

Н.П. Єлісеєва, С.Л. Бердник, В.О. Катрич

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

4, пл. Свободи, Харків, 61022, Україна

E-mail: nadezhda.p.yeliseyeva@karazin.ua

Резонансні властивості імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідному прямокутному екрані

Предмет і мета роботи – визначення залежності поверхневого імпедансу, опору випромінювання та вхідного імпедансу резонансного монополя з електричною довжиною $0,2 \leq l/\lambda \leq 0,3$, розташованого на ідеально провідній площині і на прямокутному екрані, від довжини та товщини монополя; дослідження впливу розмірів сторін екрана на резонансні характеристики та коефіцієнт спрямованої дії імпедансного монополя.

Методи і методологія роботи. Для розв'язання тривимірної векторної задачі дифракції поля імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідному прямокутному екрані, застосовується метод рівномірної геометричної теорії дифракції з використанням асимптотичних виразів для дифрагованих полів та електричного струму тонкого імпедансного диполя, розташованого у вільному просторі.

Результати роботи. З урахуванням дифракційних ефектів на крайках квадратного екрана розраховано резонансні значення поверхневого імпедансу монополів за умови максимальної амплітуди електричного поля, відповідні значення опору випромінювання та коефіцієнта спрямованої дії монополя. Встановлено, що при розмірах екрана більші ніж дві довжини хвилі крайові ефекти слабо впливають на резонансні характеристики монополя. Максимальні значення опору випромінювання мають місце на квадратних екранах з розміром сторони $L/\lambda = 0,9 \dots 0,95$. Перший максимум коефіцієнта спрямованої дії має місце за умови $L/\lambda = 1,2 \dots 1,3$. Верифікацію отриманих результатів проведено за допомогою розрахунків у програмі *Feko*.

Висновок. Розв'язано тривимірну векторну задачу дифракції поля імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідному прямокутному екрані. Розроблено програми для визначення резонансних характеристик і діаграм направленості випромінювальної системи. Обравши оптимальні розміри екрана, можна збільшити коефіцієнт спрямованої дії та опір випромінювання резонансного монополя довжиною $l = 0,2\lambda$ на 24 і 38 % відповідно порівняно зі значеннями для нескінченного екрана. Лл. 8. Табл.: 1. Бібліогр.: 10 назв.

Ключові слова: прямокутний екран, резонансний монопол, поверхневий імпеданс, амплітуда поля, опір випромінювання, вхідний імпеданс, коефіцієнт спрямованої дії.

Мініатюризація антен, зокрема, на мобільних об'єктах (літак, корабель, автомобіль, тощо) є актуальною проблемою. Для її вирішення використовують несиметричні диполі (монополі) [1–5]. Застосування імпедансних монополів дозволяє зменшити довжину антени. Як відомо, струм в імпедансному монополі довжиною l , розташованому на ідеально провідній площині, дорівнює струму в плечі симетричного імпедансного диполя довжиною $2l$ у вільному просторі, якщо напруга між клемою монополя і

площиною дорівнює половині напруги між клемою симетричного диполя. У цьому випадку, згідно з методом дзеркальних зображень, поле монополя над ідеально провідною площиною еквівалентне полю ідентичного симетричного диполя у вільному просторі. Залежність резонансних властивостей імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідному нескінченному екрані, від радіуса і довжини монополя можна досліджувати на основі теорії імпедансного диполя у вільному просторі [6].

На практиці монопольні антени встановлюються на екранах скінченних розмірів. Урахування скінченних розмірів екрана дозволяє точніше визначати електродинамічні характеристики таких випромінювачів [7]. Особливо цікавими є дослідження ступеня впливу крайових ефектів на резонансні властивості імпедансних монопольних антен. У роботах [8, 9] розвинено алгоритм розв’язання тривимірної векторної задачі дифракції поля горизонтального імпедансного диполя, розташованого над ідеально провідним прямокутним екраном. Розв’язок отримано в рамках методу рівномірної геометричної теорії дифракції (РГТД) [7] з використанням асимптотичних виразів [6] для електричного струму горизонтального імпедансного диполя, розташованого над ідеально провідною площиною.

Метою роботи є дослідження впливу крайових ефектів на резонансні властивості імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідному прямокутному екрані – залежності резонансних значень його поверхневого імпедансу, коефіцієнта спрямованої дії та опору випромінювання від довжини і товщини монополя, а також від розмірів екрана.

1. Постановка задачі та основні співвідношення. Розглянемо випромінюючу систему у вигляді імпедансного монополя довжиною l , розташованого на ідеально провідному нескінченно тонкому прямокутному екрані з розмірами сторін L і W перпендикулярно до його поверхні (рис. 1). Монополь, що являє собою круговий циліндричний провідник радіусом r і довжиною l ($r/l \ll 1$, $r/\lambda \ll 1$, λ – довжина хвилі у вільному просторі) з рівномірно розподіленим внутрішнім погонним імпедансом z_i (Ом/м), збуджується біля основи O електричною силою з амплітудою V_0 .

Введемо загальну прямокутну систему координат (СК) $X'Y'Z'$ і пов’язану з нею сферичну СК $R'\theta'\phi'$ так, щоб початок відліку O збігався з основою монополя і з геометричним центром екрана, а вісь Z' була спрямована по нормалі до екрана (рис. 1). Модель задачі припускає рівність струмів у монополях, розташованих на прямокутному і на нескінченному екранах, і враховує, що розподіл струму в імпедансному монополі довжиною l у разі нескінченного екрана збігається з розподілом струму в пле-

чі імпедансного симетричного диполя довжиною $2l$ у вільному просторі (індекс « F_s » у виразі (1)). За таких припущень використовуємо асимптотичний (за малим параметром α) вираз для електричного струму $I(z')$ в тонкому імпедансному диполі, отриманий при розв’язанні інтегро-диференціального рівняння для струму в наближенні квазіодновимірної функції Гріна методом усереднення [6]:

$$I^{F_s}(z') = I_0^{F_s}(kr, \tilde{k}l) f(z') = -\alpha V_0 \left(\frac{j\omega}{2\tilde{k}} \right) \frac{\sin \tilde{k}(l - |z'|)}{\cos \tilde{k}l + \alpha P_l^{F_s}(kr, \tilde{k}l)}, \quad (1)$$

де $\alpha = \frac{1}{2 \ln[r/2l]}$ ($|\alpha| \ll 1$) – природний малий параметр задачі; ω – кутова частота коливань; j – уявна одиниця; $P_l^{F_s}(kr, \tilde{k}l)$ – функції власного поля диполя при симетричному збудженні.

У формулі (1) у вільному просторі

$$\tilde{k} = k + j(\alpha/r)\bar{Z}_S; \quad (2)$$

$$\bar{Z}_S = \bar{R}_S + j\bar{X}_S = 2\pi r z_i / Z_0, \quad (3)$$

де \bar{Z}_S – рівномірно розподілений поверхневий імпеданс диполя, віднесений до хвильового опору вільного простору $Z_0 = 120\pi$ Ом, $k = 2\pi/\lambda$.

З подання формули (2) за умови $\bar{Z}_S = j\bar{X}_S$ у вигляді

$$\tilde{k} = \tilde{k}' + j\tilde{k}'' = k + j(\alpha/r)\bar{Z}_S, \quad \tilde{k}''l \ll 1, \quad (4)$$

впливає, що знак уявної частини поверхневого імпедансу впливає на електричну довжину монополя, причому може відбуватися як його «подовження», так і «вкорочення».

У низці важливих практичних застосувань монополі можуть перебувати в середовищі, яке істотно відрізняється за електрофізичними параметрами від вакууму. У нескінченному однорідному середовищі з втратами (ϵ_1, μ_1) розподіл струму набуває вигляду

$$I(z') = -\alpha V_0 \left(\frac{j\omega \epsilon_1}{2\tilde{k}_1} \right) \frac{\sin \tilde{k}_1(l - |z'|)}{\cos \tilde{k}_1l - \alpha P_l^{F_s}(k_1r, \tilde{k}_1l)}, \quad (5)$$

де

$$k_1 = k\sqrt{\epsilon_1\mu_1} = k_1' - jk_1'', \quad (6)$$

$$\tilde{k}_1 = k_1 + j(\alpha/r)\bar{Z}_S\sqrt{\epsilon_1/\mu_1}.$$

Компоненти поля випромінювання $E_{\theta, \varphi}(\theta', \varphi')$ імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідному прямокутному екрані, в рамках РГТД у наближенні первинної дифракції подамо у вигляді суми геометрооптичного поля $E_{\theta}^{go}(\theta', \varphi')$ над екраном від імпедансного диполя довжиною $2l$ у вільному просторі та дифрагованих полів $E_{\theta, \varphi_n}^d(\theta', \varphi')$, збуджених полем диполя довжиною $2l$, на кожній стороні екрана ($n = 1 \dots 4$):

$$E_{\theta'}(\theta', \varphi') = E_{\theta}^{go}(\theta') \chi_{go}(\theta', \varphi') + \sum_{n=1}^4 E_{\theta_n}^d(\theta', \varphi') \chi_{d_n}(\theta', \varphi'), \quad (7)$$

$$E_{\varphi'}(\theta', \varphi') = \sum_{n=1}^4 E_{\varphi_n}^d(\theta', \varphi') \chi_{d_n}(\theta', \varphi'),$$

де χ_{go} і χ_{d_n} – коефіцієнти «світла–тіні» для кожного поля, що дорівнюють одиниці в області його світла і нулю в області тіні. Межа «світло–тінь» геометрооптичного поля збігається з площиною екрана.

Геометрооптичне поле імпедансного диполя довжиною $2l$, що розташований паралельно до осі Z' , з серединою в точці O , у вільному просторі у сферичній СК $R'\theta'\varphi'$ має одну компоненту:

$$E_{\theta}^{go}(\theta') = E_0 I_0^{Fs} F(\theta'); \quad (8)$$

$$E_0 = j \frac{Z_0 \exp(-jkR)}{2\pi R},$$

$$F(\theta') = k \tilde{k} \sin \theta' \frac{\cos \tilde{k}l - \cos(kl \cos \theta')}{(k \cos \theta')^2 - \tilde{k}^2}, \quad (9)$$

де E_0 – поле ізотропного випромінювача, що збуджується струмом одиничної амплітуди.

Для розрахунку полів первинної дифракції, збуджених геометрооптичним полем диполя довжиною $2l$, уведемо на кожній n -й стороні екрана локальні системи координат (ЛСК) $X_n Y_n Z_n$ так, що вісь X_n лежить у площині екрана, а вісь Z_n спрямована уздовж його крайки (рис. 1). Диполь, геометричний центр якого має в ЛСК полярні координати $\varphi_{0n} = 0$, $r_{0,1,2} = L/2$, $r_{0,3,4} = W/2$, знаходиться в площині $X_n Y_n$. Координати точки відліку ЛСК у СК XYZ дорівнюють $x_{0,1,2} = 0$, $y_{0,1,2} = \pm L/2$, $z_{0,1,2} = 0$ ($n = 1, 2$); $x_{0,3,4} = 0$, $y_{0,3,4} = 0$, $z_{0,3,4} = \pm W/2$ ($n = 3, 4$) відпо-

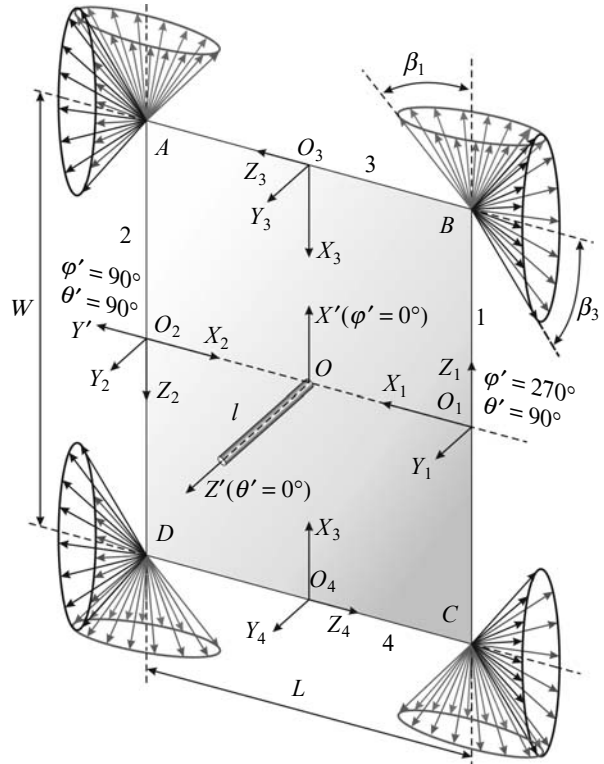


Рис. 1. Геометрія задачі

відно. У сферичних ЛСК $R_n \theta_n \varphi_n$, пов'язаних з $X_n Y_n Z_n$, кути θ_n відлічуються від осей Z_n , кути φ_n – від осей X_n . Рівномірні асимптотики поля одиничної крайової хвилі від падаючого поля отримані з формул для повного дифрагованого поля диполя, перпендикулярного до екрана, у вигляді:

$$E_{\theta_n}^d(\theta_n, \varphi_n) = E_{\theta_n}^{go}(\theta_n, \varphi_n) T(\xi_n) - E_0 I_0^{Fs} \sqrt{\frac{1}{2\pi k r_{0n} \sin \theta_n}} \cos \theta_n \sin \frac{\varphi_n}{2} \times \exp \left[-j(k r_{0n} \sin \theta_n - k \delta_n + \frac{\pi}{4}) \right], \quad (10)$$

$$E_{\varphi_n}^d(\theta_n, \varphi_n) = E_{\varphi_n}^{go}(\theta_n, \varphi_n) T(\xi_n) - E_0 I_0^{Fs} \sqrt{\frac{1}{2\pi k r_{0n} \sin \theta_n}} \cos \frac{\varphi_n}{2} \times \exp \left[-j(k r_{0n} \sin \theta_n - k \delta_n + \frac{\pi}{4}) \right],$$

де $E_{\theta_n}^{go}$, $E_{\varphi_n}^{go}$ – компоненти геометрооптичного поля імпедансного диполя в ЛСК $R_n \theta_n \varphi_n$; $T(\xi_n)$ – рівномірна функція переходу від світла до тіні геометрооптичного поля [8], $\delta_n = x_{0n} \sin \theta \cos \varphi + y_{0n} \sin \theta \sin \varphi + z_{0n} \cos \theta$.

Компоненти дифрагованого поля (10) проєктуються на осі загальної СК $R'\theta'\varphi'$. Для однорідного середовища з втратами (ε_1, μ_1) треба замінити в (8)–(10) \tilde{k} на $\tilde{k}_1 = k_1 + j(\alpha/r) \times \bar{Z}_S \sqrt{\varepsilon_1 / \mu_1}$, амплітуду струму I_0^{Fs} на амплітуду (5), k замінити на $k_1 = k\sqrt{\varepsilon_1\mu_1}$.

2. Аналіз резонансних властивостей імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідній площині. Для визначення резонансних значень поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres}^{Fs} і довжини l_{res} монополя, розташованого на ідеально провідній площині, будемо використовувати два методично різних підходи. Перший підхід передбачає визначення резонансу за умови рівності нулю уявної частини вхідного імпедансу $X_{\Sigma l} = 0$. Значення \bar{X}_{Sres}^{Fs} і l_{res} монополя будемо визначати двома способами: 1) при безпосередньому розрахунку уявної частини вхідного імпедансу монополя $X_{\Sigma l}$; 2) за наближеними формулами для \bar{X}_{Sres}^{Fs} і l_{res} , отриманими за умови $X_{\Sigma l} = 0$. Другий підхід передбачає визначення резонансу за умови максимальної амплітуди вектора напруженості електричного поля імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідній площині (третій спосіб визначення \bar{X}_{Sres}^{Fs} і l_{res}).

Знання амплітуди струму (1) в імпедансному монополі, розташованому на ідеально провідній площині, або диполі у вільному просторі, дозволяє визначити комплексну величину, яка пропорційна «власному вхідному імпедансу» диполя довжиною $2l$, віднесеному до струму в точці збудження ($z' = 0$), в такому вигляді [6]:

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{2l} &= \frac{\dot{V}_0}{\dot{I}^{Fs}(0)} = \\ &= \left(\frac{60j\tilde{k}}{\alpha k} \right) \frac{\cos \tilde{k}l + \alpha P_1^{Fs}(kr, \tilde{k}l)}{\sin \tilde{k}l}. \end{aligned} \quad (11)$$

У загальному випадку вхідний імпеданс диполя – це комплексна величина

$$\dot{Z}_{2l} = R_{\Sigma 2l} + jX_{\Sigma 2l}, \quad (12)$$

де $R_{\Sigma 2l}$ і $X_{\Sigma 2l}$, відповідно, активна (опір випромінювання) і реактивна (реактанс) частини вхідного імпедансу диполя, віднесені до його вхідного струму $I^{Fs}(0)$ згідно з (1):

$$R_{\Sigma 2l} = \text{Re}(\dot{Z}_{2l}), \quad X_{\Sigma 2l} = \text{Im}(\dot{Z}_{2l}). \quad (13)$$

Значимо, що вираз для струму (1), отриманий у результаті розв'язання інтегро-диференціального рівняння для струму асимптотичним методом усереднення, дає некоректні значення опору випромінювання $R_{\Sigma 2l} = \text{Re}(\dot{Z}_{2l})$ при розрахунку за формулою (13) для диполів з довжиною плеча l , що відрізняється від $0,25\lambda$. Однак вираз (13), за умови рівності нулю уявної частини вхідного імпедансу $X_{\Sigma 2l} = 0$, дозволяє отримувати правильні резонансні значення поверхневого імпедансу диполя \bar{X}_{Sres}^{Fs} . Таким чином, з розрахунку значень $X_{\Sigma 2l}$ як функції \bar{X}_S і довжини монополя l можна знайти резонансні значення \bar{X}_{Sres}^{Fs} і довжини монополя l_{res} , за яких вхідний реактанс $X_{\Sigma l} = 0$ (перший спосіб визначення \bar{X}_{Sres}^{Fs}).

Для розрахунку опору випромінювання монополів з довільною довжиною плеча використовуємо метод вектора Пойнтінга. Оскільки у випадку монополя, розташованого на ідеально провідній площині, потрібна половинна напруга для створення такого самого струму, що у симетричного диполя, то вхідний імпеданс монополя визначаємо за формулами:

$$R_{\Sigma l} = \frac{15I_{\Sigma 2l}}{\pi |I_0^{Fs}|^2}, \quad X_{\Sigma l} = \text{Im}(\dot{Z}_{2l}) / 2, \quad (14)$$

де $I_{\Sigma 2l} = \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\pi |f(\theta', \varphi')|^2 \sin \theta' d\theta'$, $|f(\theta, \varphi)|^2$ – нормована діаграма направленості випромінювання антени за потужністю,

$$|f(\theta, \varphi)|^2 = |f_\theta(\theta, \varphi)I_0^{Fs}|^2 + |f_\varphi(\theta, \varphi)I_0^{Fs}|^2, \quad (15)$$

$f_{\theta, \varphi}(\theta', \varphi')$ – діаграми направленості ортогональних компонент поля, які визначаються з (7). Із виразів (11)–(15), з урахуванням (2) і (3), випливає, що вхідний імпеданс монополя залежить від декількох параметрів: поверхневого імпедансу \bar{X}_S^{Fs} , відносних величин довжини l/λ , радіуса r/λ і товщини l/r монополя.

Поблизу резонансу, коли $\tilde{k}l \approx \pi/2$ і $\sin \tilde{k}l \approx 1$, з (11), за умови $X_{\Sigma 2l} = 0$ та $\bar{R}_S = 0$, в [6] отримані наближені формули для резонансних значень поверхневого імпедансу диполя \bar{X}_{Sres}^{Fs} і його довжини $2l_{res}$ у вільному просторі (другий спосіб розрахунку \bar{X}_{Sres}^{Fs}) у вигляді:

$$\bar{X}_{Sres}^{Fs} = \frac{\Omega r}{l} \left[\frac{\pi}{2} - kl - \frac{\text{Si}(2\pi)}{2\Omega} \right], \quad \Omega = 2 \ln \frac{2l}{r}; \quad (16)$$

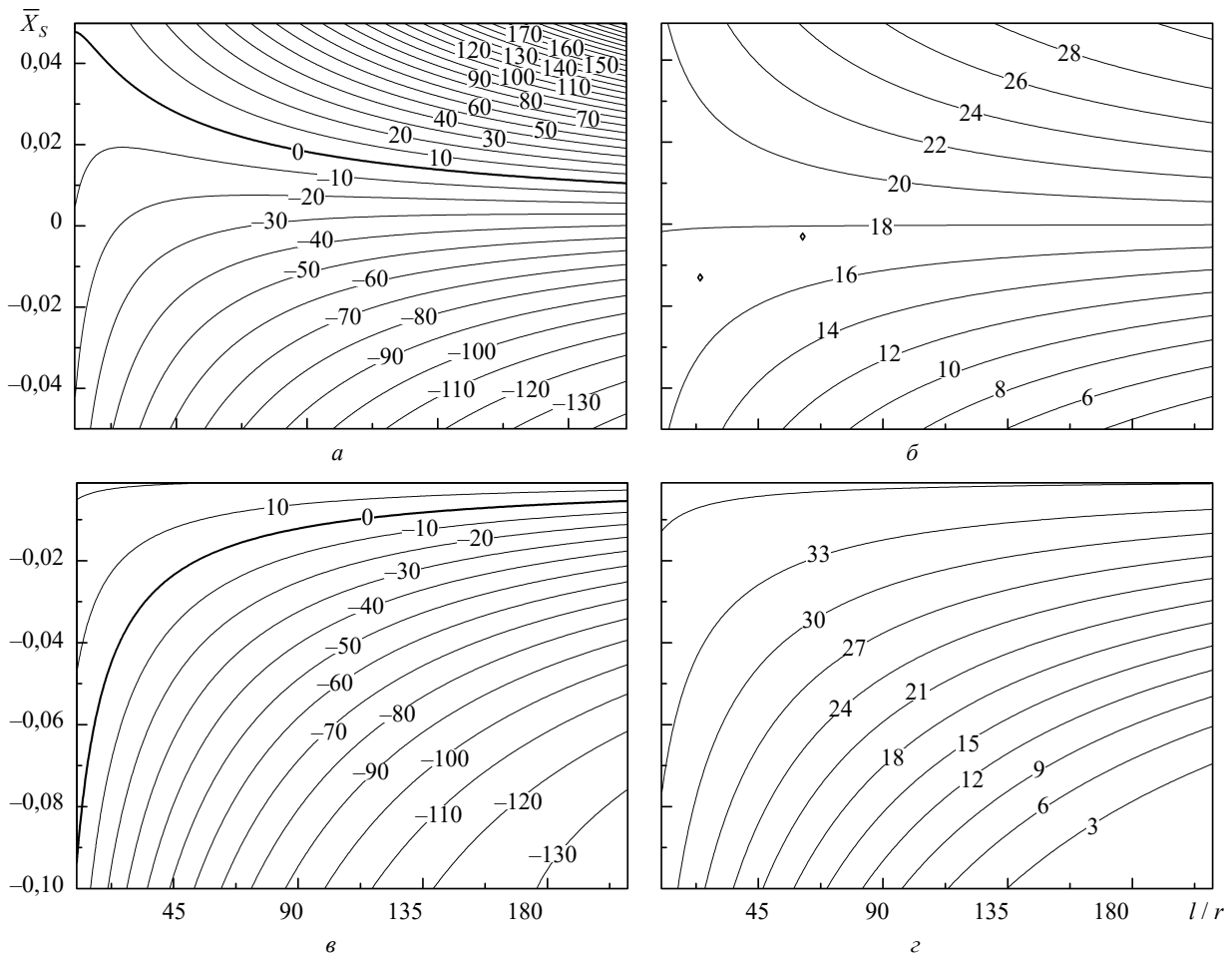


Рис. 2. Лінії однакових значень реактансу $X_{\Sigma l}$ (а, б) та опору випромінювання $R_{\Sigma l}$ (б, г) імпедансних монополів довжиною $l/\lambda = 0,2$ (а, б) і $0,25$ (в, г), розташованих на нескінченному екрані, в СК ($l/r, \bar{X}_S$)

$$2l_{res} \approx \frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda}{4\pi \ln \frac{\lambda}{2r}} \left(\text{Si}(2\pi) + \frac{\lambda \bar{X}_S}{2r} \right), \quad (17)$$

де $\text{Si}(x)$ – інтегральний синус.

Як впливає з формули (17), резонансна довжина диполя $2l_{res}$ може бути більшою або меншою за половину довжини хвилі залежно від типу розподіленого поверхневого імпедансу \bar{X}_S (індуктивного або ємнісного) і відносного радіуса r/λ диполя. У цьому головна відмінність імпедансного диполя від ідеально провідного ($\bar{Z}_S = 0$), у якого $2l_{res}$ є меншою за половину довжини хвилі для всіх значень r/λ .

У процесі моделювання на основі розроблених авторами програм резонансні значення поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres}^{Fs} і довжини l_{res} імпедансного монополя, розташованого на нескінченній площині, визначалися трьома спосо-

бами: 1) шляхом розрахунку вхідного реактансу $X_{\Sigma l}$ як функції \bar{X}_S і одного з відносних розмірів монополя $l/\lambda, r/\lambda, l/r$ та вибору значень \bar{X}_{Sres}^{Fs} і l_{res} , за яких $X_{\Sigma l} = 0$; 2) за наближеними формулами (16), (17); 3) із розрахунку максимальної амплітуди вектора напруженості поля випромінюючої системи як функції \bar{X}_S і розмірів монополя та вибору значень \bar{X}_{Sres}^{Fs} і l_{res} , які відповідають її максимуму. Розглянемо приклади розрахунків для довжини хвилі $\lambda = 30$ мм.

Залежності \bar{X}_{Sres}^{Fs} і $R_{\Sigma res}$ від відносної товщини l/r монополя. Для монополів, розташованих на нескінченному екрані, проаналізуємо залежності резонансних значень поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres}^{Fs} (при яких довжини монополів l_{res}/λ будуть резонансними в сенсі електричної довжини) і відповідних значень опору випромінювання $R_{\Sigma res}$ від відносної товщини

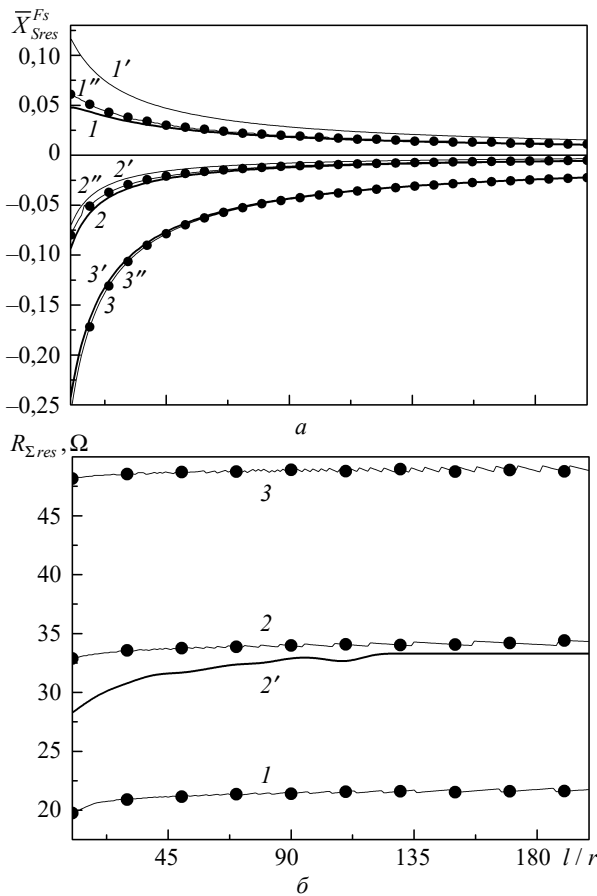


Рис. 3. Залежності \bar{X}_{Sres}^{Fs} (а) і $R_{\Sigma res}$ (б) резонансних імпедансних монополів $l/\lambda = 0,2, 0,25, 0,3$, розташованих на нескінченному екрані, від їх відносної товщини l/r : а) криві 1, 2, 3 (—) визначені в перший, 1', 2', 3' (—) – в другий, 1'', 2'', 3'' (—●—) – в третій способи; б) криві 1, 2, 3 (—●—) відповідні кривим 1'', 2'', 3''; крива 2' – $R_{\Sigma res}$ резонансного ідеально провідного монополя з $l = 0,25\lambda$

монополя l/r . Вхідний реактанс $X_{\Sigma l}$ і опір $R_{\Sigma l}$ монополів довжиною $l/\lambda = 0,2, 0,25, 0,3$, розташованих на нескінченному екрані, розраховувались за формулами (14) для кожного $l/r \in [10; 200]$ з кроком $\Delta l/r = 1$ і кожного $\bar{X}_S \in [-0,5; 0,5]$ з кроком $\Delta \bar{X}_S = 0,0001$ (за умови $\bar{R}_S = 0,001$). На рис. 2 наведено лінії однакових значень складових вхідного імпедансу $X_{\Sigma l}$ і $R_{\Sigma l}$ в СК ($l/r, \bar{X}_S$) для монополів довжиною $l/\lambda = 0,2, 0,25$, розташованих на нескінченному екрані.

На рис. 3, а наведено залежності резонансних значень поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres}^{Fs} монополів $l/\lambda = 0,2, 0,25, 0,3$ від l/r . Тут криві 1, 2 (з рис. 2, а, в за умови $X_{\Sigma l} = 0$) і 3 визначені в перший спосіб, криві 1', 2', 3' – у другий спосіб, криві 1'', 2'', 3'' – у третій спосіб.

Вочевидь, значення \bar{X}_{Sres}^{Fs} для монополя довжиною $l = 0,3\lambda$, отримані в різний спосіб (криві 3, 3', 3''), при всіх відносних товщинах монополя l/r добре узгоджуються. Для довжин $l/\lambda = 0,2, 0,25$ різниця між значеннями \bar{X}_{Sres}^{Fs} , розрахованими в різний спосіб, збільшується зі зменшенням l/r . За довжини монополя $l_{res} = 0,2\lambda$ (криві 1, 1', 1'') для всіх l/r резонансний поверхневий імпеданс має бути $\bar{X}_{Sres}^{Fs} > 0$, для $l_{res} = 0,25\lambda$ (криві 2, 2', 2'') і $l_{res} = 0,3\lambda$ (криві 3, 3', 3'') завжди $\bar{X}_{Sres}^{Fs} < 0$ (отримуємо відповідно «вкорочення» і «подовження» монополя). Абсолютні величини \bar{X}_{Sres}^{Fs} збільшуються зі зменшенням l/r .

Для порівняння в таблиці наведені значення поверхневого імпедансу резонансних монополів довжиною $l/\lambda = 0,2, 0,25$ і $0,3$ при відносній товщині $l/r = 20, 50, 60, 75, 90, 100$ і 200 , розташованих на нескінченному екрані, визначені трьома способами.

На рис. 3, б наведено залежності значень опору випромінювання $R_{\Sigma res}$ (криві 1, 2, 3) від

Резонансний поверхневий імпеданс \bar{X}_{Sres}^{Fs} монополів з $l/\lambda = 0,2, 0,25$ і $0,3$

l/λ	l/r	Умова $X_{\Sigma} = 0$	Умова $ E_{max} ^2$	Асимптотика (16)
0,2	20	0,0412	0,047	0,0804
	50	0,0263	0,028	0,0437
	60	0,0253	0,025	0,0383
	75	0,0205	0,022	0,0325
	90	0,0182	0,019	0,0284
	100	0,017	0,018	0,0262
0,25	20	-0,0501	-0,0438	-0,0354
	50	-0,0213	-0,01903	-0,0142
	60	-0,0179	-0,0161	-0,0118
	75	-0,0145	-0,0130	-0,0095
	90	-0,0122	-0,0110	-0,0079
	100	-0,011	-0,0100	-0,0071
0,3	20	-0,0056	-0,0050	-0,0035
	20	-0,1449	-0,1390	-0,1513
	50	-0,0702	-0,068	-0,0721
	60	-0,0606	-0,059	-0,0620
	75	-0,0504	-0,049	-0,0514
	90	-0,0434	-0,042	-0,0441
100	-0,0397	-0,0397	-0,0404	
200	-0,0221	-0,022	-0,0224	

l/r , розраховані методом вектора Пойнтінга, що відповідають резонансним значенням \bar{X}_{Sres}^{Fs} , отриманим у третій спосіб. Тобто криві 1, 2, 3 відповідають кривим 1', 2', 3' (рис. 3, а). Тут також наведені значення $R_{\Sigma res}$ для резонансного ідеально провідного монополя довжиною $l = 0,25\lambda$, розташованого на ідеально провідній площині (крива 2'), розраховані в [7] методом наведених електрорушійних сил за умови $X_{\Sigma l} = 0$. Значення $R_{\Sigma res}$ резонансного імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідній площині, не залежать від товщини монополя l/r , у випадку резонансного ідеально провідного монополя з $l = 0,25\lambda$ $R_{\Sigma res}$ зростає зі збільшенням l/r і стає постійним за умови $l/r > 150$.

Залежність \bar{X}_{Sres}^{Fs} від довжини монополя l/λ при фіксованому радіусі монополя $r = 0,1$ мм. Проаналізуємо залежність резонансного поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres}^{Fs} від відносної довжини монополя l/λ при фіксованих $\lambda = 30$ мм і $r = 0,1$ мм ($r/\lambda = 0,0033$). З розрахунку вхідного реактансу монополя $X_{\Sigma l}$ за формулами (11), (14) як функції його відносної довжини $l/\lambda = 0,15 \dots 0,3$ ($\Delta l = 0,001\lambda$) і поверхневого імпедансу $\bar{X}_S = -0,05 \dots 0,05$ ($\Delta \bar{X}_S = 0,0001$) отримано при $X_{\Sigma l} = 0$ (в перший спосіб) залежність \bar{X}_{Sres}^{Fs} від відносної довжини l/λ (рис. 4, крива 1). Для порівняння там само наведені \bar{X}_{Sres}^{Fs} , розраховані в другий (крива 2) і в третій спосіб (крива 3). Криві 1 і 3 добре узгоджуються між собою, що говорить про фізичну адекватність першого (із умови рівності нулю уявної частини вхідного імпедансу $X_{\Sigma l} = 0$) і другого підходів (тобто за умови максимальної амплітуди вектора напруженості електричного поля) до визначення резонансу.

З розрахунків випливає, що для налаштування в резонанс монополя тип його поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres}^{Fs} залежить від довжини монополя: для радіуса $r/\lambda = 0,0033$ необхідно забезпечити позитивний імпеданс (індуктивний тип) при довжині монополя меншій, ніж $l = 0,229\lambda$ (рис. 4, крива 1), а за формулою (17) – меншій, ніж $l_{res} = 0,239\lambda$ (рис. 4, крива 2), і негативний імпеданс (ємнісний тип) при більшій довжині монополя. При позитивному імпедансі \bar{X}_{Sres}^{Fs} резонансна довжина l_{res} монополя завжди менша за $l = 0,25\lambda$, а при негативному імпедансі l_{res} може бути як меншою, так і більшою за $l = 0,25\lambda$.

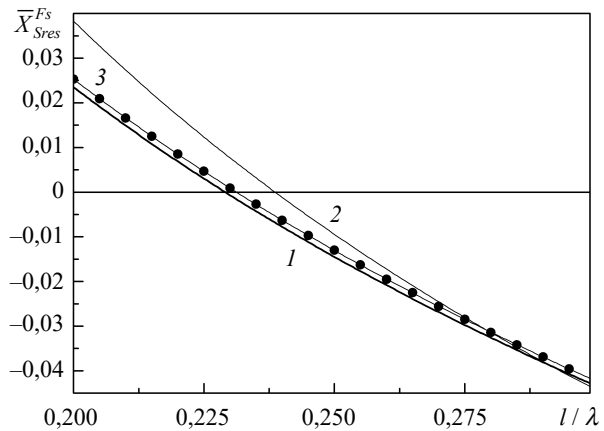


Рис. 4. Залежності резонансних значень поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres}^{Fs} монополя від його відносної довжини l/λ , отриманих в перший (крива 1 – суцільна), другий (крива 2 – суцільна) і третій (крива 3 – лінійка з крапками) способи ($\lambda = 30$ мм, $r = 0,1$ мм)

шою за $l = 0,25\lambda$. Згідно з кривими 1, 2, резонансна довжина монополя $l_{res} > 0,25\lambda$ за умови $\bar{X}_S < -0,0145$ (крива 1) або $\bar{X}_S < -0,0095$ (крива 2), і $l_{res} < 0,25\lambda$ відповідно за умови $\bar{X}_S = 0 \dots -0,0145$ (крива 1) або $\bar{X}_S = 0 \dots -0,0095$ (крива 2). Зі зменшенням довжини монополя маємо істотну відмінність в значеннях \bar{X}_{Sres}^{Fs} згідно з розрахунками в перший і другий способи (криві 1 і 2). Таким чином, більш точне резонансне значення поверхневого імпедансу, за якого відбувається зменшення або збільшення електричної довжини монополя щодо $l = 0,25\lambda$, визначається в перший та третій способи.

Залежність резонансної довжини монополя l_{res}/λ від його поверхневого імпедансу $\bar{X}_S = -0,05 \dots 0,05$ і відносного радіуса монополя $r/\lambda = 0,001 \dots 0,1$. На рис. 5, а наведено криві однакових значень резонансної довжини монополя l_{res}/λ в СК ($\bar{X}_S, r/\lambda$). Значення l_{res}/λ отримано в перший спосіб за умови $X_{\Sigma l} = 0$ з розрахунку реактансу монополя $X_{\Sigma l}$ для фіксованих пар \bar{X}_S (з кроком $\Delta \bar{X}_S = 0,001$) і r/λ (з кроком $\Delta r/\lambda = 0,001$) при зміні довжини монополя в інтервалі $l/\lambda = 0,15 \dots 0,3$ (з кроком $\Delta l = 0,001\lambda$).

На рис. 5, б показано залежності резонансної довжини монополя l_{res}/λ від його радіуса r/λ при фіксованих поверхневих імпедансах різного типу: ємнісному ($\bar{X}_S = -0,05$), індуктивному ($\bar{X}_S = 0,05$), а також у випадку ідеально провідного монополя ($\bar{X}_S = 0$). Криві 1, 2, 3 отримано в перший спосіб з рис. 5, а, криві 1',

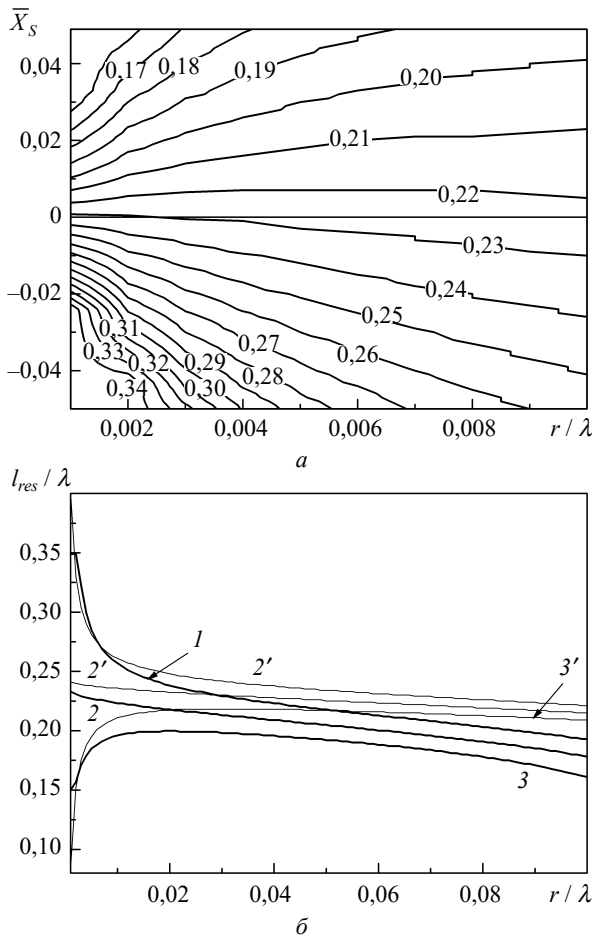


Рис. 5. Криві однакових значень резонансної довжини монополя l_{res} / λ в СК ($\bar{X}_S, r / \lambda$) (а); залежності l_{res} / λ від r / λ , отримані в перший (криві 1, 2, 3 —) і другий (криві 1', 2', 3' —) способи при $\bar{X}_S = -0,05$ (криві 1, 1'), $\bar{X}_S = 0$ (криві 2, 2'), $\bar{X}_S = 0,05$ (криві 3, 3') (б)

2', 3' розраховано за формулою (17). Для монополя з поверхневим імпедансом ємнісного типу (наприклад, діелектричний циліндр з радіусом $r / \lambda = 0,003$ маємо $l_{res} = 0,323\lambda$ (крива 1) і $l_{res} = 0,304\lambda$ (крива 1')). Отже, зі збільшенням r / λ збільшення електричної довжини монополя поступово переходить у її зменшення, досягаючи значень $l_{res} = 0,25\lambda$ за умови $r / \lambda = 0,013$ (крива 1) та $r / \lambda = 0,018$ (крива 1'); значень $l_{res} = 0,193\lambda$ (крива 1) і $l_{res} = 0,209\lambda$ (крива 1') за умови $r / \lambda = 0,1$. Зі збільшенням r / λ криві 1, 1', 2, 2', 3, 3' розходяться.

3. Аналіз резонансних властивостей імпедансного монополя, розташованого на екрані скінчених розмірів. На основі асимптотичного розв'язку задачі дифракції поля імпедансного монополя на прямокутному ідеаль-

но провідному екрані у вигляді (7) методом РГТД створено швидкодіючі алгоритми і програми для обчислення 3D-діаграм направленості (ДН) ортогональних компонент поля. Амплітуду струму $I_0^{Fs}(kr, \tilde{k}l)$ визначаємо з формули (1), як і в разі імпедансного монополя на нескінченному екрані. Верифікацію алгоритму подано в [10], де порівнювалися ДН у головних площинах спостереження резонансного чвертьхвильового монополя з поверхневим імпедансом $\bar{X}_{Sres} = -0,0144$, розташованого на квадратному екрані з розміром сторони L від однієї до 10 довжин хвиль, розраховані методом РГТД і за програмою *Feko*. Достатньо добрий збіг між кривими має місце вже для сторони екрана в одну довжину хвилі, повний графічний збіг – при $L = 3,5\lambda$.

На рис. 6 наведено ДН E_θ -компоненти поля в головних площинах спостереження за умови $\lambda = 30$ мм для резонансних монополів з радіусом $r = 0,1$ мм і довжиною $l = 0,2\lambda$ ($\bar{X}_{Sres} = 0,0232$), $l = 0,25\lambda$ ($\bar{X}_{Sres} = -0,0144$), $l = 0,3\lambda$ ($\bar{X}_{Sres} = -0,043$) (криві 1, 2, 3), розташованих на квадратних екранах зі стороною $L = 0,9\lambda$ (а) і $L = 2\lambda$ (б), розраховані методом РГТД і за програмою *Feko*. Діаграми направленості перебувають у достатньо доброму узгодженні між собою, зокрема, щодо кількості і напрямків головних максимумів у всьому просторі спостереження $\theta'_{max}, \phi'_{max}$.

Для аналізу резонансних властивостей імпедансного монополя з урахуванням дифракції на крайках прямокутного екрана використовуємо другий підхід до визначення резонансу. За умови максимальної амплітуди вектора поля $|E_{res}|^2 / |E_{max}|^2$, розрахованої з використанням методу РГТД, знаходимо резонансні значення поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres} і відповідні їм значення опору випромінювання монополів $R_{\Sigma res}$. Для верифікації чисельних результатів знайдено \bar{X}_{Sres} на основі розрахунків вхідного імпедансу $Z_{in} = R_{in} + jX_{in}$ з використанням програми *Feko* в рамках першого підходу до визначення резонансу ($X_{in} = 0$).

На рис. 7, а подано криві однакових значень нормованого поля в напрямках максимального випромінювання $|E(\theta'_{max}, \phi'_{max})|^2 / |E_{max}|^2$ для імпедансного монополя з радіусом $r = 0,1$ мм і довжиною $l = 0,2\lambda$, розташованого на квадратному екрані зі стороною L / λ ,

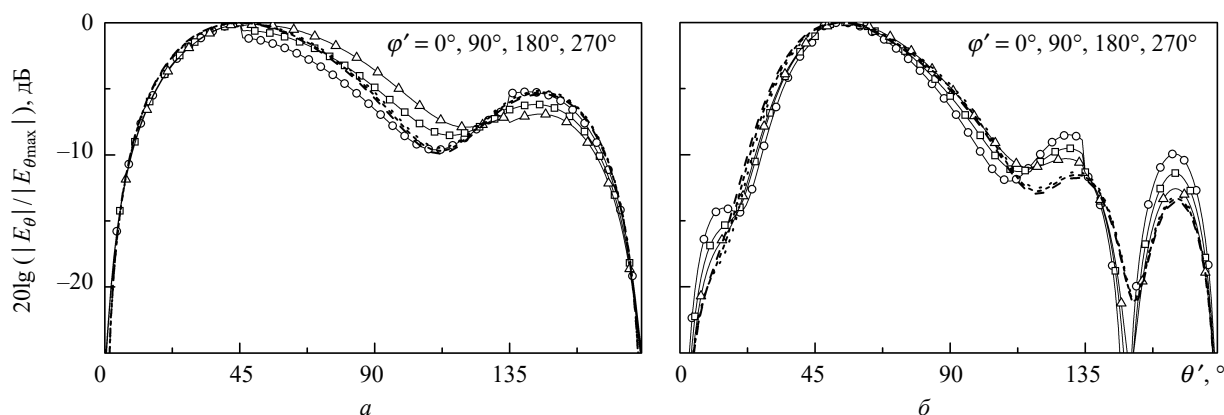


Рис. 6. ДН E_θ -компоненти поля в головних площинах спостереження для монополів із $l/\lambda = 0,2, 0,25, 0,3$ (криві 1, 2, 3), розташованих на квадратних екранах зі стороною $L = 0,9\lambda$ (а) і $L = 2\lambda$ (б): криві «—○—», «—□—», «—△—» – РГТД; пунктирні лінії – розрахунок у *Feko*

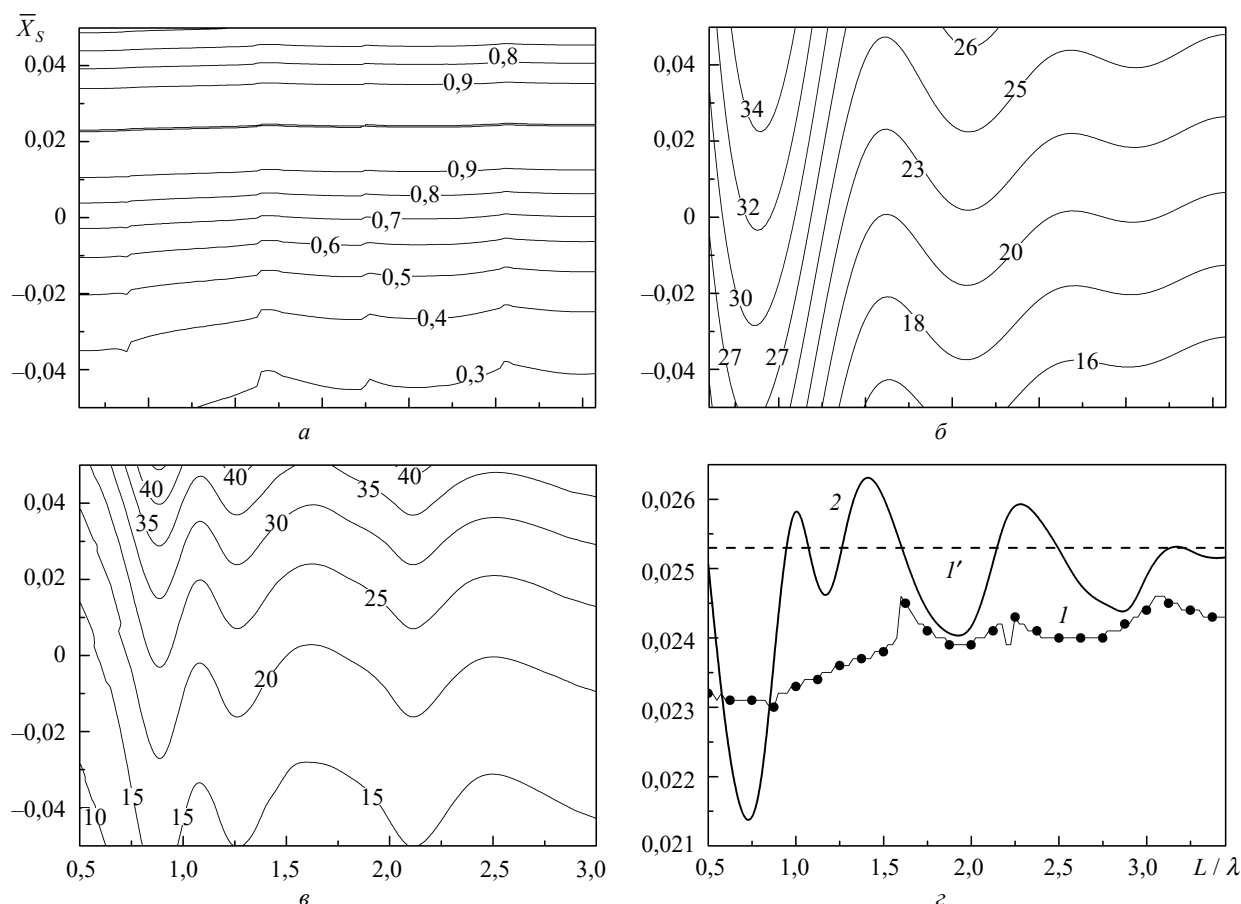


Рис. 7. Криві однакових значень $|E|^2/|E_{\max}|^2$ (а), опору випромінювання $R_{\Sigma l}$ (б), резистансу вхідного імпедансу R_{in} з розрахунком у *Feko* (в) у СК ($\bar{X}_S, L/\lambda$) та залежності поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres} від L/λ (д): крива 1 (—●—) – (РГТД), крива 1' (----) – площина, крива 2 (—) – розрахунок у *Feko* для монополя з $l = 0,2\lambda$, розташованого на квадратному екрані зі стороною L/λ

як функції поверхневого імпедансу монополя $\bar{X}_S = -0,05 \dots 0,05$ (з кроком $\Delta\bar{X}_S = 0,0001$) і розміру екрана $L/\lambda = 0,7 \dots 3,6$ (з кроком $\Delta L = 0,025\lambda$).

З рис. 7, а для кожного L/λ визначалися максимальні значення $|E_{res}|^2/|E_{\max}|^2$ і відповідні їм резонансні значення поверхневого імпедансу монополя \bar{X}_{Sres} , які надано у вигляді

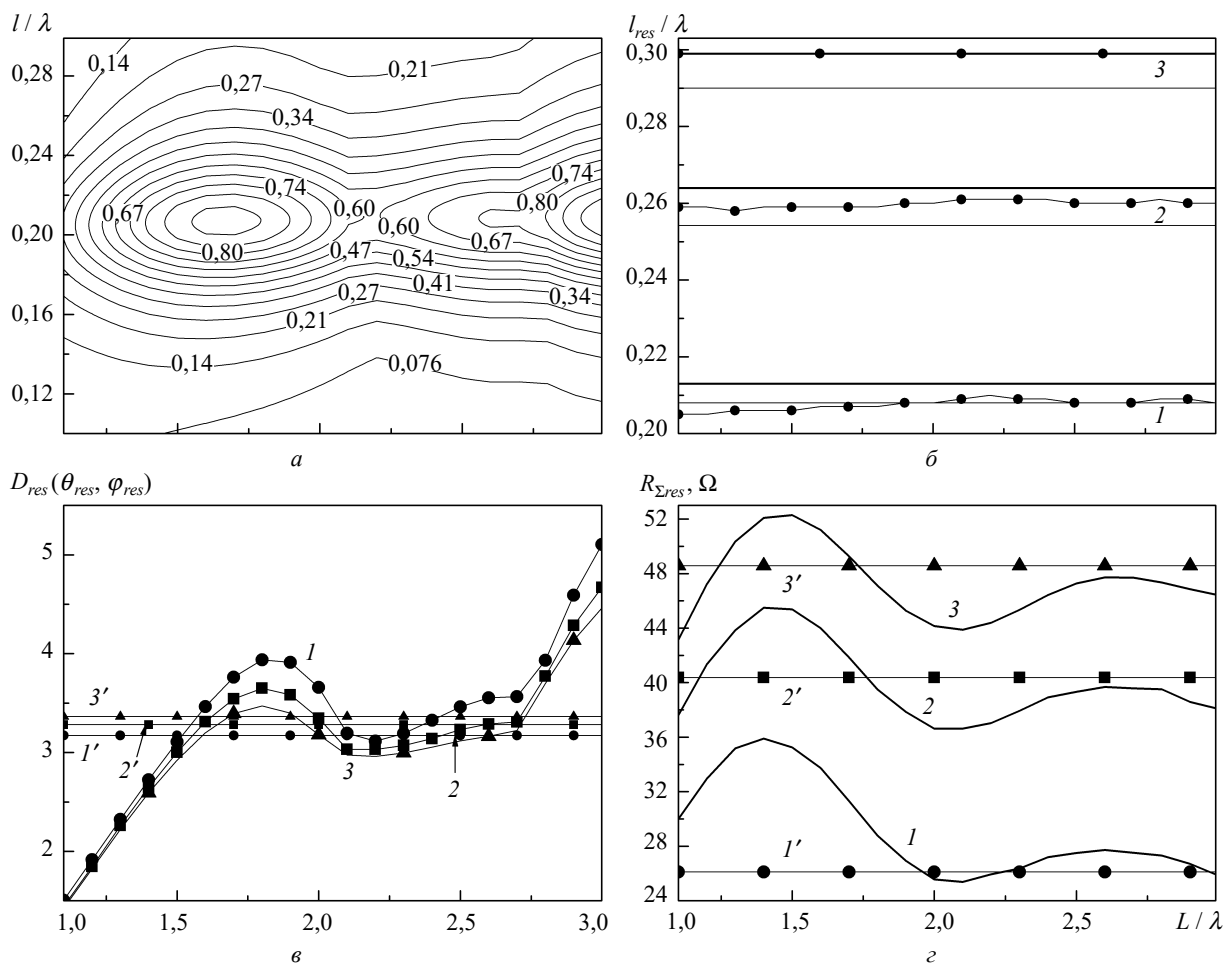


Рис. 8. Криві однакових значень нормованого поля в головних максимумах $E^2(\theta_{\max}, \varphi_{\max})$ у СК ($l/\lambda, L/\lambda$) для монополя довжиною l/λ та $\bar{X}_S = 0,0253$ (а), залежності l_{res}/λ (б), D_{res} (в), $R_{\Sigma res}$ (г) монополів з $\bar{X}_{Sres} = 0,0253, -0,013, -0,043$ (криві 1, 2, 3) від розміру екрана L/λ і у випадку площини (криві 1', 2', 3')

кривої 1 на рис. 7, г. Для порівняння на рис. 7, г наведено резонансне значення поверхневого імпедансу $\bar{X}_{Sres}^{Fs} = 0,0253$ монополя, розташованого на нескінченній площині (крива 1'), і залежність $\bar{X}_{Sres} \Big|_{X_{in}=0}$ від розміру екрана L/λ , розрахована в програмі *Feko* (крива 2) в рамках першого підходу до визначення резонансу. З розрахунків обома методами випливає, що крайові ефекти на екранах, більших за $L/\lambda = 1,5 \dots 2$, слабо впливають на значення поверхневого імпедансу монополя. Для монополя довжиною $l = 0,2\lambda$, розташованого на екрані з $L = 0,9\lambda$, резонансний поверхневий імпеданс дорівнює $\bar{X}_{Sres} = 0,0232$ і $\bar{X}_{Sres} = 0,0245$ (розрахунок *Feko*); за умови $L = 2\lambda$ маємо $\bar{X}_{Sres} = 0,0239$ і $\bar{X}_{Sres} = 0,024$ (криві 1 і 2 відповідно). Таким чином, відмінність значень \bar{X}_{Sres} з урахуванням крайових ефектів відрізняється менш ніж на 9 % від значення $\bar{X}_{Sres}^{Fs} = 0,0253$

для монополів, розташованих на нескінченній площині.

Подібним чином вивчимо вплив розміру екрана на резонансну довжину імпедансного монополя l_{res}/λ з радіусом $r = 0,1$ мм. Як приклад, на рис. 8, а для монополів з поверхневим імпедансом $\bar{X}_S = 0,0253$, розташованих на квадратних екранах зі стороною L/λ , наведені лінії однакових значень нормованого поля в напрямках максимального випромінювання $|E(\theta'_{\max}, \varphi'_{\max})|^2 / |E_{\max}|^2$, що були розраховані методом РГТД як функції довжини монополя $l/\lambda = 0,1 \dots 0,3$ і розміру екрана $L/\lambda = 0,6 \dots 2,5$. Для кожного L/λ визначалися максимальні значення $|E_{res}|^2 / |E_{\max}|^2$ і відповідні їм резонансні довжини l_{res}/λ монополя (крива 1, рис. 8, б).

На рис. 8, б наведено отримані залежності резонансної довжини l_{res}/λ монополів з по-

верхневим імпедансом $\bar{X}_S = 0,0253$ (криві 1), $\bar{X}_S = -0,013$ (криві 2) і $\bar{X}_S = -0,043$ (криві 3) від розміру екрана L/λ (—●—) та значення l_{res}/λ у випадку нескінченної площини: за розрахунком $|E_{res}|^2/|E_{max}|^2$ (—) і за формулою (17) (—). Значення резонансної довжини l_{res} монополів з $\bar{X}_S = 0,0253$, $-0,013$, $-0,043$, розташованих на екрані з $L = 0,9\lambda$, дорівнюють відповідно $l_{res}/\lambda = 0,206$, $0,26$ і $0,3$; на нескінченному екрані $l_{res\infty}/\lambda = 0,213$, $0,264$ і $0,3$ (довжина плеча резонансного диполя у вільному просторі).

Як впливає з розрахунків резонансної довжини l_{res} монополів за максимумом поля методом РГТД з використанням виразу (1) для амплітуди струму диполя у вільному просторі, відмінність l_{res} імпедансного монополя при врахуванні впливу екрана від значень $l_{res\infty}$ імпедансного диполя у вільному просторі складає відповідно 3,7, 1,5 і 0 %.

На рис. 8, в наведено залежності коефіцієнтів спрямованої дії $D_{res}(\theta_{res}, \varphi_{res})$ резонансних імпедансних монополів довжиною l_{res} з поверхневим імпедансом $\bar{X}_S = 0,0253$ (крива 1 —●—), $\bar{X}_S = -0,013$ (крива 2 —■—), $\bar{X}_S = -0,043$ (крива 3 —▲—) від розміру сторони квадратного екрана $L/\lambda = 0,7...2,5$. Значення $D_{res\infty}$ у випадку площини — криві 1', 2', 3' («—●—», «—■—», «—▲—» відповідно). На рис. 8, з для тих самих монополів наведено залежності відповідних опорів випромінювання $R_{\Sigma res}$ від розміру екрана L/λ (криві 1, 2, 3 —), $R_{\Sigma res\infty}$ у випадку площини — криві 1', 2', 3' («—●—», «—■—», «—▲—» відповідно). Перший максимум $D_{res}(\theta_{res}, \varphi_{res})$ для всіх l_{res} має місце при розмірі екрана $L_{opt}/\lambda = 1,2...1,3$ і дорівнює відповідно 3,93, 3,64 і 3,47, для нескінченного екрана — $D_{res\infty} = 3,17$, 3,28 і 3,36. Різниця значень D_{res} у максимумі і $D_{res\infty}$ складає відповідно 24, 11 і 3 %. Кути максимального випромінювання зі зміною розміру екрана $L/\lambda = 0,7...2,5$ змінюються в інтервалі $\theta_{res} = 50...60^\circ$, φ_{res} належать до діагональних площин спостереження. Зауважимо, що у випадку імпедансних диполів з $l_{res}/\lambda = 0,2$, $0,25$ і $0,3$, розміщених паралельно поверхні екрана на відстані $h = 0,25\lambda$, $D_{res}(\theta_{res}, \varphi_{res}) = 7,23$, $7,29$, $7,41$ за умови $L_{opt} = 1,2\lambda$.

Опір випромінювання $R_{\Sigma res}$ монополя з $\bar{X}_S = 0,0253$ ($l_{res} \approx 0,2\lambda$) змінюється в ме-

жах $R_{\Sigma res} = 25...36$ Ом ($R_{\Sigma res\infty} = 26$ Ом), для $\bar{X}_S = -0,013$ ($l_{res} \approx 0,26\lambda$) — $R_{\Sigma res} = 36...45$ Ом ($R_{\Sigma res\infty} = 40,13$ Ом), для $\bar{X}_S = -0,043$ ($l_{res} \approx 0,3\lambda$) — $R_{\Sigma res} = 43...52$ Ом ($R_{\Sigma res\infty} = 48,57$ Ом). Різниця значень $R_{\Sigma res}$ у максимумі і $R_{\Sigma res\infty}$ складає відповідно 38, 12 і 8 %. Видно, що максимум опору випромінювання $R_{\Sigma res}$ для всіх l_{res} має місце за умови $L_{opt}/\lambda = 0,9...0,95$, а залежність від розміру екрана зникає при $L > 2\lambda$. Таким чином, обравши оптимальний розмір L_{opt}/λ екрана, можна збільшити $D_{res}(\theta_{res}, \varphi_{res})$ і $R_{\Sigma res}$ резонансного монополя довжиною $l = 0,2\lambda$ на 24 і 38 % відповідно в порівнянні з $D_{res\infty}$ і $R_{\Sigma res\infty}$ у випадку нескінченного екрана.

Аналіз резонансних властивостей монополів, розташованих на нескінченному екрані, цілком застосовний до монополів на екранах зі стороною, більшою за дві довжини хвилі.

Висновок. Розв'язано тривимірну векторну задачу дифракції поля імпедансного монополя, розташованого на ідеально провідному прямокутному екрані, в рамках методу РГТД з використанням асимптотичних виразів для дифрагованих полів і електричного струму імпедансного диполя, розташованого у вільному просторі. Знайдено резонансні значення поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres} і резонансної довжини l_{res} монополя залежно від його відносних геометричних розмірів l/r і r/λ , при яких l_{res} може бути більшою або меншою за половину довжини хвилі.

З урахуванням дифракційних ефектів на крайках екрана розраховано резонансні значення поверхневого імпедансу \bar{X}_{Sres} і відповідні значення опору випромінювання $R_{\Sigma res}$ монополів з довжиною $l/\lambda = 0,2$, $0,25$, $0,3$. Показано, що під впливом крайових ефектів зміна резонансних значень поверхневого імпедансу монополя не перевищує 10 % у порівнянні зі значеннями для монополя, розташованого на нескінченному екрані.

Для резонансних монополів з поверхневим імпедансом $\bar{X}_S = 0,0253$, $-0,013$, $-0,043$ перший максимум коефіцієнта спрямованої дії має місце при розмірі екрана $L/\lambda = 1,2...1,3$ і дорівнює відповідно 3,93, 3,64 і 3,47. Максимальні значення опору випромінювання $R_{\Sigma res}$ та резистансу вхідного імпедансу R_{in} монополя досягаються за умови сторони квадратно-

го екрана $L/\lambda = 0,9 \dots 0,95$ при всіх довжинах і товщинах монополів. Таким чином, шляхом вибору оптимальних розмірів екрана можна отримати гранично досяжні значення коефіцієнта спрямованої дії та опору випромінювання монополя.

Для верифікації отриманих результатів активна R_{in} і реактивна X_{in} складові вхідного імпедансу були розраховані з використанням

програми *Feko*. Отримані результати добре узгоджуються між собою. Для монополя довжиною $l = 0,2\lambda$ з екраном $L = 0,9\lambda$ відмінність в розрахунках \bar{X}_{Sres} і $R_{in(res)}$ не перевищує 5,3 і 3,0 % відповідно. Час розрахунку з використанням розроблених алгоритмів і програм не залежить від розмірів екрана й істотно менший у порівнянні з часом розрахунку методом моментів у програмі *Feko*.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Balanis C.A. *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, Inc, 2016. 1104 p.
2. Naser-Moghadasi M., Roustaa H., Virdee B. S. Compact UWB Planar Monopole Antenna. *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* 2009. Vol. 8. P. 1382–1385. DOI: 10.1109/LAWP.2009.2039111.
3. Ellis S.M., Zhao Z., Wu J., Ma K., Nie Z.P., Liu Q. A Planar Monopole UWB Antenna with Improved Lower End Bandwidth Using an L-shaped Stub Extended on the Ground Plane. *Prog. Electromagn. Res. C (PIER C)*. 2014. Vol. 52. P. 109–114. DOI: 10.2528/PIERC14052001.
4. Kamal Raj Singh Rajoriya, Singhal P. K. Monopole Antenna with Modify Ground Plane. *Int. J. Eng. Technol. (IJET)*. 2012. Vol. 1, No. 3. P. 266–270. DOI: 10.14419/ijet.v1i3.142.
5. 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 электроника: сб. науч. тр. Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. Харьков, 2006. Т. 11, № 1. С. 55–60.*
6. Nesterenko M.V., Katrich V.A., Penkin Yu.M., Dakhov V.M., Berdник S.L. *Thin Impedance Vibrators. Theory and Applications*. New York: Springer Science+Business Media, 2011. 223 p.
7. Єлісеєва Н.П., Горобец Н.Н. *Дифракція излучения проволочной антенны на прямоугольных и угловых экранах*. Харьков: ХНУ имени В.Н. Каразина, 2009. 380 с.
8. Yeliseyeva N.P., Berdник S.L., Katrich V.A. and Nesterenko M.V. Electrodynamics characteristics of horizontal impedance vibrator located over a finite-dimensional perfectly conducting screen. *Prog. Electromagn. Res. B (PIER B)*. 2015. Vol. 63. P. 275–288. DOI: 10.2528/PIERB15043003.
9. Yeliseyeva N.P., Berdник 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., Berdник S.L., Katrich V.A. and Nesterenko M.V. Directional and Polarization Patterns of Impedance Monopole Placed on Square Metal Screen. *3rd IEEE Int. Conf. Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo'2018)* (1–14 Sept. 2018, Odessa, Ukraine): proc. Odessa: IEEE, 2018.

Стаття надійшла 24.02.2020

REFERENCES

1. Balanis C.A. *Antenna Theory: Analysis and Design*. John Wiley & Sons, Inc, 2016.
2. Naser-Moghadasi, M., Roustaa, H., Virdee, B.S., 2009. Compact UWB Planar Monopole Antenna. *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, **8**, pp. 1382–1385. DOI: 10.1109/LAWP.2009.2039111.
3. Ellis, S.M., Zhao, Z., Wu, J., Ma, K., Nie, Z.P., Liu, Q., 2014. A Planar Monopole UWB Antenna with Improved Lower End Bandwidth Using an L-shaped Stub Extended on the Ground Plane. *Prog. Electromagn. Res. C (PIER C)*, **52**, pp. 109–114. DOI: 10.2528/PIERC14052001.
4. Kamal Raj Singh Rajoriya, Singhal, P.K., 2012. Monopole Antenna with Modify Ground Plane. *Int. J. Eng. Technol. (IJET)*, **1**(3), pp. 266–270. DOI: 10.14419/ijet.v1i3.142.
5. 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. In: V.M. Yakovenko, ed. 2006. *Radiofizika i elektronika*. Kharkov: IRE NAS of Ukraine Publ. **11**(1), pp. 55–60 (in Russian).
6. Nesterenko, M.V., Katrich, V.A., Penkin, Yu.M., Dakhov, V.M., Berdник, S.L., 2011. *Thin Impedance Vibrators. Theory and Applications*. New York: Springer Science+Business Media.
7. 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 Kharkov National University Publ. (in Russian).
8. Yeliseyeva, N.P., Berdник, S.L., Katrich, V.A. and Nesterenko, M.V., 2015. Electrodynamics characteristics of horizontal impedance vibrator located over a finite-dimensional perfectly conducting screen. *Prog. Electromagn. Res. B (PIER B)*, **63**, pp. 275–288. DOI: 10.2528/PIERB15043003.
9. Yeliseyeva, N.P., Berdник, 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.*, **61**(2), pp. 99–111. DOI: 10.1134/S1064226908010038.

10. Yeliseyeva N.P., Berdnik S.L., Katrich V.A and Nesterenko M.V. Directional and Polarization Patterns of Impedance Monopole Placed on Square Metal Screen. In: *Proc. 3rd IEEE Int. Conf. Information and Telecommunication Technologies and Radio Electronics (UkrMiCo'2018)*. Odessa, Ukraine, 1–14 Sept. 2018. Odessa: IEEE.

Received 24.02.2020

N.P. Yeliseyeva, S.L. Berdnik, V.A. Katrich

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

RESONANT PROPERTIES OF AN IMPEDANCE MONOPOLE LOCATED ON A PERFECTLY CONDUCTING RECTANGULAR SCREEN

Subject and Purpose. A resonant monopole of an electrical length $0.2 \leq l/\lambda \leq 0.3$ mounted on an infinite, perfectly conducting plane or on a rectangular, perfectly conducting screen is considered. The objective is to determine how the radiation resistance, surface impedance, and input impedance depend on the length and thickness of the resonant monopole and how the screen size affects the resonant characteristics and directive gain of the impedance monopole.

Methods and methodology. A three-dimensional vector problem of the field diffraction of an impedance monopole mounted on a perfectly conducting rectangular screen is solved using the method of uniform geometrical theory of diffraction and adopting asymptotic expressions of the diffracted fields and electric currents of a thin impedance dipole located in the free space.

Results. Taking into account diffraction effects at the edges of the square screen, the resonant values of the surface impedance of the monopoles and the corresponding radiation resistance and directive gain have been calculated subject to the condition that the electric field amplitude is at its maximum. It has been found that as the screen size exceeds the two wavelengths, the edge phenomena have little effect on the monopole resonant characteristics. The radiation resistance reaches its maximum when the side of the square screen is as long as $L/\lambda = 0.9 \dots 0.95$. The first maximum of the directive gain occurs at $L/\lambda = 1.2 \dots 1.3$. The obtained results have been verified with the aid of the computational electromagnetics software FEKO.

Conclusion. A three-dimensional vector diffraction problem has been solved for an impedance monopole mounted on an ideally conducting, rectangular screen. Algorithms and computational programs have been developed to determine resonant characteristics and radiation patterns of the radiating system. By choosing an optimum screen size it is possible to increase the directive gain of an impedance monopole of the length $l = 0,2\lambda$ by 24% and the radiation resistance by 38% compared to the infinite screen.

Key words: rectangular screen, resonant monopole, surface impedance, field amplitude, radiation resistance, input impedance, directive gain.