

**Любина Л.М., Сугак М.И.**  
 Санкт-Петербургский государственный электротехнический  
 университет «ЛЭТИ»

## Добротность печатного элемента в составе бесконечной антенной решетки при внешнем возбуждении

*Приведены варианты применения математической модели расчета добротности плоского вибратора в составе бесконечной двухслойной фазированной антенной решётки (ФАР) при внешнем возбуждении. Математическая модель построена на основе интегрирования ближних полей элементов с применением теоремы Флоке.*

**Ключевые слова:** Бесконечная фазированная антенная решетка, ячейка Флоке, ленточный вибратор, реактивная энергия, добротность элемента.

Известен способ определения геометрии конечной широкополосной ФАР через поиск условий для минимизации добротности элемента, находящегося в составе двумерно-бесконечной структуры [1-4]. Однако в [1-4] не рассматривается пространственное возбуждение элементов ФАР, что не позволяет исследовать отражательные и проходные антенные решетки, а также многослойные частотно-селективные поверхности.

Существует два способа определения добротности элемента в составе ФАР: через частотную зависимость входного сопротивления по известной формуле, полученной в работе [5], либо путем вычисления запасенной реактивной энергии и потерь на излучение. В данной работе приводятся результаты решения задачи анализа добротности плоского ленточного вибратора, находящегося в составе двумерной бесконечной двухслойной антенной решетки, на основе интегрирования ближних полей элементов с применением теоремы Флоке и последующим вычислением реактивной и активной энергии. Представлен вариант применения полученной математической модели для нахождения условий, соответствующих минимальному значению его добротности при внешнем возбуждении.

Геометрия исследуемой бесконечной ФАР приведена на рисунке 1. Координаты верхнего и нижнего слоёв элементов соответственно  $z = \frac{d}{2}$  и  $z = -\frac{d}{2}$ . Возбуждение плоских ленточных вибраторов осуществляется падающим внешним полем. Отметим, что при внешнем возбуждении ориентация вектора напряженности электрического поля будет совпадать с осью вибраторов.

Считая структуру двумерно-бесконечной и пренебрегая поперечными составляющими токов в диполях, можно записать поля, обусловленные продольной (х-ой) составляющей тока в проводниках вибраторов, основываясь на материалах работ [3,4] следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{ab} \sum_m \sum_n \hat{G}^{EJ} \mathbf{e}_x \left( F_1(k_x, k_y) e^{ik_1 \frac{d}{2}} + F_2(k_x, k_y) e^{-ik_1 \frac{d}{2}} \right) e^{-i(k_x x + k_y y)} \\ \mathbf{H} &= \frac{1}{ab} \sum_m \sum_n \hat{G}^{HJ} \mathbf{e}_x \left( F_1(k_x, k_y) e^{ik_1 \frac{d}{2}} + F_2(k_x, k_y) e^{-ik_1 \frac{d}{2}} \right) e^{-i(k_x x + k_y y)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $a, b$  – шаг решетки в E и H плоскостях, соответственно,  $m, n$  – номера пространственных гармоник,  $\hat{G}^{EJ}$ ,  $\hat{G}^{HJ}$  – тензорные функции Грина в спектральной области для

электрического и магнитного полей, создаваемых электрическим током в излучателе антенной решётки,  $F_{1,2}(k_x, k_y)$  – Фурье-образ распределения электрического поверхностного тока по вибраторам первого и второго слоя, соответственно.

$$k_x = \frac{2\pi}{a}m + k_0 \sin(\theta) \cos(\varphi), \quad k_y = \frac{2\pi}{b}n + k_0 \sin(\theta) \sin(\varphi), \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

$$k_1 = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}, & \text{если } k_x^2 + k_y^2 \leq k_0^2; \\ -i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_0^2}, & \text{если } k_x^2 + k_y^2 > k_0^2. \end{cases}$$

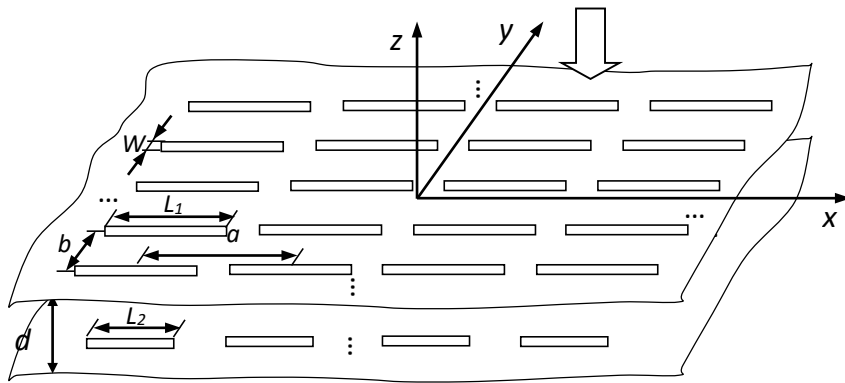


Рис.1. Геометрия двухслойной ФАР в свободном пространстве, внешнее возбуждение.

Формулы (1) для частного случая одного слоя переходят в известные выражения для поля однослойной структуры в свободном пространстве [4]. Граничные условия на элементах каждого слоя в пределах ячейки Флоке запишутся в виде равенства нулю касательной (х-ой) составляющей суммарного электрического поля на поверхности проводников:

$$\begin{cases} E_x^{\text{ст}1} = -(E_x^{11} + E_x^{12}) \\ E_x^{\text{ст}2} = -(E_x^{21} + E_x^{22}) \end{cases}. \quad (2)$$

В системе уравнений (2) приняты следующие обозначения:  $E_x^{\text{ст}1}, E_x^{\text{ст}2}$  – сторонние поля для элементов 1-го и 2-го слоя,  $E_x^{11}, E_x^{22}$  – поля, обусловленные токами элементов в пределах одного слоя,  $E_x^{12}, E_x^{21}$  – поля, обусловленные влиянием токов элементов соседнего слоя.

Система (2) сводится к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) размерностью  $2N \times 2N$ , где элементы этих блоков матрицы напряжений для возбуждения внешним полем падающей волны в первом и втором слое равны:

$$U_n^1 = E_0 \phi_n^1(k_x, k_y) \cdot \exp \left( -i \frac{k_x L_1 \left( \frac{N-1}{2} - n \right)}{N+1} \right),$$

$$U_n^2 = E_0 \phi_n^2(k_x, k_y) \cdot \exp(ik_0 d) \cdot \exp\left(-i \frac{k_x L_2 \left(\frac{N-1}{2} - n\right)}{N+1}\right),$$

где  $1 \leq n \leq N$ . В дальнейшем принимается  $E_0 = 1$  В/м. В результате решения СЛАУ находятся базисные коэффициенты  $\Gamma_j^{1,2}$ , а также входной импеданс элемента в каждом слое.

Последовательно реализуя подход, описанный в работе [3] для двухслойной ФАР, получим выражение для добротности элемента в составе бесконечной ФАР в виде [6]:

$$Q = \frac{P_e}{P_r} = K(\theta, \varphi) \frac{\sum_{m,n(m,n \neq 0)} \left( \left| \frac{k_0^2 - k_x^2}{k_1} \right|^2 + \left| \frac{k_x k_y}{k_1} \right|^2 \right) G_1(k_x, k_y, d) + |k_x|^2 G_2(k_x, k_y, d)}{G_0(k_x, k_y, d)} \quad (5)$$

где:

$$G_0(k_x, k_y, d) = \left( \begin{aligned} &|F_1(k_{x0}, k_{y0})|^2 + |F_2(k_{x0}, k_{y0})|^2 + F_2(k_{x0}, k_{y0}) F_1(k_{x0}, k_{y0})^* e^{-ik_0 \cos(\theta)d} + \\ &+ F_1(k_{x0}, k_{y0}) F_2(k_{x0}, k_{y0})^* e^{ik_0 \cos(\theta)d} \end{aligned} \right)$$

$$G_{1,2}(k_x, k_y, d) = \frac{1}{\alpha} \left( |F_1(k_x, k_y)|^2 + |F_2(k_x, k_y)|^2 \right) +$$

$$+ \left( \mp \frac{e^{-2\alpha d} - 1}{4\alpha} \pm \frac{d}{2} + \frac{e^{-2\alpha d}}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha} \right) \left( F_2(k_x, k_y) F_1^*(k_x, k_y) + F_1(k_x, k_y) F_2^*(k_x, k_y) \right),$$

$$\alpha = \sqrt{-k_0^2 + k_x^2 + k_y^2}, \quad K(\theta, \varphi) = \frac{\cos(\theta)}{1 - (\sin(\theta)\cos(\varphi))^2}.$$

Из рисунка 2,а видно, что увеличение плотности упаковки элементов в раскрыве АР позволяет достигнуть значительного уменьшения добротности элементов. Зависимость добротности двухслойного элемента от шага решётки в Н-плоскости при внешнем питании как для однослойной АР, так и для двухслойной, имеет монотонно-убывающий характер на интервале  $0.05\lambda \leq b \leq 0.5\lambda$ . С точки зрения минимизации добротности, двухслойные структуры при  $b > 0.17\lambda$  и  $d = 0.2\lambda$ , а так же при  $b > 0.26\lambda$  и  $d = 0.15\lambda$  имеют преимущества над однослойной, но с уменьшением толщины антенны до  $d = 0.1\lambda$  преимущества двухслойной АР практически пропадают. Согласно рисунку 2,б, область значений расстояния между слоями  $d$ , где достигается преимущество двухслойной структуры, сужается при более плотной упаковке элементов в Н-плоскости. Максимальные значения добротности для  $b = 0.15\lambda$  и  $b = 0.2\lambda$  наблюдаются при  $d = 0.1\lambda$ , для  $b = 0.25\lambda$  - при  $d = 0.09\lambda$ .

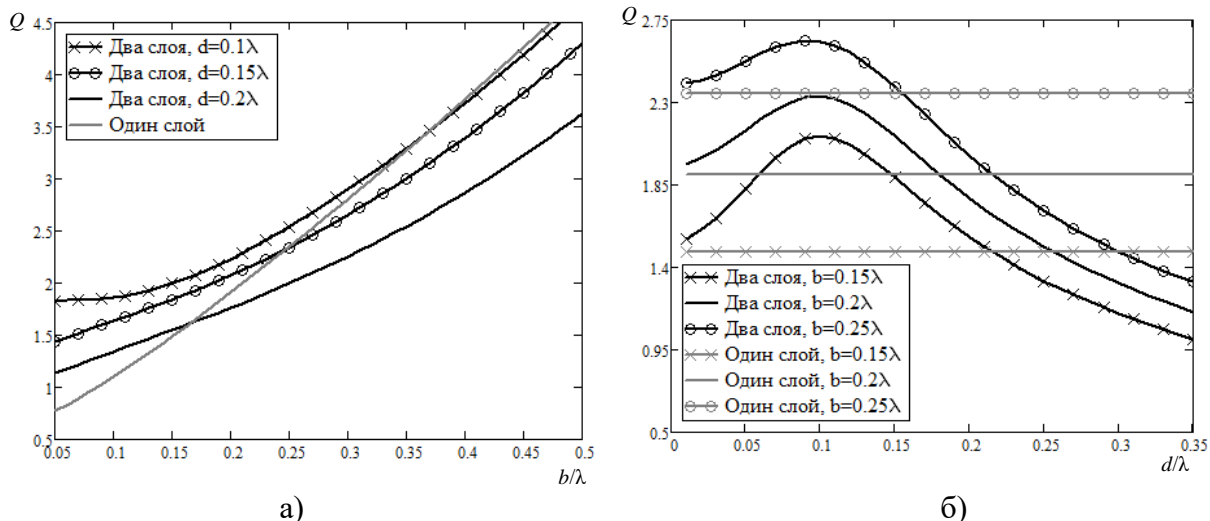


Рис. 2. а) Зависимость добротности двухслойного элемента от шага решётки в Н-плоскости для  $L_1=0.45\lambda$ ,  $L_2=0.35\lambda$ ,  $a=0.5\lambda$ ,  $W=0.02\lambda$ ,  $N=5$ , для АР, состоящих из 1 и 2 слоёв, внешнее питание. б) Зависимость добротности двухслойного элемента от расстояния между слоями для  $L_1=0.45\lambda$ ,  $L_2=0.35\lambda$ ,  $a=0.5\lambda$ ,  $W=0.02\lambda$ ,  $N=5$ , для АР, состоящей из 1-го и 2-х слоёв при внешнем питании.

Формула (5) позволяет оперативно исследовать варианты выполнения геометрии широкополосных проходных и отражательных печатных АР или частотно-селективных поверхностей, так как может использоваться как при возбуждении элементов сосредоточенными источниками питания, так и внешним полем.

Исходя из данных математического моделирования можно сделать вывод, что геометрии двухслойных АР при внешнем питании с шагом решётки в Н-плоскости  $b > 0.17\lambda$  и  $d = 0.2\lambda$  или  $b > 0.26\lambda$  и  $d = 0.15\lambda$  являются перспективными с точки зрения расширения диапазона рабочих частот. При этом, возможность увеличения широкополосности АР за счёт межэлементных связей, с уменьшением шага решётки, рассматриваемая в работах [1,2], подтверждается результатами для АР с возбуждением внешним падающим полем.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере.

#### Библиографический список

1. Сугак М. И., Шарапова Ю. И. Добротность вибраторных излучателей в составе бесконечной ФАР // Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника. 2013. №2. С.3-7.
2. Сугак М.И., Шарапова Ю.И. Характеристики широкополосных вибраторных ФАР с малым междуэлементным расстоянием // Электроника и Микроэлектроника СВЧ: Сб. докл. Всероссийской конференции, Санкт-Петербург, 3-6 июня 2013 г.
3. D.H.Kwon, D.M.Pozar Energy Storage and Radiation Q of Infinite Planar Dipole Phased Arrays // IEEE Trans. on AP - 2014. Vol.62, № 1,p.153-162.
4. D.H.Kwon, D.M.Pozar Radiation Q of planar dipole phased arrays on a grounded substrate // Antennas and Propagation Society International Symposium (APSURSI), 2014 IEEE 6-11 July 2014, IEEE: 2014. P. 928 – 929.
5. Yaghjian A. D., Best S. R. Impedance, bandwidth, and Q of antenna // IEEE Trans. on ant. and prop. 2005. Vol. AP-53, № 4. P. 1298–1324.
6. Любина Л.М., Сугак М.И. Добротность ленточного вибраторного излучателя в составе двухслойной бесконечной антенной решетки // Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника. 2016. №3. (в печати).