

систем по рукописному почерку. – Київ: НАН України. Збірник наукових праць. Моделювання та інформаційні технології, 2006р., випуск 36, стор. 67-76.

5. Р. Каллан. Основные концепции нейронных сетей.: Пер. с англ. – М.: Издательский дом “Вильямс”, 2001. – 290с.

6. Расторгуев С.П. Программные методы защиты информации: Учебное пособие/ Пензенский государственный университет – Пенза: Издательство Пензенского государственного университета, 2000. – 95с.

Поступила 15.02.2010р.

УДК 621.396.677.4(045)

Л.Я. Ільницький, О.А. Щербина, І.І. Михальчук

МАЛОГАБАРИТНА СПІРАЛЬНА АНТЕНА

In modern systems of mobile radiomonitoring the antennas of small dimensions are used. These antennas are ineffective in the ranges of high and very high frequency, as it is difficult to match them with the feeder due to low effective length and low input resistance.

Вступ. У більшості видів коротких антен ємнісне навантаження сприяє збільшенню діючої довжини антени і зменшенню ємнісного вхідного опору. За допомогою засобів антенної техніки можливо створити такі схемні конфігурації навантажень, які будуть вирівнювати амплітудний розподіл струму в лінійних частинах дровових антен і самі випромінюватимуть, що впливатиме на розподіл поля у просторі. До таких форм навантажень можна віднести дровові спіралі із стоячою хвилею струму.

Постановка завдання Завдання полягає в тому, щоб визначити вплив спіралі, яка обтікається стоячою хвилею струму, на розподіл поля в просторі.

Теоретичні засади. Розглянемо поле випромінювання спірального провода, якому надано форму спіралі.

Живлення підведемо до точки A (початок спіралі), а в точці B (кінець спіралі) будемо вважати, що струм має нульове значення. Рівняння спіралі в полярній системі координат має такий вигляд:

$$\rho = \rho_0 - a\varphi_s, \quad (1)$$

де $\rho_0 = OA$ – початковий радіус спіралі; a – швидкість згортання спіралі; φ_s – полярний кут.

Радіус у кінці спіралі ($\rho_k = OB$), очевидно повинен задовольняти нерівність:

$$\rho_k = \rho_0 - a\varphi_k > 0, \quad (2)$$

де $\varphi_k = 2\pi s$ – повний кут обертання спіралі, s – кількість витків спіралі.

Якщо задати кількість витків спіралі і початковий та кінцевий радіуси, то швидкість згортання спіралі визначається так:

$$a = \frac{\rho_0 - \rho_k}{2\pi s} \quad (3)$$

довжина виокремленого елемента спіралі визначається як

$$dl = \rho d\varphi_s = (\rho_0 - a\varphi_s) d\varphi_s \quad (4)$$

Струм в спіралі є функцією довжини l , яка відраховується від початку спіралі (точки A) до вибраної точки спіралі. До елемента dl довжина спіралі дорівнює:

$$l = \int_0^{\varphi_s} (\rho_0 - a\varphi_s) d\varphi_s = \rho_0 \varphi_s - a \frac{\varphi_s^2}{2} \quad (5)$$

Повна довжина спіралі L :

$$L = \rho_0 \varphi_k - a \frac{\varphi_k^2}{2} \quad (6)$$

Будемо вважати, що струм розподіляється за синусоїдним законом. Отже, можемо записати, що в будь-якій точці спіралі на відстані l від точки живлення значення струму:

$$\dot{I}(l) = \dot{I}_n \sin k(L - l) = \dot{I}_n \sin k(L - \rho_0 \varphi_s + \frac{a}{2} \varphi_s^2), \quad (7)$$

де \dot{I}_n – струм в пучності.

Поле випромінювання у просторі знайдемо як суму парціальних полів елементів спіралі dl . Використаємо сферичну систему координат (рис. 1). Точка M з координатами r, θ, φ є довільно взятою точкою, в якій визначаємо напруженість електричного поля. Площина спіралі знаходиться в координатній площині xOy ($z=0$). Елемент спіралі можна представити як:

$$d\vec{l} = \vec{\varphi}_{0s} dl, \quad (8)$$

де φ_{0s} – орт полярної системи координат.

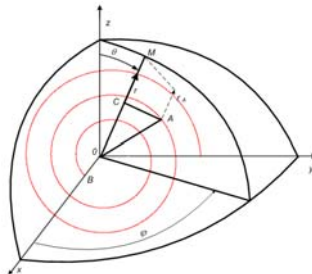


Рис. 1. Спіральний провідник у сферичній системі координат

Положення такого вектора в прямокутній системі координат повністю визначається полярним кутом φ_s .

Значення орта φ_{0s} полярної системи координат пов'язане з ортами прямокутної системи координат співвідношенням:

$$\vec{\varphi}_{0s} = -\vec{x}_0 \sin \varphi_s + \vec{y}_0 \cos \varphi_s, \quad (9)$$

де \vec{x}_0, \vec{y}_0 – орти прямокутної системи координат.

Вектор $d\vec{l}$ розкладається згідно з виразом (9) на дві складові, одна з них збігається з віссю Ox (в загальному випадку це буде складова dl_x паралельна осі Ox). Оскільки елемент dl_x обтікається струмом, то цю складову розглядаємо як електричний диполь, розташований вздовж осі Ox (рис. 2, а).

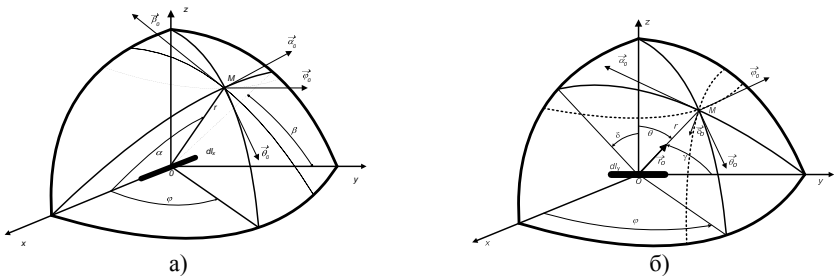


Рис. 2. Електричний диполь, розташований вздовж осі Ox (а) і вздовж осі Oy у сферичній системі координат

Сферична система координат з полярною віссю, що збігається з віссю Oz прямокутної системи є головною системою для визначення розподілу поля випромінювання спіралі у просторі. Сферична система r, α, β , полярна вісь якої збігається з віссю Ox є власною системою координат диполя. У власній системі координат напруженість електричного поля випромінювання така:

$$d\vec{E}_x = i \vec{\alpha}_0 \frac{\dot{I}(l) dl_x W_c}{2 \lambda r} \sin(\alpha e^{-ikr_A}), \quad (10)$$

де $\dot{I}(l)$ – значення струму, що обтікає елемент виокремлений в точці A спіралі (рис. 1); r_A – відстань від елемента dl до точки спостереження.

Щоб перейти від сферичної власної координатної системи (r, α, β) до головної системи координат (r, θ, φ) , використаємо представлення ортів \vec{r}_0 та $\vec{\alpha}_0$ в прямокутній системі координат:

$$\left. \begin{aligned} \vec{r}_0 &= \vec{x}_0 \sin \theta \cos \varphi + \vec{y}_0 \sin \theta \sin \varphi + \vec{z}_0 \cos \theta; \\ \vec{r}_0 &= \vec{x}_0 \cos \alpha + \vec{y}_0 \sin \alpha \cos \beta + \vec{z}_0 \sin \alpha \sin \beta; \\ \vec{\alpha}_0 &= -\vec{x}_0 \sin \alpha + \vec{y}_0 \cos \alpha \cos \beta + \vec{z}_0 \cos \alpha \sin \beta. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Враховуючи, що векторний добуток орта \vec{r}_0 , що визначений через кути

θ, φ , на орт \vec{r}_0 , що визначений через кути α, β , дорівнює нулю, тобто: $[\vec{r}_0, \vec{r}_0] = 0$, знаходимо:

$$\left. \begin{aligned} \sin \alpha &= \sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}; \\ \cos \alpha &= \sin \theta \cos \varphi; \\ \sin \beta &= \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}}; \\ \cos \beta &= \frac{\sin \theta \sin \varphi}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Орт $\vec{\alpha}_0$ для точки спостереження M представимо через орти $\vec{\theta}_0$ і $\vec{\varphi}_0$ головної системи координат. Для цього використаємо третє рівняння системи (11), вирази (12) і такі співвідношення:

$$\left. \begin{aligned} \vec{x}_0 &= \vec{r}_0 \sin \theta \cos \varphi + \vec{\theta}_0 \cos \theta \cos \varphi - \vec{\varphi}_0 \sin \varphi; \\ \vec{y}_0 &= \vec{r}_0 \sin \theta \sin \varphi + \vec{\theta}_0 \cos \theta \sin \varphi + \vec{\varphi}_0 \cos \varphi; \\ \vec{z}_0 &= \vec{r}_0 \cos \theta - \vec{\theta}_0 \sin \theta. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Після упорядкування отриманого виразу знаходимо, що

$$\begin{aligned} \vec{\alpha}_0 &= -\vec{\theta}_0 \frac{\cos \theta \cos \varphi}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}} + \\ &+ \vec{\varphi}_0 \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Відстань від елемента спіралі в точці A (рис. 1) до точки спостереження M визначаємо як:

$$r_A = r - \Delta r = r - OB. \quad (15, a)$$

З рис. 1 видно, що:

$$\Delta r = OB = OA \cos \vartheta = (\vec{\rho}, \vec{r}_0), \quad (15, б)$$

де $\vartheta = \angle AOC$ і $OA = \rho$ – відстань від початку полярної системи координат до точки A ,

$$\begin{aligned} \vec{\rho} &= \vec{\rho}_0 \rho = \vec{\rho}_0 (\rho_0 - \alpha \varphi_s) = \\ &= \vec{x}_0 \rho \cos \varphi_s + \vec{y}_0 \rho \sin \varphi_s. \end{aligned} \quad (16)$$

Підставляючи у формулу (15) вираз 16 і значення орта \vec{r}_0 з системи (11):

$$\Delta r = (\rho_0 - \alpha \varphi_s) \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_s), \quad (17)$$

З виразів (4), (8), (9), знаходимо значення елементів спіралі, що збігаються з осями прямокутної системи координат площини xOy :

$$dl_x = -(\rho_0 - \alpha \varphi_s) \sin \varphi_s d\varphi_s \quad (18, a)$$

$$dl_y = (\rho_0 - \alpha \varphi_s) \cos \varphi_s d\varphi_s. \quad (18, б)$$

Підставляючи в формулу (10) формули (7), (14), (12), (15, а) та (17), визначаємо поле випромінювання однієї складової елемента спіралі:

$$d\dot{E}_x = \bar{\theta}_0 d\dot{E}_x^\theta + \bar{\varphi}_0 d\dot{E}_x^\varphi, \quad (19)$$

де

$$d\dot{E}_x^\theta = -i\dot{A} \cos \theta \cos \varphi \sin \varphi_s B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s, \quad (20)$$

$$d\dot{E}_x^\varphi = -i\dot{A} \sin \theta \sin \varphi \sin \varphi_s B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s, \quad (21)$$

$$\dot{A} = \frac{\dot{I}_0 W_c}{2\lambda r} e^{-ikr}; \quad (22)$$

$$B(\theta, \varphi, \varphi_s) = \sin \left[k(L - \rho_0 \varphi_s + \frac{1}{2} \alpha \varphi_s^2) \right] \times \\ \times (\rho_0 - \alpha \varphi_s) \exp[ik(\rho_0 - \alpha \varphi_s) \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_s)] \quad (23)$$

Друга складова елемента dl збігається з віссю Oy (рис. 2,б). Власною системою сферичних координат є r, γ, δ .

У цій системі координат напруженість поля випромінювання елемента dl_y визначається виразом аналогічним виразу (10), тобто:

$$d\dot{E}_y = \bar{\gamma}_0 \frac{\dot{I}(l) dl_y W_c}{2\lambda r} \sin \gamma e^{-ikr}, \quad (24)$$

де $dl_y = dl \cos \varphi_s$.

З рис. 2,б випливає, що :

$$\vec{r}_0 = \vec{x}_0 \sin \gamma \sin \delta + \vec{y}_0 \cos \gamma + \vec{z}_0 \sin \gamma \cos \delta. \quad (25)$$

З векторного добутку $[\vec{r}_0, \vec{r}_0]$, в якому орти \vec{r}_0 визначені в головній (11) і власній (25) сферичних системах координат, знаходимо:

$$\left. \begin{aligned} \sin \gamma &= \sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}; \\ \cos \gamma &= \sin \theta \sin \varphi; \\ \sin \delta &= \frac{\sin \theta \cos \varphi}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}}; \\ \cos \delta &= \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Орт сферичної системи координат $\vec{\gamma}_0$, що визначає поляризацію поля випромінювання (24), в прямокутній системі координат має такі складові:

$$\vec{\gamma}_0 = \vec{x}_0 \cos \gamma \sin \delta - \vec{y}_0 \sin \gamma + \vec{z}_0 \cos \gamma \cos \delta. \quad (27)$$

Використовуючи формули (13) і (26) вираз (27) представимо у вигляді:

$$\vec{\gamma}_0 = -\bar{\theta}_0 \frac{\cos \theta \sin \varphi}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}} - \bar{\varphi}_0 \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}}. \quad (28)$$

Формули (26) і (28) дають можливість записати поле випромінювання елемента dl_y в головній системі координат:

$$d\vec{E}_y = \bar{\theta}_0 dE_y^\theta + \bar{\varphi}_0 dE_y^\varphi, \quad (29)$$

де

$$d\dot{E}_y^\theta = -i\dot{A} \cos \theta \sin \varphi \cos \varphi_s B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s, \quad (30)$$

$$d\dot{E}_y^\varphi = -i\dot{A} \cos \varphi \cos \varphi_s B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s. \quad (31)$$

Рівняння (19) і (29) використаємо для визначення складових поля випромінювання dl :

$$\begin{aligned} \dot{E}^\theta &= d\dot{E}_x^\theta + d\dot{E}_y^\theta, \\ \dot{E}^\varphi &= d\dot{E}_x^\varphi + d\dot{E}_y^\varphi. \end{aligned}$$

Підставляючи значення складових (20), (21) і (30), (31), отримуємо:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}^\theta &= -i\dot{A} \cos \theta \sin(\varphi - \varphi_s) B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s \\ \dot{E}^\varphi &= -i\dot{A} \cos(\varphi - \varphi_s) B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Повне поле випромінювання спіралі з синусоїдним розподілом струму визначається як:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}^\theta &= -i\dot{A} \cos \theta \int_0^{\varphi_k} \sin(\varphi - \varphi_s) B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s \\ \dot{E}^\varphi &= -i\dot{A} \int_0^{\varphi_k} \cos(\varphi - \varphi_s) B(\theta, \varphi, \varphi_s) d\varphi_s. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Для ілюстрації обчислень за формулами (23) і (33) побудовано діаграму спрямованості спіралі (рис. 3) у випадку, коли $s = 5$, $\varphi_k = 10\pi$, $\rho_0 \cong 0.4m$, $\rho_k \cong 0.2m$, $\lambda = 50m$, $k = \frac{2\pi}{50}$, $\alpha = \frac{0.02}{\pi}$, $\varphi = 0$, $A = 1$.

Припустимо, що випромінювач має вигляд концентричних кілець. Тоді приймаємо, що напруженість поля визначається як:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}^\theta &= \sum_{q=1}^s \dot{E}_q^\theta \\ \dot{E}^\varphi &= \sum_{q=1}^s \dot{E}_q^\varphi \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

де s – кількість кілець.

Фаза струму незмінна, а амплітуда струму змінюється лише при переході від одного кільця до іншого. Тобто, для q -го кільця струм дорівнює \dot{I}_q , а радіус кільця – ρ_q , оскільки $a = 0$. При таких допущеннях маємо дещо

інші значення амплітудного коефіцієнта:

$$\dot{A}_q = \frac{\dot{I}_q W_c \rho_q}{2\lambda r} e^{-ikr} \quad (35)$$

і функції координатних кутів:

$$B_q(\theta, \varphi, \varphi_s) = e^{ik\rho_q \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_s)} \quad (36)$$

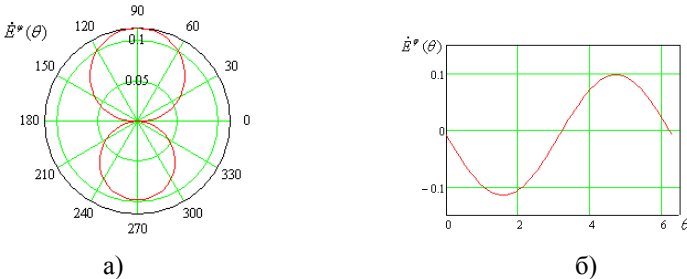


Рис. 3. Діаграми спрямованості в полярній (а) та прямокутній (б) системах координат за формулою (33)

Вирази (33) з урахуванням нових значень амплітудного коефіцієнта (35) і функції координатних кутів (36) набувають вигляду

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_q^\theta &= -i\dot{A}_q \cos\theta \int_0^{2\pi} \sin(\varphi - \varphi_s) e^{ik\rho_q \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_s)} d\varphi_s \\ i \\ \dot{E}_q^\varphi &= -i\dot{A}_q \int_0^{2\pi} \cos(\varphi - \varphi_s) e^{ik\rho_q \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_s)} d\varphi_s \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Інтеграл у першому рівнянні шляхом заміни $\cos(\varphi - \varphi_s) = u$ зводиться до табличного вигляду. При заданих границях інтегрування його значення дорівнює нулю. Отже, складова E_q^θ відсутня в полі випромінювання кільця, що обтікається струмом з однаковою амплітудою і фазою вздовж всього провідника.

Другий інтеграл системи рівнянь (37) обчислюється за відомим співвідношенням з теорії функції Бесселя:

$$J_1(u) = \frac{1}{i2\pi} \int_{-\varphi}^{2\pi-\varphi} e^{ik \cos\varphi'} \cos\varphi' d\varphi', \quad (38)$$

де $u = k\rho_q \sin\theta$ і $\varphi' = \varphi_s - \varphi$.

Використовуючи вираз (38), отримуємо:

$$\dot{E}_q^\varphi = \frac{1}{2\pi} \dot{A}_q J_1(k\rho_q \sin \theta).$$

Підставляємо значення \dot{A}_q з формули (35) і остаточно знаходимо:

$$\dot{E}_q^\varphi = \frac{30 I_q \rho_q}{\lambda r} J_1(k\rho_q \sin \theta) e^{-ikr}. \quad (39)$$

Повне значення азимутальної складової напруженості електричного поля визначається за формулою (34) при використанні виразу (39).

Для тієї ж кількості кілець $s=5$ і сталих значень струму $I_q = I_a \sin \left[k(L - \rho_0 \varphi_q + \frac{1}{2} \alpha \varphi_q^2) \right]$ і радіусах кілець $\rho_q = \rho_0 - ia\pi$ (де $i=1,3,5,7,9$) за формулами (39) і (34) побудували діаграми спрямованості (рис.4).

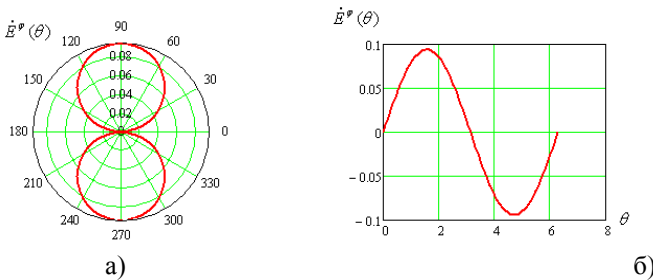


Рис. 4. Діаграми спрямованості в полярній (а) та прямокутній (б) системах координат за формулою (39)

Висновки

В результаті аналітичного дослідження поля випромінювання спіралі отримані точні вирази, які враховують геометрію і розподіл струму в спіралі (23), оскільки отримані інтеграли важко представити через елементарні функції, було проведено чисельне інтегрування.

За результатами інтегрування можна зробити такі висновки:

- за характером діаграми спрямованості з заданим розподілом струму в спіралі такі ж як і для системи кілець із сталими амплітудами струмів;
- при нерівномірному розподілі струму виникає асиметрія в діаграмі спрямованості, що з фізичної точки зору має досить просте пояснення;
- при нерівномірному розподілі струму в спіралі нуль випромінювання відхиляється від осі спіралі.

Поступила 17.03.2010р.