

Кросс-поляризованное излучение электрического диполя, параллельного плоскому экрану

Н. Н. Горобец, Н. П. Елисеева

Харьковский государственный университет,
310077, Харьков, пл. Свободы, 4
Email: Nadezhda.P.Yeliseyeva@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 19 октября 1998 г., после переработки 25 июня 1999 г.

На основе равномерной геометрической теории дифракции проведен анализ пространственного распределения основной и кросс-поляризованной составляющих поля излучения электрического диполя, расположенного над прямоугольным металлическим бесконечно тонким экраном параллельно одной из кромок экрана. Определено влияние электрических размеров, соотношения сторон экрана при фиксированной длине одной из них, расстояния диполя от экрана на значения максимальных амплитуд кросс-поляризованных составляющих поля и угловые координаты, при которых они наблюдаются.

На основі методу рівномірної геометричної теорії дифракції проведено аналіз розподілу у просторі основної та крос-поляризованої складових випромінювання електричного диполя, розміщеного у площині, паралельній безмежно тонкому металевому екрану прямокутної форми. Визначено вплив електричних розмірів та співвідношення сторін екрану на значення максимальних амплітуд крос-поляризованих складових поля та відповідних їм кутових координат простору спостереження.

Определение относительной величины кросс-поляризованного излучения антенн различных типов представляет практический интерес. В данной статье эта проблема рассмотрена применительно к вибраторным антеннам с плоским металлическим экраном. Асимптотическое решение трехмерной задачи дифракции излучения произвольно ориентированного электрического вибратора на идеально проводящем бесконечно тонком экране для дальней зоны получено на основе равномерной геометрической теории дифракции (РГТД) в работе [1]. Там же рассчитаны и проанализированы диаграммы направленности (ДН) ортогональных компонент поля излучающей системы экран – диполь в зависимости от ориентации диполя, его удаления от экрана и размеров экрана в различных плоскостях наблюдения. Достоверность полученных результатов проверялась в [2] путем сравнения ДН, рассчитанных нами методом РГТД и методом численного решения интегральных уравнений [3]. В случае диполя, параллельного плоскому экрану, ДН совпадают с графической точностью, начиная с размера экрана порядка длины волны при удалении диполя от экрана на расстояние не более четверти длины волны. С увеличением размера экрана расчеты совпадают и при большем удалении диполя от экрана. В [2], [4] доказана возможность существенного уменьшения уровня излучения назад и повышения сопротивления

излучения анализируемой системы путем выбора оптимального соотношения сторон экрана прямоугольной формы при фиксированных длине одной из сторон и расстоянии диполя от экрана. Целью настоящей статьи является исследование влияния геометрических параметров системы экран – диполь, когда диполь параллелен экрану, на величину и картину распределения кросс-поляризованного излучения во всем пространстве наблюдения, а также определение возможности уменьшения его уровня.

В качестве расчетной модели используется плоский прямоугольный идеально проводящий бесконечно тонкий экран, возбуждаемый электрическим диполем, удаленным от экрана на расстояние h . Задача решается в декартовой системе координат XYZ , выбранной так, что ее начало совпадает с серединой экрана, ось Z направлена перпендикулярно экрану, оси OX и OY параллельны сторонам экрана W и L соответственно, диполь расположен параллельно оси OX . В сферической системе координат, в которой определяются искомые поля, угол φ отсчитывается от оси X , угол θ – от оси Z . В рамках равномерной геометрической теории дифракции поле излучения системы экран – диполь представляет собой суперпозицию разрывных геометрикооптических (ГО) и дифракционных $E_{\text{диф}}$ полей:

$$E(\theta, \varphi) = E_{\text{ГО}} + E_{\text{диф}}, \quad (1)$$

$$E_{\text{диф}} = E_{1,2} + E_{3,4} + E_{12} + E_{21} + E_{34} + E_{43},$$

где $E_{1,2}$ и $E_{3,4}$ – поля первичной дифракции на кромках экрана 1 и 2 (параллельных диполю), 3 и 4 (перпендикулярных диполю); E_{12} , E_{21} , E_{34} , E_{43} – поля вторичной дифракции на кромках 1 и 2, 2 и 1, 3 и 4, 4 и 3 соответственно.

Для детального количественного анализа пространственной структуры кросс-поляризованного излучения в дальней зоне системы экран – диполь и поиска его глобального экстремума в зависимости от размера и соотношения сторон экрана используем разработанные в [1] алгоритмы и программы расчета ДН компонент поля E_{θ} , E_{φ} . Напряженность электромагнитных полей основной $E_{\text{осн}}$ и поперечной $E_{\text{поп}}$ поляризации в произвольной плоскости наблюдения рассчитываем по следующим формулам:

$$E_{\text{осн}} = E_{\theta} \cos \varphi + E_{\varphi} \sin \varphi, \quad (2)$$

$$E_{\text{поп}} = E_{\theta} \sin \varphi - E_{\varphi} \cos \varphi.$$

Представление каждой из компонент поля в виде суперпозиции полей (1) позволяет исследовать механизм формирования полного поля основной и поперечной поляризации по картинам распределения в пространстве линий равного уровня амплитуд составляющих этих полей $E_{\text{ГО}}$, $E_{\text{диф}}$, $E_{1,2}$, $E_{3,4}$, E_{21} , E_{43} . Вследствие симметрии распределения излучения диполя, расположенного над серединой экрана, для представления линий равного уровня амплитуд составляющих поля используем полярную систему координат, в которой угол φ изменяется от нуля до 90° , углы θ отсчитываются вдоль радиус-векторов в каждой плоскости наблюдения $\varphi = \text{const}$ в пределах от нуля до 180° . Пространственная картина распределения амплитуды полного поля определяется границами свет – тень составляющих поля. Угловые координаты границ свет – тень зависят от размеров экрана и положения диполя.

На рис. 1 приведены рассчитанные линии равных значений амплитуд составляющих поля поперечной поляризации, нормированных на максимальную амплитуду поля основной поляризации $E_{\text{осн.макс}}$, для диполя, расположенного на высоте $h = 0.25\lambda$ над квадратным экраном с размером сторон 1.5λ .

Рассмотрим механизм формирования излучения для каждой из составляющих поля поперечной поляризации. На рис. 1, а показаны линии равных значений нормированных амплитуд ГО поля поперечной поляризации $F_{\text{поп.ГО}} = 20 \lg(|E_{\text{поп.ГО}}| / |E_{\text{осн.макс}}|)$ с экстремумом,

определяемым интерференцией падающего и отраженного полей, равным -16 дБ. Границы свет – тень падающего и отраженного полей на сфере наблюдения определяются дугами $\theta_{\text{гр}}(\varphi)$. Максимум $F_{\text{поп.ГО}}$ в случае квадратного экрана всегда образуется в плоскости $\varphi_{\text{макс}} = 45^\circ$ в направлении границы свет – тень падающего поля $\theta_{\text{гр}}$. При выбранной геометрии системы экран – диполь максимум поля имеет место в направлении $\theta_{\text{макс}} = 102^\circ$, где $F_{\text{поп.ГО макс}} = -11.08$ дБ. Максимальное значение амплитуды поля основной поляризации $E_{\text{осн.макс}}$ равно $2.16E_0$ (E_0 – поле излучения диполя в свободном пространстве) в направлении $\theta = 0^\circ$ в плоскости $\varphi = 0^\circ$. Как видно из рис. 1, а, в плоскостях $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$ граничное направление падающего поля $\theta_{\text{гр}} = 108^\circ$.

На рис. 1, в, г приведены линии равных значений нормированных амплитуд поперечной поляризации, дифрагированных на кромках экрана 1 и 2:

$$F_{\text{поп(1,2)}} = 20 \lg(|E_{\text{поп(1,2)}}| / |E_{\text{осн.макс}}|), \text{ а также 3 и 4:}$$

$$F_{\text{поп(3,4)}} = 20 \lg(|E_{\text{поп(3,4)}}| / |E_{\text{осн.макс}}|).$$

Углы раствора конусов тени краевых волн этих кромок определяются следующими выражениями:

$$\beta_{1,2} = \arctg \left[\sqrt{(h^2 + (L/2)^2) / (W/2)^2} \right], \quad (3)$$

$$\beta_{3,4} = \arctg \left[\sqrt{(h^2 + (W/2)^2) / (L/2)^2} \right].$$

Во всех плоскостях

$$\varphi < \beta_{1,2} \quad \text{для кромок 1 и 2,} \quad (4)$$

$$\varphi > (90^\circ - \beta_{3,4}) \quad \text{для кромок 3 и 4}$$

есть области затенения краевых волн в определенном интервале углов θ . При данной геометрии излучающей системы углы раствора конусов тени равны $\beta_{1,2} = \beta_{3,4} = 46.5^\circ$. На рисунках видны границы свет – тень падающего и отраженного ГО полей и вырезанные области тени краевых волн кромок экрана. Область тени кромок 1 и 2 (рис. 1, в) проходит в плоскости $\varphi = 0^\circ$ через направления $\theta = 43.5^\circ$ и $\theta = 136.5^\circ$. Область тени краевых волн кромок 3 и 4 (рис. 1, г) проходит через те же углы θ в плоскости $\varphi = 90^\circ$. Из выражения (3) следует, что при такой комбинации параметров W , L , h , когда значение $\text{tg} \beta$ больше единицы, угол раствора конуса тени $\beta > 45^\circ$. В случае квадратного экрана согласно (3) всегда $\beta > 45^\circ$ и с учетом (4) в плоскостях $\varphi = 43.5^\circ \div 46.5^\circ$ области тени

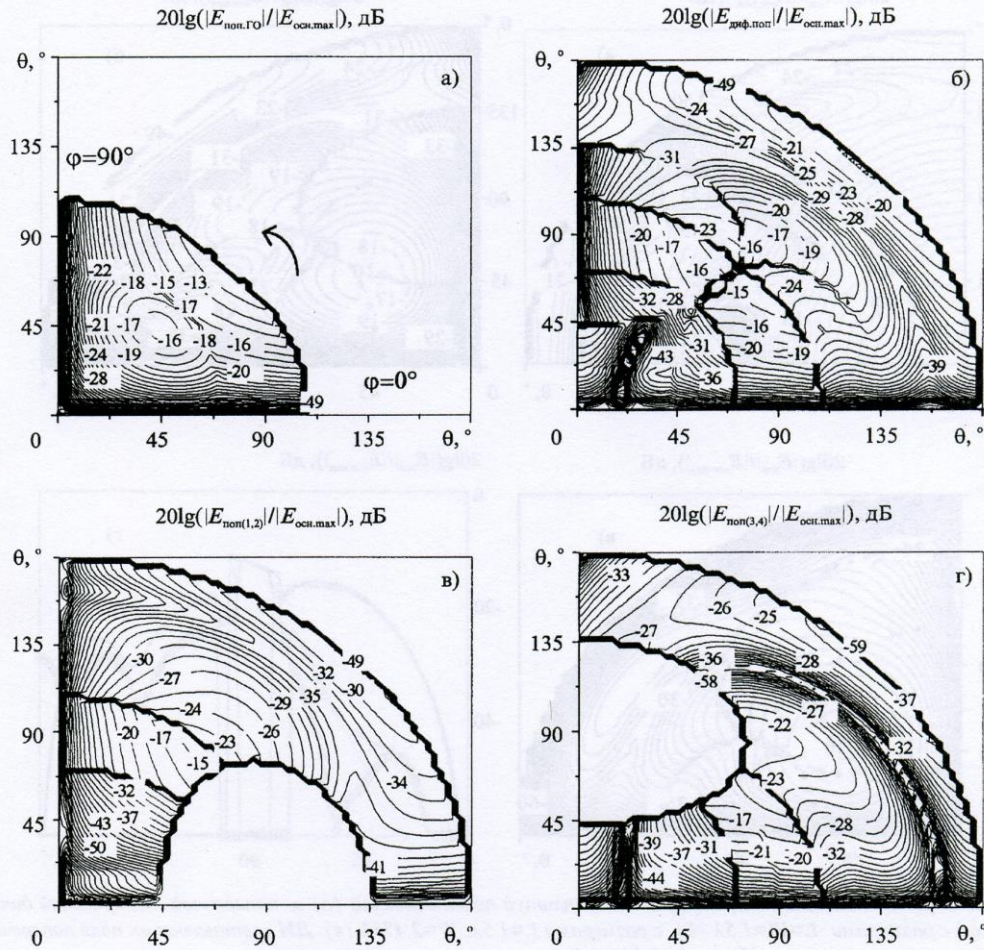


Рис. 1. Линии равных значений нормированных амплитуд составляющих поля поперечной поляризации диполя, расположенного над экраном с размерами $L=W=1.5\lambda$ при $h=0.25\lambda$:

а) ГО поле, б) полное дифрагированное поле, в) поле краевых волн кромок 1 и 2, г) поле кромок 3 и 4

краевых волн кромок 1, 2 и 3, 4 пересекаются в узком интервале значений угла θ (рис. 1, б). В плоскости $\varphi = 45^\circ$ краевые поля всех кромок затеваются в интервале углов $\theta = 78^\circ \dots 102^\circ$, а при $\theta = 104^\circ$ (вблизи границы свет-тень падающего ГО поля) имеют максимальные значения. Из рис. 1, б видно, что максимум нормированного полного дифрагированного поля поперечной поляризации

$$F_{\text{диф.пол}} = 20\lg(|E_{\text{диф.пол}}|/|E_{\text{осц.макс}}|)$$

также имеет место в плоскости $\varphi_{\text{макс}}=45^\circ$ при $\theta_{\text{макс}}=104^\circ$, где $F_{\text{диф.пол.макс}} = -15$ дБ.

На рис. 2 представлены изолинии нормированных амплитуд полных полей основной $F_{\text{осн}} = 20\lg(|E_{\text{осн}}|/|E_{\text{осц.макс}}|)$ (а) и поперечной $F_{\text{пол}} = 20\lg(|E_{\text{пол}}|/|E_{\text{осц.макс}}|)$ поляризации в случаях квадратного (б) и прямоугольного (в) экра-

нов. На рисунках для поля поперечной поляризации показаны границы свет – тень ГО поля (штриховая линия), полей краевых волн кромок 3, 4 (штрих-пунктирная линия) и кромок 1, 2 (пунктирная линия). Угловые координаты границ свет – тень и максимумы составляющих поля поперечной поляризации для квадратного экрана с теми же размерами обсуждались выше. Как следует из проведенного анализа, максимум полного поля поперечной поляризации $F_{\text{пол.макс}} = -11.08$ дБ совпадает с максимумом падающего ГО поля $F_{\text{пол.ГОмакс}}$ в плоскости $\varphi_{\text{макс}}=45^\circ$ при $\theta_{\text{макс}}=102^\circ$. В случае экрана прямоугольной формы граница свет – тень ГО поля определяется дугой $\theta(\varphi)$, которая проходит в плоскости $\varphi=0^\circ$ в направлении $\theta_{\text{гр}}=101^\circ$, а в плоскости $\varphi = 90^\circ$ в направлении $\theta_{\text{гр}} = 108^\circ$. Угол раствора конуса тени краевых волн

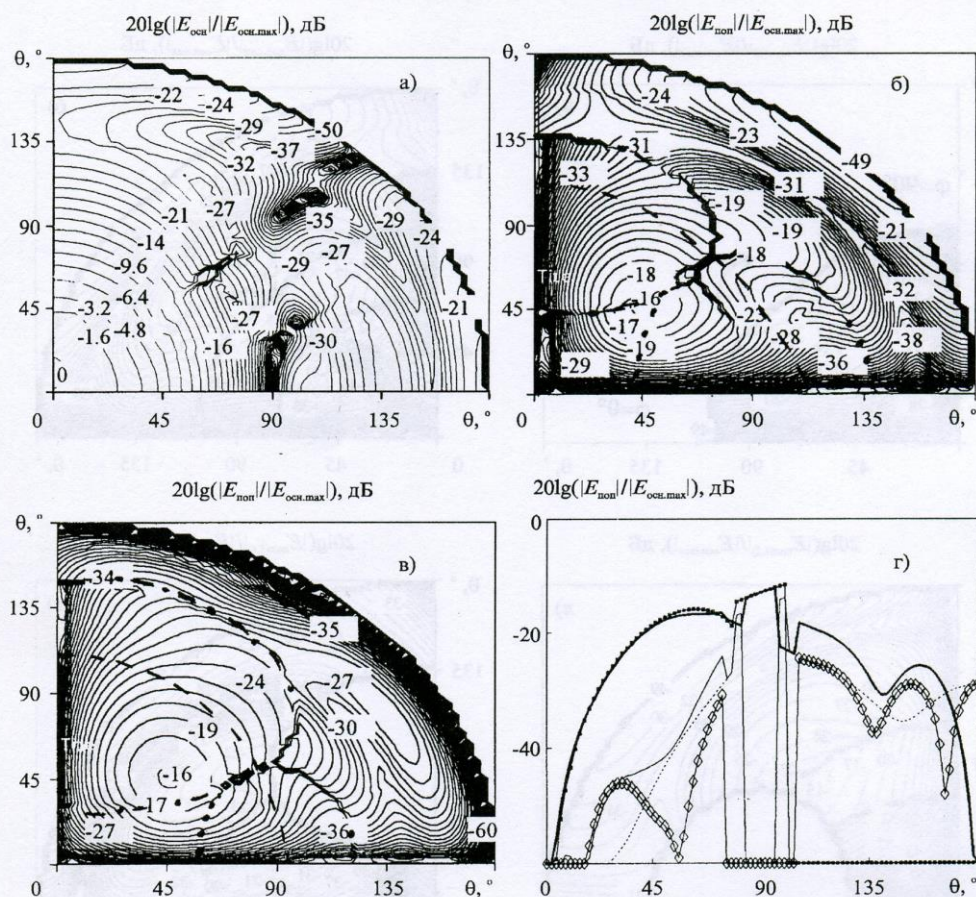


Рис. 2. Линии равных значений нормированных амплитуд полей основной (а) и поперечной поляризации диполя над экраном с размерами $L=W=1.5\lambda$ (б), с размерами $L=1.5\lambda$, $W=2.475\lambda$ (в). ДН составляющих поля поперечной поляризации в плоскости $\varphi_{\max}=32^\circ$ при $h=0.25\lambda$ (г):

— полное поле; — дифрагированное поле; —●— ГО поле; поле краевых волн кромок 1, 2; —○— поле кромок 3, 4

кромок 3, 4 равен 59.3° , поэтому их область тени проходит в плоскости $\theta = 90^\circ$ в направлениях $\varphi = 30.7^\circ$, а в плоскости $\varphi = 90^\circ$ — в направлениях $\theta = 30.7^\circ$ и $\theta = 149.3^\circ$. Угол раствора конуса тени краевых волн кромок 1, 2 равен 32.5° , их область тени проходит в плоскости $\varphi = 0^\circ$ в направлениях $\theta = 57.5^\circ$ и $\theta = 122.5^\circ$, а в плоскости $\theta = 90^\circ$ — в направлении $\varphi = 32.5^\circ$. При углах $30.7^\circ < \varphi < 32.5^\circ$ области тени краевых волн пересекаются и дифрагированное излучение отсутствует в узком интервале значений угла θ . Локальный экстремум кросс-поляризованного излучения $F_{\text{поп.мак}} = -12.1$ дБ и наблюдается в плоскости $\varphi_{\max} = 32^\circ$ при $\theta_{\max} = 96^\circ$. Рассмотрим механизм образования этого экстремума. На рис. 2, г приведены расчетные нормированные ДН полного поля поперечной поляризации и его составляющих в плоскости наблюдения их максимальных зна-

чений $\varphi_{\max} = 32^\circ$. В этой плоскости ГО поле обрывается при $\theta_{\text{гр}} = 100^\circ$ на уровне -11.58 дБ. Область тени полного дифрагированного поля и поля краевых волн кромок 1, 2 заключена в интервале углов $\Delta\theta_{1,2} = 84 \div 96^\circ$, $F_{\text{поп.диф.мак}} = -13.91$ дБ при $\theta = 100^\circ$; область тени кромок 3, 4 находится в интервале углов $\Delta\theta_{3,4} = 76 \div 104^\circ$, а максимальное значение $F_{\text{поп(3,4)мак}} = -24.48$ дБ при $\theta = 104^\circ$. Максимум полного поля поперечной поляризации имеет место на границе свет — тень дифрагированного поля в направлении $\theta_{\text{гр}} = 96^\circ$, где совпадает со значением падающего ГО поля, равным -12.1 дБ.

С целью исследования влияния размеров экрана и удаления диполя от экрана на максимальную величину и распределение поля поперечной поляризации в пространстве нами рассчитаны и на рис. 3 представлены линии равных максимальных значений амплитуды поля

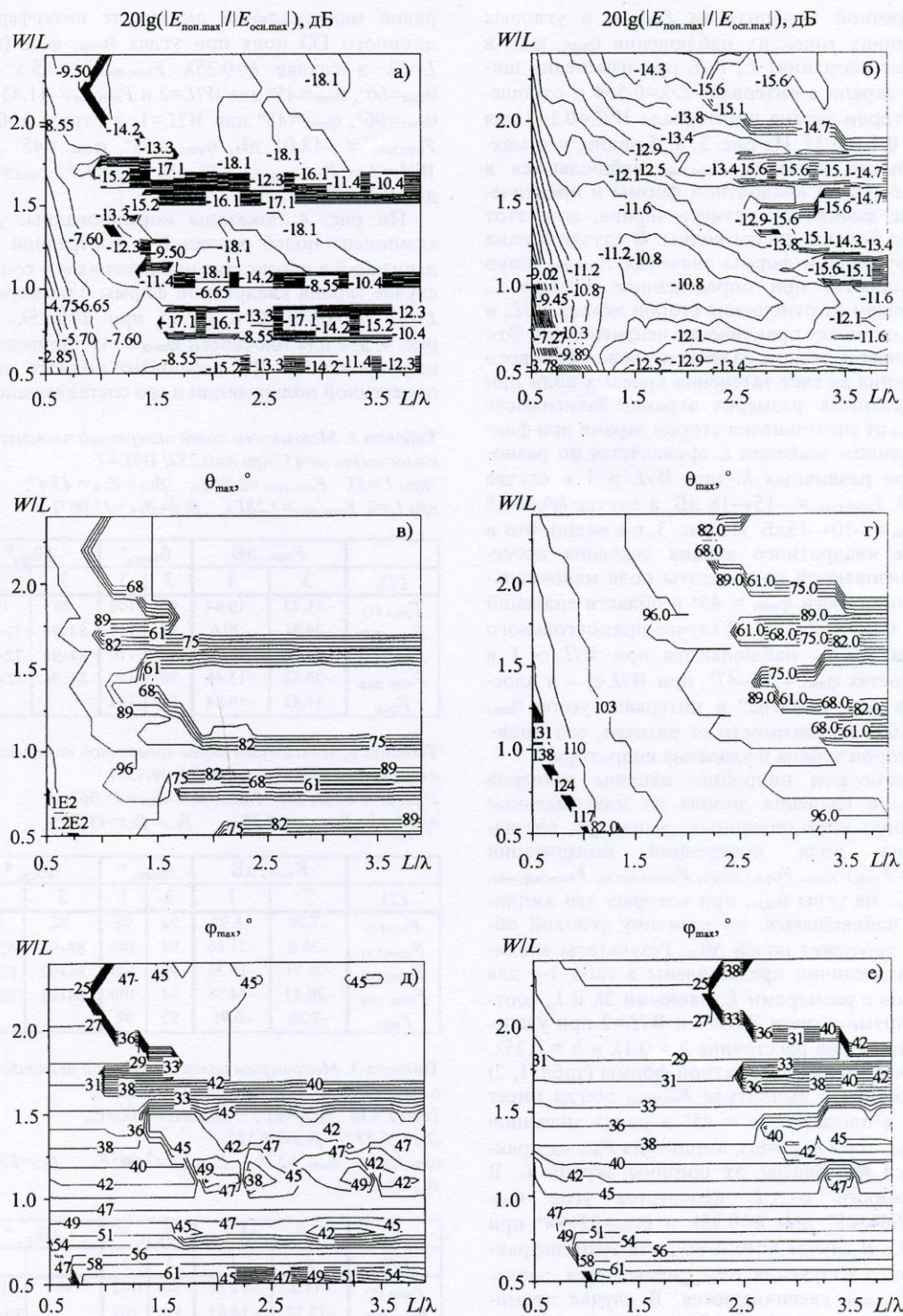


Рис. 3. Линии равных значений максимальных нормированных амплитуд поля поперечной поляризации и углов θ_{max} , ϕ_{max} , при которых они наблюдаются: $h = 0.1\lambda$ (слева) и $h = 0.25\lambda$ (справа)

поперечной поляризации $F_{\text{поп.мах}}$ и угловых координат точек их наблюдения $\theta_{\text{мах}}$, $\varphi_{\text{мах}}$ в системе координат L , W/L при изменении ширины экрана в интервале $L/\lambda=0.5\div 4$ и отношения сторон экрана в интервале $W/L=0.1\div 3$ для $h/\lambda = 0.1$ и 0.25 . Из рис. 3, а, б видно, что максимальные значения $F_{\text{поп.мах}}$ наблюдаются в случае экрана квадратной формы и практически не зависят от размера экрана, если этот размер больше длины волны. В случае экрана прямоугольной формы значения $F_{\text{поп.мах}}$ резко уменьшаются при определенном размере L , зависящем от отношения сторон экрана W/L , и далее остаются практически неизменными. Это объясняется резким падением уровня бокового излучения за счет затенения краевых волн при определенных размерах экрана. Зависимость $F_{\text{поп.мах}}$ от соотношения сторон экрана при фиксированном значении L проявляется по-разному при различных h : при $W/L > 1$ в случае $h=0.1\lambda$ $F_{\text{поп.мах}} = -15\div -18$ дБ, в случае $h/\lambda=0.25$ $F_{\text{поп.мах}} = -10\div -15$ дБ. Из рис. 3, в-е видно, что в случае квадратного экрана значения кросс-поляризованной компоненты поля максимальны в плоскости $\varphi_{\text{мах}} = 45^\circ$ в области значений углов $\theta_{\text{мах}} = 92\div 110^\circ$. В случае прямоугольного экрана $F_{\text{поп.мах}}$ наблюдаются при $W/L > 1$ в плоскостях $\varphi_{\text{мах}} = 25\div 47^\circ$; при $W/L < 1$ – в плоскостях $\varphi_{\text{мах}} = 45\div 62^\circ$ в интервале углов $\theta_{\text{мах}} = 55\div 100^\circ$ в зависимости от размера, соотношения сторон экрана и удаления вибратора.

Рассмотрим подробнее влияние размеров экрана и удаления диполя на максимальные значения нормированных амплитуд составляющих поля поперечной поляризации $F_{\text{мах}} = F_{\text{поп.ГОмах}}$, $F_{\text{поп(1,2)мах}}$, $F_{\text{поп(3,4)мах}}$, $F_{\text{поп.диф.мах}}$, $F_{\text{поп.мах}}$, на углы $\theta_{\text{мах}}$, при которых эти амплитуды наблюдаются, на величину угловой области затенения полей $\Delta\theta_{\text{гр}}$. Результаты анализа этих величин представлены в табл. 1-4 для экранов с размерами L , равными 3λ и λ , соотношениями сторон $W/L=1$ и $W/L=2$ при удалении диполя на расстояние $h = 0.1\lambda$ и $h = 0.25\lambda$. В случае экрана квадратной формы (табл. 1, 2) максимальная амплитуда $F_{\text{поп.мах}}$ всегда имеет место в плоскости $\varphi = 45^\circ$ и равна значению $F_{\text{поп.ГОмах}}$ при $\theta_{\text{мах}} = \theta_{\text{гр}}$, амплитуда $F_{\text{поп.мах}}$ практически не зависит от ширины экрана L . В зависимости от L изменяется угол $\theta_{\text{мах}}$ ($\theta_{\text{мах}}=96\div 108^\circ$ при $h=0.25\lambda$ и $\theta_{\text{мах}}=92\div 98^\circ$ при $h=0.1\lambda$). В случае $h=0.1\lambda$ область тени дифракционного излучения $\Delta\theta_{\text{гр}}$ уменьшается, значения $F_{\text{поп.мах}}$ увеличиваются. В случае прямоугольного экрана (табл. 3, 4) с размерами, при которых во всей плоскости $\varphi=\varphi_{\text{мах}}$ дифрагированное поле присутствует и интерферирует с ГО полем, максимальная амплитуда $F_{\text{поп.мах}}$ меньше, чем в случае квадратного экрана, и

равна максимальной амплитуде интерференционного ГО поля при углах $\theta_{\text{мах}}$, $\varphi_{\text{мах}}$ (при $L=3\lambda$ в случае $h=0.25\lambda$ $F_{\text{поп.мах}} = -15.5$ дБ, $\theta_{\text{мах}}=60^\circ$, $\varphi_{\text{мах}}=45^\circ$ для $W/L=2$ и $F_{\text{поп.мах}}=-11.43$ дБ, $\theta_{\text{мах}}=96^\circ$, $\varphi_{\text{мах}}=45^\circ$ для $W/L=1$; в случае $h=0.1\lambda$ $F_{\text{поп.мах}} = -18.01$ дБ, $\theta_{\text{мах}} = 58^\circ$, $\varphi_{\text{мах}} = 45^\circ$ для $W/L=2$ и $F_{\text{поп.мах}} = -7.28$ дБ, $\theta_{\text{мах}}=92^\circ$, $\varphi_{\text{мах}}=45^\circ$ для $W/L=1$).

На рис. 4 показаны нормированные ДН компонент полей основной и поперечной поляризации в плоскостях наблюдения $\varphi = \text{const}$ в случае экрана квадратной формы с размерами $L=3\lambda$ (а, б) и $L=\lambda$ (в, г) при $h=0.25\lambda$. На рис. 4, д, е для плоскости $\varphi_{\text{мах}} = 45^\circ$ приведены нормированные ДН компонент полного поля поперечной поляризации и его составляющих.

Таблица 1. Максимумы полей поперечной поляризации в плоскости $\varphi=45^\circ$ при $h=0.25\lambda$, $W/L=1$ (при $L=3\lambda$ $E_{\text{осн.мах}}=2.06E_0$, $\beta_{1,2}=\beta_{3,4}=45.4^\circ$; при $L=\lambda$ $E_{\text{осн.мах}}=2.28E_0$, $\beta_{1,2}=\beta_{3,4}=45.06^\circ$)

L/λ	$F_{\text{мах}}, \text{дБ}$		$\theta_{\text{мах}}, ^\circ$		$\Delta\theta_{\text{гр}}, ^\circ$	
	3	1	3	1	3	1
$F_{\text{поп.ГО}}$	-11.43	-10.84	96	108	96	108
$F_{\text{поп(1,2)}}$	-24.31	-20.6	98	110	84÷96	72÷108
$F_{\text{поп(3,4)}}$	-24.86	-18.33	98	110	84÷96	72÷108
$F_{\text{поп.диф}}$	-20.53	-13.46	98	110	84÷96	72÷108
$F_{\text{поп}}$	-11.43	-10.84	96	108		

Таблица 2. Максимумы полей поперечной поляризации в плоскости $\varphi=45^\circ$ при $h=0.1\lambda$, $W/L=1$ (при $L=3\lambda$ $E_{\text{осн.мах}}=1.2E_0$, $\beta_{1,2}=\beta_{3,4}=45.06^\circ$; при $L=\lambda$ $E_{\text{осн.мах}}=1.26E_0$, $\beta_{1,2}=\beta_{3,4}=45.56^\circ$)

L/λ	$F_{\text{мах}}, \text{дБ}$		$\theta_{\text{мах}}, ^\circ$		$\Delta\theta_{\text{гр}}, ^\circ$	
	3	1	3	1	3	1
$F_{\text{поп.ГО}}$	-7.28	-6.91	92	98	92	98
$F_{\text{поп(1,2)}}$	-26.2	-21.86	94	100	88÷92	82÷98
$F_{\text{поп(3,4)}}$	-26.91	-19.36	94	100	88÷92	82÷98
$F_{\text{поп.диф}}$	-20.53	-14.58	94	100	88÷92	82÷98
$F_{\text{поп}}$	-7.28	-6.91	92	98		

Таблица 3. Максимумы полей поперечной поляризации в плоскости $\varphi=\varphi_{\text{мах}}$ при $h=0.25\lambda$, $W/L=2$ (при $L=3\lambda$ $\varphi_{\text{мах}}=45^\circ$, $E_{\text{осн.мах}}=2.004E_0$, $\beta_{1,2}=26.88^\circ$, $\beta_{3,4}=63.51^\circ$; при $L=\lambda$ $\varphi_{\text{мах}}=27^\circ$, $E_{\text{осн.мах}}=2.005E_0$, $\beta_{1,2}=29.2^\circ$, $\beta_{3,4}=64.12^\circ$)

L/λ	$F_{\text{мах}}, \text{дБ}$		$\theta_{\text{мах}}, ^\circ$		$\Delta\theta_{\text{гр}}, ^\circ$	
	3	1	3	1	3	1
$F_{\text{поп.ГО}}$	-11.2	-12.26	96	102	96	102
$F_{\text{поп(1,2)}}$	-13.17	-14.65	96	102		80÷100
$F_{\text{поп(3,4)}}$	-39.5	-22.98	140	106	40÷140	76÷104
$F_{\text{поп.диф}}$	-18.56	-14.65	96	102		80÷100°
$F_{\text{поп}}$	-15.52	-12.5	60	100		

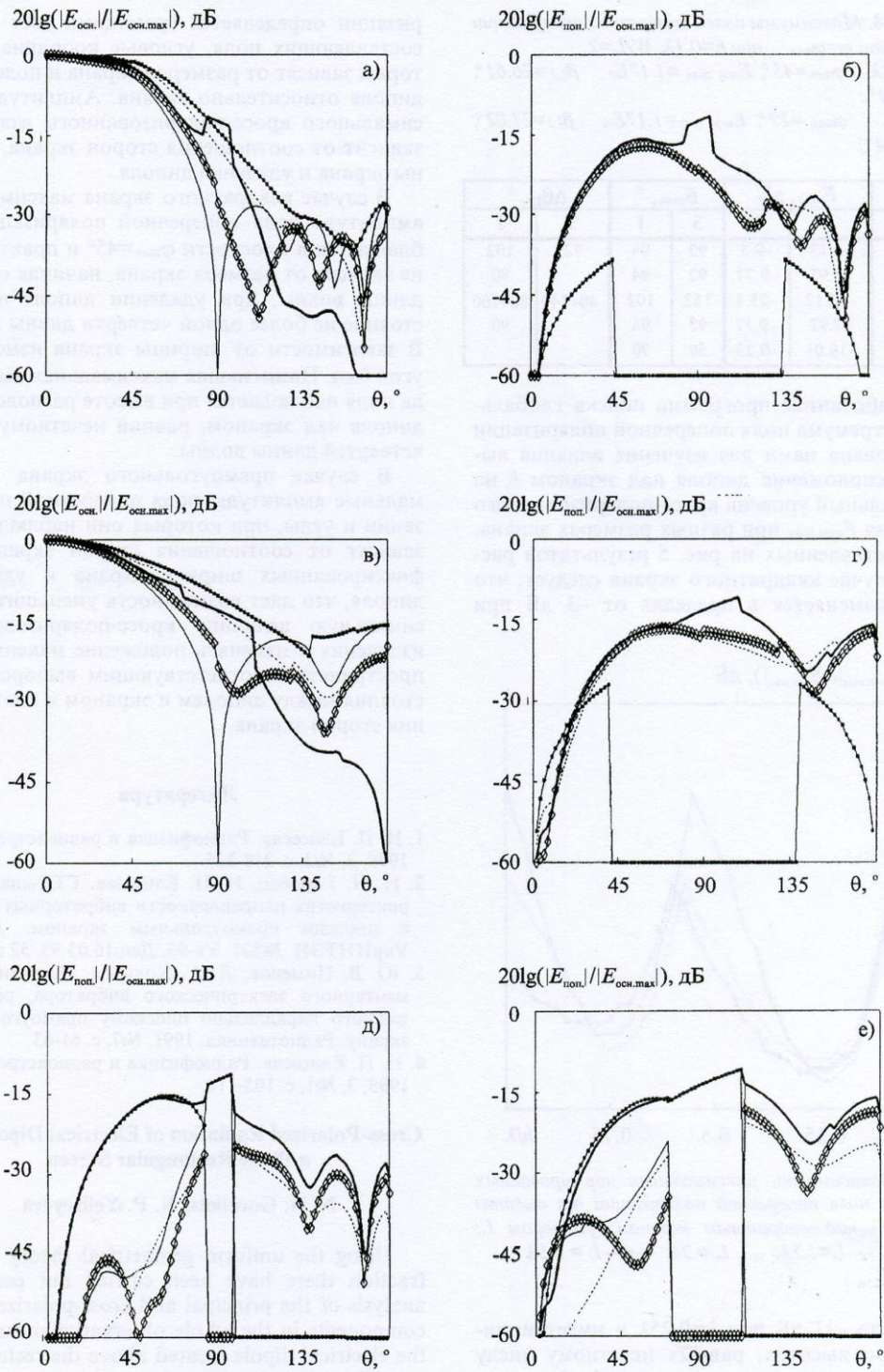


Рис. 4. ДН компонент поля основной и поперечной поляризации в плоскостях $\varphi=0$ (—), 30° (—◊—), 45° (—■—), 60° (.....), 90° (—●—) при $L=3\lambda$ (а, б) и $L=\lambda$ (в, г); составляющие поля поперечной поляризации в плоскости $\varphi=45^\circ$ при $L=3\lambda$ (д) и $L=\lambda$ (е) для $h = 0.25\lambda$:
 $E_{\text{поп.ГО}}$ —●—, $E_{\text{поп.диф}}$ —, $E_{\text{поп.диф}(1,2)}$, $E_{\text{поп.диф}(3,4)}$ —◊—, $E_{\text{поп.}}$ —■—

Таблица 4. Максимумы полей поперечной поляризации в плоскости $\varphi = \varphi_{\max}$ при $h = 0.1\lambda$, $W/L = 2$ (при $L = 3\lambda$ $\varphi_{\max} = 45^\circ$, $E_{\text{осн. max}} = 1.17E_0$, $\beta_{1,2} = 26.61^\circ$, $\beta_{3,4} = 63.44^\circ$; при $L = \lambda$ $\varphi_{\max} = 27^\circ$, $E_{\text{осн. max}} = 1.17E_0$, $\beta_{1,2} = 27.02^\circ$, $\beta_{3,4} = 63.54^\circ$)

L/λ	F_{\max} , дБ		θ_{\max} , °		$\Delta\theta_{\text{гр}}$, °	
	3	1	3	1	3	1
$F_{\text{поп ГО}}$	-7.13	-9.5	92	94	92	102
$F_{\text{поп (1,2)}}$	-7.97	-9.77	92	94		90
$F_{\text{поп (3,4)}}$	-42.12	-25.4	152	102	40÷140	80÷100
$F_{\text{поп. диф}}$	-7.97	-9.77	92	94		90
$F_{\text{поп}}$	-18.01	-9.23	58	90		

Разработанная программа поиска глобального экстремума поля поперечной поляризации использована нами для изучения влияния высоты расположения диполя над экраном h на максимальный уровень кросс-поляризованного излучения $F_{\text{поп. max}}$ при разных размерах экрана. Из представленных на рис. 5 результатов расчета в случае квадратного экрана следует, что $F_{\text{поп. max}}$ изменяется в пределах от -3 дБ при

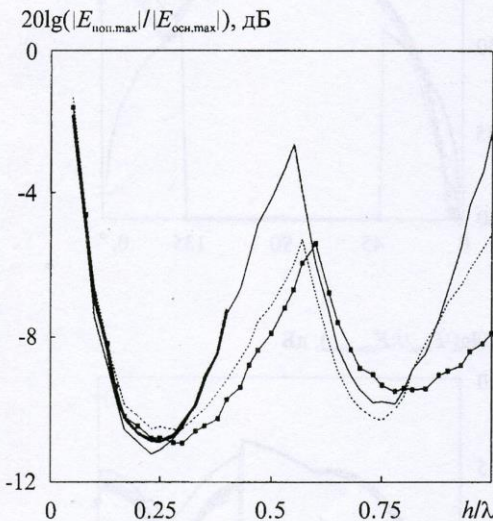


Рис. 5. Зависимость максимальных нормированных амплитуд поля поперечной поляризации от высоты диполя h/λ над квадратным экраном с размером L : — $L = \lambda$; - - $L = 1.5\lambda$; $L = 2\lambda$; —•— $L = 2.5\lambda$

$h = 0.05\lambda$ до -11 дБ при $h = 0.25\lambda$ и имеет минимумы при высотах, равных нечетному числу четвертей длины волны. Амплитуды $F_{\text{поп. max}}$ не зависят от размера экрана при удалении диполя на расстояние не более одной четверти длины волны.

Таким образом, пространственная картина распределения полного поля поперечной поля-

ризации определяется границами свет – тень составляющих поля, угловые координаты которых зависят от размеров экрана и положения диполя относительно экрана. Амплитуда максимального кросс-поляризованного излучения зависит от соотношения сторон экрана, ширины экрана и удаления диполя.

В случае квадратного экрана максимальная амплитуда поля поперечной поляризации наблюдается в плоскости $\varphi_{\max} = 45^\circ$ и практически не зависит от размера экрана, начиная с одной длины волны, при удалении диполя на расстояние не более одной четверти длины волны. В зависимости от ширины экрана изменяется угол θ_{\max} . Наименьшая максимальная амплитуда поля наблюдается при высоте расположения диполя над экраном, равной нечетному числу четвертей длины волны.

В случае прямоугольного экрана максимальные амплитуды поля поперечной поляризации и углы, при которых они наблюдаются, зависят от соотношения сторон экрана при фиксированных ширине экрана и удалении диполя, что дает возможность уменьшить максимальную величину кросс-поляризованного излучения и изменять положение максимума в пространстве соответствующим выбором расстояния между диполем и экраном и соотношения сторон экрана.

Литература

1. Н. П. Елисева. Радиофизика и радиоастрономия. 1998, 3, №2, с. 218-226.
2. Н. Н. Горобец, Н. П. Елисева. ГТД-анализ характеристик направленности вибраторных антенн с плоским прямоугольным экраном. Деп. в УкрИНТЭИ, №521. Ук-93. Деп. 16.03.93, 52 с.
3. Ю. В. Пименов, Д. А. Ходьков. Излучение элементарного электрического вибратора, расположенного параллельно плоскому прямоугольному экрану. Радиотехника. 1991, №7, с. 61-63.
4. Н. П. Елисева. Радиофизика и радиоастрономия. 1998, 3, №1, с. 105-110.

Cross-Polarized Radiation of Electrical Dipole over a Plane Rectangular Screen

N. N. Gorobets, N. P. Yeliseyeva

Using the uniform geometrical theory of diffraction there have been carried out computer analysis of the principal and cross-polarized field components in the whole observational range for the electrical dipole located above the rectangular metallic infinitely thin screen along one of the screen edges. The effect has been analyzed of the electric dimensions of the screen, its sides ratio and the dipole distance from the screen on the maximal values of the cross-polarized radiation and the angle coordinates at which they are observed.