

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra29.04.255>
УДК 538.3:621.396.677

**М.М. Горобець, Н.П. Єлісеєва,
С.Л. Бердник, О.М. Горобець**

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
майдан Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна
E-mail: nikolay.n.gorobets@karazin.ua, nadezhda.p.yeliseyeva@karazin.ua,
berdник@karazin.ua, alex.n.gorobets@gmail.com

ДИПОЛЬНІ АНТЕНИ З СЕКТОРНОЮ ДІАГРАМОЮ НАПРАВЛЕНОСТІ

Предмет і мета роботи. Досліджено характеристики направленості дипольної антени, розташованої над ідеально провідним екраном прямокутної форми паралельно йому. Мета роботи — теоретичне дослідження дипольної антени з діаграмами направленості (ДН) секторної форми, які формуються за рахунок вибору електричних розмірів екрана і відстані між диполем та екраном.

Методи та методологія. Задачу дифракції випромінювання диполя на крайках екрана прямокутної форми вирішено методом рівномірної геометричної теорії дифракції. Для розрахунку дифрагованих полів, збуджених на крайках екрана, використовуються рівномірні асимптотики, отримані зі строгого розв'язку модельної задачі дифракції поля диполя на краю ідеально провідної півплощини.

Результати. Розроблені алгоритми та розрахункові програми дозволяють дослідити електродинамічні характеристики антени при довільних електричних розмірах екрана та відстані від диполя до екрана. Проведено розрахунки ДН, коефіцієнта направленої дії в напрямку нормалі до екрана та в напрямку максимуму ДН, опору випромінювання та коефіцієнта захисної дії при зміні розмірів екрана та відстані між диполем і екраном у широких межах. Доведено, що така антена формує секторні ДН при відстані від диполя до екрана в межах від 0.30 до 0.45 резонансної довжини хвилі диполя. Достовірність отриманих результатів підтверджена їх порівнянням з результатами розрахунку за програмою FEKO.

Висновки. Доведено, що дипольна антена формує секторні ДН при відстані диполя від екрана в межах від 0.30 до 0.45 довжини хвилі диполя залежно від розмірів екрана. Отримані результати розрахунку максимально досяжних електродинамічних характеристик антени дозволяють знайти оптимальні для конкретного застосування геометричні параметри антени із секторною ДН.

Ключові слова: рівномірна геометрична теорія дифракції, диполь, прямокутний екран, дифраговане поле, секторна діаграма направленості, коефіцієнт направленої дії, опір випромінювання.

Вступ

Антенні з секторною діаграмою направленості (ДН) потрібні у тих практично важливих випадках, коли необхідно забезпечити однакові умови передачі та прийому сигналів без суттєвих спо-

творень їх спектра у широкому секторі кутів спостереження. У дзеркальних та лінзових мікрохвильових антенах застосування випромінювачів із секторною ДН дозволяє збільшити коефіцієнт використання площі розкриття антенної

Ц и т у в а н н я: Горобець М.М., Єлісеєва Н.П., Бердник С.Л., Горобець О.М. Дипольні антени з секторною діаграмою направленості. *Радіофізика і радіоастрономія*. 2024. Т. 29. № 4. С. 255—270. <https://doi.org/10.15407/rpra29.04.255>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2024



Ця стаття відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode.uk>)

системи. У скануючих антенних ґратках застосування як елементарних випромінювачів слабо направлених антен з секторною ДН дозволяє стабілізувати залежність коефіцієнта підсилення антени від кута повороту головної пелюстки ДН, а при досить великій ширині головної пелюстки секторної ДН — збільшити сектор сканування.

Зазначимо, що в математичному відношенні секторна ДН не належить до класу точно реалізованих. У [1] теоретично показано, що секторну ДН можна реалізувати з прийнятним наближенням до ідеальної форми шляхом створення на антені амплітудно-фазового розподілу змінних струмів і полів — джерел електромагнітного випромінювання, у вигляді усіченої функції $A(x) = (\sin x) / x$. При цьому чим більше осциляцій цієї функції реалізовано в антені, тим форма її ДН ближча до секторної, але це призводить до зростання довжини антени.

Нині для вирішення технічних задач у радіоелектронних системах у всіх діапазонах радіохвиль (від наддовгих до довгохвильової частини міліметрового діапазону) найбільш широко використовуються дипольні антени та їх численні варіанти і модифікації з різноманітними пристроями [1–10]. Однак можливості формування секторних ДН дипольними антенами з екранами скінченних розмірів досі не вивчені.

Пояснимо докладніше ідею створення дипольних антен із секторною ДН. З теорії та техніки антен добре відомо, що дипольні антени дозволяють реалізувати односпрямоване випромінювання при розташуванні диполя паралельно до плоского ідеально провідного екрана круглої, квадратної або прямокутної форми [10, 11]. Зазвичай використовуються антени з мінімальною відстанню між диполем і екраном $h = 0.25\lambda$ (λ — резонансна довжина хвилі диполя). Відомо також, що у разі збільшення h/λ ДН набуває секторної форми з провалом у напрямку нормалі до екрана. Зокрема, у випадку нескінченного екрана теоретично ДН має провал до допустимого рівня потужності поля -3 дБ за умови $h = 0.37\lambda$, тобто зі збільшенням звичайної відстані «диполь—екран» $h = 0.25\lambda$ лише у півтора рази [12].

З фізичних міркувань очевидно, що якщо заповнити утворений таким чином провал у ДН дипольної антени в області нормалі до екрана

випромінюванням будь-якого додаткового джерела, форму секторної ДН можна зробити ближчою до необхідної в ідеалі форми прямокутного відеоімпульсу. Таким джерелом природно може бути екран скінченних розмірів прямокутної або квадратної форми. Дійсно, випромінювання диполя дифрагує на крайках такого екрана, а оскільки диполь і екран розташовані поблизу один від одного, то амплітуди геометрооптичних (ГО) полів диполя і його дзеркального зображення (прямого та відбитого від екрана поля) та амплітуди полів, що дифрагували на всіх чотирьох крайках прямокутного екрана, можуть бути порівняні між собою. У цьому разі фази ГО-полів визначаються відстанню «диполь—екран», а фази дифрагованих полів визначаються ще й електричними розмірами екрана. Отже, фази цих джерел електромагнітного поля можуть регулюватися незалежно. На цей час доведено [12], що змінюючи розміри квадратного екрана і відстань від диполя до нього, можна суттєво змінювати форму ДН досліджуваних антен, зокрема, реалізувати секторну ДН.

Мета цієї роботи — теоретично дослідити можливості створення дипольних антен із ДН секторної форми з максимально досяжними електродинамічними характеристиками шляхом вибору електричних розмірів екрана і відстані між диполем і екраном.

1. Постановка й розв'язання задачі

Для розв'язання задачі дифракції поля диполя, розташованого паралельно до плоского ідеально провідного прямокутного екрана зі сторонами L і W , уведемо декартову систему координат (СК) XYZ і пов'язану з нею сферичну СК R, θ, φ з початком у геометричному центрі екрана — точці O (рис. 1, див. стор. 259). У декартовій СК вісь Z направлена уздовж бічних крайок екрана 1, 2, вісь X — нормаль до екрана, кут θ відлічується від осі Z , кут φ — від осі X . Диполь довжиною $2l$ розташований на осі X паралельно до осі Z на відстані h від екрана.

У рамках рівномірної геометричної теорії дифракції (РГТД) [11] і згідно із принципом суперпозиції в електродинаміці, ортогональні компоненти електричного поля в СК R, θ, φ у наближенні однократної дифракції на крайках екрана визна-

чаються сумою компонент ГО-полів — падаючого ($E_{го}$) і відбитого від екрана ($E_{го}^*$), та полів однократно дифрагованих хвиль ($E_{1д}$, $E_{2д}$, $E_{3д}$ і $E_{4д}$), збуджених ГО-полями на кожній крайці екрана ($n = 1, 2, 3, 4$):

$$E_{\theta,\varphi}(\theta,\varphi) = E_{го}\chi(\theta,\varphi) + E_{го}^*\chi^*(\theta,\varphi) + E_{1д}\chi_1(\theta,\varphi) + E_{2д}\chi_2(\theta,\varphi) + E_{3д}\chi_3(\theta,\varphi) + E_{4д}\chi_4(\theta,\varphi). \quad (1)$$

Формули для складових компонент полів (1), за якими проведено розрахунки просторових ДН, подані в 1.1 і 1.2. Унаслідок скінченних розмірів екрана кожне з полів (1) має власні області світла й тіні. У (1) коефіцієнти «світло—тінь» χ , χ^* , χ_{1-4} для кожного поля дорівнюють одиниці в області його світла й нулю — в області його тіні.

Для розрахунку дифрагованих полів на чотирьох крайках екрана введемо декартові власні системи координат (ВСК) $X_n Y_n Z_n$ ($n = 1, 2, 3, 4$) так, що вісь X_n лежить у площині екрана, вісь Z_n напрямлена уздовж його крайки, а середина диполя перебуває в площині $X_n Y_n$ (рис. 1). Позначимо координати початків відліку O_n ВСК $X_n Y_n Z_n$ у СК XYZ — координати віртуального дифракційного випромінювача (ВДВ) — на кожній крайці екрана O_n , де x_{0n} , y_{0n} , z_{0n} — декартові координати ВДВ з номером n у СК XYZ :

$$\begin{aligned} n = 1, 2 - x_{01,2} = 0, y_{01,2} = \pm L/2, z_{01,2} = 0, \\ n = 3, 4 - x_{03,4} = 0, y_{03,4} = 0, z_{03,4} = \pm W/2. \end{aligned} \quad (2a)$$

У ВСК на n -х крайках екрана декартові координати випромінювачів падаючого ГО-поля — диполя ($i = 1$) та відбитого від екрана — дзеркального зображення диполя ($i = 2$) дорівнюють:

$$\begin{aligned} n = 1, 2 - (x_{in}, y_{in}, z_{in}) = (L/2, \pm h, 0), \\ n = 3, 4 - (x_{in}, y_{in}, z_{in}) = (W/2, \pm h, 0). \end{aligned} \quad (26)$$

Особливість розв'язання задачі методом РГТД полягає в тому, що ДН повного поля (1) відшукуються як суперпозиція діаграм рознесених випромінювачів з областями затінення і точність розрахунків залежить від точності визначення кутових границь цих областей. Рівняння границь областей світла й тіні визначені в [11].

Віртуальні дифракційні випромінювачі мають області тіні ($\chi_{1-4} = 0$) у вигляді конусів (рис. 1).

У термінах геометричної теорії дифракції (ГТД) [11] конуси тіні утворюються крайніми ГО-променями, що виходять з ВДВ і проходять через кінці крайок екрана. Кут осьового перерізу конуса дорівнює куту β між падаючим променем від ВДВ і крайкою екрана. Відповідно до координат диполя у ВСК на крайках екрана (2a), (26), кути осьового перерізу конусів тіні від бічних $\beta_{1,2}$ і поперечних $\beta_{3,4}$ крайок екрана (рис. 1) дорівнюють

$$\begin{aligned} \beta_{1,2} = \arctg\left(\sqrt{h^2 + L_1^2}/W_1\right), \\ \beta_{3,4} = \arctg\left(\sqrt{h^2 + W_1^2}/L_1\right), \end{aligned} \quad (3)$$

де $L_1 = L/2$, $W_1 = W/2$. У випадку квадратного екрана $L_1 = W_1$ і кути осьового перерізу конусів β від усіх крайок екрана однакові.

1.1. Вектор напруженості електричного ГО-поля диполя в СК R, θ, φ

У випадку диполя, паралельного до осі Z , вектор напруженості електричного ГО-поля $E_{\theta\parallel i}(R, \theta, \varphi)$ падаючої і відбитої хвиль ($i = 1, 2$) у дальній зоні у сферичній СК R, θ, φ має одну компоненту:

$$E_{\theta\parallel i}(\theta, \varphi) = (-1)^{i+1} E'_0 F_{\parallel}(\theta) \exp(jk\delta_i); \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} E'_0 = j \frac{I_0 W_0}{2\pi \sin kl} \frac{\exp(-jkR)}{R}, \\ F_{\parallel}(\theta) = \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}, \end{aligned} \quad (46)$$

де $F_{\parallel}(\theta)$ — ДН симетричного диполя з довжиною плеча l у припущенні синусоїдального амплітудного розподілу струму вздовж нього; j — уявна одиниця; I_0 — амплітуда струму на вході (у точці живлення); W_0 — хвильовий опір вільного простору; добавка $\delta_i = h \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_{0i})$ — різниця ходу променів від середини i -го випромінювача і від початку відліку СК до точки спостереження $M(\theta, \varphi)$; $\varphi_{0i} = 0, \pi$ — кут місця для випромінювачів падаючої і відбитої хвиль ($i = 1, 2$), $k = 2\pi / \lambda$.

1.2. Визначення дифрагованих полів у ВСК на крайках екрана

Для розрахунків дифрагованих полів, збуджених i -м диполем на крайках екрана, використовуємо рівномірні асимптотики, отримані зі строго-

го розв'язку модельної задачі дифракції поля диполя на краю ідеально провідної півплощини у СК, пов'язаний з краєм півплощини. Відповідно, усі дифраговані поля для ВДВ записуємо у сферичних ВСК R_n, θ_n, φ_n ($n = 1, 2, 3, 4$), введених на крайках екрана, де кут θ_n відлічується від осі Z_n , кут φ_n — від осі X_n (рис. 1).

Визначення дифрагованих полів, збуджених на n -й крайці екрана паралельним до неї диполем ($n = 1, 2$). При збудженні n -ї крайки екрана паралельним до неї i -м диполем рівномірна асимптотика поля одиничних крайових хвиль, збуджених i -м диполем на n -й крайці, у ВСК R_n, θ_n, φ_n має вигляд добутку ГО-поля в точці спостереження $E_{\theta_{\parallel i}}(\theta_n, \varphi_n)$ на функцію переходу від світла до тіні ГО-поля $T(\xi_{in})$ як для диполя ($i = 1$), так і для його дзеркального зображення ($i = 2$):

$$E_{\theta_{\parallel i}}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\theta_{\parallel i}}(\theta_n, \varphi_n)T(\xi_{in}); \quad (5a)$$

$$T(\xi_{in}) = \pm \frac{\Phi(|\xi_{in}| \sqrt{j}) - 1}{2}; \quad (5b)$$

$$\xi_{in} = \sqrt{2kr_{in} \sin \theta_n} \cos((\varphi_n - \varphi_{in}) / 2). \quad (5b)$$

У (5a) ГО-поле $E_{\theta_{\parallel i}}(\theta_n, \varphi_n)$ в точці спостереження записується у ВСК R_n, θ_n, φ_n згідно з (4a):

$$E_{\theta_{\parallel i}}(\theta_n, \varphi_n) = (-1)^{i+1} F_{\parallel}(\theta_n) \exp[jk(\delta_n + \delta_{in})]. \quad (5r)$$

У (5r) доданки в експоненті:

δ_n — різниця ходу променів, що прямують від початку відліку O СК XYZ і ВДВ (початку відліку O_n ВСК) до точки спостереження

$$\delta_n = x_{0n} \sin \theta \cos \varphi + y_{0n} \sin \theta \sin \varphi + z_{0n} \cos \theta, \quad (6a)$$

де x_{0n}, y_{0n}, z_{0n} — декартові координати ВДВ з номером n у СК XYZ (2a);

δ_{in} — різниця ходу променів, що прямують у точку спостереження від середини i -го диполя і від ВДВ:

$$\delta_{in} = r_{in} \sin \theta_n \cos(\varphi_n - \varphi_{in}). \quad (6b)$$

Полярні координати i -го диполя (r_{in}, φ_{in}) у ВСК ($n = 1, 2, 3, 4$, див. рис. 1) з урахуванням (2b) дорівнюють

$$r_{in} = (x_{in}^2 + y_{in}^2 + z_{in}^2)^{1/2}, \quad (6b)$$

$$\varphi_{in} = \arctg(y_{in} / x_{in});$$

$$r_{01,2} = \sqrt{h^2 + L_1^2}, r_{03,4} = \sqrt{h^2 + W_1^2}, \quad (6r)$$

$$\varphi_{i1,2} = \pm \arctg(h / L_1), \varphi_{i3,4} = \pm \arctg(h / W_1).$$

У функції переходу від світла до тіні $T(\xi_{in})$ (5a) знак «плюс» застосовують в області світла ГО-поля, знак «мінус» — в області його тіні. Інтегрالي ймовірності $\Phi(\xi \sqrt{j})$ в (5b) пов'язані функціональними співвідношеннями із синус- і косинус-інтегралами Френеля й розраховуються за стандартними програмами для них:

$$\Phi(\xi \sqrt{j}) = \sqrt{2j} [C(\xi^2) - jS(\xi^2)], \quad (7)$$

$$\Phi(\xi^* \sqrt{j}) = \sqrt{2j} [C(\xi^{*2}) - jS(\xi^{*2})].$$

Визначення дифрагованих полів, збуджених на n -й крайці екрана перпендикулярним до неї диполем ($n = 3, 4$). У випадку перпендикулярної орієнтації диполя щодо крайки екрана у ВСК R_n, θ_n, φ_n утворюються дві компоненти дифрагованого поля. Рівномірні асимптотики одиничних крайових хвиль від падаючої і відбитої хвиль ($i = 1, 2$) на n -й крайці екрана ($n = 3, 4$) мають у ВСК R_n, θ_n, φ_n такий вигляд:

$$E_{\theta_{\perp i}}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\theta_{\perp i}}(\theta_n, \varphi_n)T(\xi_{in}) \mp$$

$$\mp \left[\frac{\cos\left(\gamma_n \mp \varphi_n\right) \pm \frac{\varphi_n \mp \varphi_{0n}}{2}}{\sqrt{2\pi k r_{0n} \sin \theta_n}} \right] \cos \theta_n \times$$

$$\times \exp[-j(kr_{0n} \sin \theta_n + \pi/4 - k\delta_n)]; \quad (8a)$$

$$E_{\varphi_{\perp i}}(\theta_n, \varphi_n) = E_{\varphi_{\perp i}}(\theta_n, \varphi_n)T(\xi_{in}) -$$

$$- \frac{\sin\left(\gamma_n \mp \varphi_n\right) \pm \frac{\varphi_n \mp \varphi_{0n}}{2}}{\sqrt{2\pi k r_{0n} \sin \theta_n}} \times$$

$$\times \exp[-j(kr_{0n} \sin \theta_n + \pi/4 - k\delta_n)], \quad (8b)$$

де верхні знаки беруть для дифрагованих хвиль від падаючої хвилі, нижні — від відбитої; γ_n — кут між віссю реального диполя й віссю $O_n X_n$ у ВСК $X_n Y_n Z_n$; r_{0n}, φ_{0n} — його полярні координати (6b).

У (8a), (8b) $E_{\theta_{\perp i}}(\theta_n, \varphi_n), E_{\varphi_{\perp i}}(\theta_n, \varphi_n)$ — компоненти ГО-поля у ВСК R_n, θ_n, φ_n :

$$E_{\theta_{\perp i}}(\theta_n, \varphi_n) = -F_{\perp i}(\theta_n, \varphi_n) \cos \theta_n \times$$

$$\times \cos(\varphi_n - \gamma_{in}) \exp[jk(\delta_n + \delta_{in})]; \quad (9a)$$

$$E_{\varphi \perp i}(\theta_n, \varphi_n) = F_{\perp i}(\theta_n, \varphi_n) \times \sin(\varphi_n - \gamma_{in}) \exp[jk(\delta_n + \delta_{in})]; \quad (96)$$

$$F_{\perp i}(\theta_n, \varphi_n) = \frac{\cos(kl \sin \theta_n \cos(\varphi_n - \gamma_{in})) - \cos kl}{1 - \sin^2 \theta_n \cos^2(\varphi_n - \gamma_{in})}. \quad (9B)$$

Компоненти поля (5а), (5г) та (8а), (8б), (9а), (9б) нормовані на величину E_0 , γ_{in} — кут між напрямком осі диполя ($i = 1, 2$) й віссю $O_n X_n$ у ВСК, $\gamma_{in} = \pi, 0$ з віссю $X_{3,4}$ (рис. 1).

1.3. Визначення компонент повного поля в СК R, θ, φ і R', θ', φ'

Компоненти поля крайової хвилі, що визначені у ВСК R_n, θ_n, φ_n на n -й крайці екрана, проєктують на орти загальної СК R, θ, φ через коефіцієнти C_n — елементи матриці $[C_n]$, які обумовлені орієнтацією крайок екрана:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{\theta n}(\theta, \varphi) &= [E_{\theta n}(\theta_n, \varphi_n)C_{22n} + E_{\varphi n}(\theta_n, \varphi_n)C_{32n}] \bar{\theta}, \\ \bar{E}_{\varphi n}(\theta, \varphi) &= [E_{\theta n}(\theta_n, \varphi_n)C_{23n} + E_{\varphi n}(\theta_n, \varphi_n)C_{33n}] \bar{\varphi}. \end{aligned} \quad (10a)$$

Додаючи поля з чотирьох крайок екрана ($n = 1, 2, 3, 4$) до ГО-поля падаючої і відбитої хвиль (4а), отримуємо повне поле (1) в СК R, θ, φ . Зауважимо, що крос-поляризована E_{φ} -компонента обумовлена тільки дифрагованим полем (8б) з крайок екрана $n = 3, 4$, перпендикулярних до диполя.

Розраховані ДН можна подати в СК R', θ', φ' , в якій полярна вісь Z' орієнтована по нормалі до екрана (рис. 1), проєктуючи компоненти повного поля відповідно на орти θ', φ' у дальній зоні спостереження [11]:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{\theta'}(\theta', \varphi') &= [E_{\theta}(\theta, \varphi)C_{22} + E_{\varphi}(\theta, \varphi)C_{23}] \bar{\theta}', \\ \bar{E}_{\varphi'}(\theta', \varphi') &= [E_{\theta}(\theta, \varphi)C_{32} + E_{\varphi}(\theta, \varphi)C_{33}] \bar{\varphi}', \end{aligned} \quad (10б)$$

$$\text{де } C_{22} = -\frac{\cos \theta \cos \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}},$$

$$C_{23} = \frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}},$$

$$C_{32} = -\frac{\sin \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}},$$

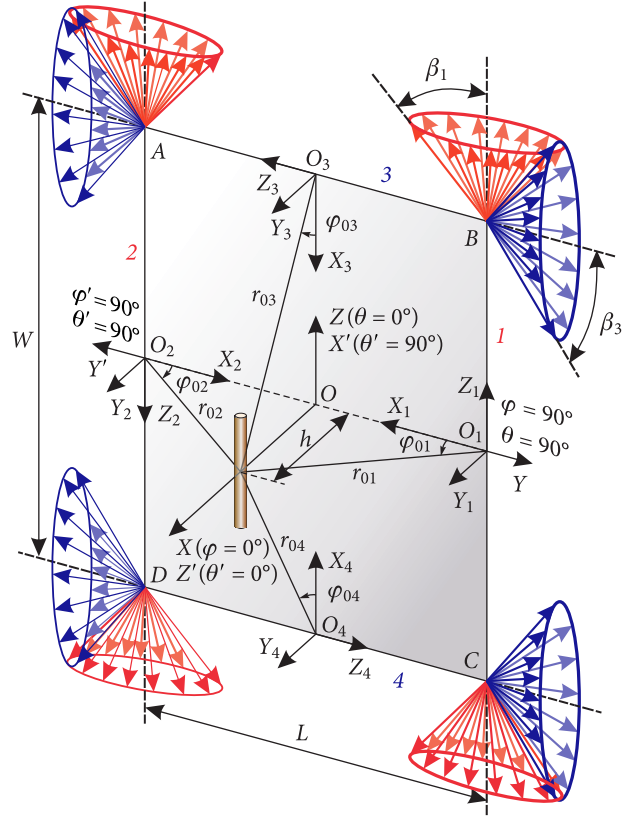


Рис. 1. Геометрія задачі

$$C_{33} = -\frac{\cos \theta \cos \varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}}.$$

У цій роботі всі результати розрахунків представлені в СК θ', φ' . У головних площинах спостереження маємо:

для

$$\varphi' = 0^\circ - C_{22} = C_{33} = -1, \quad C_{23} = C_{32} = 0 \quad (\varphi_n = 90^\circ \text{ на крайках } 3, 4),$$

$$\bar{E}_{\theta'}(\theta', \varphi') = -E_{\theta}(\theta, \varphi) \bar{\theta}', \quad (10в)$$

$$\bar{E}_{\varphi'}(\theta', \varphi') = -E_{\varphi}(\theta, \varphi) \bar{\varphi}' = 0,$$

для

$$\varphi' = 90^\circ - C_{22} = C_{33} = 0, \quad C_{23} = 1, \quad C_{32} = -1 \quad (\theta_n = 90^\circ \text{ на крайках } 3, 4),$$

$$\bar{E}_{\theta'}(\theta', \varphi') = E_{\varphi}(\theta, \varphi) \bar{\theta}', \quad (10г)$$

$$\bar{E}_{\varphi'}(\theta', \varphi') = -E_{\theta}(\theta, \varphi) \bar{\varphi}'.$$

2. Аналіз результатів розрахунків

У роботі всі результати розрахунків і їх аналіз наведені для напівхвильового диполя з геометричною довжиною плеча $l_0 = 2.5$ см на резонансній

довжині хвилі $\lambda_0 = 10$ см. На основі розроблених швидкодіючих алгоритмів і 3D-програм розраховувалися нормовані ДН ортогональних компонент повного поля $F_{\theta'} = 20\lg(|E_{\theta'}(\theta', \varphi')|/|E_{\theta\max}|)$, $F_{\varphi'} = 20\lg(|E_{\varphi'}(\theta', \varphi')|/|E_{\varphi\max}|)$ та їх складових частин (1), діаграми за потужністю $F_p(\theta', \varphi') = 10\lg(|E(\theta', \varphi')|^2 / E(\theta'_{\max}, \varphi'_{\max})^2)$, де квадрат поля $|E(\theta', \varphi')|^2 = |E_{\theta}(\theta', \varphi')|^2 + |E_{\varphi}(\theta', \varphi')|^2$ нормується до квадрата поля E_{\max}^2 у напрямку кутів максимуму випромінювання θ'_{\max} , φ'_{\max} , а також потужність випромінювання $F_p(0^\circ, 0^\circ)$ у напрямку нормалі до екрана ($\theta' = 0^\circ$, $\varphi' = 0^\circ$, рис. 1).

Для визначення оптимальних геометричних розмірів антени, які забезпечуватимуть разом із секторною ДН максимально досяжні коефіцієнт направленої дії (КНД), опір випромінювання, відношення амплітуд випромінювання «назад»/«уперед» до антени, ці характеристики були розраховані в інтервалі значень відстаней між диполем і екраном $h/\lambda_0 = 0.25 \div 0.50$. Обчислення проводилися для квадратного екрана з розміром сторін в інтервалі $L = 1 \div 2\lambda_0$ та для прямокутного екрана з $L = 1.15\lambda_0$ (оптимальний розмір квадратного екрана на резонансній довжині хвилі $\lambda_0 = 10$ см) при відношенні сторін екрана в інтервалі $p = W/L = 0.7 \div 2.0$.

2.1. Залежність ДН ортогональних компонент повного поля і його складових частин від розміру сторони L квадратного екрана

Для розуміння фізики формування секторних ДН проаналізуємо структуру повного поля ортогональних компонентів у головних площинах спостереження (рис. 1). В азимутальній площині $\varphi' = 90^\circ$ отримуємо повне поле випромінювання згідно з (1), (10а), (10г) у вигляді основної та крос-поляризованої компонент

$$E_{\varphi'}(\theta', 90^\circ) = -E_{\theta}(\theta, \varphi) = - \left(\sum_{i=1}^2 E_{\theta\parallel i} \chi_i(90^\circ, \varphi) + \sum_{\kappa=1}^2 \sum_{i=1}^2 E_{\theta\parallel i\kappa} + \sum_{m=3}^4 \sum_{i=1}^2 E_{\varphi\perp im} C_{32m} \chi_{im}(90^\circ, \varphi) \right), \quad (11)$$

$$E_{\theta'}(\theta', 90^\circ) = E_{\varphi}^{\text{ноп}}(\theta, \varphi) = \sum_{m=3}^4 \sum_{i=1}^2 E_{\varphi\perp im} C_{32m} \chi_{im}(90^\circ, \varphi).$$

У меридіональній площині $\varphi' = 0^\circ$, згідно з (1), (10а), (10в), маємо тільки основну компоненту

$$E_{\theta'}(\theta', 0^\circ) = -E_{\theta 1}(\theta, 0^\circ) = - \left(\sum_{i=1}^2 E_{\theta\parallel i} \chi_i(\theta, 0^\circ) + \sum_{\kappa=1}^2 \sum_{i=1}^2 E_{\theta\parallel i\kappa} C_{22\kappa} \chi_{i\kappa}(\theta, 0^\circ) + \sum_{m=3}^4 \sum_{i=1}^2 E_{\varphi\perp im} C_{32m} \right), \quad (12)$$

$$E_{\varphi'}(\theta', 0^\circ) = -E_{\varphi 1}(\theta, 0^\circ) = 0.$$

Зазначимо, що крайові хвилі з бічних крайок екрана ($\kappa = 1, 2, \chi_{\kappa} = 1$) присутні у всій \vec{H} -площині (11), а крайові хвилі з поперечних крайок ($m = 3, 4, \chi_m = 1$) — у всій \vec{E} -площині (12).

Для диполя із квадратним екраном (за умов $p = 1, L = \lambda_0, 1.5\lambda_0, 2\lambda_0$ та $h = 0.33\lambda_0$) на рис. 2 наведено ДН, які розраховані за основними компонентами повного поля $E_{\theta', \varphi'}$ (криві 1, 1', 1'' відповідно до L), їхніми складовими — $E_{\Gamma O}$ (криві 2, 2', 2''), а також за компонентами дифрагованих полів $E_{1,2}$ (криві 3, 3', 3'') від бічних крайок екрана і $E_{3,4}$ (криві 4, 4', 4'') від поперечних крайок у \vec{H} -площині (а) і в \vec{E} -площині (б). У \vec{H} -площині утворюється також крос-поляризована компонента поля $E_{\theta' 3,4}$ (11) від перпендикулярних до диполя крайок 3, 4 в їх області світла. Їх максимальний рівень за цих розмірів антени на межі «світло—тінь» дорівнює $-26, -28, -30$ дБ відповідно.

Визначимо кутові межі областей світла й тіні ГО-поля в \vec{H} - і \vec{E} -площині (рис. 2, а і б, відповідно). Граничні кути θ' областей світла й тіні прямого і відбитого ГО-полів за розмірів антени $L = \lambda_0, 1.5\lambda_0, 2\lambda_0$ і відстані $h = 0.33\lambda_0$ дорівнюють відповідно $\theta' = \pm 34, \pm 22, \pm 18^\circ$ щодо напрямку спостереження $\theta' = 90^\circ$ (тобто в площині екрана). Таким чином, ГО-поле, залежно від розміру екрана, присутнє в інтервалах кутів спостереження $\theta' = 0 \div 124^\circ, \theta' = 0 \div 112^\circ, \theta' = 0 \div 108^\circ$, відповідно (рис. 2, криві 2, 2', 2''). В інтервалах кутів $\theta' = 0 \div 56^\circ, \theta' = 0 \div 68^\circ$ і $8\theta' = 0 \div 72^\circ$ ГО-поле являє собою суперпозицію прямого й відбитого полів. Очевидно, що секторна форма ДН може реалізуватися усередині цих кутових інтервалів за рахунок внеску дифрагованих полів $E_{1,2}$ і $E_{3,4}$ (рис. 2).

Перейдемо до аналізу амплітудних характеристик дифрагованих полів та їх впливу на фор-

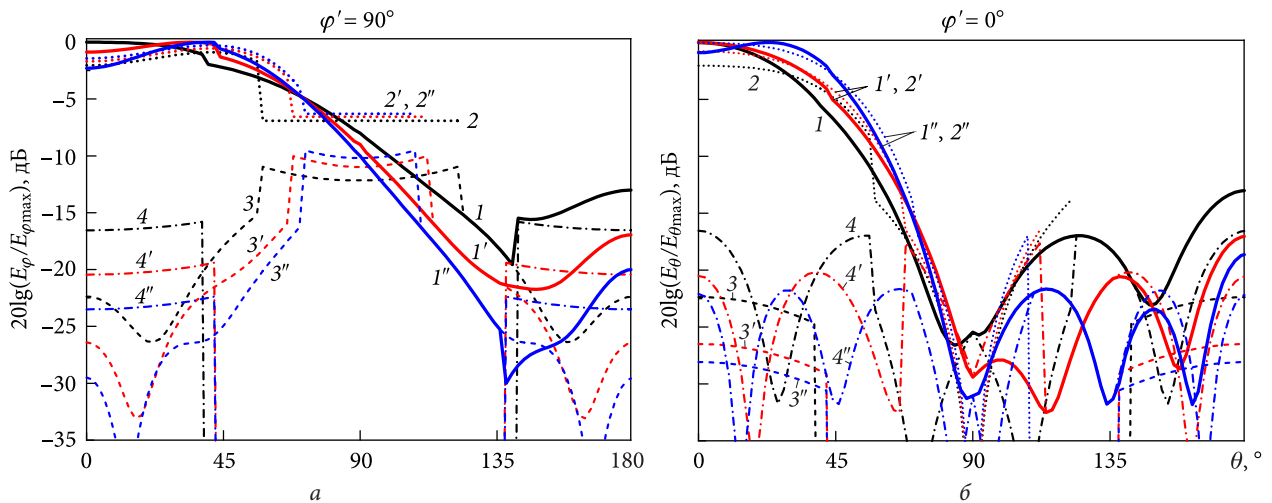


Рис. 2. Діаграми направленості в \vec{H} -площині (а) і \vec{E} -площині (б) диполя з квадратним екраном для головних компонент повного поля $E_{\theta',\varphi'}$ (суцільні криві) і їх окремих частин: ГО (пунктирні), дифрагованих $E_{1,2}$ (штрихові) і $E_{3,4}$ (короткий штрихпунктир) полів за умов $L = \lambda_0$ (криві 1–4), $1.5\lambda_0$ (криві 1'–4') і $2\lambda_0$ (криві 1''–4'') при $h = 0.33\lambda_0$

мування ДН повного поля в \vec{H} - і \vec{E} -площині диполя, розташованого над центром квадратного екрана. Слід зауважити, що у цьому випадку розподіл дифрагованого поля симетричний відносно площини екрана незалежно від його розмірів. Згідно з (2), кути осевого перерізу конусів тіні за умови $h = 0.33\lambda_0$ дорівнюють $\beta = 50.1^\circ$ для $L = \lambda_0$, $\beta = 47.5^\circ$ для $L = 1.5\lambda_0$ і $\beta = 46.5^\circ$ для $L = 2\lambda_0$, відповідно. Так, у \vec{H} -площині ($\varphi' = 90^\circ$) дифраговані поля від крайок 3 і 4 дають внесок у повне поле в кутових інтервалах $\theta' = 0 \div 39.8^\circ$ і $\theta' = 140.1 \div 180^\circ$, $\theta' = 0 \div 42.4^\circ$ і $\theta' = 132.4 \div 180^\circ$, $\theta' = 0 \div 43.4^\circ$ і $\theta' = 136.5 \div 180^\circ$, відповідно до розміру екрана L (рис. 2, а, криві 4, 4', 4''). Видно, що області світла дифрагованих полів $E_{3,4}$ збільшуються зі збільшенням розміру екрана L , а рівень потужності поля зменшується.

Дифраговане поле від крайок екрана 1 і 2 ($E_{1,2}$) у \vec{H} -площині (рис. 2, а, криві 3, 3', 3'') є присутнім при всіх кутах спостереження. Максимум амплітуд має місце в секторі кутів між границями ГО-хвиль. У \vec{E} -площині (рис. 2, б) області «світло—тінь» крайових хвиль від крайок 1, 2 і 3, 4 міняються місцями, якщо екран квадратний. З рис. 2 видно, що при всіх розмірах екрана дифраговані поля $E_{3,4}$ (криві 4, 4', 4'') більші, ніж $E_{1,2}$ (криві 3, 3', 3''). Зі збільшенням розміру екрана амплітуди обох полів у напрямку нормалі до екрана $\theta' = 0^\circ$, $\varphi' = 0^\circ$ зменшуються.

У площині екрана, за умови $\theta' = 90^\circ$, амплітуда $E_{\varphi'}$ -компоненти дифрагованого поля від крайок 1, 2 ($E_{1,2}$) значно збільшується (рис. 2, а, криві 3, 3', 3''). Це веде до зменшення ширини ДН $E_{1,2}$ у кутовій області, де поле складається з ГО-поля й поля $E_{1,2}$. З рис. 2, а видно, що в \vec{H} -площині в інтервалі кутів, де поле є суперпозицією прямого й відбитого полів (криві 2, 2', 2''), з урахуванням постійної значної амплітуди дифрагованих полів $E_{3,4}$ (криві 4, 4', 4''), ДН по повному полю (криві 1, 1', 1'') утворюють секторну форму. У \vec{E} -площині (рис. 2, б) дифраговане поле $E_{3,4}$ значно змінює величину поля в напрямку нормалі до екрана. Проте внаслідок осцилюючої природи ДН (криві 4, 4', 4'') і низьких амплітуд дифрагованого поля $E_{1,2}$ (криві 3, 3', 3'') секторна ДН повного поля формується за умови $h = 0.33\lambda_0$ та більших розмірів екрана $L = 2\lambda_0$ (крива 1'').

Таким чином, з рис. 2, а видно, що в \vec{H} -площині для екранів з $L = \lambda_0$ і $1.5\lambda_0$ за умови $h = 0.33\lambda_0$ (криві 1, 1'), коли відносний рівень потужності в напрямку нормалі до екрана, $F_p(0^\circ, 0^\circ)$, дорівнює 0 і -0.87 дБ, секторна ДН утворюється в інтервалі кутів $\pm 38^\circ$ і $\pm 44^\circ$, відповідно. Для екрана з $L = 2\lambda_0$ рівень потужності зменшується до $F_p(0^\circ, 0^\circ) = -2.3$ дБ. У цьому випадку в \vec{H} -площині утворюється двогорба ДН у секторі кутів $\pm 48^\circ$, і в \vec{E} -площині одержуємо ДН секторної форми при кутах $\pm 36^\circ$ (рис. 2, криві 1'' і 2'').

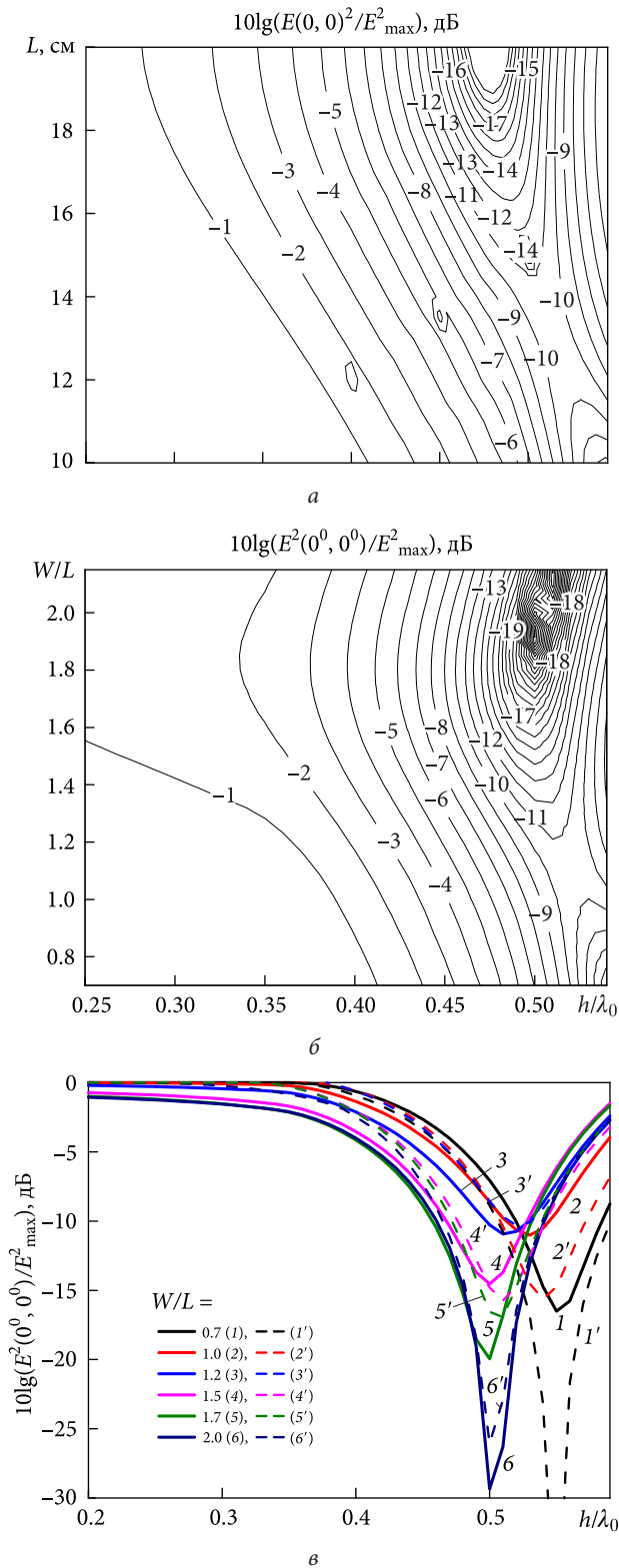


Рис. 3. Лінії однакових значень потужності випромінювання $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ у напрямку нормалі до квадратного (а) і прямокутного (б) екранів; залежності $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ від відстані h/λ_0 для екранів з $L = 1.15\lambda_0$, $W/L = 0.7, 1.0, 1.2, 1.5, 1.7, 2.0$ (суцільні криві 1–6 – за методом РГТД, штрихові криві 1'–6' – за програмою FEKO)

2.2. Залежність рівня потужності випромінювання $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ в напрямку нормалі до квадратного і прямокутного екранів від відстані між диполем та екраном

З аналізу діаграм за потужністю диполя над нескінченним екраном (рис. 1 [12]) установлено, що за відстані між диполем і екраном $h/\lambda_0 = 0.33 \div 0.38$ у \vec{E} - та \vec{H} -площинах формуються секторні ДН із глибиною провалу не більше ніж -3 дБ (від максимальної величини) у напрямку нормалі до екрана. Дослідимо інтервал відстаней «диполь—екран» h/λ_0 для формування ДН секторної форми з урахуванням крайових ефектів залежно від розміру екрана.

На рис. 3, а наведено розраховані лінії однакових значень потужності випромінювання $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ в напрямку нормалі до квадратного екрана в СК $(L, h/\lambda_0)$ у межах $h/\lambda_0 = 0.25 \div 0.55$ і $L/\lambda_0 = 1 \div 2$ з кроком $0.01\lambda_0$ ($\lambda_0 = 10$ см).

Видно, що при $h = 0.5\lambda_0$ для екранів з $L/\lambda_0 = 1.0 \div 1.5$ значення $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ не досягають нуля й залишаються на рівні -10 дБ. За умови $L = 1.5 \div 2.0\lambda_0$ вони зменшуються до -15 дБ. В інтервалі $h = 0.45 \div 0.5\lambda_0$ для $L = 1.5 \div 2.0\lambda$ значення $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ змінюються від -13 до -26 дБ, мінімум має місце при $h = 0.48\lambda$ (рис. 3, а). У табл. 1 наведені значення h/λ_0 залежно від розміру екрана L/λ_0 , за яких рівень потужності випромінювання по нормалі дорівнює $F_P(0^\circ, 0^\circ) = -1$ і -3 дБ. Також наведені розраховані відповідні значення КНД у напрямку нормалі до екрана, $D(0^\circ, 0^\circ)$, опір випромінювання R_Σ та відношення амплітуд випромінювання «назад»/«уперед» до екрана, $V(180^\circ, 0^\circ)$, за таких самих значень h/λ_0 і L .

З рис. 3, а і табл. 1 випливає, що рівень потужності $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ в напрямку нормалі до екрана зі зміною відстані «диполь—екран» зменшується швидше у випадку більших екранів, тобто чим менше L , тим більше інтервал h/λ_0 , у якому глибина провалу $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ менша -3 дБ.

Проаналізуємо вплив відношення сторін прямокутного екрана з $L = 1.15\lambda_0$ на зміну рівня потужності $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ в напрямку нормалі до екрана. На рис. 3, б наведені розраховані лінії однакових значень $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ в СК $(W/L, h/\lambda_0)$ у межах $W/L = 0.75 \div 2.10$ і $h/\lambda_0 = 0.25 \div 0.55$ з кроком $0.01\lambda_0$; на рис. 3, в наведено залежності $F_P(0^\circ, 0^\circ)$ від h/λ_0 у випадках $W/L = 0.7; 1.0; 1.2; 1.5; 1.7; 2.0$ (суцільні

криві 1–6). Для верифікації достовірності отриманих результатів за таких самих параметрів екрана були зроблені також розрахунки методом моментів за пакетом програм ФЕКО (рис. 3, в, пунктирні криві 1'–6'). Значення $F_p(0^\circ, 0^\circ)$ зменшуються повільніше при $W/L = 0.7$ (криві 1, 1'), ніж у випадку квадратного екрана (криві 2, 2'), а при $W/L > 1$ – швидше (криві 3–6). Починаючи з $W/L = 1.5$ (криві 4–6), мінімум має місце при $h = 0.5\lambda_0$, де змінюється від -15 до -32 дБ. З порівняння розрахованих кривих 1–6 і 1'–6' видно однакову динаміку зміни рівнів потужності $F_p(0^\circ, 0^\circ)$ і положення їх мінімумів.

2.3. Залежність форми ДН в \vec{H} - і \vec{E} -площинах від відстані між диполем та екраном квадратної і прямокутної форми

Розглянемо формування секторних ДН за потужністю у випадках диполя з квадратними екранами з $L = \lambda$ (рис. 4, а) і $L = 1.5\lambda$ (рис. 4, б) для шести відстаней диполя h , які відповідають зменшенню рівня $F_p(0^\circ, 0^\circ)$ на 1 дБ, в \vec{E} -площині (криві 1–6) і \vec{H} -площині (криві 1'–6'). Класичним ДН при $h = 0.25\lambda_0$ відповідають криві 1, 1'. За критерієм $F_p(0^\circ, 0^\circ)$ менше -3 дБ, секторна ДН формується у випадку екрана з $L = \lambda_0$ в інтервалі $h = 0.41 \div 0.45\lambda_0$ (рис. 4, а), екрана з $L = 1.25\lambda_0$ при $h = 0.37 \div 0.42\lambda_0$ і екрана з $L = 1.5\lambda_0$ при $h = 0.31 \div 0.39\lambda_0$ (рис. 4, б). У \vec{H} -площині ДН набуває двогорбої форми при кутах $\theta' = \pm 70^\circ$, а в \vec{E} -площині при $\theta' = \pm 45^\circ$ – секторної форми із близькою до плоскої вершиною (криві 4, 4'). Розривність на границях «світло–тінь» полів $E_{Г0}$, $E_{1,2}$ і $E_{3,4}$ (рис. 2) приводить до стрибків рівнів ДН повного поля, які зменшуються зі збільшенням розміру екрана (рис. 4).

Для верифікації отриманих результатів щодо формування секторних ДН диполем з екраном скінченних розмірів при зміні відстані між ними розраховано ДН для таких самих відстаней і розмірів квадратного екрана за програмою ФЕКО. На рис. 5 наведено порівняння секторних ДН в \vec{E} - і \vec{H} -площинах диполя, відповідних $h/\lambda_0 = 0.435$ і 0.47 для екранів з $L = \lambda_0$ (рис. 5, а) та $h/\lambda_0 = 0.365$ і 0.41 у разі екрана з $L = 1.5\lambda_0$ (рис. 5, б), розрахованих за методом РГТД (суцільні криві 1, 2 і штрихпунктирні 1', 2'), з ДН, розрахованими за програмою ФЕКО (штрихові і пунктирні криві відповідно). Обрані відстані h між дипо-

лем і екраном відповідають рівням потужності $F_p(0^\circ, 0^\circ) = -2$ і -4 дБ відповідно і залежать від розміру екрана: h менші при $L = 1.5\lambda_0$ (рис. 5, б). Видно, що для $L = \lambda_0$ (рис. 5, а) рівні $F_p(0^\circ, 0^\circ) = -2$ дБ збігаються за умови $h = 0.435\lambda_0$, а для $L = 1.5\lambda_0$ (рис. 5, б) рівні практично збігаються в обох випадках. Таким чином, кращий збіг розрахованих ДН маємо при більшому розмірі екрана, що підтверджує достовірність отриманих результатів.

Дослідимо вплив відношення сторін $p = W/L$ прямокутного екрана на зміну форми ДН диполя в площинах векторів \vec{E} ($\varphi' = 0^\circ$) і \vec{H} ($\varphi' = 90^\circ$). На рис. 6 наведені ДН диполя з екраном $L = 1.15\lambda_0$ для різних $p = 0.7, 1, 1.2, 1.5, 1.7$ і 2.0 при віддаленні диполя від екрана на $h/\lambda_0 = 0.35$ (рис. 6, а, б), 0.4 (рис. 6, в, г), 0.45 (рис. 6, д, е), 0.5 (рис. 6, ж, и).

Порівнюючи діаграми направленості для прямокутного ($L = 1.15\lambda_0$, рис. 6, а, б) і квадратного ($L = \lambda_0$, рис. 4, а, $h = 0.435\lambda_0$) екранів, зазначимо, що вже при $h = 0.35\lambda_0$ і $W/L = 1.2$ формується секторна форма ДН з провалом до -1 дБ (крива 3), а при $W/L = 1.5$ – з провалом до -2 дБ (крива 4). За умови $h = 0.45\lambda_0$ (рис. 6, д, е) секторна форма ДН з таким же провалом формується при $W/L = 0.7$ (крива 1). З рис. 6, ж видно, що при $h = 0.5\lambda_0$ значення потужності поля у напрямку передньої нормалі до екрана не досягають нуля, а визначаються рівнем дифрагованого випромінювання, який збігається з рівнем у напрямку $\varphi' = 180^\circ$.

Для верифікації формування секторних ДН залежно від форми екрана розраховано також подібні ДН за програмою ФЕКО, які надано для порівняння на рис. 7 для диполя з прямокутним екраном при $L = 1.15\lambda_0$, $h = 0.35\lambda_0$ і $W/L = 0.7, 1.0, 1.2$ у головних площинах спостереження.

Видно, що рівні дифрагованих полів у напрямку $\varphi' = 180^\circ$ на штрихових і штрихпунктирних кривих, розрахованих за програмою ФЕКО, відрізняються від рівнів на кривих 1 і 3, і хоч у напрямку передньої нормалі до екрана на пунктирній кривій з'являється провал при $W/L = 1.2$, однак він менший від провалу на кривій 3.

2.4. КНД, опір випромінювання й коефіцієнт захисної дії диполя із квадратним та прямокутним екраном

Для визначення оптимальних розмірів екрана й відстані від диполя до екрана, які забезпечуватимуть разом із секторною ДН, максималь-

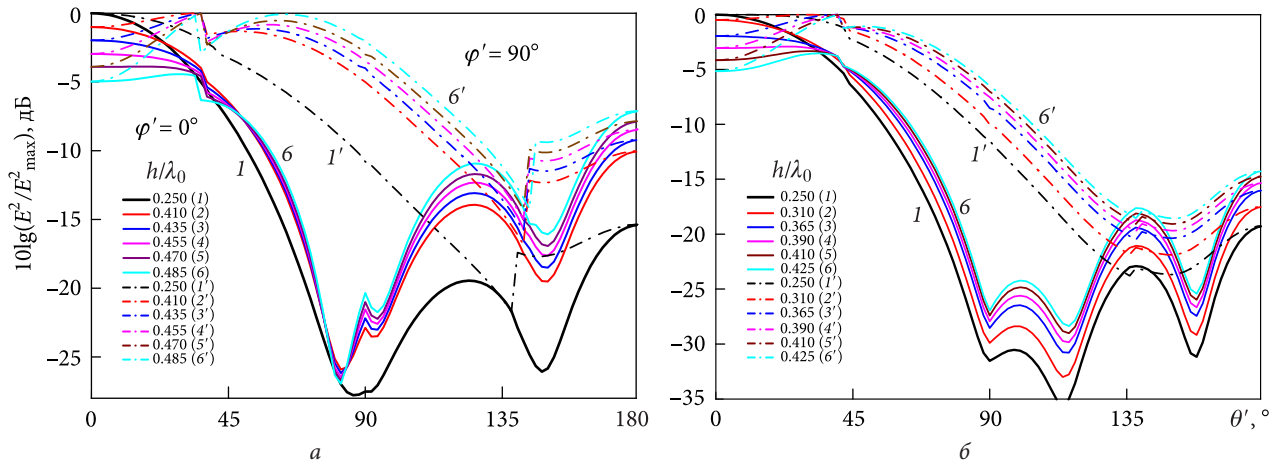


Рис. 4. Діаграми направленості диполя з квадратним екраном з $L = \lambda_0$ (а) і $L = 1.5\lambda_0$ (б) в \vec{E} -площині (суцільні криві 1–6) і в \vec{H} -площині (штрихпунктирні криві 1'–6') для h , що відповідають зменшенню рівня $F_p(0^\circ, 0^\circ)$ на 1 дБ

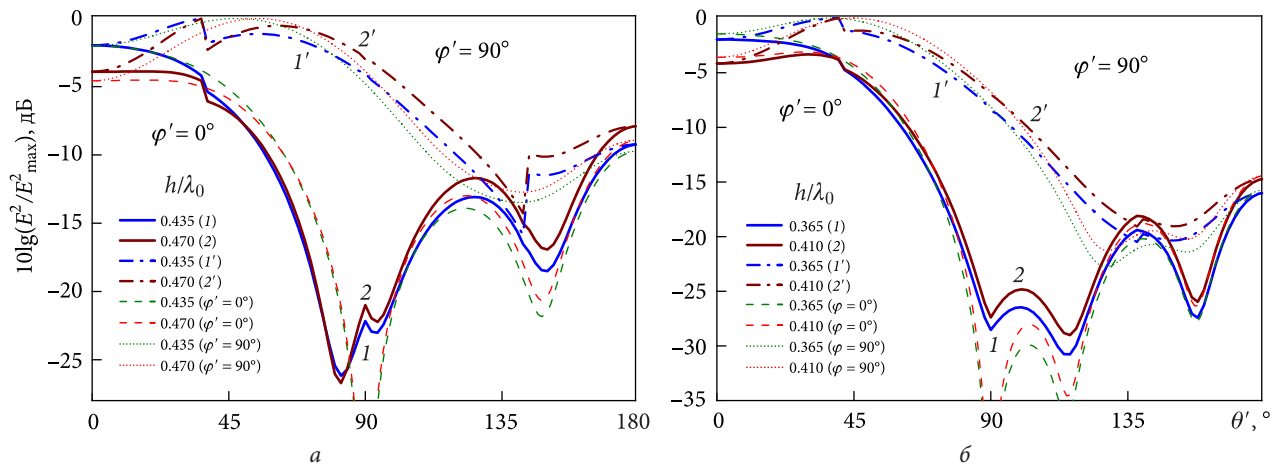


Рис. 5. До порівняння ДН в \vec{E} - і \vec{H} -площинах диполя з квадратним екраном за умови $L = \lambda_0$, $h/\lambda_0 = 0.435$ і 0.47 (а) та $L = 1.5\lambda_0$, $h/\lambda_0 = 0.365$ і 0.41 (б), розрахованих за методом РГД (суцільні 1, 2 і штрихпунктирні криві 1', 2') та за програмою FEKO (штрихові та пунктирні криві відповідно)

Таблиця 1. Параметри антени «диполь — квадратний екран» із секторною ДН для $F_p(0^\circ, 0^\circ) = -1$ і -3 дБ

Параметр антени	Розмір екрана L				
	λ_0	$1.25\lambda_0$	$1.5\lambda_0$	$2\lambda_0$	∞
<i>Рівень потужності $F_p(0^\circ, 0^\circ) = -1$ дБ</i>					
h/λ_0	0.41	0.375	0.31	0.28	0.325
$D(0^\circ, 0^\circ)$	3.44	4.09	5.11	4.29	3.87
$V(180^\circ, 0^\circ)$, дБ	-9.03	-12.58	-17.00	-18.22	—
R_Σ , Ом	95.12	95.94	96.86	93.77	98.34
<i>Рівень потужності $F_p(0^\circ, 0^\circ) = -3$ дБ</i>					
h/λ_0	0.455	0.425	0.39	0.345	0.375
$D(0^\circ, 0^\circ)$	2.04	2.45	2.70	2.63	2.50
$V(180^\circ, 0^\circ)$, дБ	-5.5	-9.0	-12.25	-16.7	—
R_Σ , Ом	90.89	87.22	85.29	86.07	85.66

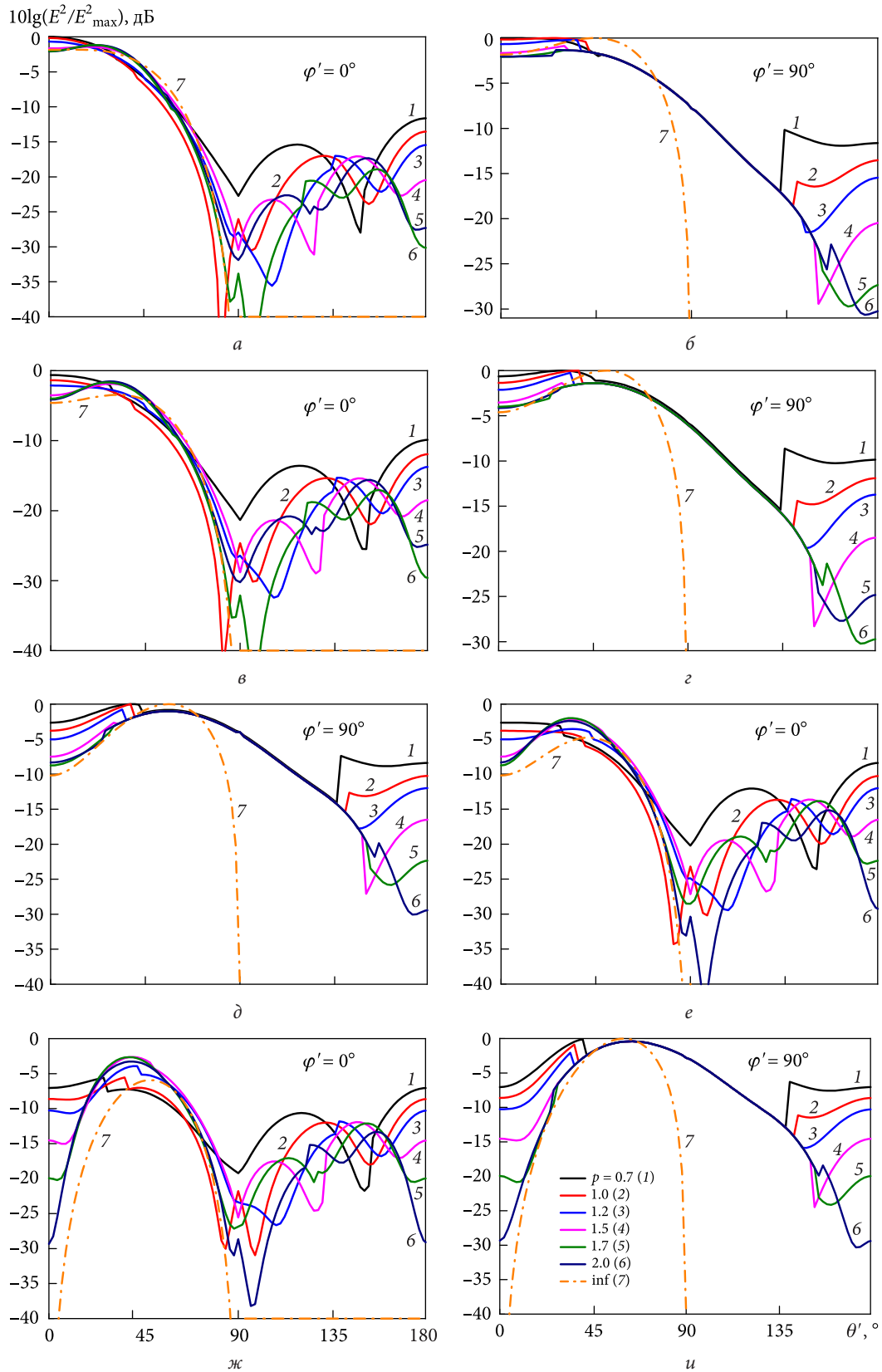


Рис. 6. Діаграми направленості диполя з прямокутним екраном з $L = 1.15\lambda_0$ залежно від $p = 0.7, 1.0, 1.2, 1.5, 1.7$ і 2.0 (криві 1–6, крива 7 – нескінченний екран) для $h/\lambda_0 = 0.35$ (а, б), 0.4 (в, г), 0.45 (д, е), 0.5 (ж, и)

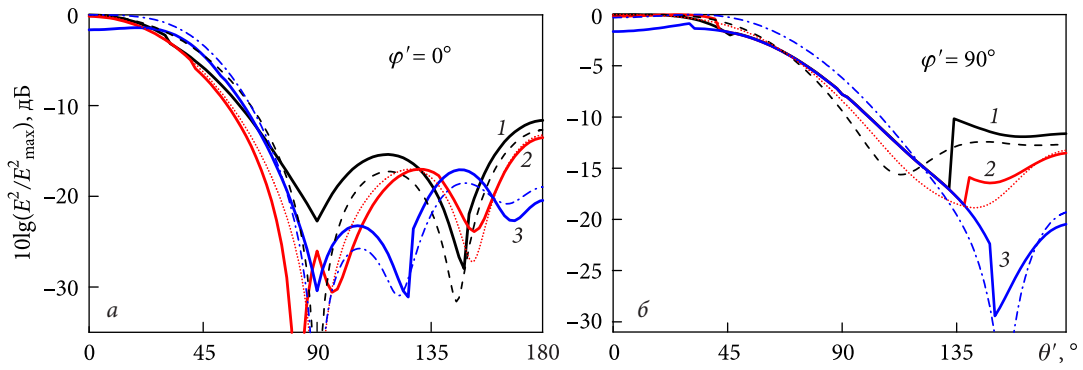


Рис. 7. До порівняння ДН диполя з прямокутним екраном, розрахованих при $W/L = 0.7, 1.0, 1.2$ за методом РГТД (суцільні криві 1, 2, 3 відповідно) та за програмою FEKO (штрихові, пунктирні і штрихпунктирні криві відповідно) у площинах $\varphi' = 0^\circ$ (а) та $\varphi' = 90^\circ$ (б)

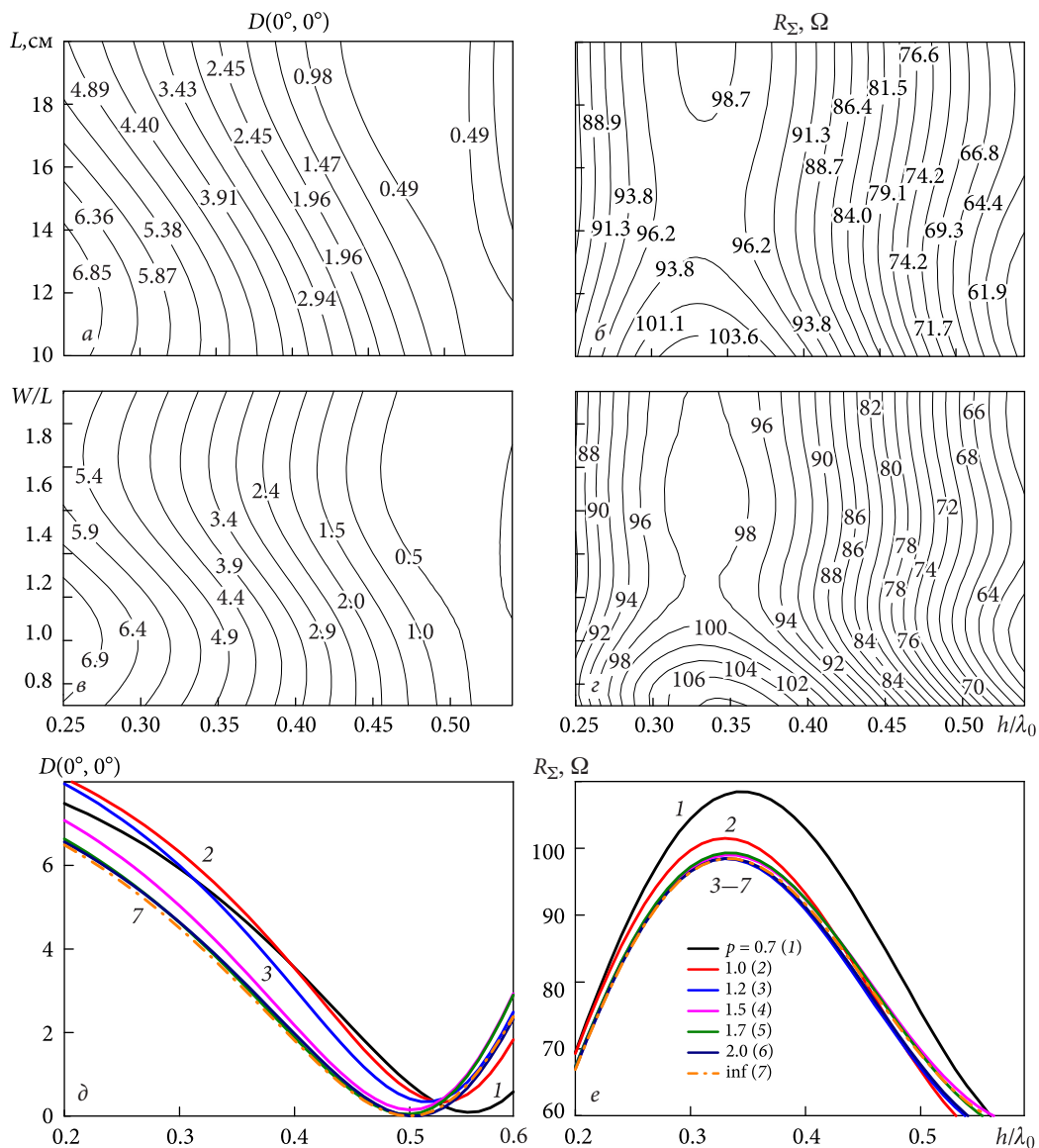


Рис. 8. Лінії однакових значень $D(0^\circ, 0^\circ)$ і R_Σ для квадратного екрана у СК ($L, h/\lambda_0$) (а, б) і прямокутного екрана з $L = 1.15\lambda_0$ в СК ($W/L, h/\lambda_0$) (в, г); залежності $D(0^\circ, 0^\circ)$ (д) і R_Σ (е) від h/λ_0 для екранів з $L = 1.15\lambda_0$ і $p = 0.7, 1.0, 1.2, 1.5, 1.7$ і 2.0 (криві 1–6, крива 7 – нескінченний екран) (д, е)

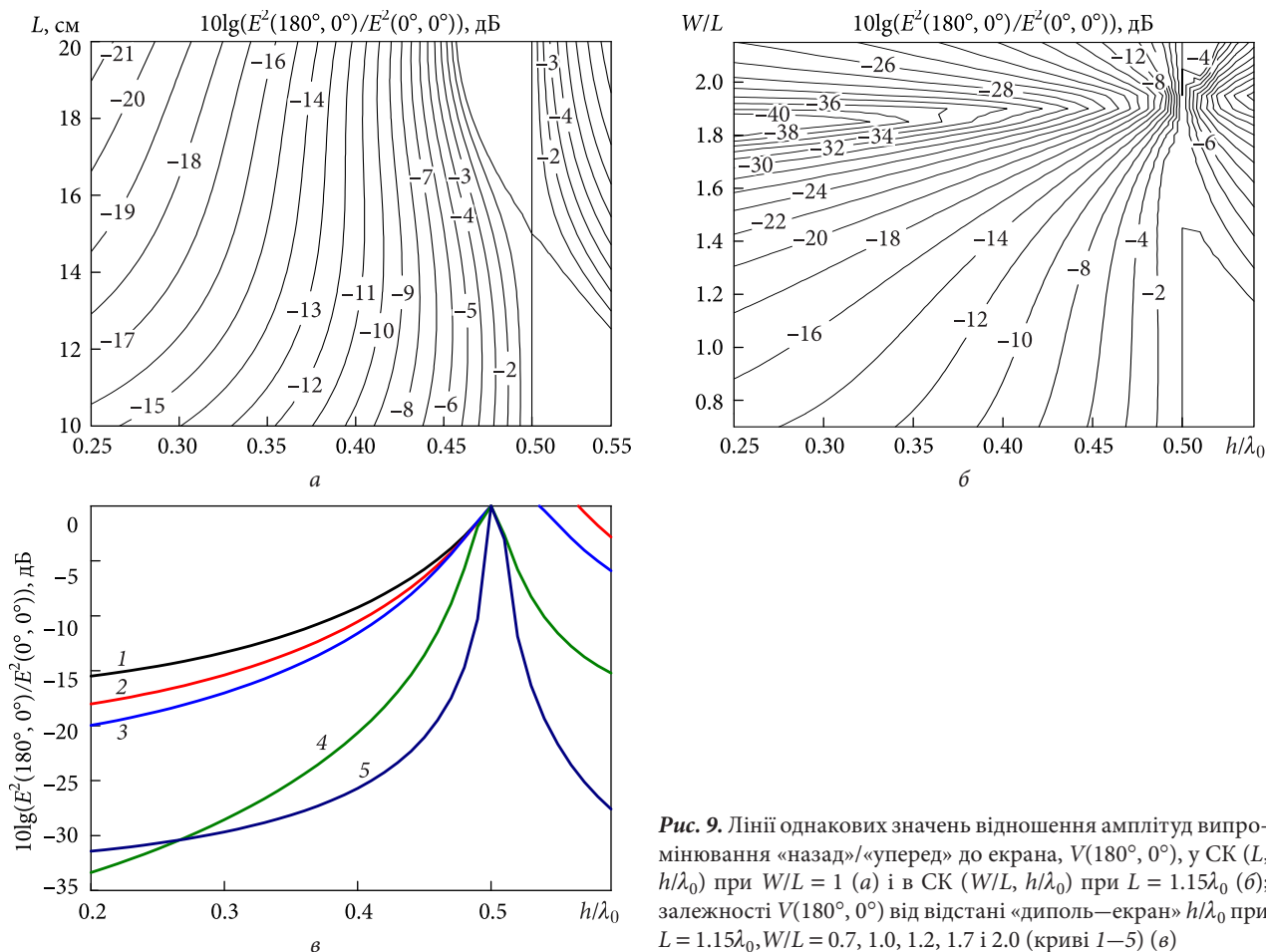


Рис. 9. Лінії однакових значень відношення амплітуд випромінювання «назад»/«уперед» до екрана, $V(180^\circ, 0^\circ)$, у СК ($L, h/\lambda_0$) при $W/L = 1$ (а) і в СК ($W/L, h/\lambda_0$) при $L = 1.15\lambda_0$ (б); залежності $V(180^\circ, 0^\circ)$ від відстані «диполь—екран» h/λ_0 при $L = 1.15\lambda_0, W/L = 0.7, 1.0, 1.2, 1.7$ і 2.0 (криві 1–5) (в)

Таблиця 2. Значення $D(0^\circ, 0^\circ)$, $V(180^\circ, 0^\circ)$, R_Σ диполя з квадратним екраном за умови $h \in h/\lambda_0 = 0.33 \div 0.45$

Параметр антени	L/λ_0				
	1.0	1.25	1.5	2.0	$L = \infty$
$D(0^\circ, 0^\circ)$	$5.6 \div 2.2$	$5.4 \div 1.7$	$4.6 \div 0.9$	$3.0 \div 0.2$	$3.7 \div 0.6$
$V(180^\circ, 0^\circ)$, дБ	$-13.0 \div -6.0$	$-14.9 \div -6.6$	$-16.0 \div -6.1$	$-17.7 \div -2.5$	—
R_Σ , Ом	$105.2 \div 84.0$	$99.6 \div 79.1$	$97.7 \div 79.5$	$99.2 \div 82.0$	$98.5 \div 80.0$

но досяжні КНД у напрямку нормалі до екрана $D(0^\circ, 0^\circ)$, опір випромінювання R_Σ і коефіцієнт захисної дії, автори розробили швидкодіючі алгоритми й програми на основі формул з [11]. На рис. 8 наведені лінії однакових значень КНД ($D(0^\circ, 0^\circ) = 120|E(0^\circ, 0^\circ)|^2/R_\Sigma$) і опору випромінювання R_Σ в СК ($L, h/\lambda_0$) у випадку квадратного екрана (а, б), і в СК ($W/L, h/\lambda_0$) у разі прямокутного екрана (в, г). З рис. 8, а, в випливає, що у межах $h/\lambda_0 = 0.25 \div 0.5$ і $L/\lambda_0 = 1 \div 2$ на резонансній довжині хвилі $\lambda_0 = 10$ см максимальна величина

$D_{\max}(0^\circ, 0^\circ) = 7.32$ має місце за умови $L = 1.15\lambda_0, W/L = 1$ і $h = 0.25\lambda_0$. Резонанс опору випромінювання (рис. 8, б, г), $R_\Sigma = 108$ Ом, має місце у випадку екрана з $L = 1.15\lambda_0$ при $W/L = 0.7$ і $h_{\text{опт}}/\lambda_0 = 0.35$. Видно, що для екранів з $L/\lambda_0 = 1 \div 1.5$ і $h = 0.5\lambda_0$ значення $D(0^\circ, 0^\circ)$ не досягають нуля. Залежності $D(0^\circ, 0^\circ)$ і R_Σ від відстані h/λ_0 у випадку квадратного екрана з $L/\lambda_0 = 1.0, 1.25, 1.5, 2.0$ надано у [12]. У цій роботі на рис. 8, д, е наведено залежності $D(0^\circ, 0^\circ)$ і R_Σ від h/λ_0 для прямокутного екрана з $L = 1.15\lambda_0$ і $p = W/L = 0.7, 1.0, 1.2, 1.5, 1.7$ і 2.0 .

Значення КНД, $D(0^\circ, 0^\circ)$, і R_Σ для квадратного екрана з $L/\lambda = 1.0, 1.25, 1.5, 2.0$ при h/λ_0 , які забезпечують рівень потужності в напрямку нормалі до екрана $F_p(0^\circ, 0^\circ)$ відповідно -1 і -3 дБ, наведені в табл. 1. Зауважимо, що при $h/\lambda_0 = 0.25 \div 0.125$ значення $D(0^\circ, 0^\circ)$ і КНД у напрямку максимального випромінювання $D(\theta'_{\max}, \varphi'_{\max})$ збігаються, а при $h/\lambda_0 = 0.25 \div 0.5$ значення D_{\max} збільшуються при кутах $\theta'_{\max} = 0 \div 60^\circ$ у площині спостереження $\varphi' = 90^\circ$ [12].

Також важливим параметром дипольної антени з екраном є коефіцієнт захисної дії (КЗД) [11], який визначається відношенням амплітуд електричного поля в напрямках нормалей «назад», $E(180^\circ, 0^\circ)$, і «уперед», $E(0^\circ, 0^\circ)$, до екрана:

$$V(180^\circ, 0^\circ) = 20 \lg(|E(180^\circ, 0^\circ)| / |E(0^\circ, 0^\circ)|). \quad (13)$$

На рис. 9, а, б наведено лінії однакових значень відношення амплітуд випромінювання «назад»/«уперед» до екрана, $V(180^\circ, 0^\circ)$, у СК ($L, h/\lambda_0$) при $W/L = 1$ (а) і в СК ($W/L, h/\lambda_0$) при $L = 1.15\lambda$ (б). На рис. 9, в подано відповідні залежності $V(180^\circ, 0^\circ)$ від відстані диполя до екрана $h/\lambda_0 = 0.25 \div 0.5$ у випадках $W/L = 0.7, 1.0, 1.2, 1.7$ і 2.0 за умови $L = 1.15\lambda_0$.

Як видно, значення $V(180^\circ, 0^\circ)$ значно збільшуються з віддаленням диполя від екрана при постійному розмірі екрана L і тим швидше, чим більше L (рис. 9, а). Починаючи з $h/\lambda_0 = 0.35$, $V(180^\circ, 0^\circ)$ слабко залежить від розміру екрана. Значення $V(180^\circ, 0^\circ)$ у випадках екрана з $L = 10, 12.5, 15, 20$ см при h/λ_0 , відповідним до рівнів $F_p(0^\circ, 0^\circ) = -1$ і -3 дБ, наведені в табл. 1.

Таким чином, з аналізу рис. 4–9 установлено, що рівень потужності в напрямку нормалі до квадратного екрана $F_p(0^\circ, 0^\circ)$, коли відстань «диполь—екран» лежить в інтервалі $h/\lambda_0 = 0.3 \div 0.45$, зменшується швидше при більших екранах (рис. 4). Тим часом, у випадку екранів з $L = 10 \div 15$ см при $h = 0.5\lambda_0$ значення $F_p(0^\circ, 0^\circ)$ не

падає до нуля, а залишається не меншим -10 дБ. Коефіцієнт захисної дії зменшується зі збільшенням відстані h і наближенням до $h = 0.5\lambda_0$. За умови $h < 0.3\lambda_0$ він збільшується зі збільшенням розміру квадратного екрана (рис. 9, а), а при $h > 0.3\lambda_0$ КЗД не залежить від розміру екрана.

Для вибору оптимальних геометричних розмірів антени із секторною ДН (рис. 4), тобто при відстанях «диполь—екран» h з інтервалу $h/\lambda_0 = 0.33 \div 0.55$, разом з табл. 1 наведемо табл. 2 із відповідними інтервалами значень КНД у напрямку нормалі $D(0^\circ, 0^\circ)$, відношення амплітуд випромінювання «назад»/«уперед» до екрана $V(180^\circ, 0^\circ)$, опору випромінювання R_Σ з рис. 8, 9.

Висновки

Досліджено умови формування секторних ДН дипольними антенами, розташованими паралельно до площин квадратного або прямокутного ідеально провідних екранів. На основі розвинених швидкодіючих алгоритмів і програм розраховано ДН за потужністю напівхвильового диполя, КНД, опір випромінювання й відношення амплітуд випромінювання «назад»/«уперед» до екрана залежно від розмірів екрана і відстані між екраном та диполем $h/\lambda_0 = 0.33 \div 0.55$. Доведено, що дипольна антена формує секторні ДН в передньому півпросторі при відстані диполя від екрана в межах від 0.30 до 0.45 довжини хвилі диполя залежно від розмірів екрана. У \vec{E} -площині секторна ДН із провалом не більше -3 дБ формується в секторі кутів 80° . У \vec{H} -площині двогорба ДН приблизно у два рази ширша. Отримані результати розрахунку максимально досяжних електродинамічних характеристик антени дозволяють знайти оптимальні для конкретного застосування геометричні параметри антени із секторною ДН. Достовірність отриманих результатів підтверджена їх порівнянням з результатами розрахунку за програмою FEKO.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Balanis C.A. *Antenna Theory: Analysis and Design*. 4th ed. NJ: John Wiley & Sons, Inc, 2016.
2. Huang H., Li X., Liu S., and Liu Y. A New Method of Antenna Height Reduction Based on Half-Sized Full-Wave Dipole. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 2023. Vol. 71, Iss. 8. P. 6936–6940. DOI: 10.1109/TAP.2023.3274291
3. Huang H., Li X., and Liu Y. A Wideband Directional Antenna Based on Hybrid Mode Dipole. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 2023. Vol. 71, Iss. 9. P. 7615–7619. DOI: 10.1109/TAP.2023.3298135

4. Pollayi L., and Krishna D.R. Design and Analysis of Wideband Cross Dipole Antenna with Bent Arms for Base Station Applications. *Prog. Electromagn. Res. C (PIERC)*. 2024. Vol. 139. P. 119–127. DOI: 10.2528/PIERC23061104
5. Seki M., and Cho K. A Design of Dual-Band Dipole Antenna with Reflector and FSR using Genetic Algorithm. *2020 Proc. Int. Symp. Antennas and Propagation (ISAP)*. Osaka, Japan, 25–28 Jan. 2020. P. 479–480. DOI: 10.23919/ISAP47053.2021.9391217
6. Tanizawa Y., and Cho K. Mutual influence reduction of dual band reflector backed dipole antenna using edge folded FSR. *2016 Proc. Int. Symp. Antennas and Propagation (ISAP)*, Okinawa, Japan, 24–28 Oct. 2016. P. 290–291.
7. Hasegawa M., Cho K., and Ando A. Dual-band horizontally polarized sector antenna using frequency selective reflector and bent dipole element. *2017 Proc. Int. Symp. Antennas and Propagation (ISAP)*. Phuket, Thailand, 9–14 July 2017. P. 1–2. DOI: 10.1109/ISANP.2017.8229000
8. Ye L.H., Zhang X.Y., Gao Y., and Xue Q. Wideband Dual-Polarized Four-Folded-Dipole Antenna Array With Stable Radiation Pattern for Base-Station Applications. *IEEE Trans. Antennas Propag.* 2020. Vol. 68, Iss. 6. P. 4428–4436. DOI: 10.1109/TAP.2020.2969749
9. Ye L.H., Li Y.J., and Wu D.-L. Dual-Wideband Dual-Polarized Dipole Antenna with T-Shaped Slots and Stable Radiation Pattern. *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 2022. Vol. 12, Iss. 3. P. 610–614. DOI: 10.1109/LAWP.2021.3139454
10. Єлісеєва Н.П., Бердник С.Л., Горобець М.М. Електродинамічні характеристики полів двох ортогональних пар синфазно збуджених імпедансних диполів, розташованих паралельно до квадратного екрана. *Вісті вищих навчальних закладів. Радіоелектроніка*. 2023. Т. 66, № 10. С. 580–595. DOI: 10.20535/S0021347023080034
11. Єлісеєва Н.П., Горобець М.М. Дифракція випромінювання дротової антени на прямокутних і куткових екранах. Харків: ХНУ імені В.Н. Каразіна, 2009. 380 с.
12. Yeliseyeva N., Gorobets N., Gorobets A. Forming a Sector Radiation Pattern of a Dipole Antenna Placed Parallel to Metal Square Screen. *2023 IEEE 28th Int. Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED)*: proc. Tbilisi, Georgia, 11–13 Sept. 2023. P. 68–72. DOI: 10.1109/DIPED59408.2023.10269518

Стаття надійшла 28.12.2023

REFERENCES

1. Balanis, C.A., 2016. *Antenna Theory: Analysis and Design*. 4th ed. NJ: John Wiley & Sons, Inc.
2. Huang, H., Li, X., Liu, S., and Liu, Y., 2023. A New Method of Antenna Height Reduction Based on Half-Sized Full-Wave Dipole. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **71**(8), pp. 6936–6940. DOI: 10.1109/TAP.2023.3274291
3. Huang, H., Li, X., and Liu, Y., 2023. A Wideband Directional Antenna Based on Hybrid Mode Dipole. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **71**(9), pp. 7615–7619. DOI: 10.1109/TAP.2023.3298135
4. Pollayi, L., and Krishna, D.R., 2024. Design and Analysis of Wideband Cross Dipole Antenna with Bent Arms for Base Station Applications. *Prog. Electromagn. Res. C (PIERC)*, **139**, pp. 119–127. DOI: 10.2528/PIERC23061104
5. Seki, M., and Cho, K., 2020. A Design of Dual-Band Dipole Antenna with Reflector and FSR using Genetic Algorithm. In: *2020 Proc. Int. Symp. Antennas and Propagation (ISAP)*. Osaka, Japan, 25–28 Jan. 2020, pp. 479–480. DOI: 10.23919/ISAP47053.2021.9391217
6. Tanizawa, Y., and Cho, K., 2016. Mutual influence reduction of dual band reflector backed dipole antenna using edge folded FSR. In: *2016 Proc. Int. Symp. Antennas and Propagation (ISAP)*. Okinawa, Japan, 24–28 Oct. 2016, pp. 290–291.
7. Hasegawa, M., Cho, K., and Ando, A., 2017. Dual-band horizontally polarized sector antenna using frequency selective reflector and bent dipole element. In: *2017 Proc. Int. Symp. Antennas and Propagation (ISAP)*. Phuket, Thailand, 9–14 July 2017, pp. 1–2. DOI: 10.1109/ISANP.2017.8229000
8. Ye, L.H., Zhang, X.Y., Gao, Y., and Xue, Q., 2020. Wideband Dual-Polarized Four-Folded-Dipole Antenna Array With Stable Radiation Pattern for Base-Station Applications. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **68**(6), pp. 4428–4436. DOI: 10.1109/TAP.2020.2969749
9. Ye, L.H., Li, Y.J., and Wu, D., 2022. Dual-Wideband Dual-Polarized Dipole Antenna with T-Shaped Slots and Stable Radiation Pattern. *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, **12**(3), pp. 610–614. DOI: 10.1109/LAWP.2021.3139454
10. Yeliseyeva, N.P., Berdnyk, S.L., and Horobets, M.M., 2023. Electrodynamical Characteristics of Fields Developed by Two Orthogonal Pairs of Impedance Dipoles Excited In-Phase and Put Parallel to a Square Screen. *Radioelectronics and Communications Systems*, **66**(10), pp. 580–595 (in Ukrainian). DOI:10.20535/S0021347023080034
11. Yeliseyeva, N.P., and Horobets, M.M., 2009. *Diffraction of Wire Antenna Radiation by Rectangular and Corner Screens*. Kharkiv, Ukraine: V.N. Karazin Kharkiv National University Publ. (in Ukrainian).
12. Yeliseyeva, N., Gorobets, N., Gorobets, A., 2023. Forming a Sector Radiation Pattern of a Dipole Antenna Placed Parallel to a Metal Square Screen. In: *2023 IEEE 28th Int. Seminar/Workshop on Direct and Inverse Problems of Electromagnetic and Acoustic Wave Theory (DIPED)*: proc. Tbilisi, Georgia, 11–13 Sept. 2023, pp. 68–72. DOI: 10.1109/DIPED59408.2023.10269518

Received 28.12.23

M.M. Gorobets, N.P. Yeliseyeva, S.L. Berdnyk, O.M. Horobets

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

DIPOLE ANTENNAS WITH A SECTOR-SHAPED RADIATION PATTERN

Subject and Purpose. The directivity characteristics of a dipole antenna when it is placed above and parallel to a perfectly conducting screen of rectangular shape are considered, aiming to theoretically study dipole antennas with sector-shaped radiation patterns (RP) formed by choosing the optimal electrical dimensions of the screen and the distance between the dipole and the screen.

Methods and Methodology. The problem of the dipole radiation field diffraction by the edges of a rectangular screen is solved by the method of the uniform geometric theory of diffraction. The diffracted fields developed at the screen edges are calculated using the uniform asymptotics obtained from the rigorous solution of the model problem of the dipole field diffraction by the edge of a perfectly conducting half-plane.

Results. The algorithms and calculation programs developed allow studying the electrodynamic characteristics of the antenna over a wide range of screen electrical dimensions and distances between the dipole and the screen. Radiation patterns, directivity in a path normal to the screen and in directions of maximum radiation, radiation resistance, and protective ratio have been calculated across a broad range of screen dimensions and distances between the dipole and the screen. It has been observed that the antenna of the kind forms sector-shaped radiation patterns when the distance between the dipole and the screen is 0.30 to 0.45 of the resonant wavelength of the dipole. The obtained results have been confirmed by the calculations using the FEKO program.

Conclusions. It has been shown that the considered dipole antenna forms sector-shaped radiation patterns when the distance between the dipole and the screen is 0.30 to 0.45 of the dipole resonant wavelength depending on the screen dimensions. The obtained calculation results for the maximum achievable electrodynamic characteristics allow us to find optimal geometric parameters of the antenna with a sector-shaped pattern for a particular application.

Keywords: *uniform geometric theory of diffraction, dipole, rectangular screen, diffracted field, sector-shaped radiation pattern, directivity, radiation resistance.*