

УДК 621.396.677.494

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ ИЗ *H*-ОБРАЗНЫХ ВИБРАТОРОВ

Л. В. Гордиенко, Л. И. Пономарев

Рассмотрена электродинамическая задача возбуждения периодической антенной решетки из *H*-образных вибраторов. Получена система интегральных уравнений для неизвестных токов на поверхностях излучателей при их соосредоточенном возбуждении и падении плоской волны. Разработан быстросходящийся алгоритм расчета взаимных и собственных импедансов в решетке. Проведен численный анализ характеристик излучателя в виде *H*-образного вибратора и выявлены его резонансные свойства. Показана возможность настройки в резонанс электрически укороченных вибраторов при помощи ортогональных плеч определенной длины.

Антенная решетка из электрически укороченных излучателей в виде *H*-образных вибраторов (НВ) является менее заметной в поле падающей волны по сравнению с решеткой из резонансных вибраторов. Причиной уменьшения эффективной поверхности рассеяния продольных плеч НВ служит наличие поперечных ортогональных плеч, что приводит к улучшенному распределению тока на продольном плече НВ. Это обстоятельство имеет важное значение при построении двухчастотных совмещенных вибраторных антенных решеток (ДСВАР). Известно [1], что в подобных решетках наличие излучателей низкочастотного (НЧ) диапазона изменяет характеристики ДСВАР в высокочастотном (ВЧ) диапазоне из-за рассеяния ВЧ мощности на поверхности НЧ излучателей. Применение НВ в качестве НЧ излучателей создает возможность частичной поляризационной развязки между разночастотными излучателями. Для выявления эффектов совмещения в подобной структуре необходимо знать свойства решетки из НВ при детальном анализе характеристик одиночного НВ и их зависимости от его геометрии. Результаты, полученные ниже, показали перспективность использования НВ в качестве излучателей в совмещенных вибраторных ФАР с целью улучшения их характеристик в ВЧ диапазоне частот.

В работах [2, 3] представлена теория проволочных излучателей из пересекающихся проводов и показана возможность строгого подхода к анализу распределения тока и входных характеристик у подобных излучателей. Авторы работы [4] применили данную теорию к анализу характеристик периодической решетки из вибраторов со стойками, что позволило выявить эффекты ослепления ФАР при некоторых расстояниях между стойками вибраторов. Система интегральных уравнений для бесконечной периодической решетки из НВ, расположенной в свободном пространстве, и расчетные соотношения для определения ее характеристик впервые получены в работе [5].

Электродинамическая модель периодической антенной решетки из НВ показана на рис. 1. Плечи НВ являются тонкостенными металлическими цилиндрами радиуса a и длиной l , расположенные на высоте D над плоским идеально проводящим экраном. Граничные условия выполняются на крайних образующих плеч НВ. С целью повышения точности решения задачи при вычислении собственных импедансов плеч НВ применяется модель трубки тока, а для взаимных импедан-

сов принято, что ток течет по нити, совпадающей с осью плеча НВ. На периодической структуре решетки можно выделить прямоугольную ячейку с размерами d_x, d_y , содержащую НВ, положение которого в пространстве задается координатами его центра $x_0 y_0 z_0$. Токи в одноименных плечах НВ в ячейке с номером m, n I^{mn} отличаются от токов в нулевой ячейке I^{00} множителем, определяющим фазовый сдвиг между излучателями:

$$I^{mn} = I^{00} \exp(\sin \theta_0 \cos \varphi_0 m d_x + \sin \theta_0 \sin \varphi_0 n d_y), \quad (1)$$

где θ_0, φ_0 — направление основного лепестка диаграммы направленности (ДН) в режиме передачи или направление падения плоской волны в режиме приема.

Будем рассматривать два случая возбуждения НВ в ячейке решетки: сосредоточенное возбуждение приложенной ЭДС и возбуждение НВ плоской волной падающего поля. Для каждого из направлений плеч по осям x и y , соответственно, можно получить связанные пары систем интегральных уравнений типа Галлена:

для направления по оси x —

$$\sum_{\tau=1}^T \int_{-l_t}^{l_t} I_t^{00}(\xi) [G_{t\tau}(x - \xi) - G_{t(-\tau)}(x - \xi)] d\xi + \int_{-l_t}^{l_t} I_t^{00}(\xi) [\Phi_{t\tau}(x, \xi, \eta) - \Phi_{t(-\tau)}(x, \xi, \eta)] d\xi = F(x); \quad (2)$$

для направления по оси y —

$$\sum_{\tau=1}^T \int_{-l_r}^{l_r} I_r^{00}(\xi) [\Phi_{r\tau}(y, \xi, \eta) - \Phi_{r(-\tau)}(y, \xi, \eta)] d\xi = F(y); \quad (3)$$

для системы (2) —

$$G_{t\tau}(x - \xi) = \delta_{t\tau} [K_{tt}(x, \xi) - R_{t\tau}^{00}(x, \xi)] + \quad (4)$$

$$+ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp[-i(m\psi_x + n\psi_y)] R_{t\tau}^{mn}(x, \xi);$$

$$R_{t\tau}^{00}(x, \xi) = \exp(-ik|x - \xi|)/|x - \xi|,$$

$$R_{t\tau}^{mn}(x, \xi) = \exp\{-ik[(\rho_{t\tau}^{mn})^2 + (mdx + \xi - x)^2]^{1/2}\} \times \quad (5)$$

$$\times [(\rho_{t\tau}^{mn})^2 + (mdx + \xi - x)^2]^{-1/2},$$

$$\Phi_{t\tau}(x, \xi, \eta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp[-i(m\psi_x + n\psi_y)] \int_{y_0}^y \frac{\partial}{\partial x} \times$$

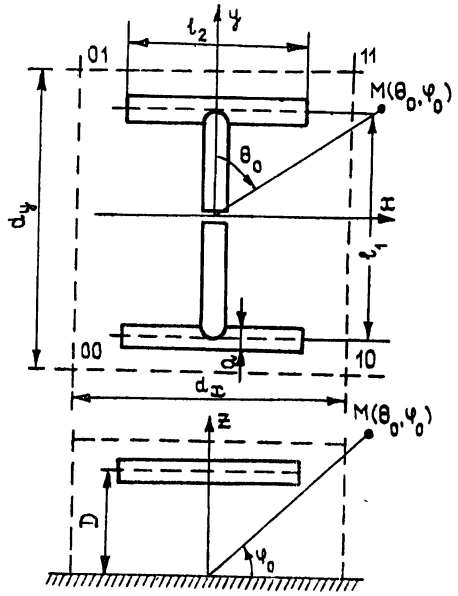


Рис. 1.

$$\times (R_{tr}^{mn}(x, \xi)) \cos(y - \eta) d\eta,$$

$$R_{tr}^{mn}(x, \xi) = \exp \{ -ik(\rho_{r\tau}^{mn}) |(\rho_{r\tau}^{mn})^{-2}| \},$$

$$\psi_x = kd_x \sin \theta_0 \cos \varphi_0, \quad \psi_y = kd_y \sin \theta_0 \sin \varphi_0.$$

Здесь $K_{tt}(x, \xi)$ — ядро интегрального уравнения для одиночного вибратора [3], $\rho_{t\tau}^{mn}$ — расстояние между осями t -го вибратора нулевой ячейки и параллельного ему τ -го вибратора mn -й ячейки, $\rho_{r\tau}^{mn}$ — расстояние между осями t -го вибратора нулевой ячейки и ортогонального ему r -го вибратора mn -й ячейки, $\delta_{t\tau} = 1$ при $t = \tau$ и $\delta_{t\tau} = 0$ при $t \neq \tau$, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны, индексом $(-\tau)$ обозначен номер зеркального изображения τ -го вибратора.

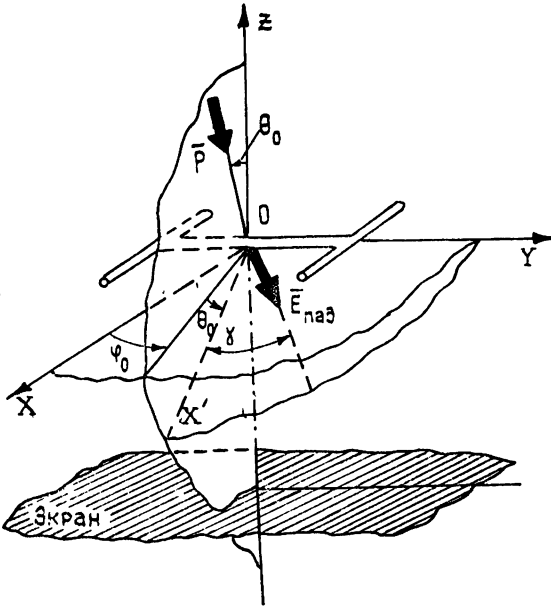


Рис. 2.

Для системы (3) обозначения имеют тот же смысл и вид. Правые части в (2), (3) следует рассмотреть более подробно. В случае возбуждения решетки из НВ сосредоточенной ЭДС, включенной в некотором сечении продольного плеча вибратора, имеем

$$F(x) = A_i^{00} \sin kx + B_i^{00} \cos kx,$$

(6)

$$F(y) = A_i^{00} \sin ky + B_i^{00} \cos ky - \frac{i}{60} U_i^{00} \sin k|y - y_0|,$$

где A_i^{00} — произвольная константа, B_i^{00} — обобщенная константа, U_i^{00} — разность потенциалов, включенная в продольное плечо НВ. Для плоской волны, падающей с направления $\theta_0\varphi_0\gamma$ (рис. 2), функции $F(x)$, $F(y)$ имеют вид

$$F(x) = -\frac{i}{30} \int_{x_0}^x (\bar{E}_{пад}, \bar{x}_0) \sin k(x - \xi) d\xi,$$

(7)

$$F(y) = -\frac{i}{30} \int_{y_0}^y (\bar{E}_{пад}, \bar{y}_0) \sin(y - \eta) d\eta -$$

$$-\frac{1}{2} I(0) \sin k|y - y_0| z_{н}, \quad m_i = 0, n_i = 0,$$

где

$$\bar{E}_{\text{пад}}(r, \theta, \varphi) = |E_0| \frac{i\lambda e^{-ikr}}{r} \cos \theta_0 (\cos \gamma \theta_0 - \sin \gamma \varphi_0) \times \\ \times \delta(\sin \theta \cos \varphi + \sin \theta_0 \cos \varphi_0) \delta(\sin \theta \sin \varphi + \sin \theta_0 \sin \varphi_0),$$

\bar{x}_0, \bar{y}_0 — единичные орты, $|E_0|$ — амплитуда электрического поля падающей волны, $z_{\text{н}}$ — комплексная нагрузка, учитывающая реакцию фидерных линий НВ, $I(0)$ — ток в точке включения нагрузки, (\bar{E}, \bar{x}) означает операцию скалярного произведения векторов.

Применяя к (2), (3) ранее полученные положения о соотношениях произвольных констант, равенствах скалярных потенциалов в точке стыка плеч, подчинении токов в точках стыка плеч законам Кирхгофа, приходим к системе линейно независимых уравнений с квадратной матрицей коэффициентов. В дальнейшем эта система уравнений решалась методом коллокаций с применением кусочно-постоянного базиса для аппроксимации неизвестных токов. Исключение логарифмической особенности в ядре одиночного вибратора производилось известным методом саморегуляризации. Из анализа (2), (3) видно, что представление ядер в виде бесконечных сумм — плохо сходящееся. Применение формулы суммирования Пуассона [6] приводит к быстро сходящимся выражениям для ядер уравнений.

На рис. 3 показана зависимость действительной (1) и мнимой (2) частей взаимных импедансов S_{mn} ортогонально расположенных плеч вибраторов в ячейке от числа учитываемых членов. Хорошо видно, что сходимость наступает при учете 5—9 членов ряда. Кроме того, используя прием, описанный в работе [7], можно избавиться от производных под интегралами в (4), что повышает скорость и точность вычислений в ядрах уравнений. Полученные соотношения позволяют по найденным значениям токов определить все основные характеристики решетки из НВ, однако для получения их оптимальных зависимостей от углов θ_0, φ_0 необходимо выбрать геометрию НВ, при которой его собственные характеристики оптимальны.

Рассмотрим систему интегральных уравнений для одиночного НВ, расположенного над плоским бесконечным проводящим экраном, которая является частным случаем системы (2), (3) при $m=0, n=0$ и легко из нее выводится. В результате использования всех описанных выше приемов и методов система интегральных уравнений сводится к системе линейных алгебраических уравнений относительно токов $J^1(\xi_j)$:

$$\sum_{i=1}^T \sum_{j=1}^N J_i^1(\xi_j) \int_{\Delta_j} G_{ir}^1(\xi, x_i) d\xi + \sum_{j=1}^M J_j^1(\xi_j) \int_{\Delta_j} \Phi_{ir}^1(x_i, \xi, \eta) d\xi = F(x_i), \\ \sum_{i=1}^T \sum_{j=1}^R J_j^1(\xi_j) \int_{\Delta_j} \Phi_{ir}^1(y_i, \xi, \eta) d\xi = F(y_i).$$

Выражения для ρ_{rt} и ρ_{tr} включают радиус плеча НВ: $\rho_{rt} = [a^2 + \xi^2 + x^2]^{1/2}$, i, j — целые числа, Δ_j — интервал разбиения в методе коллокаций. Ядра в системе (8) учитывают зеркальное отображение токов в плечах НВ.

Найденные из системы уравнений (8) токи в плечах НВ позволяют определить все его характеристики. Входное сопротивление НВ вычисляется по формуле

$$z_{\text{вх}} = U^1/I(0). \quad (9)$$

Применяя классическую формулу для КНД излучателя с учетом того, что поле НВ имеет две составляющие по φ и θ [5], можно получить

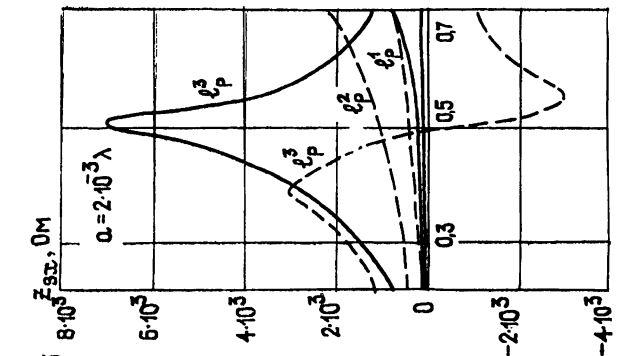


Рис. 3.

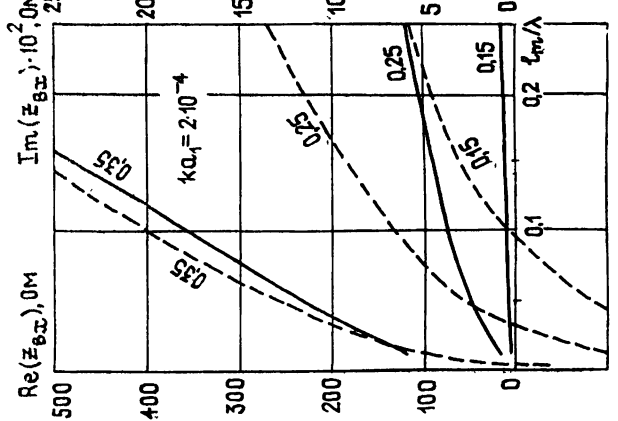


Рис. 5.

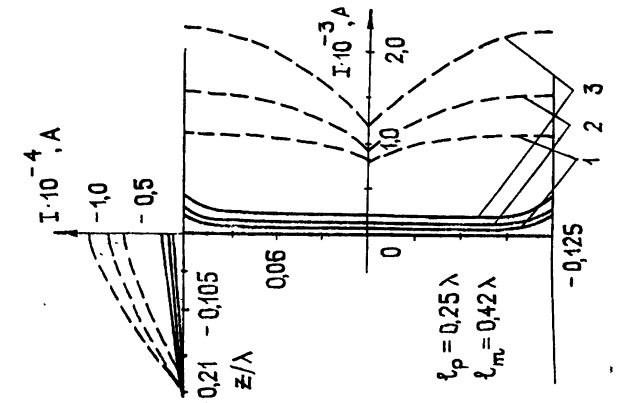


Рис. 4.

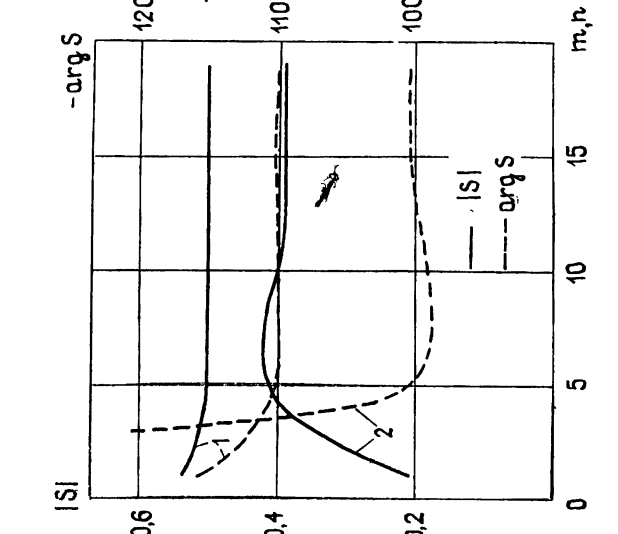


Рис. 6.

следующие выражения для парциальных КНД НВ по θ -й (D^θ) и φ -й (D^φ) компонентам излучаемого поля:

$$D^{\theta, \varphi}(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{30} \frac{|E^{\theta, \varphi}(r, \theta, \varphi)|^2}{\operatorname{Re} z_{\text{вх}} |I(0)|^2}, \quad (10)$$

где $E^{\theta, \varphi}(r, \theta, \varphi)$ — поле НВ по обем составляющим [5].

Перейдем к анализу характеристик НВ, полученных в результате численного моделирования по созданной программе.

На рис. 4 показаны распределения действительной (сплошная линия) и мнимой (пунктир) частей токов на плечах НВ с параметрами $l_1 = 0,25\lambda$ и $l_2 = 0,42\lambda$ для трех радиусов плеч $a_1 = 0,00002\lambda$ (1), $a_2 = 0,0002\lambda$ (2) и $a_3 = 0,002\lambda$ (3). Анализ приведенных зависимостей показывает, что наличие ортогональных плеч привело к выравниванию тока по основному плечу l_1 по сравнению с распределением тока на укороченном линейном вибраторе длиной $0,25\lambda$. Необходимо отметить, что с увеличением радиуса плеч НВ амплитуда тока на плече l_1 увеличивается, что не противоречит теории симметричных вибраторов.

На рис. 5 показаны зависимости входного сопротивления $z_{\text{вх}}$ НВ от размера поперечного плеча l_2 при фиксированных размерах l_1 продольного плеча: $0,35\lambda$, $0,25\lambda$, $0,15\lambda$ для радиуса плеч НВ $a = 0,00002\lambda$. Сплошной линией обозначена действительная часть $z_{\text{вх}}$, пунктиром — мнимая. Размеры l_2 НВ изменялись в области, характерной для появления первого (параллельного) резонанса $l_2 = (0,02 \div 0,42)\lambda$. Из графиков следует, что для настройки в резонанс НВ при увеличении продольного плеча l_1 необходимо уменьшать поперечное плечо l_2 и наоборот. При этом с помощью изменения длин плеч можно легко настроить в резонанс укороченные (по сравнению с полуволновым) НВ рассмотренных размеров.

При увеличении размера плеча l_2 наступает область второго резонанса. На рис. 6 показана зависимость $z_{\text{вх}}$ НВ, аналогично с рис. 5, при изменении длины плеча $l_2 = (0,3 \div 0,7)\lambda$. Хорошо заметны пики резонансных кривых, характерные для последовательного резонанса таких вибраторов. При этом для НВ с более короткими плечами l_2 точка резонанса сдвинута в сторону более длинных плеч, что подтверждает ранее сделанные выводы.

Приведенные характеристики позволяют получить резонансные зависимости соотношений плеч НВ с рассмотренными параметрами.

На рис. 7 показаны резонансные характеристики НВ, позволяющие легко выбирать соотношения плеч конкретного НВ для настройки его в резонанс.

На рис. 8 приведены вычисленные по формуле (10) зависимости КНД НВ от размера поперечного плеча l_2 при нормальном к плоскости вибратора положении луча. Поперечное плечо является по сути источником кроссполаризационной составляющей в структуре поля НВ в дальней зоне. Из графика следует, что с увеличением плеча l_2 при фиксированной длине плеча l_1 КНД НВ снижается, а при $l_2 = 0,7\lambda$ происходит двукратное уменьшение КНД по сравнению с КНД настроенного полуволнового вибратора. На графиках специально отмечены значения КНД НВ, имеющих резонансную длину. Как видно, КНД в этих случаях принимает максимальное значение.

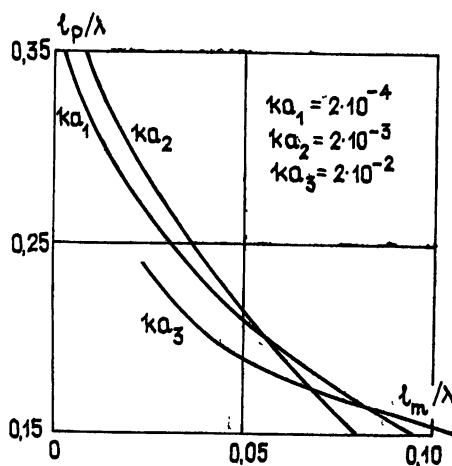


Рис. 7.

Эти зависимости наглядно показывают влияние поперечного плеча НВ на его характеристики направленности.

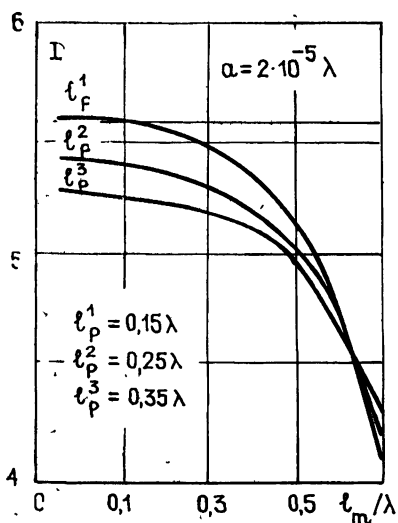


Рис. 8.

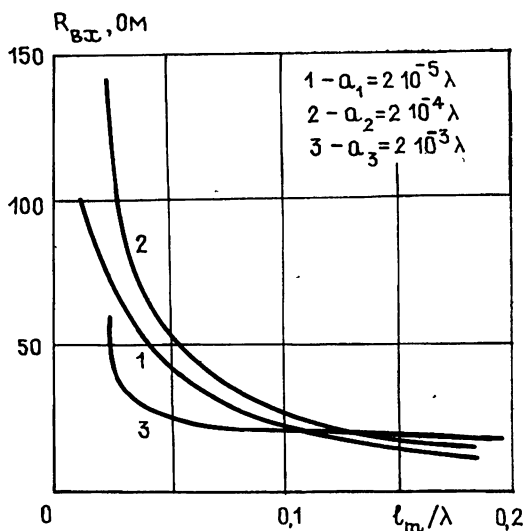


Рис. 9.

На рис. 9 показана зависимость активной части $z_{вх}$ от размера плеча l_2 при резонансе для НВ с различными радиусами. Каждая кривая соответствует трем длинам l_1 НВ: $0,35\lambda$, $0,25\lambda$, $0,15\lambda$. Из графиков следует, что с увеличением длины резонансных плеч l_2 активная часть $z_{вх}$ НВ уменьшается, причем это более характерно для НВ с меньшими радиусами.

Подведем итог сказанному. В результате электродинамического анализа бесконечной решетки из H -образных вибраторов получена система интегральных уравнений, позволяющая проводить численный анализ характеристик антенных решеток данного класса.

Анализ характеристик одиночного излучателя решетки из НВ показал, что наличие поперечных плеч приводит к снижению КНД вибратора и уменьшению активной части его входного сопротивления. Тем не менее, полученные зависимости позволяют осуществлять выбор резонансной геометрии НВ с любым соотношением плеч в пределах рассмотренных геометрий, а рассчитанные зависимости можно использовать для настройки в резонанс укороченных линейных вибраторов при дальнейшем их использовании в качестве НЧ излучателей в мощных антенных решетках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильинский А. С., Пономарев Л. И., Гордиенко Л. В., Шаталов А. В. // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31. № 2. С. 241.
2. Butler С. М. // IEEE Trans. 1979. V. AP-20. № 6. P. 731.
3. Harbottle В. А. // The Marconi Review. 1979. № 4. P. 246.
4. Богомягков А. И., Бодров В. В., Марков Г. Т., Старостенко Б. А. // Сб. научно-методических статей по прикладной электродинамике. — М.: МЭИ, 1980. Вып. 4. С. 164.
5. Пономарев Л. И. В кн.: Элементы активных фазированных антенных решеток. — М.: МАИ, 1983. С. 3.
6. Chang V. W. H. // Proc IEEE. 1968. V. 56 № 11. P. 1892.
7. Пономарев Л. И., Гордиенко Л. В., Шаталов А. В. В кн.: Проектирование радиолокационных и антенных устройств с применением ЭВМ — М.: МАИ, 1985. С. 58.