{-l}^{x-\frac{\delta}{2}} \sin\left(\frac{\pi(m-0,5)x'}{l}\right) \sin\left(\frac{\pi(n-0,5)x}{l}\right) H_0^{(2)}\left(\beta\sqrt{(x'-x)^2}\right) dx dx' + \\
 &+ \int_{-l}^l \int_{x+\frac{\delta}{2}}^l \sin\left(\frac{\pi(m-0,5)x'}{l}\right) \sin\left(\frac{\pi(n-0,5)x}{l}\right) H_0^{(2)}\left(\beta\sqrt{(x'-x)^2}\right) dx dx', \\
 G_{\text{ос}} &= \int_{-l}^l \int_{x-\frac{\delta}{2}}^{x+\frac{\delta}{2}} \sin\left(\frac{\pi(m-0,5)x'}{l}\right) \sin\left(\frac{\pi(n-0,5)x}{l}\right) H_0^{(2)}\left(\beta\sqrt{(x'-x)^2}\right) dx dx',
 \end{aligned} \quad (9)$$

не содержащего и содержащего особенность соответственно. Здесь  $\delta$  - интервал вблизи особенности при  $x = x'$ , в пределах которого можно использовать асимптотическое представление функции Ганкеля для малых значений аргумента.

Интегралы, входящие в выражение (9), вычисляются численно с использованием метода квадратур. Аналогичные преобразования могут быть проведены и для интегралов, содержащих синусные гармоники  $j_{pm}^s$ . Исходя из найденного распределения плотности тока  $j_m^z(\chi')$ , можно найти распределение тока в вибраторе по формуле  $I_m^z(\chi) = 2\pi a j_m^z(\chi)$ . Кроме того, с учетом записи вектора сигналов  $S_l$  через распределение тока в вибраторе, а так же формулы (4), сигналы на выходе вибраторов могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{bmatrix} I_x \\ I_y \end{bmatrix} = \Xi \begin{bmatrix} A^x \\ B^x \\ A^y \\ B^y \end{bmatrix}^T, \quad (10)$$

где вектор-столбец комплексных амплитуд плотности токов имеет размерность  $4P \cdot N \times 1$ , суммирующая матрица  $\Xi$  имеет размерность  $2N \times 4P \cdot N$  и может быть представлена в виде

$$\Xi = \begin{bmatrix} [\Xi_A] & [0] \\ [0] & [\Xi_A] \end{bmatrix}, \quad \{\Xi_A\}_{ij} = \begin{cases} 1, & i = n, j = i(p+1) - 1, n = 1..N, p = 1..P, \\ 0, & \text{во всех остальных случаях} \end{cases}$$

Путем преобразований несложно получить запись для матрицы  $\Lambda$  из выражения (1):

$$\Lambda = \Xi Z^{-1} \quad (11)$$

Приведенные соотношения дают возможность нахождения величин взаимных сопротивлений ортогонально ориентированных электрических вибраторов в составе антенной решетки. В отличие от известных результатов, приведенных, например, в [1, 4], использование полного тригонометрического базиса позволяет с большей точностью описывать распределение тока в вибраторе. Кроме того, использование данного подхода дает возможность создавать эффективные вычислительные алгоритмы.

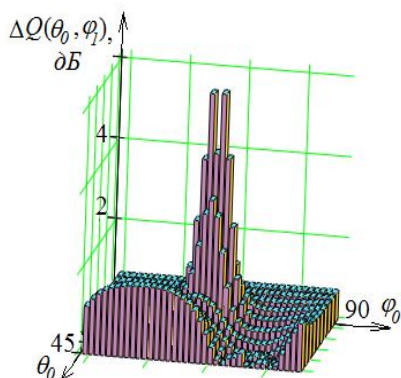


Рис. 1 – Потери ОСПШ, обусловленные отказом от учета эффектов взаимного влияния элементов

Оценим влияние взаимных сопротивлений электрических излучателей, входящих в состав антенной решетки, на величину отношения сигнал/(помеха+шум) адаптивной антенной решетки, дополненной для обеспечения непрерывности радиосвязи в условиях мощных помех блоком исключения полезного сигнала из устройства формирования ковариационной матрицы помех [3].

На рис. 1 приведены результаты исследований влияния отказа от учета электродинамических эффектов, обусловленных взаимным влиянием излучателей в составе раскрыва антенны. Анализ полученных результатов показывает, что отказ от учета взаимного влияния элементов приводит к искажению вектора весовых коэффициентов, а, следовательно, и к потерям ОСПШ. Максимум потерь (до 7 дБ) наблюдается, когда направления прихода полезного сигнала круговой поляризации и помехового сигнала линейной поляризации совпадают.

Таким образом, предложенный метод нахождения взаимных сопротивлений антенной решетки крестообразных электрических вибраторов позволяет учитывать конечную толщину вибратора, а выделение особенности функции Грина позволяет создавать эффективные вычислительные алгоритмы. Отказ от учета электродинамических эффектов приводит к существенному искажению вектора весовых коэффициентов ААР блоком исключения полезного сигнала и, как следствие, к снижению ОСПШ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Антенны УКВ / Под ред. Г.З. Айзенберга в 2-х кн. Ч.1. - М.: Связь, 1977.
2. Qiaowei, Y., Qiang, C., Sawaya, K. Performance of adaptive array antenna with arbitrary geometry in the presence of mutual coupling // IEEE Trans. Antennas and Propag. – 2006. - Vol.54. № 7. - P.1991-1996.
3. Звездина М.Ю., Звездина Ю.А., Сильницкий С.А. Повышение помехоустойчивости каналов радиосвязи с ААР путем предварительной пространственно-поляризационной обработки сигналов // Настоящий сборник.
4. Лавров Г.А. Взаимное влияние линейных вибраторных антенн / - М.: Связь, 1975.
5. Неганов В.А., Клюев Д.С., Ефремова А.А. Сингулярное интегральное представление электромагнитного поля в ближней зоне электрического вибратора // Антенны. – 2005. - Вып.4(95). – С.22-27.
6. Эминов С.И. Асимптотический метод расчета вибраторных антенн // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т.28. Вып.5. – С.51-57.
7. Вычислительные методы в современной радиофизике / Под ред. В.Ф. Кравченко. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.