

Анализ диаграмм направленности произвольно ориентированного электрического вибратора над плоским экраном

Н. П. Елисеева

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

Статья поступила в редакцию 7 июля 1998 г., после переработки 14 декабря 1998 г.

На основе метода равномерной геометрической теории дифракции получено асимптотическое решение трехмерной задачи дифракции излучения произвольно ориентированного электрического вибратора на идеально проводящем бесконечно тонком прямоугольном экране для дальней зоны. Рассчитаны и проанализированы амплитудные диаграммы направленности ортогональных компонент поля излучающей системы экран-диполь в зависимости от ориентации диполя, его удаления от экрана, размеров экрана. Отмечены физические особенности формирования диаграмм в разных плоскостях наблюдения и возможность оптимизации излучения диполя, расположенного над экраном, путем выбора ориентации диполя и оптимального соотношения сторон экрана.

На основі методу рівномірної геометричної теорії дифракції отримано асимптотичне рішення тривимірної задачі дифракції електромагнітного випромінювання довільно орієнтованого електричного вібратора на нескінченно тонкому металевому екрані прямокутної форми для дальньої зони. Проведено детальний комп'ютерний аналіз діаграм напрямленості диполів з різною орієнтацією залежно від відстані між ними і екраном та розмірів екрану. Виявлено фізичні особливості формування діаграм напрямленості в різних площинах спостереження та можливість оптимізації випромінювання диполя, розташованого над екраном, шляхом вибору орієнтації диполя і оптимальних розмірів екрана.

1. Постановка задачи

Для решения многих практических задач в различных областях радиоэлектроники широко применяются вибраторные антенны с плоскими металлическими экранами. Актуальным является вопрос оптимизации излучения таких систем, а также уменьшения их габаритов. Расчет диаграмм направленности (ДН) во всем пространстве наблюдения невозможно провести с высокой точностью без учета конечных размеров экрана. В работах [1,2] расчет ДН элементарного электрического вибратора, расположенного над прямоугольным экраном, сводился к определению плотности тока на поверхности экрана путем численного решения интегро-дифференциальных уравнений. Сложный вычислительный алгоритм обеспечивал высокую точность расчетов, но требовал больших затрат машинного времени. В данной статье поле излучения в дальней зоне вибраторных антенн с плоским прямоугольным экраном определяется при помощи асимптотического метода равномерной геометрической теории дифракции (РГТД). В алгоритме расчета ДН полного поля излучающей системы используются известные асимптотические выражения для геометрического поля и поля краевых волн, что существенно ускоряет реализацию расчета. Разработанные эффективные программы расчетов ДН применяются для детального изучения физических

закономерностей формирования излучения произвольно ориентированного вибратора над прямоугольным экраном и оптимизации уровня излучения (поиска оптимальных соотношений сторон экрана, ориентации вибратора, его удаления от экрана для обеспечения заданных свойств ДН).

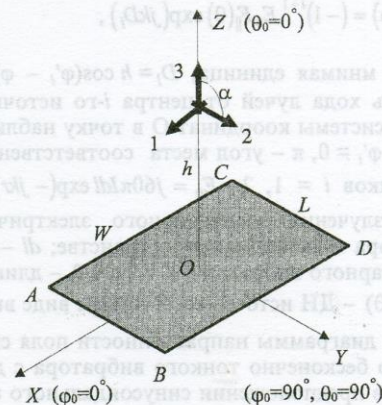


Рис. 1. Геометрия задачи

В качестве расчетной модели используется плоский прямоугольный идеально проводящий бес-

конечно тонкий экран с размерами сторон L и W , возбуждаемый симметричным произвольно ориентированным электрическим вибратором, расположенным на высоте h над серединой экрана (рис. 1). Общее решение задачи находим в виде суперпозиции трех независимых решений для вибратора с ортогональными ориентациями: вдоль кромок экрана (горизонтальные вибраторы 1, 2) и вдоль нормали к экрану (вертикальный вибратор 3). Полное поле излучения для каждого случая возбуждения определяем как сумму геометрических (ГО) полей падающей и отраженной от экрана сферических волн, полей однократно дифрагированных волн, возбужденных ГО полем на каждой из четырех кромок экрана, и дважды дифрагированных волн на его параллельных кромках.

2. Расчет геометрического поля

Компоненты вектора напряженности электрического поля излучающей системы экран-вибратор удобно определять в сферической системе координат θ, φ , в которой угол θ отсчитывается от оси X , совпадающей с направлением одной из кромок экрана, угол φ – от нормали к экрану (см. рис. 1). Такой отсчет углов упрощает запись уравнений границ свет-тень геометрического поля и краевых волн в пространстве наблюдения.

При возбуждении бесконечного экрана вибратором 1 с компонентой электрического тока I_{\parallel} , параллельной оси X , ГО поле определяется методом зеркальных изображений как сумма полей источников падающей ($i=1$) и отраженной ($i=2$) волн, описываемых выражением

$$E_{\theta\parallel i}(\theta, \varphi) = (-1)^{i+1} E_0 F_{\parallel i}(\theta) \exp(jkD_i), \quad (1)$$

где j – мнимая единица; $D_i = h \cos(\varphi'_i - \varphi) \sin\theta$ – разность хода лучей от центра i -го источника и начала системы координат O в точку наблюдения $P(\theta, \varphi)$; $\varphi'_i = 0, \pi$ – угол места соответственно для источников $i = 1, 2$; $E_0 = j60\pi Idl \exp(-jkr) / \lambda r$ – поле излучения элементарного электрического вибратора в свободном пространстве; dl – длина элементарного вибратора; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны; $F_{\parallel i}(\theta)$ – ДН источника. В общем виде выражение для диаграммы направленности поля симметричного бесконечно тонкого вибратора с длиной плеча l в предположении синусоидального амплитудного распределения тока вдоль него имеет вид

$$F_{\parallel i}(\theta) = [\cos(kl \cos\theta) - \cos kl] / \sin\theta. \quad (2)$$

Перейдем к случаю возбуждения экрана вибратором, расположенным на высоте h в плоскости

ZY под углом α , к оси Z . Выражения для компонент поля вибратора и его зеркального изображения определяются следующим образом:

$$E_{\theta\perp i}(\theta, \varphi) = E_0 F_{\perp i}(\theta, \varphi) \cos(\varphi - \alpha_i) \cos\theta \exp(jkD_i), \quad (3)$$

$$E_{\varphi\perp i}(\theta, \varphi) = E_0 F_{\perp i}(\theta, \varphi) \sin(\varphi - \alpha_i) \exp(jkD_i), \quad (4)$$

где

$$F_{\perp i}(\theta, \varphi) = \frac{\cos(kl \sin\theta \cos(\varphi - \alpha_i)) - \cos kl}{1 - \sin^2\theta \cos^2(\varphi - \alpha_i)}. \quad (5)$$

В случае горизонтального вибратора 2 угол ориентации источника падающей волны $\alpha_1 = 90^\circ$, для источника отраженной волны $\alpha_2 = 270^\circ$. При возбуждении экрана вертикальным вибратором 3 углы ориентации соответственно равны $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 180^\circ$.

3. Расчет дифрагированных полей

Поскольку ГО поле создается системой дискретных источников, краевые волны рассматриваем как парциальные, возникшие при дифракции излучения i -го ГО источника на кромке экрана n ($n=1, 2, 3, 4$). Для расчета дифрагированных полей введем на каждой кромке виртуальный дифракционный излучатель (ВДИ) в начале собственной сферической системы координат $(r_n, \theta_n, \varphi_n)$ – точке пересечения кромки экрана с плоскостью, перпендикулярной ей и проходящей через источник i (угол θ_n отсчитывается от кромки, угол φ_n – от нормали к ней в плоскости экрана). Диаграммы направленности ВДИ описываются асимптотическими выражениями [3], полученными из точного решения задачи дифракции электромагнитных волн, излучаемых произвольно ориентированным электрическим диполем, на идеально проводящей полуплоскости [4].

При возбуждении кромки экрана n параллельным ей источником i равномерная по углам наблюдения асимптотика поля первичной дифракции (пригодная при непрерывном изменении углов наблюдения) в собственной системе координат имеет вид разрывной функции

$$E_{\theta\parallel in}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\theta\parallel i}(\theta, \varphi) T(\xi_{in}). \quad (6)$$

Разрывная переходная функция от света к тени ГО поля, $T(\xi_{in})$, выражается через интеграл вероятности

$$\mathcal{A}(\xi\sqrt{j}) \text{ с аргументом } \xi_{in} = \sqrt{2kr_{in} \sin\theta_n} \cos\left(\frac{\varphi_n - \varphi_{in}}{2}\right)$$

следующим образом:

$$T(\xi_{in}) = \pm [\Phi(\xi_{in}|\sqrt{j}) - 1] / 2, \quad (7)$$

$$\Phi(\xi\sqrt{j}) = 2\pi^{-1/2} \exp(j\pi/4) \int_0^{\xi} \exp(-jt^2) dt.$$

Знак “+” берется в области света ГО поля, “-” – в области тени; r_{in} , φ_{in} – полярные координаты источника волны i в собственной системе координат на кромке экрана n . Как видно из (7), антисимметричность интеграла вероятности, $\Phi(-\xi\sqrt{j}) = -\Phi(\xi\sqrt{j})$, приводит к изменению его знака при переходе через границу свет-тень ГО поля ($\varphi_n = \pi \pm \varphi_{in}$) и к скачку амплитуды поля краевой волны, равному скачку амплитуды ГО поля, что и обеспечивает непрерывность полного поля излучения. Так как $\Phi(0) = 0$, интенсивность краевой волны значительно возрастает вблизи границ свет-тень ГО поля, когда $\xi \rightarrow 0$, и $T(\xi_{in}) = \pm 0,5$. Здесь максимальная амплитуда дифрагированного поля равна половине значения амплитуды ГО поля. В отличие от принятых в ГТД лучевых разложений поля, представляющих неравномерные асимптотики краевых волн, которые пригодны только вдали от границ свет-тень ГО поля, равномерные представления поля краевой волны (6) справедливы как вдали от границ свет-тень, так и в области полутени ГО поля [5].

В случае, когда источник волны i расположен в плоскости перпендикулярной кромке экрана n , и его ось составляет угол ζ_{in} с нормалью к кромке в плоскости экрана, вектор напряженности электрического поля первичной дифракции имеет две компоненты

$$E_{\theta \perp in}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\theta \perp i}(\theta, \varphi) T(\xi_{in}) - p \cos \theta_n \sin(\varphi_n / 2), \quad (8)$$

$$E_{\varphi \perp in}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\varphi \perp i}(\theta, \varphi) T(\xi_{in}) - p \cos(\varphi_n / 2), \quad (9)$$

где

$$p = E_0 \sin(\zeta_{in} - \varphi_{in} / 2) [2 / (\pi k r_{in} \sin \theta_n)]^{1/2} \times \exp[-j(k r_{in} \sin \theta_n + \pi / 4 - k D_i)]. \quad (10)$$

Геометрооптические поля $E_{\theta \parallel i}$, $E_{\theta \perp i}$, $E_{\varphi \perp i}$ определены выражениями (1)-(5).

Поле вторичной дифракции между параллельными кромками идеально проводящего экрана AC и BD ($m=2$, $n=1$), BD и AC ($m=1$, $n=2$), AB и CD ($m=3$, $n=4$), CD и AB ($m=4$, $n=3$) (см. рис. 1) описывается равномерной по углам наблюдения асимптотикой [3]

$$E_{mn} = \pm E_m [\pm \Phi(\xi_{mn}|\sqrt{j}) - 1], \quad (11)$$

где первый знак “+” берется в области света ГО поля, второй – в области света поля первичной дифракции; знак “-” берется в областях тени того или другого поля; E_m – равномерные асимптотики компонент поля первичной дифракции на кромке m , определяемые выражениями (6)-(10). Аргументы интегралов вероятности переходной функции от света к тени поля первичной дифракции соответственно равны:

$$\xi_{21} = \sqrt{2kL} \sin \theta \sin(45^\circ - \varphi / 2),$$

$$\xi_{12} = \sqrt{2kL} \sin \theta \cos(45^\circ - \varphi / 2),$$

$$\xi_{34} = \sqrt{2kW} \cos \varphi \cos(\theta / 2),$$

$$\xi_{43} = \sqrt{2kW} \cos \varphi \sin(\theta / 2).$$

Далее получим выражения для компонент дифракционного поля в общей сферической системе координат θ , φ для точек наблюдения в дальней зоне излучающей системы.

4. Определение уравнений границ свет-тень ГО поля и краевых волн

Рассмотрим картину поля излучения в этой задаче, т. е. определим области света и тени каждого из источников ГО поля и краевых волн. При конечных размерах экрана лучи падающей ГО волны, проходящие через каждую из четырех кромок экрана ABCD, образуют граничные плоскости свет-тень. В результате их пересечения со сферой наблюдения на ней образуется криволинейный четырехугольник A'B'C'D'. Граничные плоскости свет-тень ГО поля, проходящие через боковые кромки экрана, пересекают сферу наблюдения в сферической системе координат θ , φ по меридианам A'C' и B'D'

$$\varphi_{A'C'} = -\pi / 2 + \arctg(2h / L),$$

$$\varphi_{B'D'} = \pi / 2 + \arctg(2h / L)$$

в определенном интервале изменения угла θ . Граничная плоскость ГО поля, проходящая через кромку AB, пересекает сферу наблюдения по дуге окружности $\theta = \arctg(2h / (W \cos \varphi))$ в определенном интервале изменения угла φ .

Лучи отраженной ГО волны также создают граничные плоскости свет-тень; в результате пересечения их со сферой наблюдения образуется криволинейный четырехугольник A''B''C''D''. Границы свет-тень ГО поля, определяемые уравнениями сторон рассмотренных криволинейных четырехугольников в общей сферической системе координат, суть линии разрыва ГО поля [3].

Краевые волны, вследствие конечных размеров экрана, имеют границы свет-тень в виде конусов Келлера [5], образованных крайними ГО лучами, проходящими через угловые точки экрана A, B, C, D.

Системы лучей краевых волн с кромок AC и BD обрываются на поверхностях конусов тени с углом раствора $\beta_{1,2}$, а с кромок AB и CD – на конусах тени с углом раствора $\beta_{3,4}$:

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

$$\beta_{3,4} = \arctg\left(\frac{2}{L}\sqrt{h^2 + (W/2)^2}\right). \quad (12)$$

Уравнения линий пересечения конусов тени краевых волн с кромок AC и BD со сферой наблюдения в системе координат θ, φ представляют собой симметричные относительно оси Y (см. рис. 1) параллели $\theta = \beta_{1,2}$, между которыми заключена область света краевых волн с этих кромок. Уравнения линий пересечения конусов тени с кромок экрана AB и CD со сферой наблюдения представляют симметричные относительно оси X уравнения окружности

$$\theta = \arctg\left(\sin\varphi\sqrt{\tg^2\beta_{3,4} - \ctg^2\varphi}\right)^{-1}.$$

Лучи краевой волны с кромки BD, попадающие на противоположную кромку AC, образуют краевую волну вторичной дифракции между этими кромками с углом раствора конуса тени β_{12} , волна вторичной дифракции между кромками AB и CD образует конус тени с углом раствора β_{34} :

$$\beta_{12} = \arctg\left(\frac{2}{W}\left(\sqrt{h^2 + (L/2)^2} + L\right)\right),$$

$$\beta_{34} = \arctg\left(\frac{2}{L}\left(\sqrt{h^2 + (W/2)^2} + W\right)\right). \quad (13)$$

5. Определение структуры полного поля излучения

Проведенный анализ областей света и тени ГО поля и краевых волн позволяет представить функцию Грина задачи как суперпозицию разрывных полей ГО источников (E_{go}) и ВДИ, определяющих поля первичной и вторичной дифракций на кромках экрана (E_{dif}):

$$E(\theta, \varphi) = E_{go} + E_{dif}, \quad (14)$$

$$E_{dif} = E_{1,2} + E_{3,4} + E_{12} + E_{21} + E_{34} + E_{43},$$

где $E_{1,2}$ и $E_{3,4}$ – поля первичной дифракции возбужденные кромками экрана AC, BD и AB, CD; E_{12} ,

E_{21} , E_{34} , E_{43} – поля вторичной дифракции между соответствующими кромками экрана.

Для удобства применения полученных результатов в практических задачах радиоастрономии, радиосвязи и радиолокации, ДН по ортогональным компонентам поля (14) будем рассчитывать в сферической системе координат θ_0, φ_0 , связанной с прямоугольной системой XYZ (отсчет углов показан на рис. 1). Определяем компоненты поля E_{θ_0} , E_{φ_0} в случае возбуждения экрана вибратором, ориентированным параллельно оси X, в виде:

$$E_{\theta_0\parallel} = -E_{\theta\parallel} \cdot C_1 - E_{\varphi\parallel} \cdot C_2,$$

$$E_{\varphi_0\parallel} = E_{\theta\parallel} \cdot C_2 - E_{\varphi\parallel} \cdot C_1; \quad (15)$$

при возбуждении экрана вибратором, перпендикулярным оси X, – в виде:

$$E_{\theta_0\perp} = E_{\theta\perp} \cdot C_1 - E_{\varphi\perp} \cdot C_2,$$

$$E_{\varphi_0\perp} = E_{\theta\perp} \cdot C_2 + E_{\varphi\perp} \cdot C_1. \quad (16)$$

Здесь

$$C_1 = \cos\theta \cos\varphi / \sin\theta_0, \quad C_2 = \sin\varphi / \sin\theta_0.$$

Соотношения между сферическими угловыми координатами обеих систем имеют вид

$$\theta = \arcsin\sqrt{1 - \cos^2\varphi_0 \sin^2\theta_0}, \quad \varphi = \arctg(\sin\varphi_0 \tg\theta_0).$$

6. Анализ результатов расчетов

По изложенной выше методике нами разработаны алгоритмы и программы расчёта диаграмм направленности произвольно ориентированного электрического вибратора над идеально проводящим прямоугольным экраном. Для оценки точности алгоритма и определения границ применимости метода РГТД при разной ориентации вибратора относительно экрана были рассчитаны диаграммы направленности при тех же геометрических параметрах анализируемых систем, что и в [1,2]. Сравнение диаграмм направленности, вычисленных строгим и асимптотическим методами, показало, что в случае вибратора, параллельного плоскому экрану, результаты совпадают с графической точностью, когда сторона экрана равна или превышает длину волны, а при перпендикулярном к экрану вибраторе – при размере экрана не менее трех длин волн.

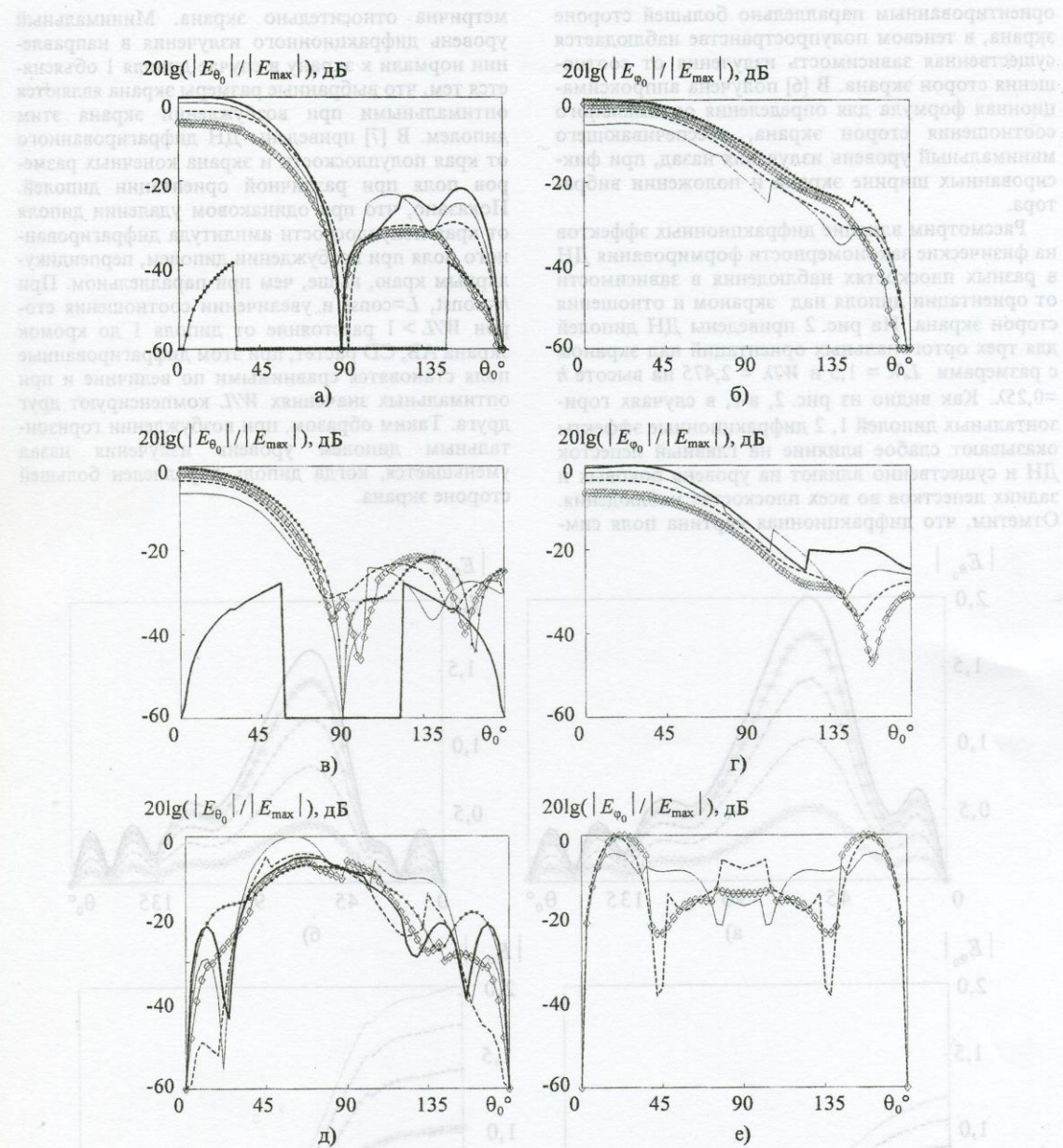


Рис. 2. ДН диполей – 1 (а, б), 2 (в, г), 3 (д, е) в плоскостях наблюдения $\varphi_0 = 0^\circ$ (—), 30° (---), 45° (-·-·-), 60° (—○—), 90° (—●—):
 а) $E_{\max} = 2,02E_0$; б) $E_{\max} = 2E_0$; в) $E_{\max} = 2,07E_0$; г) $E_{\max} = 2,18E_0$; д) $E_{\max} = 1,87E_0$; е) $E_{\max} = 0,55E_0$

Как известно, направленные свойства излучающего вибратора в присутствии близко расположенных металлических экранов изменяются в широких пределах в зависимости от угла ориентации вибратора относительно экрана. Проведенные нами расчеты позволили проанализировать

динамику трансформации ДН излучающих систем в зависимости от угла ориентации и удаления вибратора относительно экрана, соотношения сторон экрана, его электрических размеров. Оказалось, что в случае возбуждения прямоугольного экрана с отношением сторон $W/L > 1$ диполем,

ориентированным параллельно большей стороне экрана, в теновом полупространстве наблюдается существенная зависимость излучения от соотношения сторон экрана. В [6] получена аппроксимационная формула для определения оптимального соотношения сторон экрана, обеспечивающего минимальный уровень излучения назад, при фиксированных ширине экрана и положении вибратора.

Рассмотрим влияние дифракционных эффектов на физические закономерности формирования ДН в разных плоскостях наблюдения в зависимости от ориентации диполя над экраном и отношения сторон экрана. На рис. 2 приведены ДН диполей для трех ортогональных ориентаций над экраном с размерами $L/\lambda = 1,5$ и $W/\lambda = 2,475$ на высоте $h = 0,25\lambda$. Как видно из рис. 2, а-г, в случаях горизонтальных диполей 1, 2 дифракционные эффекты оказывают слабое влияние на главный лепесток ДН и существенно влияют на уровень боковых и задних лепестков во всех плоскостях наблюдения. Отметим, что дифракционная картина поля сим-

метрична относительно экрана. Минимальный уровень дифракционного излучения в направлении нормали к экрану в случае диполя 1 объясняется тем, что выбранные размеры экрана являются оптимальными при возбуждении экрана этим диполем. В [7] приведены ДН дифрагированного от края полуплоскости и экрана конечных размеров поля при различной ориентации диполей. Показано, что при одинаковом удалении диполя от края полуплоскости амплитуда дифрагированного поля при возбуждении диполем, перпендикулярным краю, выше, чем при параллельном. При $h = \text{const}$, $L = \text{const}$ и увеличении соотношения сторон $W/L > 1$ расстояние от диполя 1 до кромок экрана АВ, CD растет, при этом дифрагированные поля становятся сравнимыми по величине и при оптимальных значениях W/L компенсируют друг друга. Таким образом, при возбуждении горизонтальным диполем уровень излучения назад уменьшается, когда диполь параллелен большей стороне экрана.

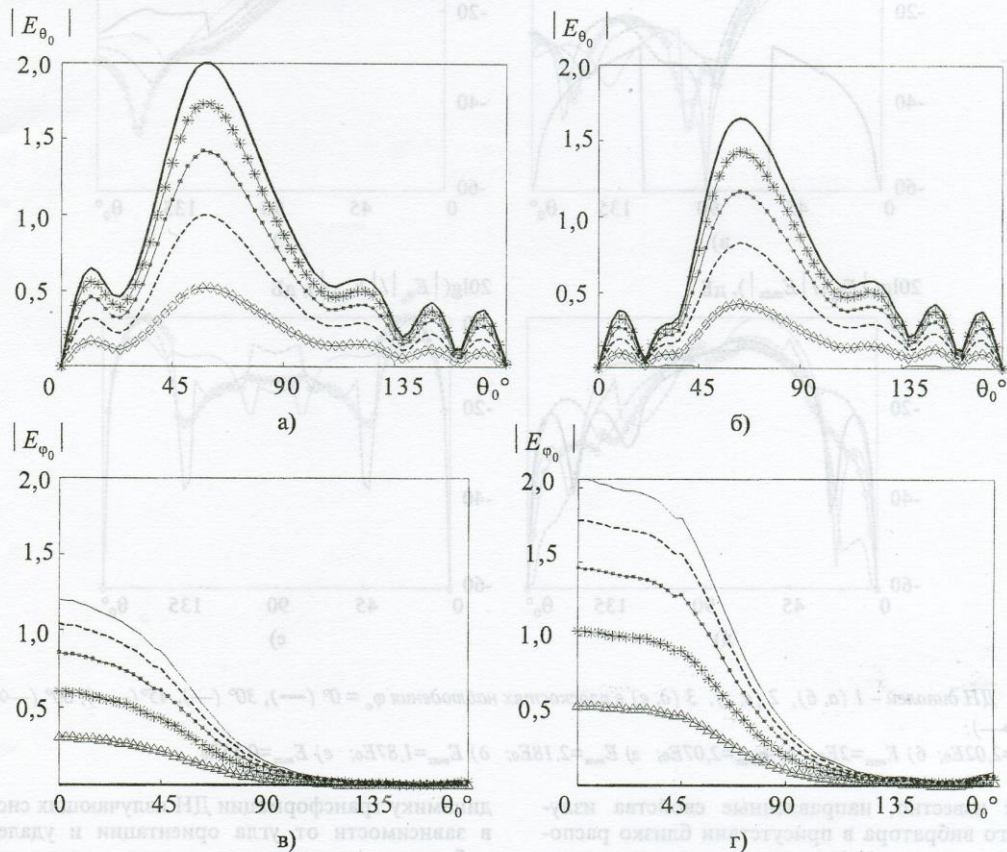


Рис. 3. ДН поля диполя с экраном в зависимости от угла $\alpha = 0^{\circ}$ (—), 15° (—▽—), 30° (—*—), 45° (—●—), 60° (----), 75° (—◇—), 90° (—) при $h/\lambda = 0,1$ (а, в), $h/\lambda = 0,25$ (б, г) в плоскости наблюдения $\varphi_0 = 0^{\circ}$

Анализируя влияние дифракционных эффектов на ДН диполей 2 и 3 (рис. 2, в-е), отметим зависимость в выражениях (8)-(10) дифрагированного поля от угла ориентации диполя и существенно большую амплитуду дифрагированного от кромок экрана поля в случае возбуждения вертикальным диполем 3. Это приводит к существенному изменению формы главного лепестка ДН E_{θ_0} -компоненты и появлению боковых лепестков во всех плоскостях наблюдения. ДН E_{θ_0} -компоненты определяются только дифрагированным полем (рис. 2, д, е). При выбранных параметрах задачи, согласно выражениям (12) и (13), углы раствора конусов тени краевых волн первичной дифракции составляют $\beta_{1,2} = 32,5^\circ$, $\beta_{3,4} = 59,3^\circ$, при вторичной дифракции — $\beta_{12} = 61,65^\circ$, $\beta_{34} = 78,6^\circ$. Видно, что максимальная амплитуда поля E_{θ_0} -компоненты наблюдается в плоскости $\varphi_0 = 30^\circ$, проходящей вблизи границы свет-тень ГО поля на поверхности конуса тени краевых волн с углом раствора $\beta_{1,2} =$

$32,5^\circ$, что согласуется с выводами, сделанными в разделе 3. При $W/L > 1$ ДН диполя 3 практически не зависят от соотношения сторон экрана, чем существенно отличаются от ДН горизонтальных диполей.

Рассмотрим далее зависимости ДН от угла наклона α диполя (α -диполя) к нормали экрана в плоскости ZY (рис. 1), определяемые суперпозицией полей диполей 2 ($\alpha=90^\circ$) и 3 ($\alpha=0^\circ$). На рис. 3, 4 показаны ДН диполей различной ориентации, расположенных над квадратным экраном со стороной 3λ , при различных расстояниях h между диполем и экраном в главных плоскостях наблюдения. ДН при тех же значениях h были рассчитаны и для случая бесконечного экрана. Из сравнения ДН видно, что в случае экрана конечных размеров наиболее значительно изменились ДН диполя 3 (рис. 3, а, б; $\alpha=0^\circ$), что обусловлено большими значениями дифрагированных полей. Дифракционные явления значительно изменили ДН диполя 3 как в освещенном, так и в теневом

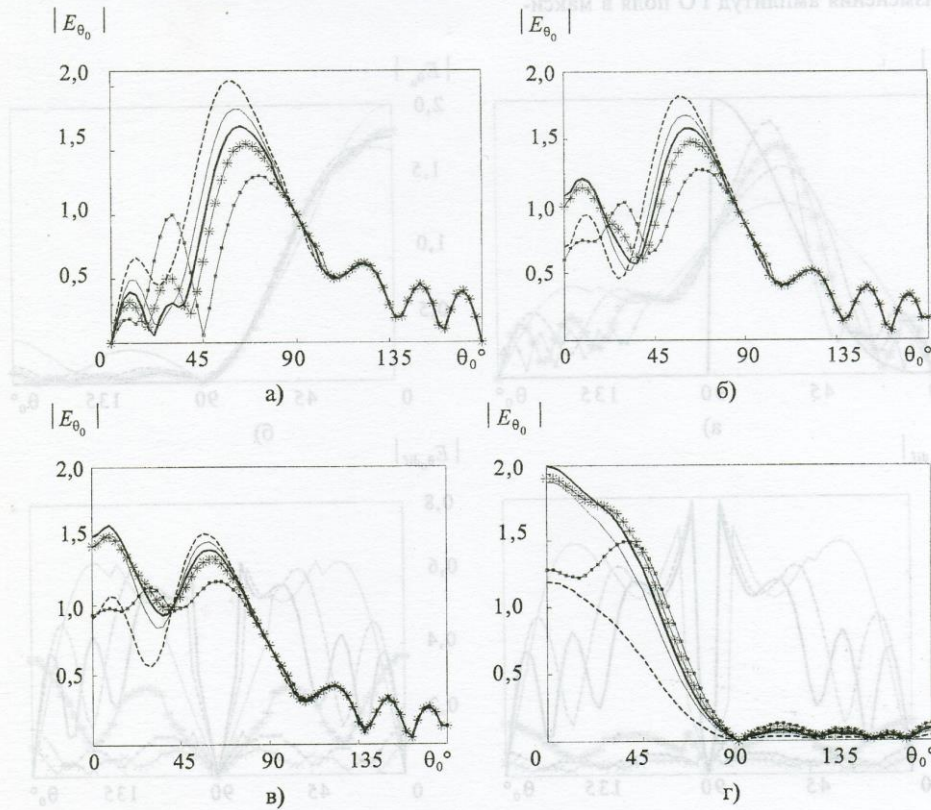


Рис. 4. ДН поля диполя с экраном в зависимости от $h/\lambda=0,1$ (----); $0,2$ (—); $0,25$ (—); $0,3$ (—*—); $0,4$ (—●—) при $\alpha = 0^\circ$ (а), 30° (б), 45° (в), 90° (г) в плоскости $\varphi_0 = 90^\circ$

полупространствах и привели к появлению боковых лепестков. Если в случае бесконечного экрана максимальные значения поля наблюдаются в плоскости экрана ($\theta_0 = 90^\circ$) и равны удвоенному значению поля диполя в свободном пространстве независимо от h , то в случае квадратного экрана в зависимости от его размеров главный максимум ДН диполя 3 отклоняется на разный угол, причем значительно с приближением диполя к экрану: при данных размерах экрана направление максимума при $h = 0,1\lambda$ составляет 57° , при $h = 0,4\lambda - 73^\circ$. С увеличением h амплитуда поля диполя 3 в максимумах уменьшается за счет уменьшения амплитуд как ГО, так и дифракционных полей (рис. 4, а). Уровень боковых лепестков в освещенном полупространстве существенно зависит от расстояния h , что объясняется интерференцией ГО и краевых полей. В теновом полупространстве ДН определяются только полем краевых волн и зависимость от удаления вибратора от экрана не столь явная. В случае диполя 2 (рис. 4, г) с увеличением h изменяется форма и уровень главного лепестка ДН за счет изменения амплитуд ГО поля в макси-

мумах и увеличивается интенсивность краевых волн, что приводит к увеличению уровня поля в теновом полупространстве. ДН E_{θ_0} -компоненты α -диполей в плоскости $\varphi_0 = 0^\circ$ полностью определяются ДН диполя 2 (рис. 3, в, г), а ДН E_{θ_0} -компоненты – ДН диполя 3 (рис. 3, а, б). Дифракционные осцилляции в ДН диполя 3 приводят к появлению побочных максимумов и минимумов в ДН E_{θ_0} -компоненты α -диполей. При изменении угла α от 0 до 45° направление главного максимума ДН такое же, как и у ДН диполя 3, а при угле α , большем 45° , – приближается к направлению максимума ДН диполя 2. Существует зависящая от h величина угла θ_0 , при которой ДН α -диполей совпадают. Таким образом, соответствующий выбор угла наклона вибратора и изменение расстояния между диполем и экраном позволяет видоизменять главный лепесток ДН, в частности, обеспечить столбовидную форму при малых расстояниях h (рис. 4, в).

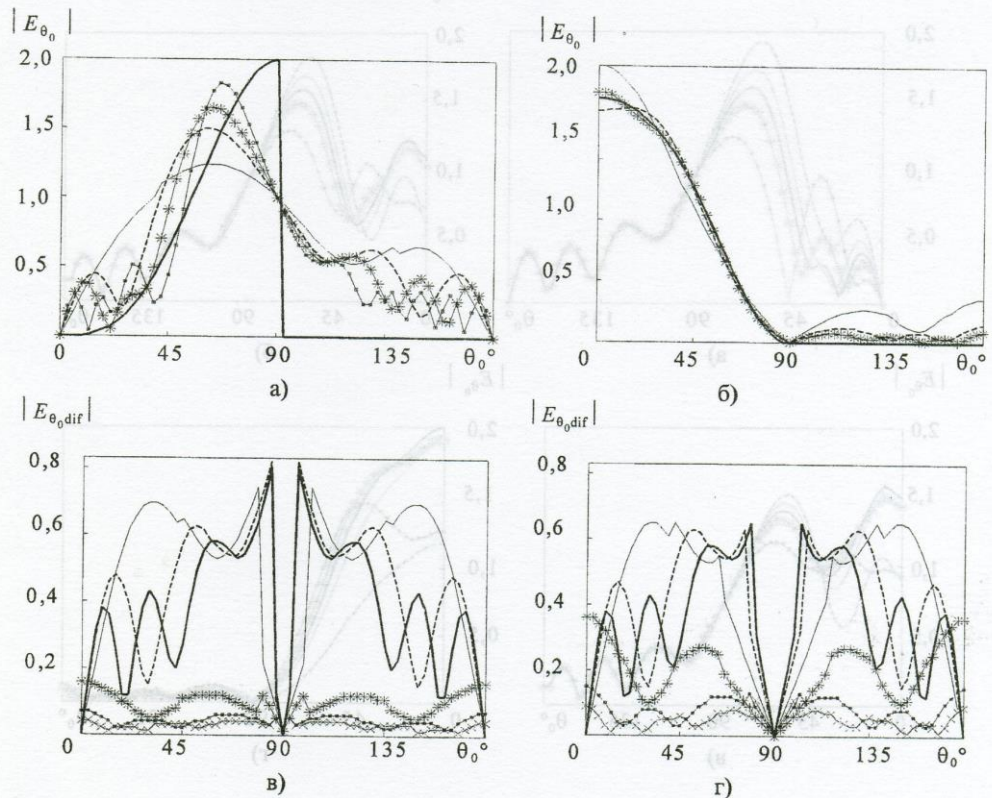


Рис. 5. ДН диполей 3 (а) и 2 (б) в зависимости от ширины экрана $L\lambda = 1$ (—), 2 (---), 3 (—*—), 5 (—●—), бесконечный экран (—) при $h\lambda = 0,25$; ДН краевых полей при $h\lambda = 0,1$ (в) и $h\lambda = 0,25$ (г) для диполя 3 при $L\lambda = 1$ (—), 2 (---), 3 (—), для диполя 2 при $L\lambda = 1$ (—*—), 2 (—●—), 3 (—x—x) в плоскости $\varphi_0 = 90^\circ$

Рассматривая влияние размеров экрана на ДН отметим, что амплитуда дифракционных полей зависит от расстояния между кромками. В плоскости $\varphi_0 = 90^\circ$ основной вклад дают поля, дифрагированные от кромок экрана AC и BD, т. е. влияет размер экрана L , а в плоскости $\varphi_0 = 0^\circ$ – поля, дифрагированные от кромок экрана АВ и CD, поэтому на ДН в основном влияет размер экрана h . На рис. 5, а, б приведены ДН диполей 2 и 3, расположенных над квадратным экраном, в зависимости от размера L . На рис. 5, в, г показаны ДН дифрагированных полей в зависимости от размера экрана и расстояния между экраном и диполем. Из сравнения ДН диполей 2 и 3 видно, что с увеличением h интенсивность дифрагированного поля заметно возрастает при возбуждении экрана горизонтальным диполем и практически остается неизменной при возбуждении вертикальным диполем.

7. Заключение

На основе метода равномерной геометрической теории дифракции получено асимптотическое решение для дальней зоны трехмерной задачи дифракции излучения произвольно ориентированного электрического вибратора на идеально проводящем прямоугольном экране. Рассчитаны и проанализированы амплитудные ДН компонент поля излучающей системы экран-диполь в зависимости от ориентации диполя, его удаления от экрана, размеров экрана. Исследованы физические особенности формирования ДН электрического диполя с экраном конечных размеров. Показано, что при возбуждении горизонтальным диполем можно существенно понизить уровень излучения назад путем изменения соотношения сторон экрана.

Литература

1. Ю. В. Пименов, Д. А. Ходьков. Радиотехника. 1990, №11, с. 60-63.
2. Ю. В. Пименов, Д. А. Ходьков. Радиотехника. 1991, №7, с. 61-63.
3. Н. П. Елисеева. Поляризаационные эффекты дифракции электромагнитных волн на полуплоскости, полосе и уголке. Дисс. канд. физ.-мат. наук. Харьков, ХГУ, 1990, 211 с.
4. Ю. В. Вандакуров. ЖЭТФ. 1954, 26, №1, с. 3-18.
5. В. А. Боровиков, Б. Е. Кинбер. Геометрическая теория дифракции. Москва, Связь, 1978, 247 с.
6. N. N. Gorobets, N. P. Yeliseyeva. Proc. of Ninth Int. Conf. on Antennas and Propagation, Eindhoven, The Netherlands, 4-7 April 1995, pp. 295-298.
7. Н. П. Елисеева. В сб.: Прямі та обернені задачі теорії електромагнітних та акустичних хвиль (Dipod-97). Львів-Брюховичі, НАНУ, Інститут прикладних проблем механіки і математики, Ukraine МТТ/ED/АР IEEE chapter, 19-21 вересня 1997, с. 370-373.

Radiation Pattern Analysis of an Arbitrarily Oriented Electric Vibrator above Plane Screen

N. P. Yeliseyeva

Using the uniform geometrical theory of diffraction the asymptotic solution of the three-dimensional diffraction problem of an arbitrarily oriented electric vibrator field radiation for an ideally conducting and infinitely thin rectangular screen is obtained. The fast-acting algorithms have been worked out for calculating the radiation pattern of the vibrator, situated above a plane screen under an arbitrary angle, in different observation planes. The amplitude radiation pattern is calculated and analyzed for the orthogonal field components of the dipole-screen system depending on the distance between the dipole and the screen and on the screen size. The effect of the dipole orientation has been analyzed on the radiation pattern of the fields diffracted by the screen edges. A possibility is proved of optimum choosing sizes and ratio of screen sides for any given height of the horizontal dipole to provide minimum back radiation of the antenna.