

Излучение диполя с различной ориентацией относительно края полуплоскости

Н. Н. Горобец, Н. П. Елисеева

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина,
61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4,
e-mail: Nadezhda.P.Yeliseyeva@univer.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 17 сентября 2002 г.

Для излучающей системы диполь Герца – идеально проводящая полуплоскость исследованы амплитудные диаграммы направленности компонент электрического поля, сопротивление излучения и коэффициенты направленного действия в зависимости от ориентации и положения диполя относительно края полуплоскости. Показано, что в случае возбуждения полуплоскости диполем, ось которого перпендикулярна ее краю, образуются несинфазные ортогональные компоненты краевых полей, значительно изменяющие характеристики полного поля. Определены направления наблюдения и положение диполя, при которых возможно значительное увеличение амплитуды поля.

Для випромінюючої системи ідеально провідна півплощина – диполь Герца досліджено амплітудні діаграми спрямованості компонент електричного поля, опір випромінювання і коефіцієнти спрямованої дії в залежності від орієнтації і розташування диполя відносно краю півплощини. Показано, що у випадку збудження півплощини диполем, з віссю, перпендикулярною до її краю, утворюються несинфазні ортогональні компоненти крайових полів, які значно змінюють характеристики повного поля. Визначені напрямки спостереження і розташування диполя, при яких можливе значне зростання амплітуди поля.

1. Введение

При исследовании дифракции поля электрического диполя на проводящих телах с острыми краями эталонной задачей является дифракция излучения произвольно ориентированного диполя на идеально проводящей полуплоскости. Как простейшая модельная задача она позволяет выявить физические закономерности возникающих дифракционных явлений в зависимости от ориентации диполя. Строгое решение задачи дифракции электромагнитных волн, излучаемых произвольно ориентированным электрическим или магнитным диполем, на идеально проводящей полуплоскости дано

в [1]. На основе этого решения в [2] получены представления дифракционных полей в виде асимптотических рядов по малым параметрам $(kr)^{-1}$, $(kR)^{-1}$, $(kr_0)^{-1}$, где $k = 2\pi/\lambda$; ρ , R – соответственно расстояния от центра диполя и от начала системы координат на краю полуплоскости до точки наблюдения; r_0 – расстояние от центра диполя до начала системы координат. Выражения для членов нулевого порядка асимптотических разложений по $(kr)^{-1}$ в дальней зоне (при $R \gg r_0$) дают представления полутеневых краевых полей, пригодные как вдали от границ свет-тень геометрического (ГО) поля, так и вблизи них. На основе этих представлений в [2] проводился анализ физических особенностей поля краевой

волны при возбуждении полуплоскости диполем, ось которого параллельна и перпендикулярна краю полуплоскости. Влияние дифракционных эффектов на характеристики полного поля излучения диполя в пространстве в зависимости от его положения и ориентации относительно края полуплоскости не рассматривалось. Цель настоящей статьи – исследовать физические закономерности формирования полного поля излучающей системы диполь–полуплоскость, провести анализ зависимостей сопротивления излучения и коэффициента направленного действия от ориентации и положения диполя относительно края полуплоскости.

2. Постановка задачи и основные соотношения

Введем декартову систему координат XYZ , связанную с идеально проводящим бесконечно тонким экраном в виде полуплоскости (см. рис. 1), а также сферическую систему координат R, θ, φ . Рассмотрим независимо три случая возбуждения экрана электрическим диполем: когда диполь параллелен краю экрана (в дальнейшем диполь 1), и перпендикулярен краю (диполи 2 и 3). Освещенной поверхности экрана соответствует угол $\varphi = 0^\circ$,

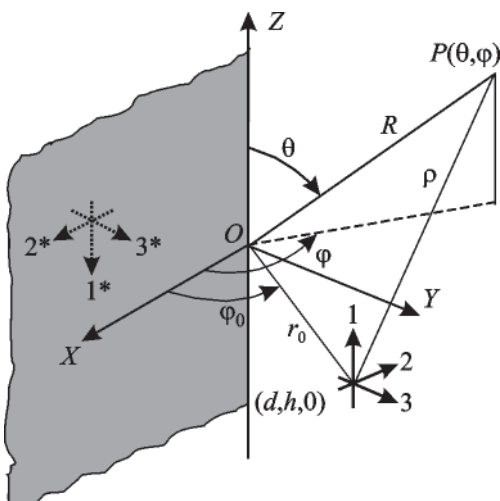


Рис. 1. Геометрия задачи

затененной – $\varphi = 360^\circ$; плоскость, нормальная к экрану, определяется при $Y > 0$ как $\varphi = 90^\circ$, при $Y < 0$ как $\varphi = 270^\circ$.

В рамках метода равномерной геометрической теории дифракции [3] компоненты полного поля излучающей системы в любой точке пространства можно представить как сумму компонент разрывных ГО и полутеневого дифракционных полей:

$$E(\theta, \varphi) = E_{го}\chi + E_{го}^*\chi^* + E_{ед} + E_{ед}^* \quad (1)$$

ГО поле рассчитываем методом зеркальных изображений как сумму полей падающей $E_{го}(\theta, \varphi)$ и отраженной $E_{го}^*(\theta, \varphi)$ волн, которые излучаются электрическим диполем ($i = 0$) и его зеркальным изображением ($i = 1$), расположенными в плоскости XY в точках с декартовыми координатами $(d, y_i, 0)$, где $y_i = h$ для $i = 0$, $y_i = -h$ для $i = 1$. Коэффициенты χ, χ^* равны единице в области света и нулю в области тени соответствующей ГО волны. В (1) $E_{ед}, E_{ед}^*$ – полутеневые поля единичных краевых волн, возбужденных на крае полуплоскости падающей и отраженной ГО волнами соответственно. Выражения для амплитуд ГО и полутеневых $E_{ед}, E_{ед}^*$ полей в случаях возбуждения полуплоскости диполем, параллельным ее краю и перпендикулярным ему, приведены в [4].

При интерференции падающей и отраженной волн ГО поле в случае возбуждения полуплоскости диполем 1 имеет одну компоненту

$$E_{\theta 1и}(\theta, \varphi) = -2jE_0 \sin \theta \sin B, \quad (2)$$

где $B = kh \sin \theta \sin \varphi$; j – мнимая единица;

$E_0 = jI \left(\frac{l}{\lambda} \right) \frac{W}{2} \frac{e^{-jkR}}{R}$, I – амплитуда тока диполя, l/λ – электрическая длина диполя, W – волновое сопротивление среды.

В случаях возбуждения полуплоскости диполями 2 или 3 получаем из [4]:

$$E_{\varphi 2и}(\theta, \varphi) = -2jE_0 \sin \varphi \sin B, \quad (3)$$

$$E_{\theta_{2и}}(\theta, \varphi) = -2jE_0 \cos \theta \cos \varphi \sin B, \quad (4)$$

$$E_{\varphi_{3и}}(\theta, \varphi) = 2E_0 \cos \varphi \cos B, \quad (5)$$

$$E_{\theta_{3и}}(\theta, \varphi) = 2E_0 \cos \theta \sin \varphi \cos B. \quad (6)$$

Если диполь ориентирован параллельно краю полуплоскости, полутеневое поле единичной краевой волны представляется в виде произведения ГО поля излучателя “*i*” в точке наблюдения на переходную разрывную функцию

$$T(\xi_i) = \pm \left[\frac{\Phi(\xi_i \sqrt{j}) - 1}{2} \right], \quad (7)$$

знак “+” относится к области света излучателя “*i*”,

“−” – к области его тени, $\Phi(\xi \sqrt{j}) = \frac{2e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi} e^{-t^2} dt -$

комплексный интеграл вероятности. Аргумент интеграла вероятности в (7) для дальней зоны имеет вид:

$$\xi_i = \sqrt{2kr_0} \sin \theta \cos \left(\frac{\varphi - \varphi_i}{2} \right), \quad (7a)$$

где φ_i – угол места излучателя “*i*”, $\varphi_i = \arctg(y_i/d)$ при $d > 0$, $\varphi_i = \pi - \arctg(y_i/d)$ при $d < 0$; $r_0 = (d^2 + h^2)^{1/2}$ (рис. 1). Как видно из (7), антисимметричность интеграла вероятности $\Phi(-\xi \sqrt{j}) = -\Phi(\xi \sqrt{j})$ приводит к изменению его знака и знака переходной функции $T(\xi_i)$ при граничных углах $\varphi_{гр}$, определяющих границы свет–тень падающей и отраженной волн, $\varphi_{гр} = \pi + \varphi_0$ и $\varphi_{гр}^* = \pi - \varphi_0$ соответственно. На граничных плоскостях свет–тень аргумент интеграла вероятности $\xi_i = 0$. Вследствие этого $\Phi(0) = 0$ и $T(\xi_i) = \pm 1/2$, т. е. амплитуда поля единичной краевой волны равна половине амплитуды ГО

поля в точке наблюдения. Таким образом, амплитуда краевой волны имеет максимумы на граничных плоскостях $\varphi = \varphi_{гр}$ и $\varphi = \varphi_{гр}^*$, определяемых положением диполя.

В случае диполей, перпендикулярных краю полуплоскости, выражения для компонент дифрагированного поля содержат множитель $(\sin \theta)^{-1/2}$ [1]. Поэтому направления наблюдения, определяемые углами $\theta = 0, 180^\circ$, исключены из рассмотрения для диполей 2 и 3.

Отметим, что в интервале углов наблюдения $\Delta\varphi_1 = [0, \pi - \varphi_0]$ интерферируют падающая, отраженная и краевые волны, в интервале $\Delta\varphi_2 = [\pi - \varphi_0, \pi + \varphi_0]$ между границами свет–тень ГО волн интерферируют падающая и краевые волны, в области углов $\Delta\varphi_3 = [\pi + \varphi_0, 2\pi]$ – только краевые волны.

На основе разработанного алгоритма исследовались пространственные распределения ГО, краевого и полного полей излучающей системы диполь–полуплоскость при изменении положения диполей 1, 2, 3 вдоль оси *X*. Рассчитывались коэффициенты направленного действия

$D(\theta, \varphi) = \frac{4\pi U(\theta, \varphi)}{I_\Sigma}$ и сопротивление излучения $R_\Sigma = AI_\Sigma$, где $A = 30\pi(dl/\lambda)^2$,

$$I_\Sigma = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi U(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta, \quad (8)$$

$$U(\theta, \varphi) = [E_\theta^2(\theta, \varphi) + E_\varphi^2(\theta, \varphi)] / E_0^2 -$$

относительная мощность излучения в направлении определения D . Компоненты E_θ, E_φ полного поля излучающей системы определяются согласно (1) методом равномерной геометрической теории дифракции.

3. Анализ амплитудных характеристик компонент поля

Проведем сравнительный анализ пространственного распределения амплитуд компонент поля системы диполь–экран, нормированных на максимальную амплитуду E_0 поля диполя

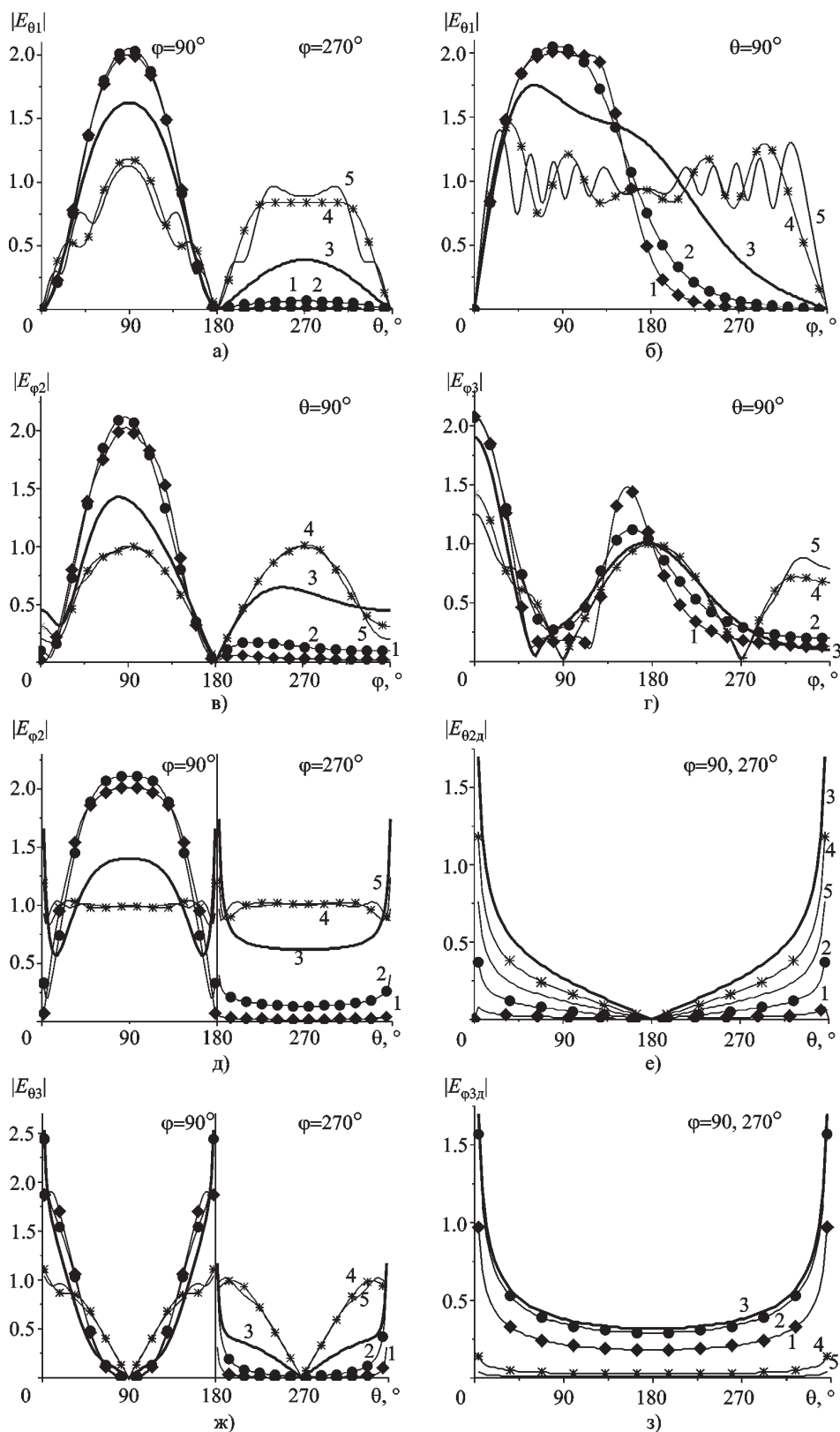


Рис. 2. Относительные амплитуды E_θ - и E_ϕ -компонент поля диполей 1 (а, б), 2 (в, д, е), 3 (з, ж, з) в главных плоскостях наблюдения при различных значениях d/λ :

—◆— (кривая 1) — $d/\lambda = 1.5$; —●— (кривая 2) — $d/\lambda = 0.5$; — (кривая 3) — $d/\lambda = 0$;
 —*— (кривая 4) — $d/\lambda = -1$; — (кривая 5) — $d/\lambda = -2.5$

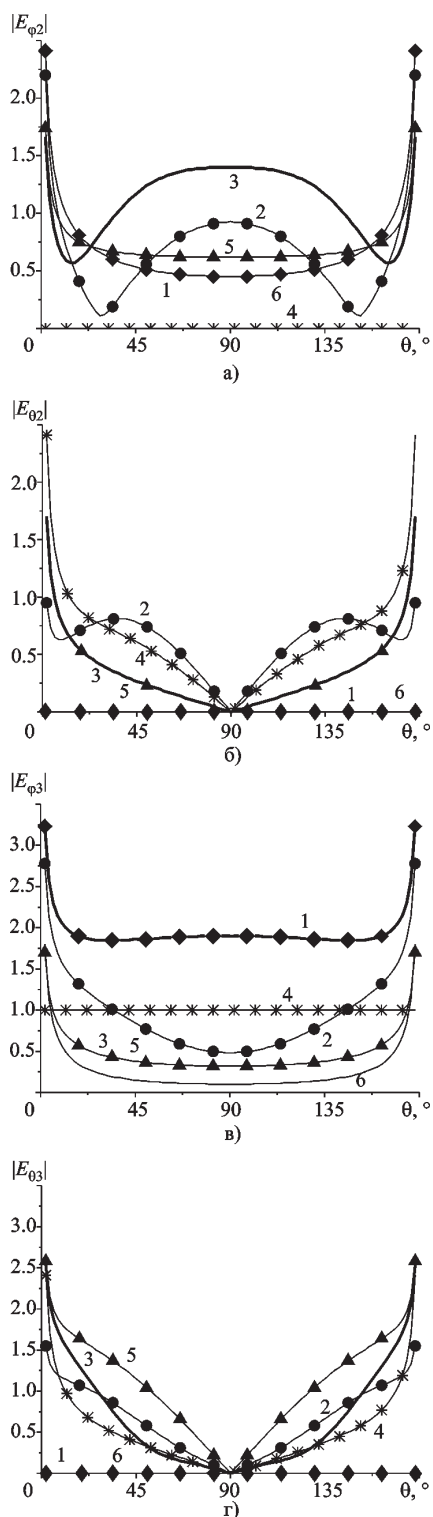


Рис. 3. Относительные амплитуды E_θ - и E_ϕ -компонент поля диполей 2 (а, б) и 3 (в, г) при $d/\lambda = 0$ в плоскостях наблюдения: —◆— (кривая 1) — $\varphi = 0^\circ$; —●— (кривая 2) — $\varphi = 45^\circ$; — (кривая 3) — $\varphi = 90^\circ$; —*— (кривая 4) — $\varphi = 180^\circ$; —▲— (кривая 5) — $\varphi = 270^\circ$; — (кривая 6) — $\varphi = 360^\circ$

без экрана, в главных плоскостях наблюдения $\varphi = 90^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ в зависимости от положения диполя на оси X (рис. 2). Относительные амплитуды компонент поля в плоскостях наблюдения $\varphi = 0, 45, 90, 180, 270, 360^\circ$ представлены на рис. 3 для $d = 0$, когда центр диполя находится на уровне среза полуплоскости. Расчеты проводились для фиксированного положения $h = 0.25\lambda$ диполя на оси Y . В этом случае геометрические параметры системы диполь–экран следующие. При $d/\lambda = 1.5$ — $\varphi_0 = 9^\circ$, $\Delta\varphi_2 = [170^\circ, 189^\circ]$, $r_0 = 1.52\lambda$; при $d/\lambda = 0.5$ — $\varphi_0 = 26^\circ$, $\Delta\varphi_2 = [153^\circ, 206^\circ]$, $r_0 = 0.55\lambda$; при $d/\lambda = 0$ — $\varphi_0 = 90^\circ$, $\Delta\varphi_2 = [90^\circ, 270^\circ]$, $r_0 = 0.25\lambda$; при $d/\lambda = -1$ — $\varphi_0 = 165^\circ$, $\Delta\varphi_2 = [14^\circ, 345^\circ]$, $r_0 = 1.03\lambda$. Как видно, с увеличением угла φ_0 растет интервал углов $\Delta\varphi_2$, в котором поле определяется интерференцией падающей и краевых волн, и соответственно уменьшаются интервалы углов $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_3$.

3.1. Излучение диполя 1

Вектор напряженности полного электрического поля диполя 1 в выбранной системе координат имеет одну $E_{\theta 1}$ -компоненту (рис. 2, а, б). Согласно граничному условию ГО поле на поверхности экрана равно нулю. Значения ГО поля при углах наблюдения $\varphi \in \Delta\varphi_1$ в области интерференции волн определяются выражением (2), при $\varphi \in \Delta\varphi_2$ — амплитудой падающего поля. Остановимся на особенностях поля краевых волн. В интервалах углов $\Delta\varphi_1$, $\Delta\varphi_3$ поля единичных краевых волн $E_{\theta 1 \text{ ед}}$, $E_{\theta 1 \text{ ед}}^*$ противофазны, поэтому амплитуды дифрагированного и полного полей на экране равны нулю. В силу синфазности единичных краевых волн в интервале углов $\Delta\varphi_2$ в плоскости $\varphi = 180^\circ$ амплитуда суммарной краевой волны $E_{\theta 1 \text{ д}}$ равна удвоенному значению амплитуды $E_{\theta 1 \text{ ед}}$. С увеличением φ_0 расширяется интервал углов $\Delta\varphi_2$ и, следовательно, диаграмма суммарной краевой волны $E_{\theta 1 \text{ д}}$, а ее максимумы смещаются ближе к плоскости экрана. В интервале углов $\Delta\varphi_3$ с увеличением φ_0 растет амплитуда дифрагированного излучения.

В плоскости $\varphi = 90^\circ$ при всех d максимум амплитуды $E_{\theta 1}$ -компоненты образуется в на-

правлении $\theta = 90^\circ$, где одновременно максимальны амплитуды ГО и краевого поля. При $d > 0$ амплитуда полного поля в плоскости $\varphi = 90^\circ$ ($\varphi \in \Delta\varphi_1$) (рис. 2, а, кривые 1, 2) определяется в основном ГО полем. В плоскости $\varphi = 270^\circ$ – дифрагированным полем с незначительной амплитудой. При $d < 0$ в плоскости $\varphi = 90^\circ$ появляются боковые лепестки (рис. 2, а, кривые 4, 5), а при $\varphi = 270^\circ$ характеристики принимают столбобразный вид. Амплитуда в максимумах при этом определяется ГО полем. Так как плоскости $\varphi = 90$ и 270° являются граничными для ГО полей в случае $d = 0$, дифрагированные поля именно в этом положении диполя достигают максимальной амплитуды. Это приводит к существенному изменению формы амплитудной характеристики полного поля (рис. 2, а, кривая 3). Амплитудная характеристика $E_{\theta 1}$ -компоненты поля в плоскости $\theta = 90^\circ$ (рис. 2, б) шире, чем в плоскости $\varphi = 90^\circ$. Направление ее максимума в плоскости $\theta = 90^\circ$, в отличие от случая плоскости $\varphi = 90^\circ$, изменяется с изменением положения диполя d . При $d < 0$ у $E_{\theta 1}$ -компоненты появляется второй максимум за счет максимума $E_{\theta 1d}$ (рис. 2, б, кривые 4, 5). В направлении $\varphi = 180^\circ$ амплитуда $E_{\theta 1}$ -компоненты значительно зависит от положения диполя: при $d > 0$ (рис. 2, б, кривые 1, 2) она равна амплитуде $E_{\theta 1d}$, при $d \leq 0$ (рис. 2, б, кривые 3, 4, 5) определяется суммой ГО поля и краевого поля, особенно значительного, как отмечалось выше, при $d/\lambda = 0$ (рис. 2, б, кривая 3).

3.2. Излучение диполя 2

Вектор напряженности ГО поля диполя 2 имеет две ортогональные компоненты во всех плоскостях наблюдения, кроме следующих: $\varphi = 0$, где согласно выражениям (3), (4) они равны нулю; $\varphi = 180^\circ$, где $E_{\varphi 2го} = 0$; $\varphi = 90, 270^\circ$ и $\theta = 90^\circ$, где $E_{\theta 2го} = 0$. Амплитуды компонент ГО поля в плоскостях наблюдения $\varphi \in \Delta\varphi_1$ изменяются в соответствии с выражениями (3), (4). При $d \leq 0$ в плоскостях $\varphi = 90$ и 270° амплитуда $E_{\varphi 2го} = E_0$, в плоскости $\varphi = 180^\circ$ амплитуда компоненты $E_{\theta 2го} = E_0 |\cos \theta|$. Особенностью распределения амплитуды дифрагированного поля явля-

ется то, что вследствие выполнения граничного условия на поверхности экрана амплитуда $E_{\varphi 2д}$ равна удвоенной амплитуде единичной краевой волны (рис. 3, а, кривые 1, б) и при приближении к углам $\theta = 0, 180^\circ$ возрастает до $1.75E_0$ для $d = 0$. При $\varphi = 180^\circ$ получаем, что $E_{\varphi 2д} = 0$ (рис. 3, а, кривая 4). Амплитуда $E_{\theta 2д}$ равна нулю на поверхности экрана (рис. 3, б, кривые 1, б) и удвоенному значению амплитуды единичной краевой волны при $\varphi = 180^\circ$ (рис. 3, б, кривая 4), за исключением угла $\theta = 90^\circ$, где $E_{\theta 2д} = 0$. В плоскостях наблюдения $\varphi = 90, 270^\circ$, наряду с компонентой поля основной поляризации $E_{\varphi 2}$ (рис. 3, а, кривые 3, 5) образуется несинфазная с ней кросс-поляризованная компонента дифрагированного поля $E_{\theta 2д}$ (рис. 3, б, кривые 3, 5).

В плоскости $\theta = 90^\circ$ имеется одна $E_{\varphi 2}$ -компонента. Ее амплитуда определяется на поверхности экрана амплитудой дифрагированного поля $E_{\varphi 2д}$, наибольшей при $d = 0$ (рис. 2, в, кривая 3). Амплитуда $E_{\theta 2д}$, достигающая больших значений при приближении к углам $\theta = 0, 180^\circ$ для $d = 0 \dots -0.5\lambda$ (рис. 2, е, кривые 3, 4), резко уменьшается в случае $d > 0$ (рис. 2, е, кривые 1, 2). Для $d = 0$ в плоскостях $\varphi = 90$ и 270° амплитуда $E_{\varphi 2д}$ практически при всех углах θ равна $0.5E_0$, и резко возрастает до $1.75E_0$ при приближении к углам $\theta = 0, 180^\circ$. Как видно, увеличение амплитуды $E_{\varphi 2д}$ при $d = 0$ приводит к существенному изменению формы амплитудной характеристики $E_{\varphi 2}$ -компоненты полного поля (рис. 2, д, кривая 3), особенно в интервале углов θ от 2 до 20° и от 160 до 178° .

3.3. Излучение диполя 3

Вектор напряженности ГО поля диполя 3 имеет две ортогональные компоненты во всех плоскостях наблюдения, кроме плоскостей $\varphi = 0, 180^\circ$; $\theta = 90^\circ$, где $E_{\theta 3го} = 0$, и плоскостей $\varphi = 90, 270^\circ$, где компонента $E_{\varphi 3го} = 0$. Амплитуды компонент ГО поля в плоскостях наблюдения $\varphi \in \Delta\varphi_1$ определяются выражениями (5), (6), поэтому на поверхности экрана имеем $|E_{\varphi 3и}| = 2E_0$. При $d \leq 0$ получаем, что $|E_{\varphi 3го}| = E_0$ в плоскости $\varphi = 180^\circ$ и $|E_{\theta 3го}| = E_0 |\cos \theta|$ в плоскостях $\varphi = 90, 270^\circ$.

Рассмотрим особенности распределения дифрагированного поля. В плоскостях $\varphi = 0$ и 360° амплитуда $E_{\varphi 3d}$ равна удвоенному значению амплитуды единичной краевой волны и при приближении угла наблюдения к $\theta = 0, 180^\circ$ возрастает до $1.75E_0$ для $d = 0$ (рис. 3, в, кривая 6); $E_{\theta 3d} = 0$. При $\varphi = 180^\circ$ $E_{\varphi 3d} = 0$, а амплитуда $E_{\theta 3d}$ равна удвоенному значению амплитуды единичной краевой волны. Поэтому здесь $|E_{3\varphi}| = |E_{\varphi 3\theta}|$ (рис. 3, в, кривая 4) и $|E_{\theta 3}| = |E_{\theta 3d}|$ (рис. 3, г, кривая 4).

В плоскостях наблюдения $\varphi = 90, 270^\circ$, наряду с компонентой поля основной поляризации $E_{\theta 3}$ (рис. 2, ж) образуется несинфазная с ней кроссполяризованная компонента дифрагированного поля $E_{\varphi 3d}$ (рис. 2, з). Амплитуда $E_{\varphi 3d}$, также как и амплитуда $E_{\theta 3d}$, возрастает до $1.75E_0$ для $d = 0$ при приближении угла наблюдения к $\theta = 0, 180^\circ$ (рис. 2, з, кривая 3). Большое значение амплитуды $E_{\theta 3d}$ при $d/\lambda = 0$ приводит к изменению формы амплитудной характеристики $E_{\theta 3}$ -компоненты (рис. 2, ж, кривая 3). Амплитуда $E_{\varphi 3d}$, значительная при $d = 0 \dots 0.5\lambda$ (рис. 2, з, кривые 1, 2), резко уменьшается при $d < 0$ (рис. 2, з, кривые 4, 5). В плоскости $\theta = 90^\circ$ имеется одна $E_{\varphi 3}$ -компонента с максимумом на поверхности экрана при $\varphi = 0$ (рис. 2, г). Значения амплитуды $E_{\varphi 3d}$ в плоскости $\theta = 90^\circ$ зависят от того, насколько угол наблюдения φ близок к границам свет-тень $\varphi_{гр}$, $\varphi_{гр}^*$ ГО волн. Поэтому при $\varphi = 0^\circ$ в случае $d < 0$ амплитуда $E_{\varphi 3}$ -компоненты уменьшается за счет увеличения $E_{\varphi 3d}$ (рис. 2, г, кривые 4, 5). При $\varphi = 360^\circ$ амплитуда поля, определяемая амплитудой дифрагированного поля $E_{\varphi 3d}$, достигает значения $0.75E_0$ при $d/\lambda = -2.5$. Отметим также различия амплитуд поля диполей 2 и 3 в интервале углов $\Delta\varphi_3$ при одном и том же значении d (рис. 2, в, г, кривые 3, 4, 5).

4. Сопротивление излучения и коэффициент направленного действия

Рассмотрим зависимости нормированного сопротивления излучения R_Σ/A от ориентации и положения диполя относительно края полуплоскости. Из рис. 4, а видно, что при

$d > 0$ сопротивление излучения существенно выше в случае возбуждения полуплоскости диполем 3 (кривая 3). Отметим, что при $h = 0.25\lambda$ в случае бесконечного экрана сопротивление излучения диполя, параллельного экрану, равно $R_{\Sigma||\infty} = 9.65A$, перпендикулярного ему – $R_{\Sigma\perp\infty} = 11.365A$. Дифракционные явления приводят к незначительному резонансному возрастанию R_Σ в случае диполя 3 до $R_{\Sigma 3} = 11.51A$ при $d/\lambda = 0.5$, а в случае диполя 1 – до $R_{\Sigma 1} = 10A$ при $d/\lambda = -0.2$. При приближении к краю полуплоскости в интервале $d = 0.5\lambda \dots 0$ значения R_Σ для диполей 2 и 3 резко уменьшаются вследствие возникновения больших дифрагированных полей. Для $d = 0$ получаем $R_{\Sigma 1} = 9.62A$, $R_{\Sigma 2} = 8.17A$, $R_{\Sigma 3} = 9.78A$ (рис. 4, а, кривые 1, 2, 3). При

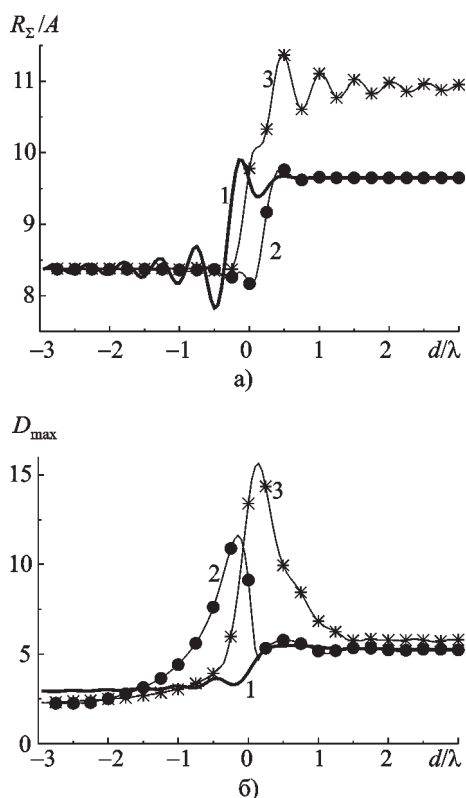


Рис. 4. Зависимости от положения диполя d/λ нормированного сопротивления излучения R_Σ/A (а) и максимального коэффициента направленного действия D_{max} (б) диполей 1 – (кривая 1); 2 – (кривая 2); 3 – (кривая 3)

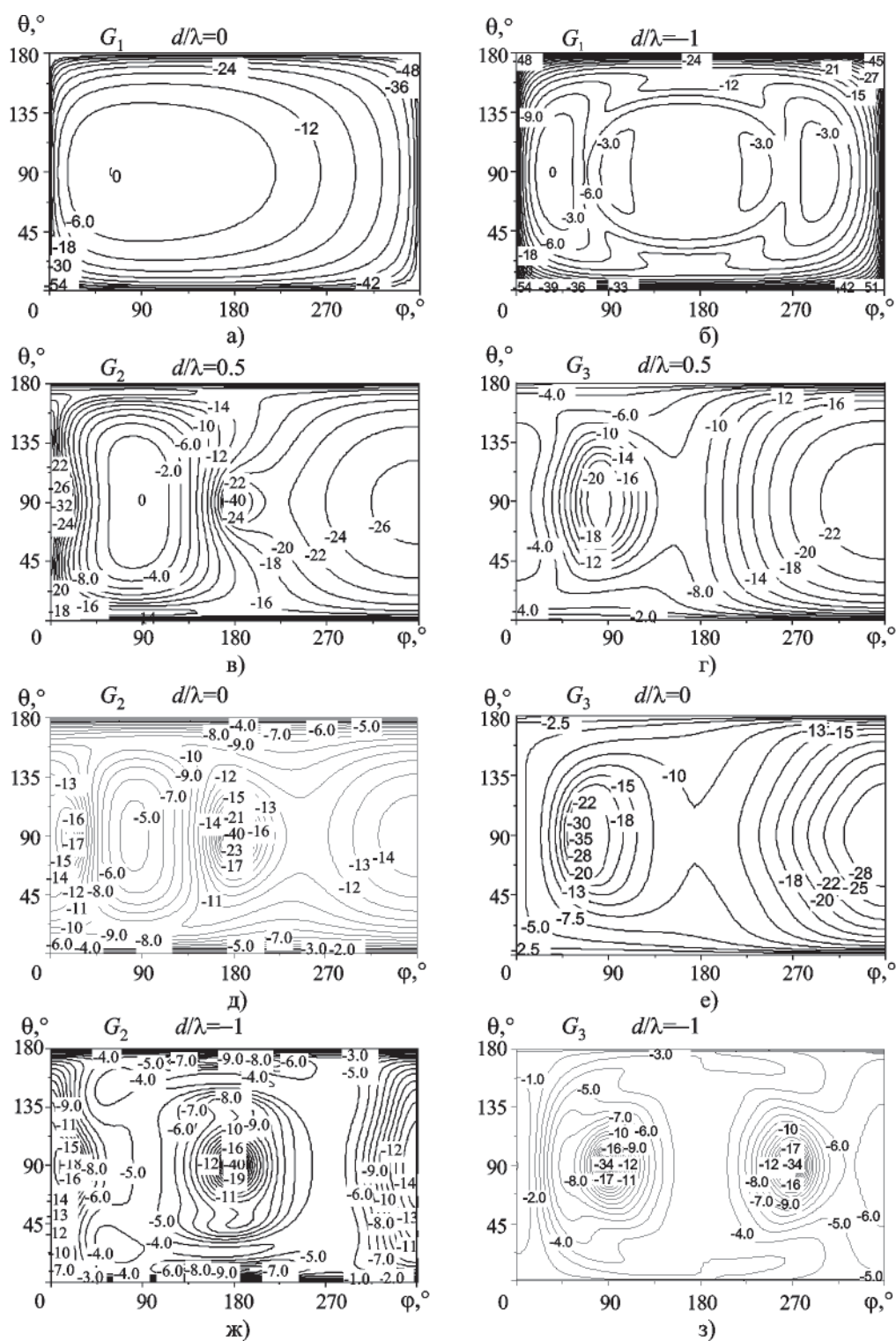


Рис. 5. Линии равных значений нормированного коэффициента направленного действия (в децибелах) диполей 1 (а, б), 2 (в, д, ж) и 3 (г, е, з) в системе координат θ, ϕ при различных d/λ

$d < -0.5\lambda$ значения R_{Σ} не зависят от ориентации диполя и совпадают с $R_{\Sigma} = 8.37A$ диполя в свободном пространстве.

Перейдем к рассмотрению зависимостей максимального коэффициента направленного действия D_{\max} от ориентации и положения диполя относительно края полуплоскости (рис. 4, б). Результаты расчетов позволяют заключить, что в случае диполя 1 направления максимального излучения при всех d находятся в плоскости $\theta_{\max} = 90^\circ$. В случае $d > 0$ значения φ_{\max} находятся в интервале углов наблюдения от 62 до 90° , при $d < 0$ – в интервале углов от 25 до 62° . Из результатов расчета следует, что $D_{\max} = 5.27$ при $d/\lambda = 1.5$, $\varphi_{\max} = 86^\circ$; $D_{\max} = 5.46$ при $d/\lambda = 0.5$, $\varphi_{\max} = 84^\circ$; $D_{\max} = 4$ при $d/\lambda = 0$, $\varphi_{\max} = 62^\circ$; $D_{\max} = 3.21$ при $d/\lambda = -1$, $\varphi_{\max} = 36^\circ$. Таким образом, когда диполь 1 расположен над полуплоскостью, $d > 0$, значения D_{\max} при $h/\lambda = 0.25$ близки к значению $D_{\infty} = 5.2$ в приближении бесконечного экрана.

Как отмечалось выше, для $d = -(0.5...0.5)\lambda$ амплитуда дифрагированных полей диполей 2 и 3 существенно зависит от того, насколько величина угла наблюдения θ близка к $0, 180^\circ$. При расчете D интегрирование в (8) проводилось для $\theta = 2...178^\circ$. На основе расчета D_{\max} следует, что для диполя 2 при $d > 0$ направления максимума излучения находятся в плоскости, близкой к $\varphi = 90^\circ$ при $\theta_{\max} = 75...90^\circ$. В случае $d \leq 0$ направления максимума излучения находятся в плоскости, близкой к $\varphi = 270^\circ$, при $\theta_{\max} = 2^\circ$. Для диполя 2 имеем: $D_{\max} = 5.34$ при $d/\lambda = 1.5$, $\varphi_{\max} = 88^\circ$, $\theta_{\max} = 90^\circ$; $D_{\max} = 5.76$ при $d/\lambda = 0.5$, $\varphi_{\max} = 86^\circ$, $\theta_{\max} = 90^\circ$; $D_{\max} = 9.13$ при $d/\lambda = 0$, $\varphi_{\max} = 244^\circ$, $\theta_{\max} = 2^\circ$; $D_{\max} = 4.41$ при $d/\lambda = -1$, $\varphi_{\max} = 274^\circ$, $\theta_{\max} = 2^\circ$.

В случае диполя 3 из расчетов следует, что $\varphi_{\max} = 0^\circ$, а угол θ_{\max} изменяется следующим образом: $\theta_{\max} = 10...15^\circ$ при $d/\lambda > 1.5$, $\theta_{\max} = 2^\circ$ при $d/\lambda = 1.5...-0.5$, $\theta_{\max} = 90^\circ$ при $d/\lambda = -0.5...-3$. Для диполя 3 имеем: $D_{\max} = 5.74$ при $d/\lambda = 1.5$, $\varphi_{\max} = 0^\circ$, $\theta_{\max} = 16^\circ$; $D_{\max} = 9.82$ при $d/\lambda = 0.5$, $\varphi_{\max} = 0^\circ$, $\theta_{\max} = 2^\circ$;

$D_{\max} = 13.4$ при $d/\lambda = 0$, $\varphi_{\max} = 0^\circ$, $\theta_{\max} = 2^\circ$;
 $D_{\max} = 3.03$ при $d/\lambda = -1$, $\varphi_{\max} = 0^\circ$,
 $\theta_{\max} = 90^\circ$; $D_{\max} = 2.35$ при $d/\lambda = -2.5$,
 $\varphi_{\max} = 0^\circ$, $\theta_{\max} = 90^\circ$.

Из рис. 4, б видно, что возрастание значений D_{\max} для диполя 2 наблюдается в интервале $d/\lambda = 0...-0.5$, для диполя 3 – в интервале $d/\lambda = 0...0.5$. При этих значениях d/λ по мере приближения углов наблюдения к $\theta = 0, 180^\circ$ возрастает относительная мощность дифрагированного и полного полей $U(\theta, \varphi)$.

На рис. 5 представлены линии равных значений нормированного коэффициента направленного действия

$$G(\theta, \varphi) = 10 \lg \frac{D}{D_{\max}} = 10 \lg \frac{U(\theta, \varphi)}{U(\theta_{\max}, \varphi_{\max})}$$

диполей 1, 2, 3 в системе координат θ, φ , отражающие все рассмотренные выше особенности поля во всем пространстве наблюдения. Для диполя 1 (рис. 5, а, б) при $d/\lambda = 0, -1$ значения $U(\theta_{\max}, \varphi_{\max})$ равны 3.05 и 2.09 соответственно. Значения $U(\theta_{\max}, \varphi_{\max})$ при $d/\lambda = 0.5, 0, -1$ для диполя 2 равны $4.48, 5.93$ и 2.93 (рис. 5, в, д, ж), для диполя 3 – $8.99, 10.42$ и 2.02 (рис. 5 г, е, з) соответственно.

5. Заключение

Проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы. В случае диполя, ось которого параллельна краю полуплоскости, с увеличением угла места φ_0 диполя в плоскости $\theta = 90^\circ$ направление максимума поля отклоняется от нормали к полуплоскости. В случае диполей, оси которых перпендикулярны краю полуплоскости, за счет дифракции образуются несинфазные ортогональные компоненты краевых полей. В плоскостях наблюдения $\varphi = 90, 270^\circ$ амплитуды кроссполаризованных компонент краевого поля значительно возрастают по мере приближения центра диполя к срезу полуплоскости и угла наблюдения к $\theta = 0, 180^\circ$.

Литература

1. Ю. В. Вандакуров. ЖЭТФ. 1954, **26**, №1, с. 3-18.
2. Н. Н. Горобец, Н. П. Елисеева. Асимптотические разложения и характеристики дифракционных полей в задаче дифракции излучения диполя на полуплоскости. Деп. в ЦНТИ "Информсвязь", 1983, №202, 15 с.
3. В. А. Боровиков, Б. Е. Кинбер. Геометрическая теория дифракции. Москва, Связь, 1978, 247 с.
4. Н. Н. Горобец, Н. П. Елисеева. Вестник Харьковского университета. Радиофизика и электроника. 1991, №355, с. 54-59.

Radiation of a Dipole with Different Orientation Respecting to Halfplane Edge

N. N. Gorobets, N. P. Yeliseyeva

For radiating system consisting of ideally conducting halfplane and the Hertz dipole, the diagram patterns of the electric field components, the radiation resistance and the gain coefficients are investigated in the whole observation space in dependence on dipole orientation and location with regard to halfplane edge. It is shown that in the case when the dipole is oriented perpendicular to the halfplane the orthogonal edge field components with different phases are excited. Here the observation angles and the dipole location are determined for which the significant increase of the field amplitude is possible.