

УДК 621.396.674.3

PACS number: 07.57.-c

Н. П. ЕЛИСЕЕВА, С. Л. БЕРДНИК,
В. А. КАТРИЧ, М. В. НЕСТЕРЕНКОХарьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
Email: Nadezhda.P.Yelisseyeva@univer.kharkov.ua

ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНЫ С КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ НАКЛОННЫМ ИМПЕДАНСНЫМ ВИБРАТОРОМ, РАСПОЛОЖЕННЫМ НАД ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ЭКРАНОМ

Предмет и цель работы: Определяются условия формирования волны с круговой поляризацией и максимально достижимой амплитудой напряженности поля в заданных направлениях в главных плоскостях наблюдения в дальней зоне, излучаемой наклонным импедансным вибратором, расположенным над прямоугольным идеально проводящим экраном.

Методы и методология: Для решения трехмерной векторной задачи дифракции поля произвольно ориентированного тонкого импедансного вибратора на идеально проводящем прямоугольном экране применяется метод равномерной геометрической теории дифракции с использованием асимптотических выражений для электрического тока горизонтального импедансного вибратора с электрической длиной $0.4 \leq 2l/\lambda \leq 0.6$.

Результаты: С учетом дифракционных эффектов на краях экрана рассчитаны углы наклона вибратора, при которых излучается волна с равными амплитудами ортогональных компонент вектора напряженности электрического поля, а также соответствующие им коэффициенты эллиптичности и нормированные квадраты модуля вектора напряженности электрического поля волны как функции угла наблюдения и расстояния между вибратором и экраном.

Заключение: Разработана методика определения угла наклона импедансного вибратора с учетом дифракционных эффектов на краях экрана конечных размеров, при котором излучается волна с круговой поляризацией. Показано, что путем выбора соответствующих угла наклона и удаления импедансного резонансного вибратора относительно экрана может быть реализовано кругополяризованное излучение с предельно достижимой интенсивностью в заданном направлении в одной из главных плоскостей наблюдения.

Ключевые слова: прямоугольный экран, поверхностный импеданс, резонансный вибратор, волна, круговая поляризация, коэффициент эллиптичности, амплитуда поля

1. Введение

Применение полей волны с вращающейся круговой или эллиптической поляризацией представляет большой практический интерес для увеличения дальности обнаружения целей в радиолокации, обеспечения надежности приема и передачи сигналов радиотелеуправления летающими объектами, обеспечения электромагнитной совместимости радиоэлектронных систем. Широкое использование волн с круговой поляризацией вызывает интерес к методам их создания на протяжении более полувека.

Известно, что волны с вращающейся поляризацией могут быть созданы с помощью наклонного линейного вибратора, возбуждающего уголкового рефлектора. Исследованиям в этой области

посвящены работы [1, 2], в которых определялись условия создания уголкового антенны с кругополяризованным излучением в приближении бесконечных размеров граней рефлектора методом зеркальных изображений. В [3] для уголкового антенны и в [4] для плоского экрана (угол раствора уголка равен π) конечных размеров, возбуждаемых наклонным полуволновым вибратором и диполем Герца соответственно, на основе полученных методом равномерной геометрической теории дифракции (РГТД) выражений для компонент вектора напряженности электрического поля, определялись условия формирования кругополяризованного излучения с максимально возможным коэффициентом направленного действия. Верификация рассчитанных методом РГТД амплитудных диаграмм направленности (ДН) ортогональных компонент поля была выполнена путем их сравнения с ДН, полученными в результате численного решения интегральных уравнений [5–7] и проведенных экспериментов [8, 9].

© Н. П. Елисеева, С. Л. Бердник, В. А. Катрич,
М. В. Нестеренко, 2016

Совпадение диаграмм с графической точностью подтвердило надежность расчетов методом РГТД амплитудных ДН в случае возбуждения прямоугольного экрана горизонтальным вибратором, начиная с размеров экрана порядка длины волны при удалении вибратора от экрана не более 0.3λ . В случае возбуждения экрана вертикальным вибратором ДН совпадают с графической точностью при размере экрана не менее трех длин волн [10].

Электродинамические характеристики вибраторов с постоянным и переменным по их длине распределенным импедансом (импедансные вибраторы), расположенных как в неограниченной материальной среде, так и над бесконечной идеально проводящей плоскостью, исследовались в [11, 12]. Было показано, что вибратор с фиксированными геометрическими размерами $0.4 \leq 2l/\lambda \leq 0.6$ может быть настроен в резонанс с помощью распределенного поверхностного импеданса индуктивного или емкостного типа.

В [13, 14] рассматривалась задача, в которой резонансный импедансный вибратор использовался в качестве облучателя плоского экрана конечных размеров. Проведенное сравнение нормированных квадратов модулей напряженности электрического поля импедансных вибраторов с квадратами модулей напряженности электрического поля идеально проводящих вибраторов той же длины показало, что в случае возбуждения экрана резонансным импедансным вибратором с длиной плеча $l > 0.23\lambda$ при удалении вибратора от экрана на четверть длины волны интенсивность излучения в дальней зоне увеличивается (см. рис. 7 в [13] и рис. 3 в [14]).

Таким образом, задача определения углов наклона импедансного вибратора с учетом дифракционных эффектов на кромках экрана конечных размеров, при которых формируется волна с круговой поляризацией и максимально достижимой амплитудой напряженности поля в заданном направлении, является актуальной и важной для практики.

2. Постановка задачи и основные соотношения

Рассмотрим излучающую систему, состоящую из наклонного импедансного вибратора с радиу-

сом r и длиной $2l$, расположенного на расстоянии h от идеально проводящего бесконечно тонкого экрана прямоугольной формы с размерами сторон L и W . Введем прямоугольную систему координат XYZ с началом в точке O , совпадающей с проекцией середины вибратора $C(0, 0, h)$ на плоскость экрана. При этом ось Z перпендикулярна экрану. Ось наклонного вибратора ориентирована в плоскости XZ под углом α к оси Z (рис. 1). Введем также сферическую систему координат R, θ, φ так, что угол φ определяет плоскость наблюдения, проходящую через ось Z и точку наблюдения в дальней зоне $P(\theta, \varphi)$, и отсчитывается от оси X до линии пересечения этой плоскости с плоскостью $Z=0$. Угол θ отсчитывается от оси Z до направления на точку $P(\theta, \varphi)$.

Вибратор в общем случае характеризуется распределенным поверхностным импедансом

$$\bar{Z}_S(s) = \bar{R}_S(s) + j\bar{X}_S(s) = 2\pi r z_i(s)/Z_0, \quad (1)$$

где $\bar{Z}_S(s)$ – равномерный поверхностный импеданс вибратора, нормированный на волновое сопротивление свободного пространства $Z_0 = 120\pi$ Ом; s – локальная координата, связанная с осью вибратора; j – мнимая единица; $z_i(s)$ – внутренний погонный импеданс вибратора, Ом/м. Рассматривается случай тонкого виб-

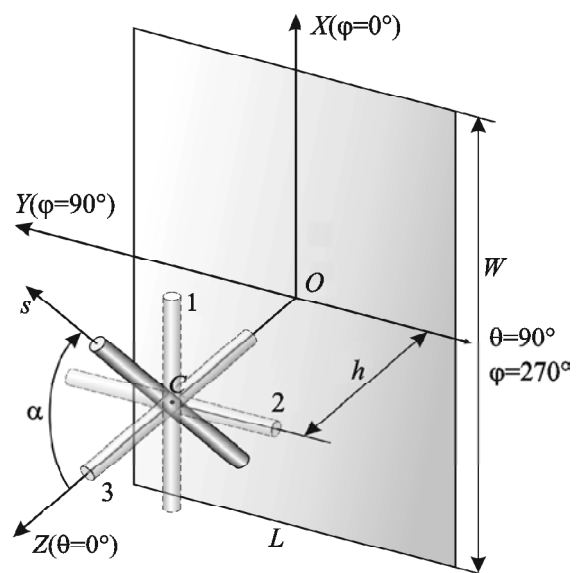


Рис. 1. Геометрия задачи

ратора, когда выполняются условия $r/2l \ll 1$, $r/\lambda \ll 1$, с постоянным поверхностным импедансом $z_i = \text{const}$.

Решение “квазиодномерного” интегрального уравнения для тока $J(s)$ импедансного вибратора в свободном пространстве при $z_i = \text{const}$ и произвольном возбуждении вибратора получено в [11, 12] асимптотическим методом усреднения с точностью до членов порядка ε^2 ($\varepsilon = \frac{1}{2\ln[r/(2l)]}$ – малый параметр задачи, $|\varepsilon| \ll 1$).

В настоящей работе рассматриваем случай возбуждения вибратора в его геометрическом центре C сосредоточенной электродвижущей силой с амплитудой V_0 . Математическая модель возбуждения в этом случае представляется как

$$E_{0s}(s) = V_0 \delta(s-0),$$

где $\delta(s-0) = \delta(s)$ – дельта-функция Дирака, а выражение для тока имеет вид:

$$J(s) = \dot{I}_0^{Fs} f(s) = -\varepsilon V_0 \left(\frac{j\omega}{2\tilde{k}} \right) \frac{\sin \tilde{k}(l-|s|)}{\cos \tilde{k}l + \varepsilon P_l^{Fs}(kr, \tilde{k}l)}, \quad (2a)$$

$$\tilde{k} = k + j(\varepsilon/r)\bar{X}_S. \quad (2б)$$

Здесь \dot{I}_0^{Fs} – ток вибратора в свободном пространстве, $f(s) = \sin \tilde{k}(l-|s|)$ – функция распределения тока вдоль вибратора, ω – круговая частота, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число в вакууме, \tilde{k} – волновое число в импедансном вибраторе. Выражение для функции собственного поля вибратора в свободном пространстве $P_l^{Fs}(kr, \tilde{k}l)$ представлено в [11–14].

Знание распределения тока (2a) позволяет рассчитать входной импеданс вибратора. Исходя из определения входного импеданса вибратора $Z_{in} = R_{in} + jX_{in}$ (измеряется в омах), в точке питания $s = 0$, где ток $J(0)$ находится из распределения $J(s)$ (2a), получаем

$$Z_{in} = \frac{V_0}{J(0)} = \left(\frac{60j\tilde{k}}{\varepsilon k} \right) \frac{\cos \tilde{k}l + \varepsilon P_l^{Fs}(kr, \tilde{k}l)}{\sin \tilde{k}l}. \quad (2в)$$

Для горизонтального вибратора 1 (параллельного оси X , рис. 1), удаленного на расстояние h от бесконечной идеально проводящей плоскости, при том же способе возбуждения выражения для тока и входного импеданса получены в [11, 12] в следующем виде:

$$J(s) = \dot{I}_0^{Hs} f(s) = -\varepsilon V_0 \left(\frac{j\omega}{2\tilde{k}} \right) \times \frac{\sin \tilde{k}(l-|s|)}{\cos \tilde{k}l + \varepsilon \{ P_l^{Fs}(kr, \tilde{k}l) + P_l^{Mir}[k(h+r), \tilde{k}l] \}}, \quad (3a)$$

$$Z_{in} = \frac{V_0}{J(0)} = \left(\frac{60j\tilde{k}}{\varepsilon k} \right) \frac{\cos \tilde{k}l + \varepsilon P_l^{Hs}[k(h+r), \tilde{k}l]}{\sin \tilde{k}l}. \quad (3б)$$

В распределение тока (3a) входит множитель \dot{I}_0^{Hs} , учитывающий влияние поля, отраженного от бесконечного экрана. Функция $P_l^{Mir}[k(h+r), \tilde{k}l]$ определена в [11–14], $P_l^{Hs} = P_l^{Fs} + P_l^{Mir}$.

При расчете амплитуд тока \dot{I}_0^{Fs} и \dot{I}_0^{Hs} по формулам (2a) и (3a) определяем \tilde{k} по формуле (2б), где для \bar{X}_S используем выражение (1) при $\bar{R}_S = 0.001$, а при расчете функций собственного поля вибратора $P_l^{Fs}(kr, \tilde{k}l)$ и $P_l^{Mir}[k(h+r), \tilde{k}l]$ полагаем, что в (1) $\bar{R}_S = 0$, т. е. рассматриваем вибраторы с постоянным чисто реактивным поверхностным импедансом $\bar{X}_S = \text{const}$.

Из приведенных выражений следует, что амплитуда тока вибратора в свободном пространстве $\dot{I}_0^{Fs}(kr, \tilde{k}l)$ зависит от длины вибратора $2l$, отношения l/r , импеданса \bar{X}_S (входит в выражение для \tilde{k}). Амплитуда тока вибратора над бесконечным экраном $\dot{I}_0^{Hs}[k(h+r), \tilde{k}l]$ зависит от этих же параметров и дополнительно – от удаления вибратора от экрана h .

Как известно, наибольшая эффективность тонких линейных вибраторов обеспечивается при резонансе, т. е. когда реактивная часть их входного импеданса равна нулю. В [11, 12], исходя из условия $X_{in} = 0$ в выражениях (2в) и (3б), получены приближенные формулы для нахождения резонансных значений поверхностного импеданса вибратора длиной $2l$ и радиусом r в свободном пространстве,

$$\bar{X}_{Sres}^{Fs} = \frac{\Omega r}{l} \left[\frac{\pi}{2} - kl - \frac{\text{Si}(2\pi)}{2\Omega} \right], \quad \Omega = 2 \ln \frac{2l}{r}, \quad (4)$$

и для горизонтального вибратора 1 (2) (рис. 1) над бесконечным идеально проводящим экраном,

$$\bar{X}_{Sres}^{Hs} = \frac{\Omega r}{l} \left\{ \frac{\pi}{2} - kl - \left[\text{Si}(2\pi) - \text{Si} \left(\pi \sqrt{1 + (h/l)^2} + \pi \right) - \text{Si} \left(\pi \sqrt{1 + (h/l)^2} - \pi \right) + 2\text{Si}(\pi(h/l)) \right] 2\Omega^{-1} \right\}, \quad (5)$$

где $\text{Si}(x)$ – интегральный синус.

Резонансные значения импеданса \bar{X}_{Sres}^{Hs} горизонтального вибратора с электрической длиной $0.4 \leq 2l/\lambda \leq 0.6$ при фиксированном расстоянии вибратора от плоскости h можно найти и путем определения максимума квадрата модуля вектора напряженности электрического поля в направлении нормали к экрану при изменении импеданса вибратора \bar{X}_S .

В [13, 14] получены выражения для ДН по компонентам электрического поля импедансного вибратора в свободном пространстве $\dot{f}_\theta, \dot{f}_\varphi$, а также выражения для ДН импедансных вибраторов 1, 2 и 3 (параллельны осям X, Y и Z соответственно), удаленных от бесконечного идеально проводящего экрана на расстояние h . (На рис. 1 показаны вибраторы 1, 2 и 3, середины всех вибраторов совпадают с серединой наклонного вибратора C .) На основании этих выражений запишем в рамках метода зеркальных изображений ДН геометрооптического (ГО) суммарного поля падающей волны, излученной импедансным вибратором, и отраженной волны от идеально проводящей плоскости в азимутальной ($\varphi = 90^\circ, 270^\circ$) и в меридиональной ($\varphi = 0^\circ$) плоскостях для вибраторов 1, 2 и 3.

В плоскости $\varphi = 0^\circ$
– для вибратора 1

$$\dot{f}_{\theta_1} = -2j \sin(kh \cos \theta) F_1, \quad \dot{f}_{\varphi_1} = 0; \quad (6)$$

– для вибратора 2

$$\dot{f}_{\theta_2} = 2j \sin(kh \cos \theta) F_2, \quad \dot{f}_{\varphi_2} = 0; \quad (7)$$

– для вибратора 3

$$\dot{f}_{\theta_3} = 2 \sin \theta \cos(kh \cos \theta) F_3, \quad \dot{f}_{\varphi_3} = 0. \quad (8)$$

В плоскости $\varphi = 90^\circ, 270^\circ$
– для вибратора 1

$$\dot{f}_{\varphi_1} = 2j \sin(kh \cos \theta) F_1', \quad \dot{f}_{\theta_1} = 0; \quad (9)$$

– для вибратора 2

$$\dot{f}_{\theta_2} = 2j \cos \theta \sin(kh \cos \theta) F_2', \quad \dot{f}_{\varphi_2} = 0; \quad (10)$$

– для вибратора 3

$$\dot{f}_{\theta_3} = \mp 2 \sin \theta \cos(kh \cos \theta) F_3', \quad \dot{f}_{\varphi_3} = 0. \quad (11)$$

Здесь знак “–” относится к полуплоскости $\varphi = 90^\circ$, знак “+” – к полуплоскости $\varphi = 270^\circ$;

$$F_1 = k \tilde{k} \cos \theta \frac{\cos \tilde{k}l - \cos(kl \sin \theta)}{(k \sin \theta)^2 - \tilde{k}^2},$$

$$F_2 = k \frac{1 - \cos \tilde{k}l}{\tilde{k}}, \quad (12)$$

$$F_3 = k \tilde{k} \frac{\cos \tilde{k}l - \cos(kl \cos \theta)}{(k \cos \theta)^2 - \tilde{k}^2},$$

$$F_1' = k \frac{1 - \cos \tilde{k}l}{\tilde{k}},$$

$$F_2' = k \tilde{k} \frac{\cos \tilde{k}l - \cos(kl \sin \theta)}{(k \sin \theta)^2 - \tilde{k}^2}, \quad (13)$$

$$F_3' = k \tilde{k} \frac{\cos \tilde{k}l - \cos(kl \cos \theta)}{(k \cos \theta)^2 - \tilde{k}^2}.$$

На рис. 2, *a, б* представлены зависимости нормированной амплитуды тока $I_0^{Hs}(kr, \tilde{k}l, kh)/I_{0\max}^{Hs}$ и нормированного квадрата модуля вектора напряженности электрического поля $|E(0,0)|^2/|E_{\max}|^2$ в дальней зоне в направлении нормали к экрану для горизонтального вибратора 1 с длиной $2l/\lambda = 0.4, 0.5, 0.6$ от поверхностного импеданса \bar{X}_S , значения которого изменяются в пределах от -0.15 до $+0.15$, при удалении вибратора от бесконечного экрана на расстояние $h = 0.25\lambda$. Отметим, что в выражение для квадрата модуля вектора напряженности электрического поля $|E(\theta, \varphi)|^2 = E_0^2 \left(|\dot{f}_\theta(\theta, \varphi) \dot{I}_0^{Hs}|^2 + |\dot{f}_\varphi(\theta, \varphi) \dot{I}_0^{Hs}|^2 \right)$, где $E_0 = j60 \frac{\exp(-jkR)}{R}$, входит амплитуда тока \dot{I}_0^{Hs} , которая рассчитывается по формуле (3а).

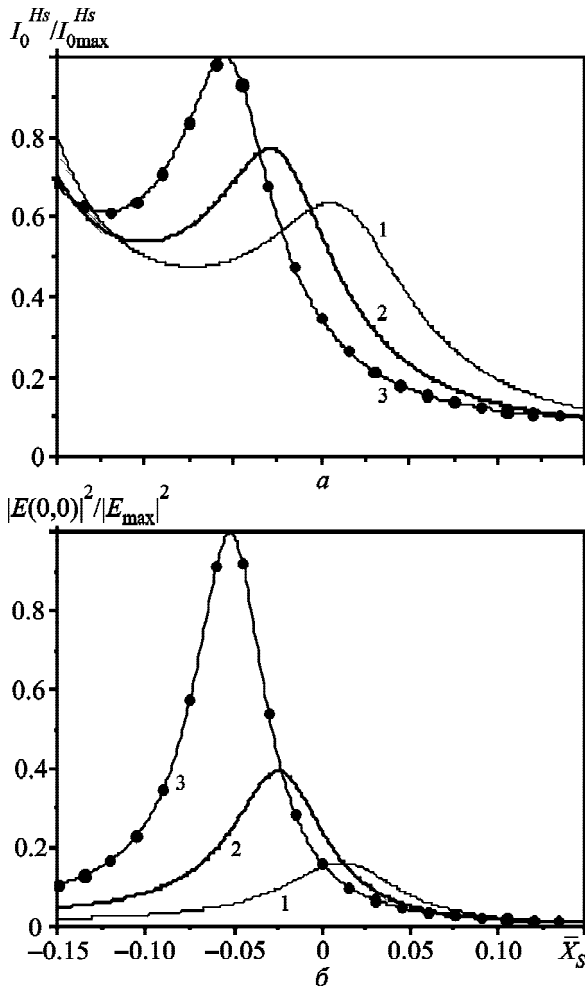


Рис. 2. Зависимости нормированных значений амплитуды тока (а) и квадрата модуля вектора напряженности электрического поля в дальней зоне (б) горизонтального вибратора с электрической длиной $2l/\lambda = 0.4, 0.5, 0.6$ (кривые 1, 2, 3 соответственно) от его поверхностного импеданса \bar{X}_s при удалении вибратора от бесконечного идеально проводящего экрана на расстояние $h = 0.25\lambda$.

3. Определение угла наклона вибратора для формирования волны с круговой поляризацией

Как известно, волну с вращающейся поляризацией можно получить сложением двух линейно поляризованных волн одной и той же частоты, электрические векторы которых перпендикулярны друг другу и сдвинуты по фазе на некоторый угол. Если амплитуды ортогональных компонент вектора напряженности электрического поля волны в точке наблюдения равны, а сдвиг по фазе равен 90° , то создается волна с круговой поляризацией.

Поляризация волны полностью определяется поляризационным отношением \dot{p} , т. е. отношением комплексных амплитуд ортогональных линейно поляризованных компонент вектора напряженности электрического поля в точке наблюдения,

$$\dot{p} = \frac{\dot{E}_\varphi}{\dot{E}_\theta} = \frac{E_\varphi}{E_\theta} \exp[j(\Phi_\varphi - \Phi_\theta)], \quad (14)$$

где $E_\varphi, E_\theta, \Phi_\varphi, \Phi_\theta$ – амплитуды и фазы линейно поляризованных компонент поля.

Из вида выражений (6)–(11) следует, что разность фаз $\psi = \arg \dot{p}$ ортогональных компонент поля вибраторов 1 и 3 в плоскости $\varphi = 90^\circ, 270^\circ$ и вибраторов 2 и 3 в плоскости $\varphi = 0^\circ$ во всех направлениях наблюдения, кроме направления нормали к экрану ($\theta = 0^\circ$), составляет 90° при всех значениях h . Обеспечить в плоскостях наблюдения $\varphi = 90^\circ, 270^\circ$ или $\varphi = 0^\circ$ равенство амплитуд ортогональных компонент поля можно, используя наклоненный под определенным углом α к оси Z вибратор с током \bar{I}_{13} или \bar{I}_{23} соответственно.

В рамках метода зеркальных изображений в плоскости наблюдения $\varphi = 90^\circ, 270^\circ$ ток наклонного вибратора согласно принципу суперпозиции раскладывается на вертикальную и горизонтальную составляющие:

$$\bar{I}_{13} = \bar{I}_{13} \sin \alpha + \bar{I}_{13} \cos \alpha. \quad (15)$$

Амплитуда каждой из ортогональных компонент поля наклонного вибратора определяется сложением амплитуд независимых компонент поля горизонтального 1 и вертикального 3 вибраторов:

$$\dot{E}_{\varphi_{13}} = \dot{E}_{\varphi_1} \sin \alpha + \dot{E}_{\varphi_3} \cos \alpha, \quad (16)$$

$$\dot{E}_{\theta_{13}} = \dot{E}_{\theta_1} \sin \alpha + \dot{E}_{\theta_3} \cos \alpha.$$

Условие равенства амплитуд ортогональных компонент вектора напряженности электрического поля $|\dot{p}| = 1$ (14) наклонного вибратора, расположенного над бесконечной плоскостью при $h = \text{const}$, исходя из представлений (15) и (16) с учетом (9)–(13), не зависит от тока и принимает следующий вид:

$$\frac{E_{\varphi_1}}{E_{\theta_3}} \text{tg} \alpha_{cp} = \pm 1. \quad (17)$$

Подставляя в (17) выражения (9), (11) и (13), найдем угол наклона α_{cp} импедансного вибратора, необходимый для обеспечения круговой поляризации волны в плоскости $\varphi = 90^\circ$, 270° и в плоскости $\varphi = 0^\circ$ при $h = \text{const}$ в заданном направлении θ в дальней зоне:

$$\alpha_{cp} = \pm \arctg \left[\sin \theta \text{ctg}(kh \cos \theta) F_{cp} \right], \quad (18a)$$

где согласно (12) и (13)

$$F_{cp} = \frac{F_3}{F_2} = \frac{F'_3}{F'_1} = \frac{\tilde{k}^2 [\cos \tilde{k}l - \cos(kl \cos \theta)]}{[(k \cos \theta)^2 - \tilde{k}^2][1 - \cos \tilde{k}l]}. \quad (18б)$$

Для идеально проводящего полуволнового вибратора ($\bar{Z}_S = 0$, $\tilde{k} = k$, $kl = \pi/2$, $\cos \tilde{k}l = \cos kl = 0$) угол наклона α_{cp} относительно нормали к бесконечной плоскости, при котором создается волна с круговой поляризацией в главных плоскостях наблюдения в заданном направлении θ в дальней зоне, исходя из формул (18a) и (18б), составляет в зависимости от h

$$\alpha_{cp} = \pm \arctg \left[\cos(\pi \cos \theta / 2) \text{ctg}(kh \cos \theta) / \sin \theta \right]. \quad (19)$$

Отметим, что значения углов наклона полуволновых импедансного и идеально проводящего вибраторов α_{cp} , рассчитанные по формулам (18a), (18б) и (19) совпадают.

Перейдем к случаю, когда вибратор расположен над экраном конечных размеров. Для анализа состояния поляризации волны, излучаемой наклонным вибратором в присутствии прямоугольного экрана, используем модуль $|\dot{p}|$ и фазу ψ поляризационного отношения $\dot{p} = \left| \dot{E}_{\varphi_{13}} / \dot{E}_{\theta_{13}} \right| \exp(j\psi)$ ортогональных компонент поля в точке наблюдения $P(\theta, \varphi)$. В рамках метода РГТД в приближении первичной дифракции полное поле состоит из ГО поля (6)–(13) с учетом областей свет–тень [10] и полей восьми дифрагированных волн, возбужденных на четырех кромках идеально проводящего прямоугольного экрана падающей и отраженной волнами. Формулы для их определения приведены в [10, 13, 14]. Образование дифрагированных на кромках прямоугольного экрана волн приводит к тому, что фаза ψ поляризационного отношения ортогональных компонент полного поля наклонного вибратора зависит от размеров экра-

на W , L и удаления вибратора от экрана h и не во всех направлениях θ в главных плоскостях наблюдения составляет 90° [4]. В этом случае определяется только угол наклона вибратора $\alpha(\theta)$, необходимый для обеспечения равенства амплитуд ортогональных компонент поля $|\dot{p}| = 1$ с учетом дифракционных эффектов на кромках экрана в заданном направлении θ в главных плоскостях наблюдения, и при этом одновременно определяется коэффициент эллиптичности волны $\sigma(\theta)$ [10]. Угол наклона α вибратора с током I_{13} , обеспечивающий условие $|\dot{p}| = 1$ в полуплоскости $\varphi = 90^\circ$ в направлении $P(\theta, 90^\circ)$, рассчитывается по формуле [4]

$$\alpha(\varphi, \theta) = \arctg \left(\frac{-B \pm \sqrt{B^2 - AC}}{A} \right), \quad (20)$$

где $A = |\dot{E}_{\varphi_1}|^2 - |\dot{E}_{\theta_1}|^2$, $B = \text{Re} \dot{E}_{\varphi_1} \text{Re} \dot{E}_{\varphi_3} + \text{Im} \dot{E}_{\varphi_1} \text{Im} \dot{E}_{\varphi_3} - \text{Re} \dot{E}_{\theta_1} \text{Re} \dot{E}_{\theta_3} - \text{Im} \dot{E}_{\theta_1} \text{Im} \dot{E}_{\theta_3}$, $C = |\dot{E}_{\varphi_3}|^2 - |\dot{E}_{\theta_3}|^2$. В случае возбуждения экрана током I_{23} угол наклона вибратора α , обеспечивающий условие $|\dot{p}| = 1$ в плоскости $\varphi = 0^\circ$, определяется выражением (20), а в выражениях для коэффициентов A , B , C амплитуды \dot{E}_{θ_1} , \dot{E}_{φ_1} заменяются на \dot{E}_{θ_2} , \dot{E}_{φ_2} . Расчет ДН компонент электрического поля вибраторов 1, 2 и 3 (\dot{E}_{θ_1} , \dot{E}_{φ_1} , \dot{E}_{θ_2} , \dot{E}_{φ_2} , \dot{E}_{θ_3} , \dot{E}_{φ_3}) основан на решении трехмерной векторной задачи дифракции поля горизонтального и вертикального вибраторов на идеально проводящем прямоугольном экране методом РГТД [10, 13, 14].

4. Определение резонансного импеданса вибратора

С целью увеличения амплитуды напряженности поля волны с круговой поляризацией в заданном направлении наблюдения используем в качестве облучателя экрана при $h = \text{const}$ наклонный вибратор с поверхностным импедансом, равным резонансному поверхностному импедансу $\bar{X}_{Sres}^{Hs}(h)$ горизонтального вибратора 1. В этом приближении перед расчетом амплитуд компонент поля определяем по формуле (5) для каждого значения h значения \bar{X}_{Sres}^{Hs} , при которых далее находим по формуле (3a) амплитуду резонансного тока $I_0^{Hs}(kr, \tilde{k}l, kh)$.

На рис. 3, а, б показаны зависимости резонансного импеданса \bar{X}_{Sres}^{Hs} и нормированной амплитуды резонансного тока I_0^{Hs}/I_{0max}^{Hs} ($I_{0max}^{Hs} = 56$) горизонтального полуволнового вибратора 1 с относительной толщиной $l/r = 75$, расположенного над бесконечным экраном, от расстояния h/λ до экрана (кривые 1).

На рис. 3, а показано также значение резонансного импеданса $\bar{X}_{Sres}^{Fs} = -0.0095$ этого же вибратора в свободном пространстве (линия 1'), рассчитанное по формуле (4). На рис. 3, б для вибраторов с различными значениями импеданса $\bar{X}_{Sres}^{Hs}(h)$ (рис. 3 а, кривая 1) показаны значения

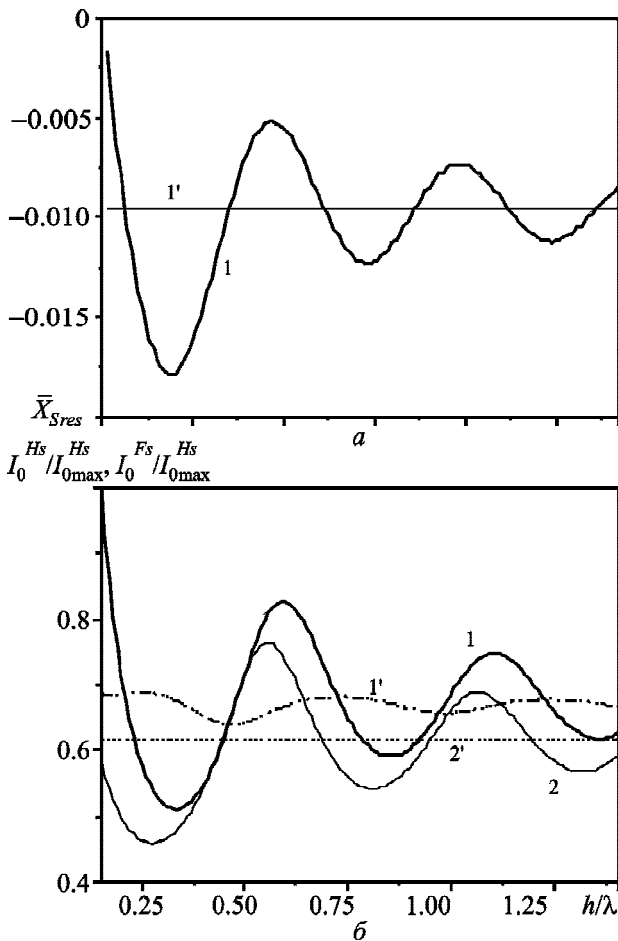


Рис. 3. Резонансные значения поверхностного импеданса (а) и соответствующей нормированной амплитуды тока вибратора в зависимости от h/λ (б): кривые 1 – для горизонтального импедансного вибратора 1, расположенного над бесконечным экраном; кривые 1' – для импедансного вибратора в свободном пространстве; кривые 2 и 2' – для идеально проводящего вибратора, расположенного соответственно над бесконечным экраном и в свободном пространстве

амплитуды тока I_0^{Fs} в свободном пространстве (кривая 1'), рассчитанные по формуле (2а) и отнесенные к значению $I_{0max}^{Hs} = 56$. Для сравнения здесь же приведены аналогичные зависимости для нормированных амплитуд тока идеально проводящего вибратора ($\bar{Z}_s = 0$), расположенного над бесконечным экраном, I_0^{Hs}/I_{0max}^{Hs} (кривая 2), и в свободном пространстве I_0^{Fs}/I_{0max}^{Hs} (пунктирная линия 2'). Видно, что как в свободном пространстве (кривые 1' и 2'), так и при определенных расстояниях h между вибратором и экраном (кривые 1 и 2) значения амплитуды тока импедансного вибратора больше.

5. Анализ результатов расчета

Определение условий, необходимых для формирования волны с круговой поляризацией и максимально достижимой амплитудой напряженности поля, проводится через расчет и анализ одновременно коэффициента эллиптичности поляризации эллипса σ и квадрата модуля вектора напряженности электрического поля $|E(h, \theta)|^2$ в зависимости от угла θ в главных плоскостях наблюдения и от удаления h вибратора от экрана. Рассматриваются случаи, когда наклонный вибратор располагается над идеально проводящим экраном бесконечных размеров и над экраном с размерами сторон $W = L = 3\lambda$.

Для резонансного вибратора с импедансом $\bar{X}_{Sres}^{Hs} = -0.016$, удаленного от идеально проводящей бесконечной плоскости на расстояние $h = 0.25\lambda$ (рис. 3, а, кривая 1), вначале по формулам (18а) и (18б) были рассчитаны значения углов наклона $\alpha_{cp}(h, \theta)$, при которых для каждого заданного направления θ в главных плоскостях наблюдения формируется волна с круговой поляризацией ($\sigma = 1$), и затем с использованием формул (6)–(13) и (16) получены соответствующие им значения квадрата модуля вектора напряженности электрического поля $|E(h, \theta)|^2$.

В случае того же вибратора, расположенного на расстоянии $h = 0.25\lambda$ над квадратным экраном с размерами сторон $W = L = 3\lambda$, углы наклона вибратора α , обеспечивающие равенство амплитуд ортогональных компонент вектора напряженности электрического поля в направлении наблюдения $P(\theta, 90^\circ)$, рассчитывались по формуле (20) с учетом дифрагированных волн на

кромках экрана. Соответствующие углам α значения квадрата модуля вектора напряженности поля $|E(h, \theta)|^2$, модуля поляризационного отношения $|\dot{p}|$ и коэффициента эллиптичности σ были получены в зависимости от угла θ на основе расчета ДН компонент электрического поля (\dot{E}_{θ_0} , \dot{E}_{ϕ_1} , \dot{E}_{θ_3} , \dot{E}_{ϕ_3}) методом РГТД с использованием равномерных асимптотических представлений дифрагированных полей на кромках экрана [10].

На рис. 4, *a* приведены значения модуля поляризационного отношения $|\dot{p}|$, его аргумента $\psi = \arg \dot{p}$ и угла наклона α (в радианах) для наклонного полуволнового вибратора, расположенного над бесконечным экраном, (пунктирные линии 1, 2 и кривая 3 соответственно) и для наклонного полуволнового вибратора, помещенного над экраном с размерами $W = L = 3\lambda$, (линия 1 и кривые 4 и 5 соответственно) в зависимости от угла θ в плоскости $\phi = 90^\circ$ при $h = 0.25\lambda$.

Напомним, что рассчитанные углы наклона α в случае, когда вибратор находится над бесконечной плоскостью, обеспечивают круговую поляризацию волны $\sigma = 1$ при всех углах наблюдения θ , а в случае, когда вибратор расположен над экраном конечных размеров, – только равенство амплитуд ортогональных компонент вектора напряженности электрического поля ($|\dot{p}| = 1$) в направлении наблюдения θ . Из результатов расчета фазы поляризационного отношения ψ в случае квадратного экрана (кривая 4) видно, что разность фаз ортогональных компонент отличается от 90° менее чем на 5° только в интервале углов $\theta = 42^\circ \div 48^\circ$, в котором и формируется волна с круговой поляризацией (см. рис. 4, *б*, кривая 3) при угле наклона вибратора α (см. рис. 4, *a*, кривая 5).

На рис. 4, *б* приведены зависимости нормированного квадрата модуля напряженности

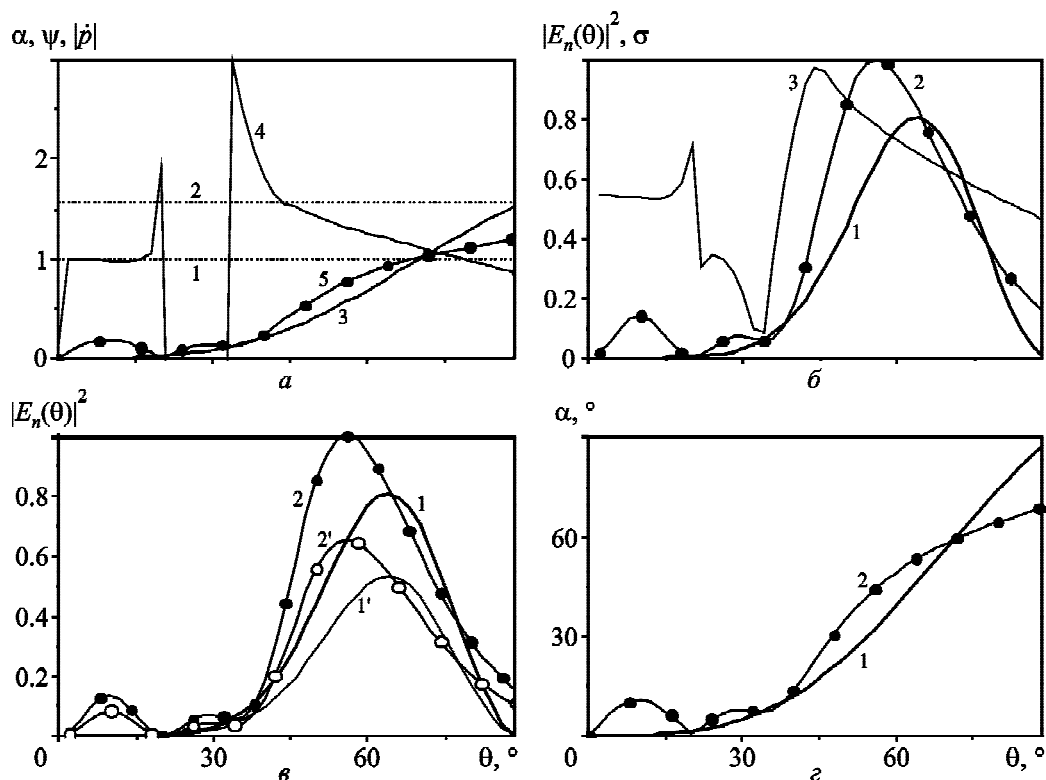


Рис. 4. К определению условий, необходимых для формирования волны с круговой поляризацией в плоскости наблюдения $\phi = 90^\circ$ с помощью наклонного вибратора I_{13} , расположенного на расстоянии $h = 0.25\lambda$ от экрана: *a* – зависимости $|\dot{p}(\theta)|$, $\Psi(\theta)$ и $\alpha(\theta)$ в случае бесконечного экрана (пунктирные линии 1, 2 и кривая 3 соответственно) и в случае квадратного экрана (линия 1 и кривые 4, 5 соответственно); *б* – зависимости $|E_n(\theta)|^2$ (кривая 1 – в случае бесконечного экрана, кривая 2 – в случае квадратного экрана) и $\sigma(\theta)$ (кривая 3); *в* – зависимости $|E_n(\theta)|^2$ для импедансного вибратора и идеально проводящего вибратора в случае бесконечного экрана (кривые 1 и 1' соответственно) и в случае квадратного экрана (кривые 2 и 2' соответственно); *г* – зависимости $\alpha(\theta)$ (кривая 1 – в случае бесконечного экрана, кривая 2 – в случае квадратного экрана)

поля $|E_n|^2 = |E(\theta, \varphi)|^2 / E_{\max}^2$, $|E(\theta, \varphi)|^2 = E_0^2 \times \left(|\dot{f}_\theta(\theta, \varphi) \dot{I}_0^{Hs}|^2 + |\dot{f}_\varphi(\theta, \varphi) \dot{I}_0^{Hs}|^2 \right)$, для случаев расположения импедансного резонансного полуволнового вибратора над бесконечным экраном (кривая 1, $E_{\max}^2 = 1607E_0^2$) и над квадратным экраном $W = L = 3\lambda$ (кривая 2, $E_{\max}^2 = 1989E_0^2$) при $h = 0.25\lambda$, а также соответствующая зависимость коэффициента эллиптичности поляризованного эллипса σ вектора электрического поля вибратора, расположенного над квадратным экраном, (кривая 3) от угла θ . Видно, что в случае квадратного экрана коэффициент эллиптичности волны достигает максимума, $\sigma = 0.97$, вблизи $\theta = 44^\circ$, а E_{\max}^2 – при $\theta = 56^\circ$, т. е. наилучшие характеристики волны достигаются при различных углах наклона вибратора (рис. 4, з).

На рис. 4, в приведены зависимости $|E_n|^2$ для импедансного резонансного полуволнового вибратора, помещенного над бесконечным экраном и над квадратным экраном (кривые 1 и 2 соответственно), и аналогичные зависимости для идеально проводящего полуволнового вибратора (кривые 1' и 2', $E_{\max}^2 = 1061E_0^2$ и $E_{\max}^2 = 1299E_0^2$ соответственно) от угла θ . Из сравнения максимальных значений E_{\max}^2 видно, что в случае импедансного вибратора максимальный квадрат модуля вектора напряженности электрического поля больше в полтора раза.

Зависимости угла наклона α (в градусах) вибратора относительно нормали к бесконечному и квадратному экранам (кривые 1 и 2 соответственно) от заданного угла θ показаны на рис. 4, з. Отметим, что значения углов наклона вибратора α и коэффициента эллиптичности σ совпадают для импедансного и идеально проводящего вибраторов, а значения $|E_n|^2$ в большом интервале углов θ значительно выше в случае импедансного резонансного вибратора (рис. 4, в).

На рис. 5 для определения условий формирования волны с наибольшим коэффициентом эллиптичности σ при максимально достижимой интенсивности излучения в направлении заданного угла θ в плоскости наблюдения $\varphi = 90^\circ$, т. е. для выбора подходящих угла наклона α и удаления вибратора от экрана h , приведены линии равных значений величин: угла наклона α (а) вибратора, расположенного над

серединой экрана $W = L = 3\lambda$, соответствующих коэффициента эллиптичности σ (б) и квадратов модулей векторов напряженности поля E^2/E_{\max}^2 для импедансного (в) и идеально проводящего (з) вибраторов, нормированных на $E_{\max}^2 = 4613E_0^2$ для импедансного вибратора, в системе координат $(\theta, h/\lambda)$.

Из рис. 5, в, з для каждого h определялись максимально достижимые значения нормированного квадрата модуля вектора напряженности поля $|E_n(\theta_{\max})|^2$ и соответствующие им углы наблюдения θ_{\max} , а также из рис. 5, а – углы наклона вибратора $\alpha_{\max}(\theta_{\max})$, из рис. 5, б – коэффициенты эллиптичности $\sigma(\theta_{\max})$.

На рис. 6, а приведены значения $|E_n(\theta_{\max})|^2$ для импедансного резонансного полуволнового вибратора, расположенного над квадратным экраном $W = L = 3\lambda$ либо над бесконечным экраном (кривые 1 ($E_{\max}^2 = 4613E_0^2$) и 1' ($E_{\max}^2 = 3942E_0^2$) соответственно) в зависимости от h/λ . Здесь же показаны соответствующие значения коэффициента эллиптичности σ в случаях квадратного и бесконечного экранов (кривая 2 и пунктирная линия 2' соответственно).

На рис. 6, б показаны соответствующие зависимости от h/λ угла наклона вибратора α_{\max} в случаях квадратного и бесконечного экранов (кривые 1 и 2 соответственно), на рис. 6, в – углы наблюдения θ_{\max} и наклона вибратора α_{\max} (кривые 1 и 2 соответственно). На рис. 6, з наряду с зависимостями $|E_n(\theta_{\max})|^2$ от h/λ для импедансного вибратора в случаях квадратного и бесконечного экранов (кривые 1 и 1' соответственно) приведены аналогичные зависимости для идеально проводящего вибратора (кривые 2 ($E_{\max}^2 = 2273E_0^2$) и 2' ($E_{\max}^2 = 3392E_0^2$) соответственно) при нормировке на E_{\max}^2 импедансного вибратора. Из сравнения значений $E_{\max}^2 = 4613E_0^2$ для импедансного вибратора и $E_{\max}^2 = 2273E_0^2$ для идеально проводящего, а также кривых 1 и 2 на рис. 6, з следует, что при определенных h интенсивность излучения импедансного вибратора более чем в два раза превышает интенсивность излучения идеально проводящего вибратора.

Из анализа результатов расчета, приведенных на рис. 5 и рис. 6 в случае экрана с размерами сторон $W = L = 3\lambda$, можно заключить сле-

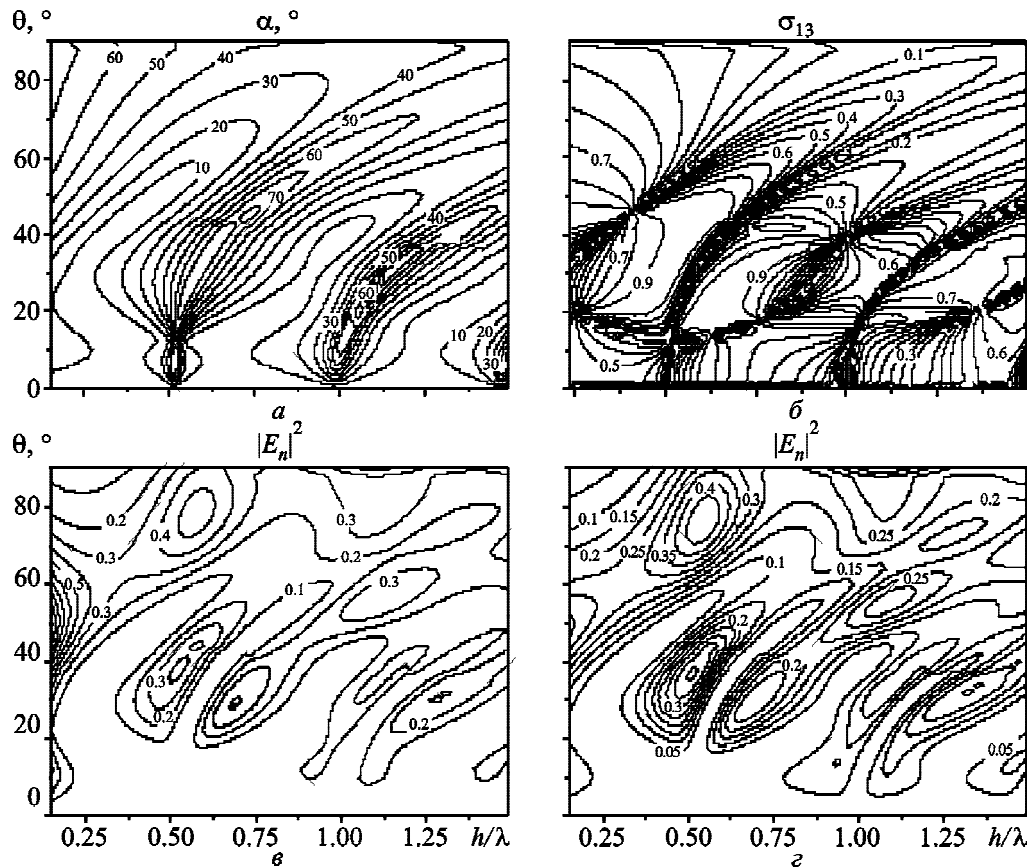


Рис. 5. Линии равных значений угла наклона вибратора α (а), коэффициента эллиптичности волны σ (б), нормированных квадратов модулей векторов напряженности поля $|E_n|^2$ в случае импедансного (в) и идеально проводящего (г) полуволновых вибраторов, расположенных над экраном с размерами $W = L = 3\lambda$, в системе координат $(\theta, h/\lambda)$

дующее. При расстояниях $h = 0.15\lambda \div 0.17\lambda$ и углах наклона вибратора $\alpha = 54^\circ \div 50^\circ$ формируется волна с близкой к круговой поляризацией $\sigma = 0.88$ и максимально достижимой амплитудой $|E_n(\theta_{\max})|^2 = 1 \div 0.8$ в направлении угла $\theta_{\max} = 50^\circ$. При $h = 0.25\lambda$ получаем $|E_n(\theta_{\max})|^2$ при $\alpha = 44^\circ$ в направлении угла наблюдения $\theta_{\max} = 56^\circ$. В этом случае $\sigma = 0.8$. Максимум коэффициента эллиптичности $\sigma = 0.92 \div 0.98$ имеет место при угле наклона вибратора $\alpha = 23^\circ$ в направлении $\theta = 44^\circ$, при этом $|E_n(\theta)|^2 = 0.3 \div 0.4$. В случае бесконечного экрана при $h = 0.25\lambda$ имеем E_{\max}^2 при $\theta_{\max} = 64^\circ$, когда $\alpha = 46^\circ$. При удалении импедансного вибратора от экрана на расстояния $h = 0.7\lambda \div 0.8\lambda$ и углах наклона $\alpha = 42^\circ \div 36^\circ$ имеем $\sigma = 0.9 \div 1$ при $|E_n(\theta)|^2 = 0.4 \div 0.3$ в направлениях наблюдения $\theta = 30^\circ \div 34^\circ$.

Для верификации алгоритма расчета и полученных выше трех оптимальных условий круговой поляризации в случае экрана с размерами $W = L = 3\lambda$ методом РГТД и с помощью программы численного моделирования на основе метода моментов были рассчитаны нормированные ДН по мощности $G_{13}(\theta, \varphi) = 10 \lg \left[|E_{13}|^2 / |E_{13\max}|^2 \right]$ и поляризационные ДН $\sigma_{13}(\theta, \varphi)$ в плоскости наблюдения $\varphi = 90^\circ$ для $h = 0.15\lambda$ и $\alpha = 54^\circ$, $h = 0.25\lambda$ и $\alpha = 46^\circ$, $h = 0.25\lambda$ и $\alpha = 23^\circ$. Рис. 7 иллюстрирует рассчитанные диаграммы, которые, как видно, совпадают с графической точностью.

Следует отметить, что методом РГТД решалась задача для импедансного вибратора с квадратным экраном, а методом моментов – для идеально проводящего вибратора с тем же экраном. Совпадение полученных ДН объясняется отсутствием зависимости от тока расчетных нормированных ДН.

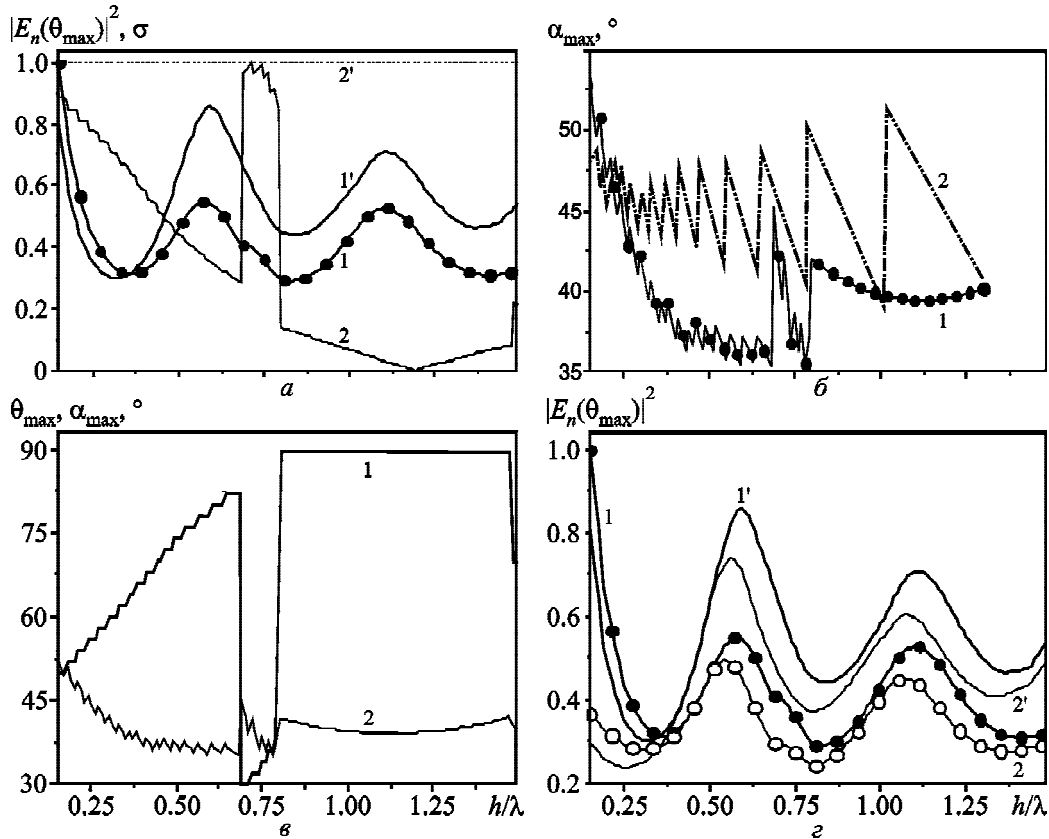


Рис. 6. К определению условий формирования волны с круговой поляризацией в направлениях максимума излучения в плоскости наблюдения $\varphi = 90^\circ$ с помощью наклонного вибратора I_{13} , расположенного над экраном, в зависимости от расстояния h/λ до экрана: *a* – значения $|E_n(\theta_{\max})|^2$ и σ в случае квадратного экрана (кривые 1 и 2 соответственно) и в случае бесконечного экрана (кривая 1' и пунктирная линия 2' соответственно); *б* – значения α_{\max} (кривая 1 – в случае квадратного экрана, кривая 2 – в случае бесконечного экрана); *в* – значения θ_{\max} и α_{\max} в случае квадратного экрана (кривые 1 и 2 соответственно); *г* – значения $|E_n(\theta_{\max})|^2$ для импедансного вибратора и идеально проводящего вибратора в случае квадратного экрана (кривые 1 и 2 соответственно) и в случае бесконечного экрана (кривые 1' и 2' соответственно)

На рис. 8 представлены пространственные поляризионные диаграммы полного (рис. 8, *a, в*) и ГО (рис. 8, *б, г*) полей при удалении вибратора с углом наклона $\alpha = 46^\circ$ на расстояние $h = 0.25\lambda$ относительно экрана с размерами $W = L = 3\lambda$. Коэффициент эллиптичности вектора полного поля (рис. 8, *a*, рис. 7, *г*) в плоскости $\varphi = 90^\circ$ в направлении $\theta_{\max} = 56^\circ$ достигает $\sigma_{13} = 0.8$. В этом направлении имеет место максимум интенсивности излучения (рис. 7, *в*).

Из рис. 8, *a* видно, что за счет дифрагированного поля максимумы $\sigma = 0.8$ образуются также в плоскостях $\varphi = 45^\circ$ и 135° вблизи углов $\theta = 45^\circ \div 50^\circ$. Без учета дифрагированного поля коэффициент эллиптичности вектора ГО поля (рис. 8, *б*), как и в случае бесконечного экрана, в плоскости $\varphi = 90^\circ$ в направлении максимума из-

лучения $\theta_{\max} = 64^\circ$ (см. рис. 4, *б*) достигает значения $\sigma_{13} = 1$.

На рис. 8, *в, г* приведены линии равных значений угла ориентации β_{13} большой полуоси поляризионного эллипса векторов напряженности полного и ГО электрических полей в системе координат (θ, φ) . Интервал изменения угла ориентации β_{13} составляет $0^\circ \div 180^\circ$. Показаны уровни значений β_{13} в пределах от 0° до 90° . В случае ГО поля (рис. 8, *г*) угол ориентации плавно изменяется с изменением угла φ в пределах $\beta_{13} = 0^\circ \div 90^\circ$ и не зависит от угла θ при $\theta = 0^\circ \div 60^\circ$. Влияние дифрагированного поля на краях экрана усложняет поведение поляризионных характеристик поля волны σ_{13} и β_{13} (рис. 8, *a, в*). Формулы для расчета коэффициента эллиптичности σ и угла

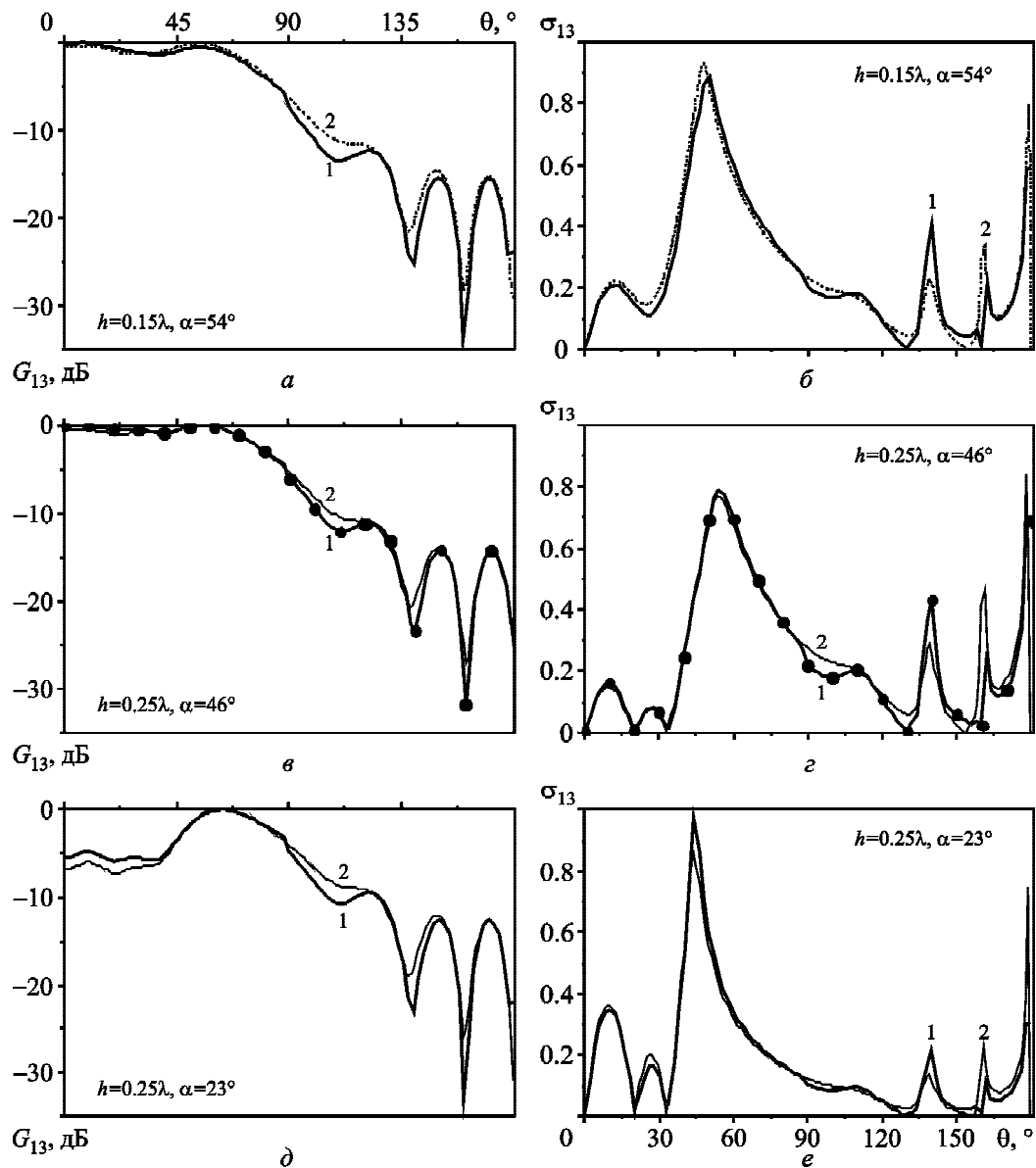


Рис. 7. К сравнению ДН по мощности (а, в, д) и поляризационных ДН (б, з, е) наклонного полуволнового вибратора, расположенного над квадратным экраном с размерами $W = L = 3\lambda$, рассчитанных методом РГТД (кривые 1) и методом моментов (кривые 2) в плоскости наблюдения $\varphi = 90^\circ$

ориентации β вектора напряженности поля приведены в [10].

6. Заключение

Для излучающей системы, состоящей из импедансного вибратора и прямоугольного идеально проводящего экрана, разработана методика определения условий для формирования в заданном направлении в одной из главных плоскостей наблюдения волны с круговой поляризацией при максимально достижимой амплитуде поля с учетом дифракционных эф-

фектов на краях экрана конечных размеров. Использование полуволнового вибратора с резонансным импедансом в качестве облучателя экрана позволяет путем выбора оптимальных угла наклона и удаления вибратора от экрана увеличить мощность излучения более чем в два раза по сравнению со случаем облучения экрана идеально проводящим вибратором той же длины. Показано, что расчеты для наклонного вибратора, расположенного над экраном, дают надежные результаты при размерах сторон экрана не менее трех длин волн.

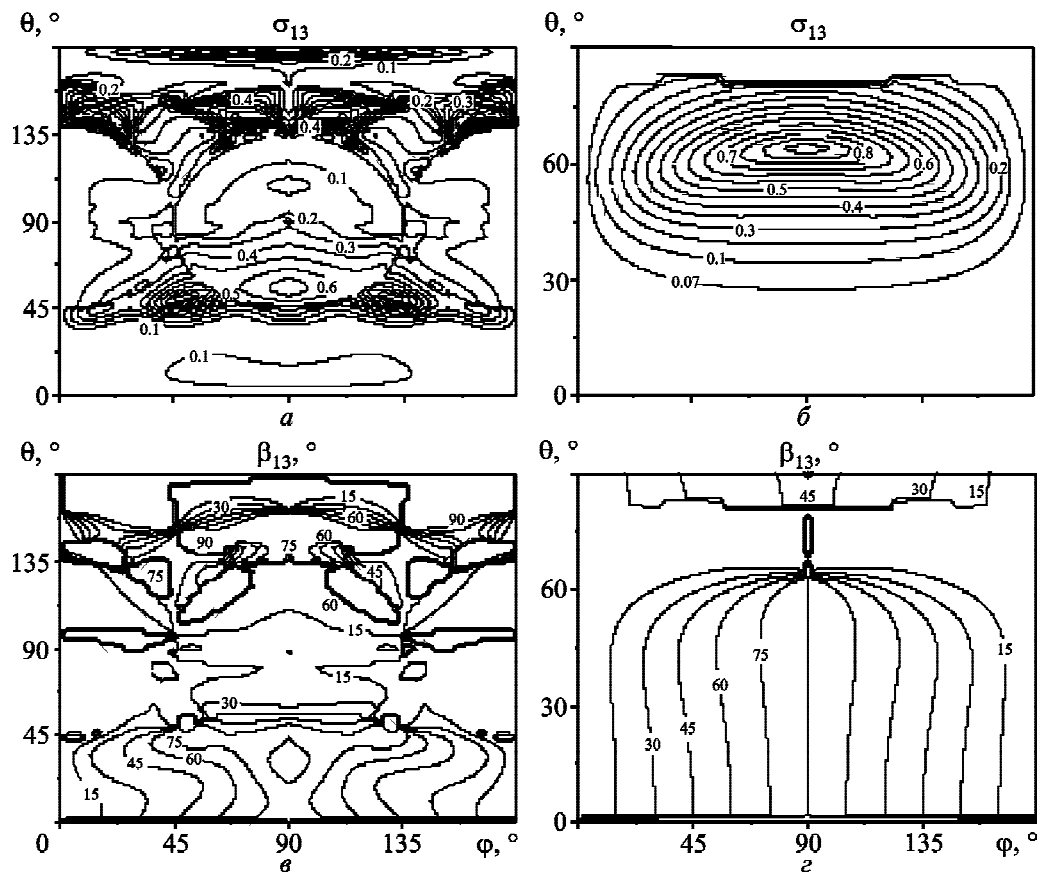


Рис. 8. Линии равных значений коэффициентов эллиптичности σ_{13} и углов ориентации β_{13} векторов полного (а, в) и ГО (б, г) полей в системе координат (θ, φ) в случае, когда вибратор с углом наклона $\alpha = 46^\circ$ и током I_{13} находится над серединой экрана с размерами $W = L = 3\lambda$ при $h = 0.25\lambda$.

Разработанная методика и результаты исследования могут быть полезны при проектировании излучающих систем, частью которых являются тонкие вибраторы и металлические экраны конечных размеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Woodward O. W. A Circularly Polarized Corner Reflector Antenna // IRE Trans. Antennas Propag. – 1957. – Vol. 5, Is. 1. – P. 290–297. DOI: 10.1109/TAP.1957.1144512
2. Ng T. S. and Lee K. F. Theory of Corner Reflector Antenna with Tilted Dipole // IEE Proc. – 1982. – Vol. 129, Is. 1. – P. 11–17. DOI: 10.1049/ip-h-1.1982.0003
3. Eliseeva N. P. Optimizing the Directivity Factor of a Finite Corner Antenna with a Circularly Polarized Radiation Field // J. Commun. Technol. Electron. – 2001. – Vol. 46, No 8. – P. 891–900.
4. Gorobets N. N. and Yeliseyeva N. P. Synthesis of a Circular Polarized Field Radiated by an Electric Dipole Located over a Rectangular Screen // J. Commun. Technol. Electron. – 2008. – Vol. 53, No 1. – P. 26–33. DOI: 10.1134/S1064226908010038
5. Пименов Ю. В., Ходьков Д. А. Излучение элементарного электрического вибратора, расположенного над плоским экраном // Радиотехника. – 1990. – № 11. – С. 60–63.
6. Пименов Ю. В., Ходьков Д. А. Излучение элементарного электрического вибратора, расположенного параллельно плоскому прямоугольному экрану // Радиотехника. – 1991. – № 7. – С. 61–63.
7. Tsai L. L., Wilson O. R., Harrison M. G., and Wright E. H. A Comparison of Geometrical Theory of Diffraction and Integral Equation for Analysis of Reflector Antennas // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1972. – Vol. 20, Is. 6. – P. 705–712. DOI: 10.1109/TAP.1972.1140326
8. Иванченко И. В., Королев А. М., Пазынин В. Л., Попенко Н. А., Хруслов М. М. Особенности формирования диаграмм направленности монополярной антенны в присутствии конечных экранов // Радиофизика и электротехника. – 2006. – Т. 11, № 1. – С. 55–60.
9. Gorobets N. N., Yeliseyeva N. P., and Antonenko Ye. A. Optimization of Radiation Characteristics of Wire-Screened Antennas // Telecommunications and Radio Engineering. – 2012. – Vol. 71, Is. 1. – P. 59–69. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v71.i1.60
10. Елисеева Н. П., Горобец Н. Н. Дифракция излучения проволочной антенны на прямоугольных и уголкового

- экранах.— Харьков: Из-во ХНУ им. В. Н. Каразина, 2009. — 379 с.
11. Nesterenko M. V. Analytical methods in the theory of thin impedance vibrators // *Prog. Electromagn. Res. B.* — 2010. — Vol. 21. — P. 299–328.
 12. Nesterenko M. V., Katrich V. A., Penkin Y. M., Dakhov V. M., and Berdnik S. L. *Thin Impedance Vibrators. Theory and Applications* — New York: Springer Science+Business Media, 2011. — 223 p. DOI: 10.1007/978-1-4419-7850-9_1
 13. Yeliseyeva N. P., Berdnik S. L., Katrich V. A., and Nesterenko M. V. Electrodynamic characteristics of horizontal impedance vibrator located over a finite-dimensional perfectly conducting screen // *Prog. Electromagn. Res. B.* — 2015. — Vol. 63. — P. 275–288. DOI: 10.2528/PIERB15043003
 14. Yeliseyeva N. P., Berdnik S. L., Katrich V. A., and Nesterenko M. V. Directional and polarization radiation characteristics of a horizontal impedance vibrator located above a rectangular screen // *J. Commun. Technol. Electron.* — 2016. — Vol. 61, No. 2. — P. 99–111. DOI: 10.1134/S1064226908010038
 10. YELISEYEVA, N. P. and GOROBETS, N. N., 2009. *Diffraction of radiation of the wire antenna on the rectangular and corner screen.* Kharkiv: V. N. Karazin Kharkiv National University Publ. (in Russian).
 11. NESTERENKO, M. V., 2010. Analytical methods in the theory of thin impedance vibrators. *Prog. Electromagn. Res. B.* vol. 21, pp.299–328.
 12. NESTERENKO, M. V., KATRICH, V. A., PENKIN, Y. M., DAKHOV, V. M. and BERDNIK, S. L., 2011. *Thin Impedance Vibrators. Theory and Applications.* New York: Springer Science+Business Media Publ. DOI: 10.1007/978-1-4419-7850-9_1
 13. YELISEYEVA, N. P., BERDNIK, S. L., KATRICH, V. A. and NESTERENKO, M. V., 2015. Electrodynamic characteristics of horizontal impedance vibrator located over a finite-dimensional perfectly conducting screen. *Prog. Electromagn. Res. B.* vol. 63. pp. 275–288. DOI: 10.2528/PIERB15043003
 14. YELISEYEVA, N. P., BERDNIK, S. L., KATRICH, V. A. and NESTERENKO, M. V., 2016. Directional and polarization radiation characteristics of a horizontal impedance vibrator located above a rectangular screen. *J. Commun. Technol. Electron.* vol. 61, no. 2. pp. 99–111. DOI: 10.1134/S1064226908010038
1. WOODWARD, O. W., 1957. A Circularly Polarized Corner Reflector Antenna. *IRE Trans. Antennas Propag.* vol. 5, is. 1, pp. 290–297. DOI: 10.1109/TAP.1957.1144512
2. NG, T. S. and LEE, K. F., 1982. Theory of Corner Reflector Antenna with Tilted Dipole. *IEE Proc.* vol. 129, is. 1, pp. 11–17. DOI: 10.1049/ip-h-1.1982.0003
3. ELISEEVA, N. P., 2001. Optimizing the Directivity Factor of a Finite Corner Antenna with a Circularly Polarized Radiation Field. *J. Commun. Technol. Electron.* vol. 46, no. 8, pp. 891–900.
4. GOROBETS, N. N. and YELISEYEVA, N. P., 2008. Synthesis of a Circular Polarized Field Radiated by an Electric Dipole Located over a Rectangular Screen. *J. Commun. Technol. Electron.* vol. 53, no. 1, pp. 26–33. DOI: 10.1134/S1064226908010038
5. PIMENOV, YU. V. and KHOD'KOV, D. A., 1990. Radiation of elementary electric vibrator placed above plane screen. *Radiotekhnika.* no. 11, pp. 60–63 (in Russian).
6. PIMENOV, YU. V. and KHOD'KOV, D. A., 1991. Radiation of elementary electrical vibrator placed parallel to plane rectangular screen. *Radiotekhnika.* no. 7, pp. 61–63 (in Russian).
7. TSAI, L. L., WILSON, O. R., HARRISON, M. G. and WRIGHT, E. H., 1972. A Comparison of Geometrical Theory of Diffraction and Integral Equation for Analysis of Reflector Antennas. *IEEE Trans. Antennas Propag.* vol. 20, no. 6, pp. 705–712. DOI: 10.1109/TAP.1972.1140326
8. IVANCHENKO, I. V., KOROLEV, A. M., PAZYNIN, V. L., POPENKO, N. A. and KHRUSLOV, M. M., 2006. The Features of Radiation Pattern Formation of the Monopole Antenna with Finite Screens. *Telecommunications and Radio Engineering.* vol. 65, is. 20, pp. 1859–1869. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v65.i20.30
9. GOROBETS, N. N., YELISEYEVA, N. P. and ANTONENKO, YE. A., 2012. Optimization of Radiation Characteristics of Wire-Screened Antennas. *Telecommunications and Radio Engineering.* vol. 71, is. 1, pp. 59–69. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v71.i1.60

N. P. Yeliseyeva, S. L. Berdnik, V. A. Katrich,
and M. V. Nesterenko

V. N. Karazin Kharkiv National University,
4, Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

FORMATION OF CIRCULARLY POLARIZED WAVE BY THE OBLIQUE IMPEDANCE WIRE DIPOLE LOCATED OVER THE RECTANGULAR SCREEN

Purpose: The conditions for formation of a wave with circular polarization and extremely achievable field density amplitude in the set directions of the main observation planes in the far zone, radiated by the oblique impedance wire dipole located over the rectangular perfectly conducting screen are determined. *Design/methodology/approach:* To solve the 3-D vector problem of diffraction of a field of arbitrarily oriented impedance thin wire dipole on the perfectly conducting rectangular screen the uniform geometric theory diffraction method is applied, and the asymptotic expressions for an electric current of the horizontal impedance wire dipole with electrical length $0.4 \leq 2l/\lambda \leq 0.6$ are used. *Findings:* The dipole's slope angles at which the wave with equal amplitudes of orthogonal components of the electric field vector is radiated, and also the corresponding to them ellipticity coefficients and normalized squared absolute values of the electric field vector as functions of the observation angles and the distance between dipole and screen are calculated accounting for the diffraction effects on screen edges. *Conclusions:* The technique is developed for determination of an impedance wire dipole slope angle with account for the diffraction effects on screen edges at which the circularly polarized wave is radiated. It is shown that by the choice of an appropriate slope angle and distance of the resonant impedance wire dipole from the screen, the circularly polarized radiation with extremely achievable intensity in the given direction in one of the main observation planes can be realized.

Key words: rectangular screen, surface impedance, resonant wire dipole, wave, circular polarization, ellipticity coefficient, field amplitude

Н. П. Елисеева, С. Л. Бердник, В. О. Катрич,
М. В. Нестеренко

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

ФОРМУВАННЯ ХВИЛІ ІЗ КРУГОВОЮ
ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ ПОХИЛИМ ІМПЕДАНСНИМ
ВІБРАТОРОМ, РОЗТАШОВАНИМ
НАД ПРЯМОКУТНИМ ЕКРАНОМ

Предмет і мета роботи: Визначаються умови формування хвилі із круговою поляризацією й максимально досяжною амплітудою напруженості поля в заданих напрямках у головних площинах спостереження в дальній зоні, випромінюваної похилим імпедансним вібратором, розташованим над прямокутним ідеально провідним екраном.

Методи та методологія: Для розв'язку тривимірної векторної задачі дифракції поля довільно орієнтованого гонкого імпедансного вібратора на ідеально провідному прямокутному екрані застосовується метод рівномірної геометричної теорії дифракції з використанням асимптотичних

виразів для електричного струму горизонтального імпедансного вібратора з електричною довжиною $0.4 \leq 2l/\lambda \leq 0.6$.
Результати: З урахуванням дифракційних ефектів на кромках екрана розраховано кути нахилу вібратора, за яких випромінюється хвиля з рівними амплітудами ортогональних компонентів вектора напруженості електричного поля, а також відповідні їм коефіцієнти еліптичності й нормовані квадрати модуля вектора напруженості електричного поля хвилі як функції кута спостереження й відстані між вібратором і екраном.

Висновок: Розроблено методику визначення кута нахилу імпедансного вібратора з урахуванням дифракційних ефектів на кромках екрана кінцевих розмірів, за якого випромінюється хвиля з круговою поляризацією. Показано, що шляхом вибору відповідних кута нахилу й віддаленості імпедансного резонансного вібратора відносно екрана можливо реалізувати кругополяризоване випромінювання із гранично досяжною інтенсивністю в заданому напрямку в одній з головних площин спостереження.

Ключові слова: прямокутний екран, поверхневий імпеданс, резонансний вібратор, хвиля, кругова поляризація, коефіцієнт еліптичності, амплітуда поля

Статья поступила в редакцию 31.03.2016