

## ВЗАИМНЫЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ НАД СЛОЕМ НЕИДЕАЛЬНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

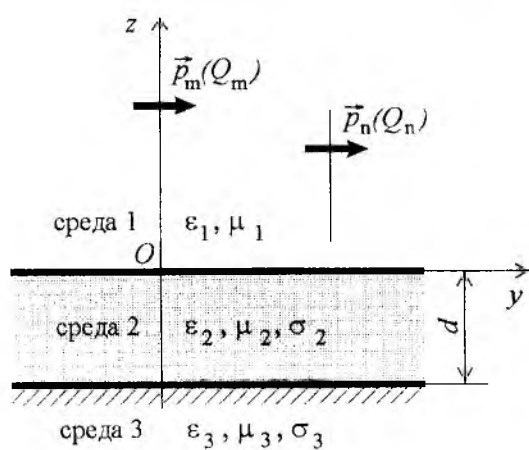
### Введение

Решению задачи об излучении электрических вибраторов, расположенных вблизи слоя диэлектрика посвящено большое число публикаций. Особый интерес к этой задаче обусловлен тем, что она является ключевой для исследования и разработки целого класса излучающих устройств – микрополосковых антенн [1], которые в настоящее время интенсивно развиваются и внедряются в практику [2-5]. Вместе с тем в большинстве работ такая задача решается либо в предположении отсутствия потерь в слое диэлектрика, либо потери считаются весьма малыми. В литературе практически отсутствуют сведения о влиянии достаточно больших потерь в диэлектрическом слое на параметры систем излучателей.

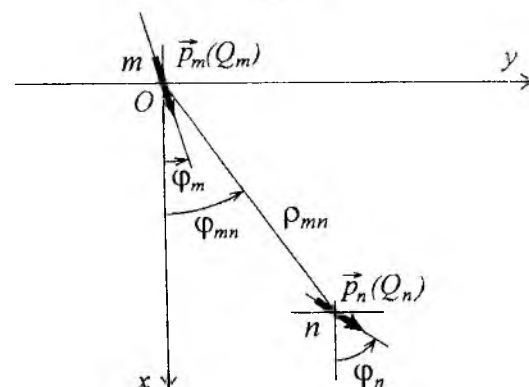
В настоящей работе исследуется влияние диэлектрического слоя с заметными потерями на взаимные сопротивления между горизонтальными электрическими диполями, которые могут быть использованы при оценке энергетических характеристик антенных систем. В строгой постановке данная задача не имеет аналитического решения и решается численными методами [6]. В данной работе используется метод, основанный на представлении искомого электромагнитного поля антенны спектром плоских волн [7].

### Основные соотношения

Рассмотрим пространство, состоящее из двух полубесконечных линейных изотропных сред 1 и 3 (рис. 1, а), разделенных плоским диэлектрическим слоем 2 толщиной  $d$ . Будем полагать, что среда 1, заполняющая верхнюю часть пространства ( $z > 0$ ), является идеальным диэлектриком (проводимость  $\sigma_1 = 0$ ) с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$ , магнитной проницаемостью  $\mu_1$ , а среды 2



а)



б)

Рис. 1

и 3 имеют параметры  $\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2$  и  $\epsilon_3, \mu_3, \sigma_3$  соответственно. В среде 1 размещена излучающая система, состоящая из  $N$  горизонтальных диполей Герца, два из которых показаны на рис. 1, а, б. Центры этих диполей расположены в точках  $Q_m(x_m, y_m, z_m)$  и  $Q_n(x_n, y_n, z_n)$ , а их электрические моменты соответственно равны  $\vec{p}_m = (\vec{x}^0 \cos \varphi_m + \vec{y}^0 \sin \varphi_m) I_m l_m$  и  $\vec{p}_n = (\vec{x}^0 \cos \varphi_n + \vec{y}^0 \sin \varphi_n) I_n l_n$ , где  $I_m, I_n$  – амплитуды токов диполей;  $l_m, l_n$  – их длины;  $\varphi_m, \varphi_n$  – углы поворота диполей в плоскости  $xOy$  относительно оси  $x$  (рис. 1, б). Взаимное сопротивление между этими диполями может быть представлено в следующем виде:

$$Z_{mn} = Z_{mn}^{\infty} + \Delta Z_{mn}, \quad (1)$$

где  $Z_{mn}^{\infty}$  – взаимное сопротивление между этими диполями над плоским идеально проводящим

экраном, расположенным в плоскости  $z = 0$ ;  $\Delta Z_{mn}$  – добавочное сопротивление, учитывающее реальные параметры сред 2 и 3.

Реальную часть  $\Delta Z_{mn}$  можно представить суммой из двух слагаемых [7, 8]:

$$\Delta R_{mn} = \text{Re}(\Delta Z_{mn}) = \Re_{dmn} + \Delta \Re_{\Sigma mn}, \quad (2)$$

первое из которых ( $\Re_{dmn}$ ) является взаимным сопротивлением потерь, а второе ( $\Delta \Re_{\Sigma mn}$ ) – отражает влияние этих сред на взаимное сопротивление излучения между диполями.

Для отыскания добавочного сопротивления  $\Delta Z_{mn}$  в (1) и его составляющих (2) воспользуемся методикой, изложенной в [7, 9]. В результате ее применения нетрудно получить выражения для искомых сопротивлений, которые здесь представлены в нормированном виде:

$$\Delta z_{mn} = \Delta r_{mn} + jx_{mn} = \frac{\Delta Z_{mn}}{R_{00}} = \frac{3}{2} \int_0^\infty \left( \frac{\gamma_1}{jk_1} T_\varepsilon A + \frac{jk_1}{\gamma_1} \tilde{T}_\mu B \right) e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} v dv; \quad (3)$$

$$\Delta r_{\Sigma mn} = \Delta r_{\Sigma mn} + jr''_{mn} = \frac{\Delta \Re_{\Sigma mn}}{R_{00}} = \frac{3}{2} \text{Re} \int_0^\infty \left( \frac{\gamma_1}{jk_1} T_\varepsilon A + \frac{jk_1}{\gamma_1} \tilde{T}_\mu B \right) e^{-\gamma_1(z_m+z_n)} v dv - \\ - \frac{3}{2} \int_0^\infty \left\{ \frac{\gamma_1}{jk_1} \left( \text{Re}(T_\varepsilon) - \frac{1}{2} |T_\varepsilon|^2 \right) A + \frac{jk_1}{\gamma_1} \left( \text{Re}(\tilde{T}_\mu) - \frac{1}{2} |\tilde{T}_\mu|^2 \right) B \right\} e^{-\gamma_1(z_m-z_n)} v dv; \quad (4)$$

$$r_{dmn} = r_{dmn} - jr''_{mn} = \frac{\Re_{dmn}}{R_{00}} = \frac{3}{4} \int_0^\infty \left\{ \text{Re} \left( \frac{\gamma_1}{jk_1} T_\varepsilon \tilde{T}_\varepsilon^* \right) A + \text{Re} \left( \frac{jk_1}{\gamma_1} \tilde{T}_\mu T_\mu^* \right) B \right\} e^{-\gamma_1 z_m - \gamma_1^* z_n} v dv, \quad (5)$$

где  $k_q = \omega \sqrt{\tilde{\varepsilon}_q \mu_q}$ ;  $\tilde{\varepsilon}_q = \varepsilon_q \left( 1 - j\sigma_q / \omega \varepsilon_q \right)$ ;  $\gamma_q = \sqrt{k_1^2 v^2 - k_q^2}$ ,  $R_{00} = 20k_1^2 l_m l_n$ ;

$$\left. \begin{matrix} A \\ B \end{matrix} \right\} = J_0(k_1 v \rho_{mn}) \left\{ \begin{matrix} \cos \tilde{\varphi}_m \cos \tilde{\varphi}_n \\ \sin \tilde{\varphi}_m \sin \tilde{\varphi}_n \end{matrix} \right\} \mp \frac{J_1(k_1 v \rho_{mn})}{k_1 v \rho_{mn}} \cos(\tilde{\varphi}_m + \tilde{\varphi}_n);$$

$$\tilde{\varphi}_m = \varphi_m - \varphi_{mn}; \quad \tilde{\varphi}_n = \varphi_n - \varphi_{mn};$$

$$R_\varepsilon = R_{12}^\varepsilon + \frac{T_{12}^\varepsilon R_{23}^\varepsilon T_{21}^\varepsilon e^{-2\gamma_2 d}}{1 - R_{21}^\varepsilon R_{23}^\varepsilon e^{-2\gamma_2 d}}; \quad R_\mu = R_{12}^\mu + \frac{T_{12}^\mu R_{23}^\mu T_{21}^\mu e^{-2\gamma_2 d}}{1 - R_{21}^\mu R_{23}^\mu e^{-2\gamma_2 d}};$$

$$R_{pq}^\varepsilon = \frac{\gamma_p \varepsilon_q - \gamma_q \varepsilon_p}{\gamma_p \varepsilon_q + \gamma_q \varepsilon_p}; \quad R_{pq}^\mu = \frac{\gamma_p \mu_q - \gamma_q \mu_p}{\gamma_p \mu_q + \gamma_q \mu_p}; \quad p, q = 1, 2, 3 - \text{номер среды};$$

$$T_{\varepsilon, \mu} = 1 - R_{\varepsilon, \mu}; \quad \tilde{T}_{\varepsilon, \mu} = 1 + R_{\varepsilon, \mu}; \quad T_{pq}^\varepsilon = 1 - R_{pq}^\varepsilon; \quad T_{pq}^\mu = 1 - R_{pq}^\mu.$$

При выводе этих выражений считалось, что сопротивление излучения является мерой мощности, излучаемой диполями в верхнее полупространство посредством пространственных волн, а сопротивление потерь – мерой мощности, рассеиваемой в средах 2 и 3. Приведенные выражения позволяют изучать влияние параметров сред 2 и 3 на взаимодействие горизонтальных диполей и оценивать энергетические характеристики решеток таких излучателей. Ниже обсуждаются результаты расчета зависимостей взаимных сопротивлений между горизонтальными диполями, расположенными над слоем заземленного диэлектрика, от их взаимного расположения, а также зависимости КПД одного из них от толщины слоя диэлектрика и уровня джоулевых потерь в нем.

### Результаты расчетов

Для иллюстрации изложенной методики приведем результаты расчета взаимных сопротивлений между двумя диполями, расположенными над слоем диэлектрика, лежащем на идеальном экране. Будем полагать, что верхнее полупространство занято вакуумом, слой 2

является реальным диэлектриком и характеризуется относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_r$  и заданным  $\text{tg } \delta$  ( $\mu_r = 1$ ), а нижнее полупространство заполнено идеальным проводником ( $\sigma_3 \rightarrow \infty$ ). В этом случае коэффициенты отражения от нижней границы раздела между средами 2-3 равны  $R_{23}^E = 1$  и  $R_{23}^H = -1$ .

Вначале оценим влияние параметров слоя диэлектрика на КПД горизонтального диполя, используя соотношение  $\eta = r_{\Sigma 11} / (r_{\Sigma 11} + r_{d11})$ , где  $r_{\Sigma 11}$  и  $r_{d11}$  – нормированные собственные сопротивления излучения и потерь диполя соответственно. Последние могут быть найдены по формулам (4) и (5) в предположении, что собственное сопротивление тонкого цилиндрического диполя диаметром  $2a$  равно взаимному сопротивлению между двумя такими же параллельными диполями, оси которых разнесены на расстояние  $a$ .

На рис. 2 приведены результаты численных расчетов зависимостей КПД горизонтального диполя от толщины  $d$  слоя диэлектрика с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_r = 8$  для различных  $\text{tg } \delta$  на частоте  $f = 6$  ГГц. Радиус диполя был принят равным  $a = 0,001\lambda_0$  ( $\lambda_0$  – длина волны в вакууме).

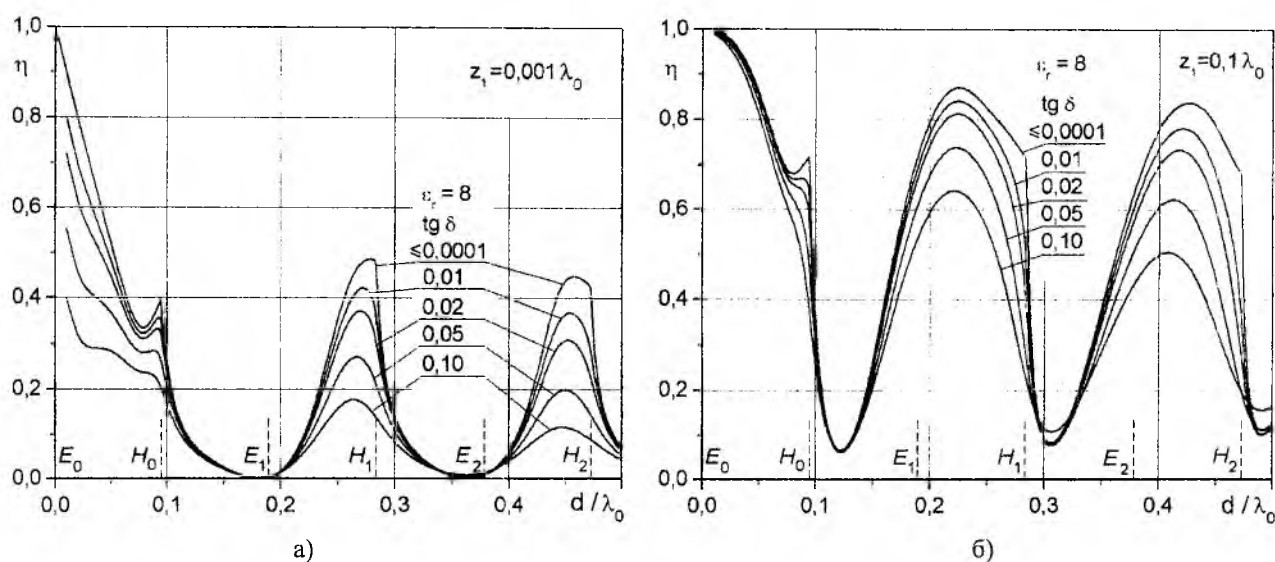


Рис. 2

Графики, изображенные на рис. 1, а, относятся к диполю, лежащему на поверхности раздела ( $z_1 = a$ ), а рис. 2, б – горизонтальному диполю, поднятому над поверхностью диэлектрика на высоту  $z_1 = 0,1\lambda_0$ . Верхние кривые на обоих графиках соответствуют диэлектрику с малыми тепловыми потерями, при этом изменение  $\text{tg } \delta$  в пределах  $0 \dots 0,0001$  практически не сказывается на величине КПД при любых  $d$ . Здесь отличие КПД от 1 целиком обусловлено затратами мощности на создание поверхностных волн в слоистой структуре, что хорошо известно из теории микрополосковых антенн [1]. Пунктирными линиями на рисунке отмечены точки, соответствующие критическим длинам поверхностных волн электрического  $E_n$  или магнитного  $H_n$  типа. Рост  $\text{tg } \delta$  диэлектрика от 0,1 и выше приводит к заметному снижению КПД диполя, что обусловлено дополнительным нагреванием диэлектрика ближним полем антенны, которое представлено спектром нераспространяющихся волн. Эти явления особенно ярко проявляются в случае, когда диполь лежит на поверхности диэлектрика (рис. 1, а). Удаление диполя на расстояние  $d = 0,1\lambda_0$  от поверхности диэлектрика (рис. 1, б) резко меняет характер зависимости  $\eta(d)$ . Поверхностные волны в этом случае возбуждаются не столь интенсивно и влияние тепловых потерь, особенно при малой толщине слоя диэлектрика ( $d/\lambda_0 < 0,07$ ), менее заметно.

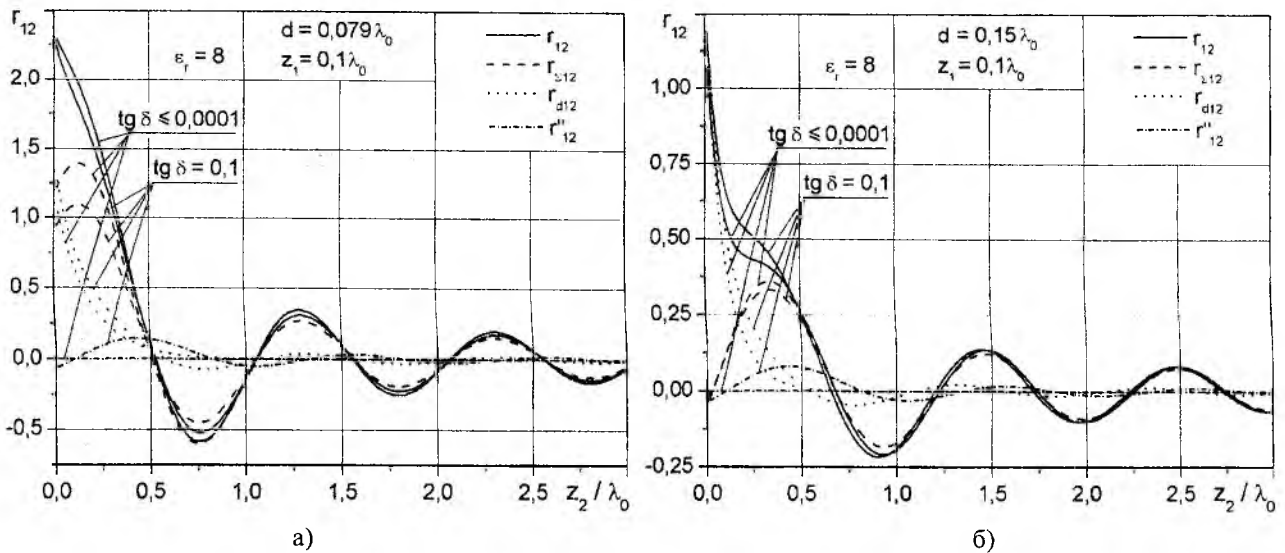


Рис. 3

На рис. 3 представлены графики зависимостей активной части взаимного сопротивления вибратора  $r_{12}$  между двумя диполями и ее составляющих  $r_{\Sigma 12}$ ,  $r_{d12}$  и  $r''_{12}$  от высоты подвеса одного из них. При расчетах полагалось, что оба диполя идентичны, ориентированы вдоль оси  $y$ , а их центры занимают позиции  $Q_1(0,0,z_1 = 0,1\lambda_0)$  и  $Q_2(a,0,z_2 = \text{var})$ . Вычисления выполнялись для двух значений толщины слоя  $d = 0,079\lambda_0$  (рис.3,а) и  $d = 0,15\lambda_0$  (рис. 3, б), при которых наблюдаются одномодовый ( $E_0$ ) и двумодовый ( $E_0, H_0$ ) режимы возбуждения поверхностных волн (см. рис. 2, б) соответственно. Как и следовало ожидать, основные различия в графиках видны в области малых  $z_2/\lambda_0$ , где в случае двумодового режима поверхностных волн наблюдается явное перераспределение взаимного сопротивления от  $r_{\Sigma 12}$  к  $r_{d12}$ . В области высот  $z_2/\lambda_0 > 0,5$  зависимости на обоих графиках почти идентичны, хотя и здесь следует отметить некоторое смещение кривых по отношению друг к другу.

### Заключение

Полученные соотношения позволяют исследовать влияние параметров слоя диэлектрика на взаимные сопротивления излучения и потерь между электрическими диполями, поднятыми над поверхностью раздела, и с помощью импедансного подхода оценивать энергетические параметры излучающих систем.

**Список литературы:** 1. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986. 2. Microstrip Antenna Design Handbook / R.Garg, P.Bhartia, Inder Bahl, A. Ittipiboon. – Artech House Publishers. 2001. 875 с. 3. Wong K.L. Compact and Broadband Microstrip Antennas. – Wiley-Interscience Publishers. 2002. 344 с. 4. Waterhouse R.B. Microstrip Patch Antennas: A Designer's Guide. – Kluwer Academic Publishers. 2003. 421 с. 5. Чебышев В.В. Микрополосковые антенны и решетки в слоистых средах // Антенны. 2003. Вып. 10-11 (77-78). С. 3 – 102. 6. Shastry S.V.K., Kumar A. Dipole over a Dielectric-Coated Conducting Plane // J. Inst. Electronics & Telecom. Engrs. 1985. V. 31, No.1. С. 13 – 19. 7. Токарский П.Л. Взаимные сопротивления и КПД электрических диполей, расположенных вблизи поверхности раздела двух сред // Радиофизика и радиоастрономия. 1998. Т. 3, № 4. С. 434 – 440. 8. Токарский П.Л. Взаимные связи в системе излучателей с джоулевыми потерями // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31, №9. С. 1717 – 1723. 9. Токарский П.Л. Взаимные сопротивления и КПД горизонтальных электрических диполей, расположенных над поверхностью земли // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 42 – 46.