

К ТЕОРИИ ПРОВОЛОЧНОЙ АНТЕННЫ, РАСПОЛОЖЕННОЙ ВБЛИЗИ ШАРА

К. Е. КАРАПЕТЯН

Проведен расчет поля линейной антенны, расположенной вблизи металлического шара. Получено интегральное уравнение относительно тока на вибраторе с учетом влияния шара.

В настоящей работе рассматривается одна из возможностей расчета поля проволочных антенн с учетом влияния близко расположенных металлических шаровых тел. Пусть имеется электродинамическая система, включающая шаровое тело, тонкий провод и некоторый первичный источник, заданный либо в виде области распределения стороннего тока, либо в виде падающей волны (см. рис. 1); в обоих случаях

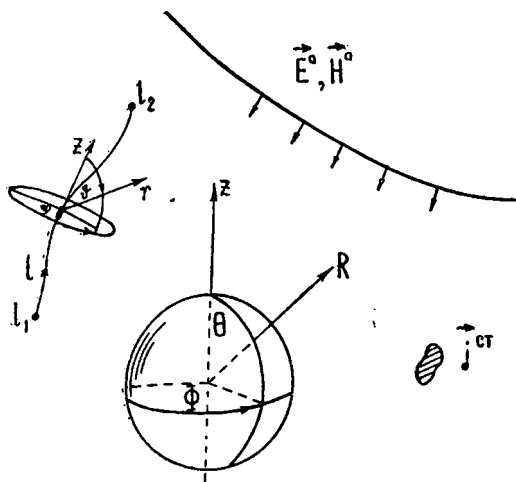


Рис. 1.

будет считаться известным поле (E^0 , H^0), создаваемое источником в свободном пространстве. Таким образом, постановка задачи для проволочной антенны в режимах передачи и приема формально не меняется.

В приближении тонкого провода ток на проволочной антенне можно считать функцией одной продольной координаты l , а каждый элемент провода — принимать за диполь Герца. Используя локальную

систему координат r, ϑ, φ , запишем соответствующее поле излучения в свободном пространстве:

$$\begin{aligned} E_d(r, l) &= \frac{-iI(l)\Delta l}{4\pi\omega\varepsilon} \left[r_0 \frac{2}{r^2} \left(\frac{1}{r} + ik \right) \cos \vartheta + \right. \\ &\quad \left. - \vartheta_0 \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r} - k^2 \right) \sin \vartheta \right] e^{-ikr}, \\ H_d(r, l) &= \Phi_0 \frac{-iI(l)\Delta l}{4\pi} \left(\frac{i}{r^2} - \frac{k}{r} \right) \sin \vartheta e^{-ikr}, \end{aligned} \quad (1)$$

где радиус-вектор $r = (r, \vartheta, \varphi)$ характеризует точку наблюдения, а l есть координата диполя Герца, являющегося элементом провода.

В присутствии металлического шара, принимаемого за идеальный проводник, на это поле налагается система расходящихся сферических волн, амплитуды которых легко определить из условия компенсации тангенциальной компоненты напряженности электрического поля на сферической границе. Полная система этих волн, как известно, включает волны типа E

$$\begin{aligned} E_p(E) &= R_0 u_p + \frac{1}{n(n+1)} \nabla_t \frac{\partial R^2 u_p}{\partial R}, \\ H_p(E) &= -\frac{i\omega\varepsilon}{n(n+1)} \operatorname{rot}_t R^2 u_p \end{aligned} \quad (2a)$$

и типа H

$$\begin{aligned} E_p(H) &= \frac{i\omega\mu}{n(n+1)} \operatorname{rot}_t R^2 v_p, \\ H_p(H) &= R_0 v_p + \frac{1}{n(n+1)} \nabla_t \frac{\partial R^2 v_p}{\partial R}. \end{aligned} \quad (2б)$$

Здесь u_p, v_p — функции вида $\frac{1}{(kR)^{3/2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)}(kR) P_n^m(\cos \vartheta) \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} m\varphi$, используется система координат R, ϑ, φ с началом в центре шара; нижний индекс t означает, что в соответствующем дифференциальном операторе опущены производные $\partial/\partial R$ (этот индекс будет также использоваться в качестве символа проектирования на сферу).

Поскольку функции $e_{p(E, H)} = E_{p(E, H)t}$ (как и отвечающие им магнитные поля) образуют на любой координатной сфере полные ортогональные системы, по ним можно разложить поле „текущего“ диполя $E_d(r, l)_t$ на поверхности металлического шара s :

$$E_d(r, l)_t = \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} a_{p(E, H)}(l) e_{p(E, H)}, \quad (3)$$

где

$$a_{p(E, H)}(l) = \int_s E_d(r, l) \cdot e_{p(E, H)} ds / \int_s |e_{p(E, H)}|^2 ds. \quad (4)$$

Поэтому компенсирующее поле сферических волн для элемента провода Δl с током $I(l)$ есть

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_\Delta^-(\mathbf{R}, l) \\ \mathbf{H}_\Delta^-(\mathbf{R}, l) \end{pmatrix} = \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} \alpha_{p(E, H)}(l) \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \\ \mathbf{H}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Аналогичным образом найдем компенсирующее поле для первичного источника:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_0^-(\mathbf{R}) \\ \mathbf{H}_0^-(\mathbf{R}) \end{pmatrix} = \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} \alpha_{p(E, H)}^0 \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \\ \mathbf{H}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где

$$\alpha_{p(E, H)}^0 = \int_S \mathbf{E}^0 \mathbf{e}_{p(E, H)} ds / \int_S |\mathbf{e}_{p(E, H)}|^2 ds. \quad (7)$$

Полное электромагнитное поле $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ есть наложение первичного поля $(\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0)$, компенсационной добавки $(\mathbf{E}_0^-, \mathbf{H}_0^-)$ и поля $(\mathbf{E}_{\text{пр}}, \mathbf{H}_{\text{пр}})$, создаваемого проводом, с учетом реакции шара. Последнее находится суммированием действия всех элементов провода. С этой целью представим сначала поля (1) в виде

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_\Delta(\mathbf{r}, l) \\ \mathbf{H}_\Delta(\mathbf{r}, l) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{e}_\Delta(\mathbf{r}, l) \\ \mathbf{h}_\Delta(\mathbf{r}, l) \end{pmatrix} I(l) \Delta l, \quad (8)$$

где „плотности“ $\mathbf{e}_\Delta$ и $\mathbf{h}_\Delta$ находятся делением выражений (1) на $I(l) \Delta l$. Соответственно этому преобразуем и коэффициенты разложения (5)

$$\alpha_{p(E, H)}(l) = c_{p(E, H)}(l) I(l) \Delta l \quad (9)$$

($c_{p(E, H)}$ получается из $\alpha_{p(E, H)}$ заменой в (4) $\mathbf{E}_\Delta$ на $\mathbf{e}_\Delta$).

Наконец, взяв везде вместо конечного приращения Δl дифференциал dl и переходя к интегрированию, получаем следующее выражение:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{\text{пр}} \\ \mathbf{H}_{\text{пр}} \end{pmatrix} = \int_{l_1}^{l_2} I(l') \left[\begin{pmatrix} \mathbf{e}_\Delta(\mathbf{r}, l') \\ \mathbf{h}_\Delta(\mathbf{r}, l') \end{pmatrix} + \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} c_{p(E, H)}(l') \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \\ \mathbf{H}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \end{pmatrix} \right] dl'. \quad (10)$$

Остается на полное поле $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ наложить условие обращения в нуль тангенциальной компоненты на проводе. При этом все поля берутся в виде проекций на направление провода l (нижний индекс l) и в точках координат провода (замена символов $\mathbf{r} \rightarrow l, \mathbf{R} \rightarrow l$). Это приводит к следующему интегральному уравнению относительно тока на проводе $I(l)$:

$$\begin{aligned} E_l^0(l) + \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} \alpha_{p(E, H)}^0 E_{p(E, H)}(l) + \int_{l_1}^{l_2} I(l') e_{\Delta l}(l, l') dl' + \\ + \int_{l_1}^{l_2} I(l') \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} c_{p(E, H)}(l') E_{p(E, H)l}(l) dl' = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

или в канонической записи

$$\int_{l_1}^{l_2} K(l, l') I(l') dl' = F(l), \quad (12)$$

где ядро и правая часть имеют вид

$$K(l, l') = e_{\lambda l}(l, l') + \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} E_{p(E, H)l}(l) c_{p(E, H)l}(l'), \quad (13)$$

$$F(l) = -E_l^0(l) - \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} a_{p(E, H)l}^0 E_{p(E, H)l}(l). \quad (14)$$

Заметим, что первый член ядра $e_{\lambda l}(l, l')$ соответствует обычной теории проволочных антенн в свободном пространстве. При $l' = l$ он теряет смысл, если не произвести регуляризацию (вместо $r = 0$ при $l' = l$ можно положить $r = \tau \ll 1$, что является своего рода учетом конечной толщины провода). Вообще вклад первого члена ядра можно заменить результатом любой теории проволочной антенны в свободном пространстве. Второй член ядра (в виде разложения по сферическим гармоникам) является результатом предложенной теории. Вопрос о рациональном выборе области применения построенного интегрального уравнения Фредгольма первого рода подлежит специальному исследованию. При этом, в частности, подлежит изучению сходимость метода с аппроксимацией ядра посредством частичной суммы.

В качестве класса конфигурационно простых систем рассмотрим объекты, изображенные на рис. 2. Провод ориентирован радиально и

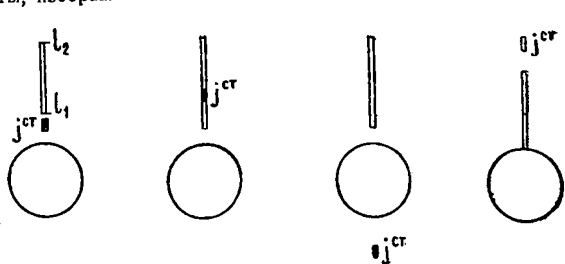


Рис. 2.

возбуждается соосным диполем Герца. Поле, при этом не зависит от общей азимутальной координаты $\varphi = \varphi$; в системе сферических гармоник остаются только поля типа E , и функции, входящие в ядро (13), имеют следующий простой вид:

$$e_{\lambda l}(l, l') = \frac{-i}{2\pi\omega\epsilon} \frac{1}{|l - l'|^2} \left(\frac{1}{|l - l'|} + ik \right) e^{-ik|l - l'|} \quad (15)$$

и

$$E_{p(E)l}(l) = \frac{1}{k(l_1 + l)^{3/2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)} [k(l_1 + l)] \quad (16)$$

В заключение отметим, что использованная в этой работе общая теория сферических волн с достаточной полнотой изложена в монографии [1].

Институт радиотехники и электроники
АН АрмССР

Поступила 15.III.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Дж. А. Страттон. Теория электромагнетизма, Гостехиздат, 1948.

ԳՆԴԻՆ ՄՈՏ ՏԵՂԱԳՐՎԱԾ ԼԱՐԱՅԻՆ ԱՆՏԵՆԱՅԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱՐԵՐՅԱԼ

Կ. Ե. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Կատարված է գնդին մոտ տեղադրված լարային անտենայի հաշվարկը, լար-մետաղական գունդ սխեմայի հաշվարկման լրիվ դաշտը բաղկացած է սկզբնական, կոմպենսացիոն վերադիր դաշտերից և լարի ստեղծած դաշտից, որտեղ հաշվի է առնված գնդի ազդեցությունը, լրիվ (E, H) դաշտի և լարի վրա նրա տանգենցիալ բաղադրիչի զրոյին հավասարեցման պայմանի համադրումից ստացված է հոսանքի համար ինտեգրալ հավասարում:

ON THE THEORY OF WIRE ANTENNA DISPOSED NEAR A SPHERE

K. E. KARAPETYAN

The calculation of a wire antenna near a sphere is performed. The total field radiated by the system, the wire antenna — metallic sphere, consists of the primary field, the field generated by the wire with due regard for the sphere reaction and the compensation increment. With the total field (E, H) subject to the condition of the tangential component going to zero on the wire, the integral equation for the current on the wire is obtained.