

## Характеристики короткого вибратора, нагруженного дисками

С. Л. Просвирнин, Л. Н. Литвиненко, В. Н. Кочин, Г. В. Кекелия<sup>1</sup>, П. Г. Кобиашвили<sup>2</sup>

*Радиоастрономический институт НАН Украины,  
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина  
E-mail: prosvirn@rian.kharkov.ua*

<sup>1</sup>*Международный учебный университет имени Давида Гурамишвили "Иберия",  
пр. Казбеги, 47, г. Тбилиси, 0177, Грузия*

<sup>2</sup>*Грузинский технический университет,  
ул. Костава, 77, г. Тбилиси, 0175, Грузия*

*Статья поступила в редакцию 3 марта 2011 г.*

Построена приближенная математическая модель малой по сравнению с длиной волны несимметричной вибраторной антенны, нагруженной на концах металлическими дисками разного диаметра. В окрестности первого низкочастотного резонанса приведены частотные зависимости амплитуды тока в точке возбуждения и входного сопротивления для вибраторной антенны и штыревой антенны с нагрузкой в виде диска на вершине и с основанием конечного размера.

**Ключевые слова:** вибратор, штыревая антенна, дисковая нагрузка, электрически малая антенна, подстилающая поверхность

### 1. Введение

Антенны метрового и дециметрового диапазонов длин волн, помимо обеспечения необходимых электродинамических характеристик, в целом ряде случаев должны удовлетворять требованию незначительного изменения конструкции и дизайна объекта при размещении на нем антенной системы. Решение этой проблемы может быть найдено путем использования антенных элементов с размерами значительно меньшими длины волны.

Такие электрически малые антенны имеют небольшое сопротивление излучения, большую реактивную составляющую входного сопротивления и, как следствие этого, узкую полосу частот и низкий КПД. Для передающих электрически малых антенн, кроме того, встает проблема обеспечения электрической прочности. Поэтому находят применение такие конструкции антенн, которые дают возможность обеспечить коэффициент усиления примерно такой же, как у классического излучателя этого диапазона длин волн – четвертьволнового штыря на металли-

ческой плоскости, и небольшую величину реактивной части входного сопротивления.

Этим требованиям удовлетворяет антенный элемент в виде короткого вибратора с тонким металлическим диском на вершине, расположенный, как и четвертьволновый штырь, на плоском металлическом основании. Диск выравнивает распределение тока на вибраторе, что увеличивает сопротивление излучения и дает возможность уменьшить реактивную составляющую входного сопротивления и, следовательно, упростить и улучшить согласование излучателя с линией питания.

Объекты, на которых устанавливаются вибраторные антенны, могут иметь в значительной степени различающиеся формы, размеры и электрические свойства материалов. Для того чтобы характеристики вибратора изменялись в допустимых пределах при изменении места его установки, а также с целью решения проблем электромагнитной совместимости устройств, в конструкцию малогабаритного вибраторного излучателя целесообразно ввести металлический экран достаточно большого раз-

мера, заменяющий металлическую плоскость у штыревой антенны.

Электродинамическая модель штыревой антенны, нагруженной диском на вершине и расположенной на безграничном плоском металлическом основании, построена в [1]. Характеристики вертикального штыревого вибратора, помещенного в центре металлического диска, у которого радиус меньше или сравним с длиной волны, исследованы в [2].

Цель настоящей работы состоит в построении простой электродинамической модели осесимметричного излучателя в виде короткого вибратора диаметром  $2b$  и длиной  $h_1 + h_2$  с дисками различных диаметров,  $2a_1$  и  $2a_2$ , на обоих его концах (см. рис. 1). Один из этих дисков моделирует основание конечных размеров, на котором размещается штыревой вибратор с нагрузкой на вершине. Проблема согласования такого излучателя с линией питания на рабочей частоте представляет собой отдельную задачу и здесь не рассматривается.

## 2. Основные уравнения

Будем считать, что излучатель возбуждается полем  $\vec{E}^i(z)$  внешнего источника, включенного в бесконечно малый разрыв вертикального вибратора в точке  $z = 0$  (см. рис. 1):

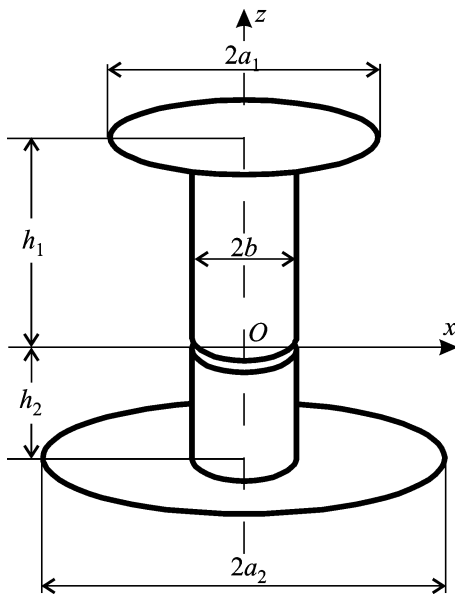


Рис. 1. Геометрия излучателя

$$\vec{E}^i(z) = \vec{e}_z \delta(z) u_0,$$

где  $u_0$  – напряжение на клеммах генератора,  $\vec{e}_z$  – орт оси  $z$ . Зависимость от времени выбрана в виде  $\exp(-i\omega t)$ . Разрыв вибратора в точке его возбуждения вносит дополнительную небольшую емкость. Ее величина зависит от конструкции соединения вибратора с линией питания и, как правило, определяется экспериментально. В настоящей работе влияние этой емкости не учитывается.

Поскольку излучатель и его возбуждение являются осесимметричными, электромагнитное поле во всем пространстве имеет магнитную компоненту, у которой в цилиндрической системе координат только азимутальная составляющая не равна нулю. Электрическая компонента поля имеет радиальную составляющую и составляющую вдоль оси излучателя. Таким образом, поле представляет собой *ТМ*-волну и поэтому может быть описано векторным потенциалом, у которого не равна нулю только  $z$ -составляющая.

Электромагнитное поле во всем пространстве – это суперпозиция полей излучения токов на дисках и на вибраторе. Поэтому векторный потенциал удобно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$A_z(r, z) = A_z^v + A_z^{d1} + A_z^{d2}.$$

Потенциал  $A_z^v$  описывает поле, которое создает в пространстве ток на вертикальном вибраторе излучателя, а  $A_z^{d1}$  и  $A_z^{d2}$  – поля токов на верхнем и нижнем дисках. Векторы напряженности электрического и магнитного полей находятся по формулам [3]:

$$\vec{E}(r, z) = -\frac{1}{i\omega\epsilon_0} \left[ \vec{e}_r \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} + \vec{e}_z \left( k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right] A_z(r, z),$$

$$\vec{H}(r, z) = -\vec{e}_\phi \frac{\partial}{\partial r} A_z(r, z),$$

где  $\vec{e}_r$ ,  $\vec{e}_\phi$  и  $\vec{e}_z$  – единичные орты цилиндрической системы координат,  $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ ,  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  – диэлектрическая и магнитная прони-

цаемости свободного пространства соответственно.

Полно излучения аксиально симметричного поверхностного тока, текущего вдоль вибратора кругового поперечного сечения с радиусом значительно меньше, чем длина волны, можно сопоставить поле нитевидного источника с линейным током  $I(z)$ , расположенного вдоль оси  $Oz$  [4]. Векторный потенциал поля, созданного таким током, можно представить в виде [3]:

$$A_z^v(r, z) = \int_{-h_2}^{h_1} I(z') \frac{\exp(ikR)}{4\pi R} dz', \quad (1)$$

где  $R = \sqrt{r^2 + (z - z')^2}$ .

Выведем формулы, которые дают возможность установить связь между аксиально симметричными радиальными токами, текущими по дискам, и полями излучения этих токов. Векторные потенциалы этих полей удобно представить в виде интегралов Фурье–Бесселя [5]:

$$A_z^{d1}(r, z) = \text{sign}(z - h_1) \times \int_0^\infty A^{(1)}(\xi) J_0(\xi r) \exp[i\gamma(\xi) |z - h_1|] d\xi, \quad (2)$$

$$A_z^{d2}(r, z) = \text{sign}(z + h_2) \times \int_0^\infty A^{(2)}(\xi) J_0(\xi r) \exp[i\gamma(\xi) |z + h_2|] d\xi, \quad (3)$$

где  $\gamma(\xi) = \sqrt{k^2 - \xi^2}$ ,  $\text{Im} \gamma(\xi) \geq 0$ ;  $J_0(x)$  – функция Бесселя нулевого порядка. Магнитное поле в плоскостях  $z = h_1$  и  $z = -h_2$  претерпевает разрывы, равные плотностям поверхностных токов  $J^{(j)}(r)$  на соответствующих дисках,

$$H_\varphi(r, h_j - 0) - H_\varphi(r, h_j + 0) = J^{(j)}(r),$$

$$0 < r < a_j, \quad j = 1, 2.$$

С помощью преобразования Фурье–Бесселя легко выразить функции  $A^{(j)}(\xi)$  через плотности поверхностных токов на дисках:

$$A^{(j)}(\xi) = -\frac{1}{2} \int_0^{a_j} J^{(j)}(r) J_1(\xi r) r dr, \quad j = 1, 2, \quad (4)$$

где  $J_1(x)$  – функция Бесселя первого порядка.

Таким образом, если известен ток на вибраторе  $I(z)$  и поверхностные плотности токов на дисках  $J^{(j)}(r)$ , по формулам (1) – (4) можно найти потенциал и затем поле в любой точке пространства.

Для определения тока на вибраторе и плотностей поверхностных токов на дисках с помощью граничного условия на поверхности излучателя построим систему интегральных уравнений. Граничное условие формулируется для электрической компоненты поля и требует, чтобы на поверхности излучателя ее тангенциальные составляющие обращались в нуль,

$$(\vec{E}^v + \vec{E}^{d1} + \vec{E}^{d2} + \vec{E}^i)_t = 0. \quad (5)$$

Индекс  $t$  означает, что уравнение сформулировано для тангенциальных к поверхности излучателя и взятых на этой поверхности составляющих электрического поля вибратора, дисков и поля внешнего источника.

Учитывая выражения для потенциалов и компонент полей, на основании граничного условия (5) получаем систему трех связанных интегральных уравнений относительно неизвестных токов на вибраторе и на дисках:

$$\int_{-h_2}^{h_1} Q(z, z') I(z') dz' + \frac{1}{2} \left( k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \times \int_0^\infty J_0(\xi b) \left[ e^{-i\gamma(z-h_1)} \int_0^{a_1} J^{(1)}(r) J_1(\xi r) r dr - e^{i\gamma(z+h_2)} \times \int_0^{a_2} J^{(2)}(r) J_1(\xi r) r dr \right] d\xi = i\omega\epsilon_0 E_z^i(z), \quad (6)$$

$$-h_2 < z < h_1;$$

$$\int_0^\infty J_1(\xi r) \xi \gamma(\xi) \left[ \int_0^{a_1} J^{(1)}(\rho) J_1(\xi \rho) \rho d\rho + e^{i\gamma(\xi)(h_1+h_2)} \times \right]$$

$$\times \int_0^{a_2} J^{(2)}(\rho) J_1(\xi \rho) \rho d\rho \Big] d\xi -$$

$$-2i \int_{-h_2}^{h_1} I(z') K(r, h_1, z') dz' = 0, \quad (7)$$

$$0 < r < a_1;$$

$$\int_0^\infty J_1(\xi r) \xi \gamma(\xi) \left[ e^{i\gamma(\xi)(h_1+h_2)} \int_0^{a_1} J^{(1)}(\rho) J_1(\xi \rho) \rho d\rho + \right.$$

$$\left. + \int_0^{a_2} J^{(2)}(\rho) J_1(\xi \rho) \rho d\rho \right] d\xi -$$

$$-2i \int_{-h_2}^{h_1} I(z') K(r, -h_2, z') dz' = 0, \quad (8)$$

$$0 < r < a_2.$$

Здесь

$$Q(z, z') = \frac{e^{ikR}}{4\pi R^5} \left[ (kbR)^2 + (1 - ikR)(2R^2 - 3b^2) \right],$$

$$K(r, z, z') = \frac{e^{ikR}}{4\pi R^5} (z - z') r \left[ 3(1 - ikR) - (kR)^2 \right].$$

Имеются условия, которым априори должно удовлетворять решение системы интегральных уравнений (6) – (8). Из непрерывности тока на стыке между вибратором и дисками следуют равенства

$$I(h_1) = 2\pi \lim_{r \rightarrow 0} (J^{(1)}(r)r), \quad (9)$$

$$I(-h_2) = -2\pi \lim_{r \rightarrow 0} (J^{(2)}(r)r),$$

которым должны удовлетворять неизвестные токи на вибраторе и на дисках. Из условия на ребре тонкого идеально проводящего диска следует, что плотность поверхностного тока возле ребра имеет радиальную компоненту, которая убывает с приближением к ребру как

$\sqrt{s}$ , где  $s$  – расстояние до ребра. Такую зависимость плотности поверхностного тока удобно представить в виде функции  $\sqrt{a^2 - r^2}$ .

Решение системы интегральных уравнений (6) – (8) можно получить с помощью метода Галеркина. Для этого представим искомые функции в виде:

$$I(z) = \sum_{n=0}^M c_n^v I_n(z), \quad (10)$$

$$J^{(j)}(r) = \sum_{n=0}^{N_j} c_n^{(j)} J_n^{(j)}(r), \quad j=1, 2, \quad (11)$$

где  $c_n^v$  и  $c_n^{(j)}$  – неизвестные коэффициенты в разложениях токов на вибраторе и дисках,  $\{I_n(z)\}_{n=0}^M$  и  $\{J_n^{(j)}(r)\}_{n=0}^{N_j}$  – базисные функции “полной области” для представления токов на вибраторе и дисках соответственно, т. е. функции, определенные во всей области изменения переменных  $z$  и  $r$  на вибраторе и дисках и не равные нулю в этой области за исключением лишь отдельных точек. Подставим представления (10) и (11) неизвестных функций в интегральные уравнения (6) – (8). Умножим первое уравнение (6) системы на  $I_m(z)$ , второе (7) – на  $J_m^{(1)}(r)$  и третье (8) – на  $J_m^{(2)}(r)$  и проинтегрируем каждое уравнение по области его определения. В результате получим систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения токов. Элементы матрицы этой системы уравнений имеют смысл обобщенных собственных и взаимных импедансов, а правая часть – вектора напряжений. Как будет показано далее, приближенное решение задачи о возбуждении малого по сравнению с длиной волны излучателя можно свести к определению двух первых коэффициентов разложения тока на вибраторе. Поэтому здесь мы для краткости приведем в общем виде только ту часть системы уравнений, которая следует из интегрального уравнения (6) относительно тока на вибраторе,

$$\sum_{n=0}^M a_{mn}^v c_n^v + \sum_{n=0}^{N_1} b_{mn}^{(1)} c_n^{(1)} - \sum_{n=0}^{N_2} b_{mn}^{(2)} c_n^{(2)} = i\omega \epsilon_0 I_m(0), \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned}
 a_{mn}^v &= \int_{-h_2}^{h_1} dz \int_{-h_2}^{h_1} dz' Q(z, z') I_n(z') I_m(z), \\
 b_{mn}^{(1)} &= \frac{1}{2} \int_{-h_2}^{h_1} dz I_m(z) \int_0^\infty d\xi J_0(\xi b) \xi^2 e^{-i\gamma(\xi)(z-h_1)} \times \\
 &\times \int_0^{a_1} d\rho \rho J_1(\xi \rho) J_n^{(1)}(\rho), \\
 b_{mn}^{(2)} &= \frac{1}{2} \int_{-h_2}^{h_1} dz I_m(z) \int_0^\infty d\xi J_0(\xi b) \xi^2 e^{i\gamma(\xi)(z+h_2)} \times \\
 &\times \int_0^{a_2} d\rho \rho J_1(\xi \rho) J_n^{(2)}(\rho).
 \end{aligned} \tag{13}$$

Эффективность решения задачи в значительной мере определяется выбором систем базисных функций. Чем точнее первые базисные функции описывают распределение тока, тем ниже может быть выбран порядок системы линейных алгебраических уравнений, которую необходимо решить. Некоторые возможные системы базисных функций для представления тока на вибраторе описаны в [6]. В случае малогабаритного излучателя, у которого размер вибратора меньше длины волны ( $l = h_1 + h_2 < \lambda$ ), решение удастся получить, используя только две базисные функции на вибраторе. Нагрузки в виде дисков на концах короткого вибратора выравнивают распределение тока на нем до практически линейного распределения. Поэтому целесообразно в представлении (10) выбрать  $M = 1$ ,  $I_0(z) = 1$  и  $I_1(z) = (h_2 - h_1 + 2z)/l$ . Таким образом, ток на вибраторе можно представить в виде

$$I(z) = c_0^v + c_1^v \frac{h_2 - h_1 + 2z}{l}.$$

Для представления тока на дисках можно использовать систему базисных функций, приведенную в [7]. Однако в рассматриваемом случае малого по сравнению с длиной волны излучателя для приближенного описания тока на дисках достаточно использовать только одну

базисную функцию ( $N_j = 0$  в выражении (11)). Ее следует выбрать так, чтобы учесть, во-первых, особенность вида  $1/r$  в распределении плотности тока при возбуждении в центре диска и, во-вторых, отмеченный выше характер убывания тока с приближением к краю диска. Базисную функцию, которая удовлетворяет этим условиям, можно представить в виде

$$J_0^{(j)}(r) = \frac{\sqrt{a_j^2 - r^2}}{2\pi r}.$$

Из условий непрерывности тока (9) в местах соединения вибратора и дисков легко выразить неизвестные коэффициенты в представлениях токов на дисках через коэффициенты представления тока на вибраторе:

$$c_0^{(1)} = (c_0^v + c_1^v)/a_1, \quad c_0^{(2)} = (c_1^v - c_0^v)/a_2. \tag{14}$$

Таким образом, приближенное решение задачи сводится к определению двух коэффициентов разложения тока на вибраторе. Система уравнений относительно этих коэффициентов следует из общей системы уравнений (12) и соотношений (14) и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 \left( a_{00}^v + \frac{b_{00}^{(1)}}{a_1} + \frac{b_{00}^{(2)}}{a_2} \right) c_0^v + \left( a_{01}^v + \frac{b_{00}^{(1)}}{a_1} - \frac{b_{00}^{(2)}}{a_2} \right) c_1^v &= i\omega \epsilon_0, \\
 \left( a_{10}^v + \frac{b_{10}^{(1)}}{a_1} - \frac{b_{10}^{(2)}}{a_2} \right) c_0^v + \left( a_{11}^v + \frac{b_{10}^{(1)}}{a_1} + \frac{b_{10}^{(2)}}{a_2} \right) c_1^v &= \\
 = i\omega \epsilon_0 \frac{h_2 - h_1}{l}.
 \end{aligned}$$

Для вычисления элементов матрицы этой системы уравнений на основе выражений общего вида (13) можно получить формулы:

$$\begin{aligned}
 a_{00}^v &= \int_{-h_2}^{h_1} dz \int_{-h_2}^{h_1} dz' Q(z, z'), \\
 a_{01}^v = a_{10}^v &= a_{00}^v \frac{h_2 - h_1}{l} + \frac{2}{l} \int_{-h_2}^{h_1} dz \int_{-h_2}^{h_1} dz' Q(z, z') z,
 \end{aligned}$$

$$a_{11}^v = a_{00}^v \left( \frac{h_2 - h_1}{l} \right)^2 + 4 \frac{h_2 - h_1}{l^2} \int_{-h_2}^{h_1} dz \int_{-h_2}^{h_1} dz' Q(z, z') z +$$

$$+ \frac{4}{l^2} \int_{-h_2}^{h_1} dz \int_{-h_2}^{h_1} dz' Q(z, z') z z',$$

$$b_{00}^{(j)} = \frac{a_j}{4\pi} \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{b} + \int_0^\infty J_0(\xi b) \left[ \frac{i\xi}{\gamma} [1 - \text{sinc}(\xi a_j)] (1 - e^{i\gamma l}) - 1 \right] d\xi \right\},$$

$$b_{10}^{(j)} = \frac{a_j}{4\pi b} + \frac{a_j}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\xi b) \times$$

$$\times \left\{ \frac{i\xi}{\gamma} [1 - \text{sinc}(\xi a_j)] \left[ 1 + e^{i\gamma l} + \frac{2}{i\gamma l} (1 - e^{i\gamma l}) \right] - 1 \right\} d\xi,$$

$$\text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}.$$

Входное сопротивление рассматриваемого малогабаритного излучателя определяется как отношение напряжения к току на входе,

$$Z_{in} = u_0 \left( c_0^v + \frac{h_2 - h_1}{l} c_1^v \right)^{-1},$$

и является комплексной величиной,  $Z_{in} = R_{in} - iX_{in}$ . Малый по сравнению с длиной волны излучатель (на частотах ниже первой резонансной частоты) имеет емкостное входное сопротивление ( $X_{in} < 0$ ). При переходе через первую резонансную частоту к более высоким частотам его сопротивление становится индуктивным ( $X_{in} > 0$ ).

Поле излучателя в дальней зоне можно найти по формуле

$$H_\varphi \cong \frac{e^{ik\rho}}{4\pi\rho} \left\{ \frac{\sin\theta}{\cos\theta} \left[ c_0 (e^{-ikh_1 \cos\theta} - e^{ikh_2 \cos\theta}) + \right. \right.$$

$$+ c_1 \left( e^{-ikh_1 \cos\theta} + e^{ikh_2 \cos\theta} - \right.$$

$$\left. \left. - \frac{2i}{kl \cos\theta} (e^{-ikh_1 \cos\theta} - e^{ikh_2 \cos\theta}) \right) \right] \right\} +$$

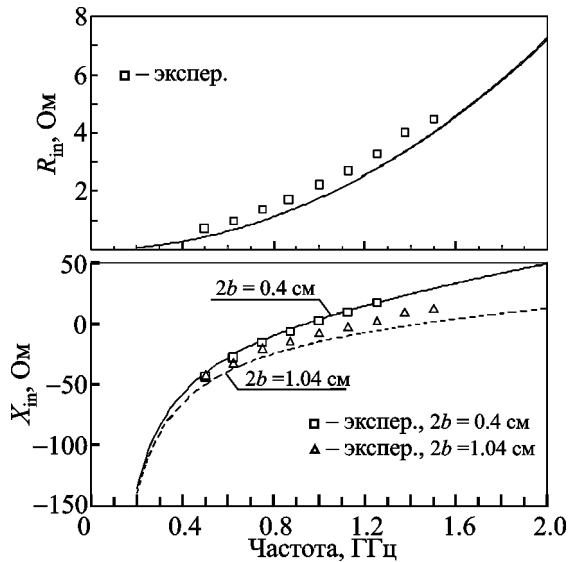
$$+ \cos\theta \left[ (c_0 + c_1) e^{-ikh_1 \cos\theta} \frac{1 - \text{sinc}(ka_1 \sin\theta)}{\sin\theta} - \right.$$

$$\left. - (c_0 - c_1) e^{ikh_2 \cos\theta} \frac{1 - \text{sinc}(ka_2 \sin\theta)}{\sin\theta} \right].$$

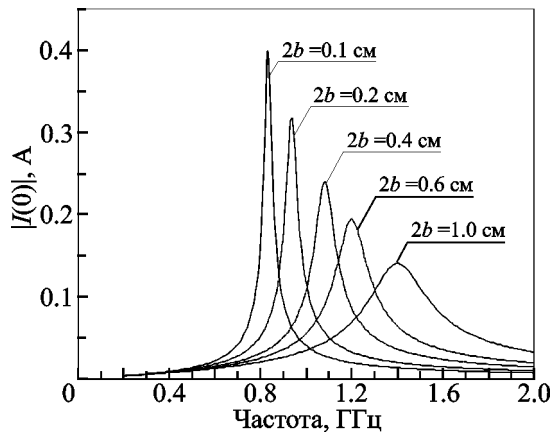
### 3. Анализ численных результатов

Анализ свойств малогабаритного излучателя начнем с рассмотрения его симметричного варианта, т. е. нагрузочные диски выберем одинаковых диаметров ( $a_1 = a_2$ ), а точку возбуждения поместим посередине вибратора ( $h_1 = h_2$ ). На основании соображений симметрии легко понять, что распределение поля этого излучателя не изменится, если в плоскости  $z = 0$  поместить идеально проводящую плоскость. Поэтому построенную выше модель излучателя можно применить для описания характеристик штыревой антенны, нагруженной диском на вершине и расположенной на неограниченном идеально проводящем плоском основании. Поскольку разрыв между вибратором и основанием, т. е. разрыв, к которому прикладывается напряжение возбуждения, в такой модели штыревой антенны с нагрузкой в два раза меньше, чем в модели симметричного излучателя, входное сопротивление штыревой антенны также в два раза меньше:  $Z_{in}^m = Z_{in}/2$ . Известны экспериментальные данные о частотной зависимости входного сопротивления штыревой антенны с нагрузкой в виде диска на вершине [1] (эксперимент выполнил А. А. Гридин). Используем их для сравнения с расчетными данными, полученными с помощью построенной здесь модели излучателя. Расчетные и экспериментальные данные приведены на рис. 2. Результаты измерений активного входного сопротивления штыревой антенны в случае вибраторов с двумя выбранными диаметрами не отличаются, и на рис. 2, а показаны одними и теми же маркерами. Сравнение расчетных и экспериментальных частотных зависимостей показывает, что построенная теоретическая модель правильно описывает свойства симметричного излучателя в частотной области первого низшего резонанса.

Найденные численно частотные зависимости абсолютной величины тока на входе симметричного излучателя имеют типичный резонансный характер. На рис. 3 показаны частотные



**Рис. 2.** Расчетные и полученные экспериментально [1] частотные зависимости активной (верхняя панель) и реактивной (нижняя панель) частей входного сопротивления штыревой антенны, нагруженной диском на вершине и расположенной на неограниченном идеально проводящем основании, при двух значениях диаметра  $2b$  вибратора,  $a_1 = 3$  см,  $h_1 = 1$  см. Экспериментальные, а также расчетные значения активной части входного сопротивления при выбранных диаметрах вибраторов не отличаются



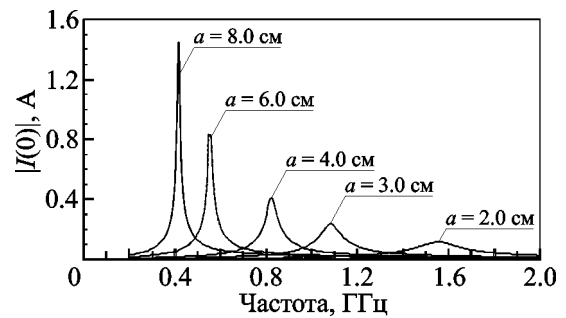
**Рис. 3.** Частотные зависимости абсолютной величины тока в точке возбуждения симметричного излучателя при разных значениях диаметра вибратора,  $a_1 = a_2 = 3$  см,  $h_1 = h_2 = 1$  см

зависимости абсолютной величины тока в точке возбуждения при различных величинах диаметра  $2b$  вибратора. Ток вычислен в предположении, что напряжение возбуждения составляет

$u_0 = 1$  В. С увеличением диаметра вибратора резонансная частота излучателя возрастает, ток на резонансной частоте быстро уменьшается и добротность резонанса снижается.

Абсолютная величина резонансного тока в точке возбуждения и добротность резонанса симметричного излучателя существенно зависят от диаметра дисков. При постоянной длине вибратора увеличение диаметра нагрузочных дисков приводит к понижению резонансной частоты излучателя и быстрому росту добротности за счет локализации большей реактивной мощности в излучателе (см. рис. 4 и таблицу, в которой приведены значения добротности резонансов в зависимости от радиуса дисков). Увеличение длины вибратора при постоянном диаметре нагрузочных дисков также ведет к уменьшению резонансной частоты излучателя, однако добротность резонанса благодаря уменьшению локализации мощности тоже снижается.

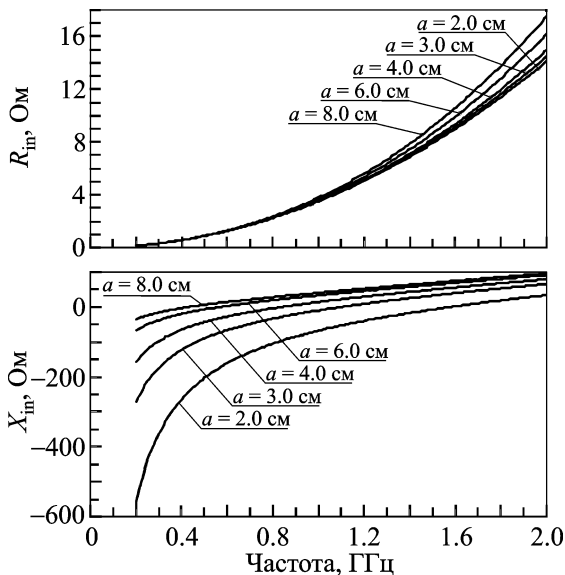
Эти зависимости можно проследить, анализируя частотные характеристики входного сопротивления излучателя (см. рис. 5). Активная часть входного сопротивления мала, слабо зависит от диаметра нагрузочных дисков и практически не зависит от диаметра вибратора  $2b$ . Основное влияние на ее величину оказывает



**Рис. 4.** Частотные зависимости абсолютной величины тока в точке возбуждения симметричного излучателя при разных значениях диаметра нагрузочных дисков,  $a = a_1 = a_2$ ,  $h_1 = h_2 = 1$  см,  $2b = 0.4$  см

**Таблица.** Значения добротности резонансов симметричного излучателя в зависимости от радиуса дисков

$a$ , см	2.0	3.0	4.0	6.0	8.0
$Q$	9.4	12.4	16.1	20.9	26.3

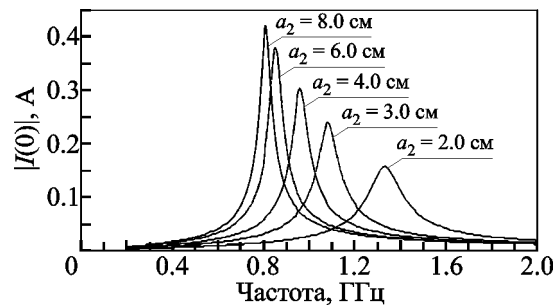


**Рис. 5.** Частотные зависимости активной (верхняя панель) и реактивной (нижняя панель) частей входного сопротивления симметричного излучателя при разных значениях диаметров нагрузочных дисков,  $a = a_1 = a_2$ ,  $h_1 = h_2 = 1$  см,  $2b = 0.4$  см

длина вибратора, поскольку именно ток на вибраторе приводит к излучению электромагнитной энергии в пространство. От размера дисков и диаметра вибратора существенно зависит запасенная в ближнем поле излучателя электромагнитная энергия и, следовательно, реактивная часть входного сопротивления. Короткий по сравнению с длиной волны вибратор с малыми дисками имеет большое емкостное сопротивление. На фиксированной частоте увеличение диаметра металлических дисков ведет к уменьшению абсолютной величины этого сопротивления вплоть до возникновения первого резонанса.

Диаграммы направленности как симметричного излучателя, так и нагруженной штыревой антенны при малой по сравнению с длиной волны высоте вибратора практически не отличаются и имеют, как легко понять, форму близкую к  $\sin \theta$ ,  $0 < \theta < \pi$ , с максимумом в плоскости  $z = 0$ .

Пусть теперь нагрузочные диски излучателя имеют разные диаметры – излучатель несимметричный. Точка возбуждения по-прежнему находится посередине вибратора. На рис. 6 показаны частотные зависимости тока в точке возбуждения при различных значениях диаметра диска в основании излучателя. Увеличение



**Рис. 6.** Частотные зависимости абсолютной величины тока в точке возбуждения несимметричного излучателя с дисками разных диаметров на вершине и у основания вибратора,  $a_1 = 3$  см,  $h_1 = h_2 = 1$  см,  $2b = 0.4$  см

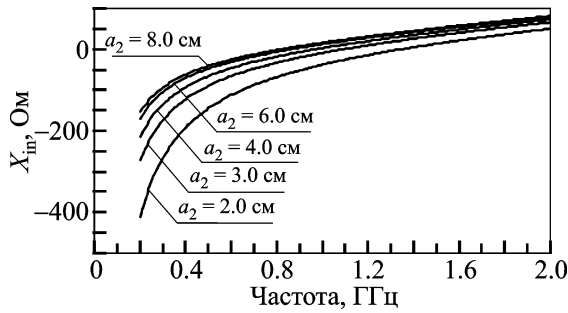
диаметра одного из дисков ведет к возрастанию резонансного тока по сравнению с его значением в случае исходного симметричного излучателя. Частотные характеристики реактивной части входного сопротивления несимметричного излучателя показаны на рис. 7.

Построенная модель несимметричного излучателя дает возможность выяснить, каким образом на характеристиках штыревой нагруженной на вершине антенны сказывается конечный размер ее основания. С этой целью найдено входное сопротивление несимметричного излучателя, у которого точка возбуждения находится в стыке между вертикальным вибратором и нижним диском. Этот второй диск моделирует идеально проводящее основание конечных размеров у нагруженной штыревой антенны. Частотные зависимости реактивной части входного сопротивления такого излучателя приведены на рис. 8. Эти зависимости дают возможность судить о том, в какой мере изменяется резонансная частота нагруженной штыревой антенны при ее монтаже на ограниченном основании.

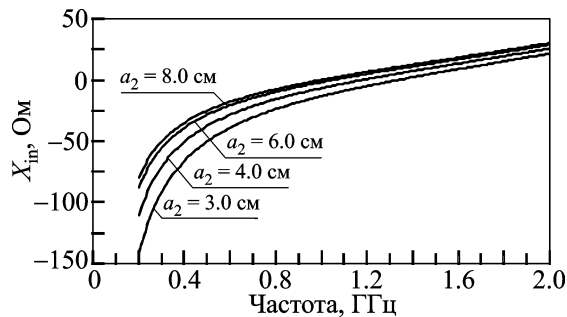
Активная часть входного сопротивления несимметричного излучателя и штыревой антенны на ограниченном основании, у которых размер вибратора мал по сравнению с длиной волны, только незначительно отличается от активного сопротивления симметричного излучателя и нагруженного штыря на проводящей плоскости.

Работа выполнена благодаря финансовой поддержке Украинского научно-технологического центра (проект 4390).





**Рис. 7.** Частотные зависимости реактивной части входного сопротивления несимметричного излучателя с дисками разных диаметров на вершине и у основания вибратора,  $a_1 = 3$  см,  $h_1 = h_2 = 1$  см,  $2b = 0.4$  см



**Рис. 8.** Частотные зависимости реактивной части входного сопротивления штыревой антенны нагруженной диском на вершине и расположенной на ограниченном идеально проводящем основании – диске диаметра  $2a_2$ :  $a_1 = 3$  см,  $h_1 = 1$  см,  $h_2 = 0$ ,  $2b = 0.4$  см

### Литература

1. Гридин А. А., Кочин В. Н., Нечаев Ю. Б., Просвирнин С. Л. Характеристики короткого вибратора, нагруженного на вершине тонким металлическим диском // Радиотехника и электроник. – 1994. – Т. 39, вып. 8-9. – С. 1285-1293.
2. Weiner M. M. Monopole element at the center of a circular ground plane whose radius is small or comparable to a wavelength // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1987. – Vol. AP-35, No. 5. – P. 488-495.
3. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. – М.: Радио и связь, 1983. – 296 с.

4. Elliott R. S. Antenna theory and design. – Hoboken, New Jersey: Wiley & Sons, Inc., 2003. – 624 p.
5. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1977. – 735 с.
6. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Миттра. – М.: Мир, 1977. – 485 с.
7. Просвирнин С. Л., Нечаев Ю. Б. Расчет микрополосковых антенн в приближении заданного распределения поверхностного тока. – Воронеж: Изд-во ВГУ, 1992. – 112 с.

### Характеристики короткого вибратора, навантаженого дисками

**С. Л. Просвирнін, Л. М. Литвиненко,  
В. М. Кочін, Г. В. Кекелія,  
П. Г. Кобіашвілі**

Побудовано наближену математичну модель малої порівняно з довжиною хвилі несимметричної вибраторної антени, навантаженої на кінцях металевими дисками різного діаметру. Поблизу першого низькочастотного резонансу наводяться частотні залежності амплітуди струму в точці збудження та входного опору для вибраторної антени і штиревої антени з навантаженням у вигляді диску на верхівці і з основою кінцевого розміру.

### Characteristics of Short Dipole Loaded with Disks

**S. L. Prosvirnin, L. M. Lytvynenko,  
V. M. Kochin, G. V. Kekelia,  
and P. G. Kobiashvili**

Approximate mathematical model of a small in comparison with wavelength dipole antenna loaded at its ends with disks of different diameters has been built. In the neighborhood of the first low-frequency resonance, the frequency dependences of current amplitude at point of excitation and input resistance are shown both for a dipole antenna and a monopole antenna loaded by a disk at the top and with the antenna base of finite size.