

УДК 621.396.677

В.Д. Карлов¹, І.Г. Леонов, О.В. Лукашук², А.Ф. Шевченко¹¹Харківський університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків²ВАТ «НДІ РЕВ», Харків

МЕТОД МАТЕМАТИЧНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ХАРАКТЕРИСТИК СПРЯМОВАНOSTІ ВІСЕСИМЕТРИЧНИХ АКТИВНИХ АНТЕННИХ РЕШІТОК (НА ПРИКЛАДІ КРУГОВОЇ ЦИЛІНДРИЧНОЇ АНТЕННОЇ РЕШІТКИ ВЕЛИКИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ РОЗМІРІВ)

Розглянуто метод математичного моделювання характеристик спрямованості вісесиметричних антенних решіток, що ґрунтується на використанні принципу суперпозиції елементарних джерел, якими замінюється реальна випромінююча система. Отримано основні співвідношення, які дозволяють визначити поле випромінювання кругових циліндричних антенних решіток великих електричних розмірів, які складено з елементарних електричних диполів, в її дальній та проміжній зоні, і врахувати вплив провідної поверхні антени на її характеристики. Наведені результати можуть бути використані в алгоритмах просторового формування або обробки сигналів в активних вісесиметричних ФАР.

Ключові слова: метод математичного моделювання, вісесиметрична активна фазована антенна решітка, характеристики спрямованості, принцип суперпозиції.

Загальна постановка задачі

Перспективним напрямком розвитку сучасних радіотехнічних систем є застосування активних фазованих антенних решіток (АФАР) з осью симетрії (сферичних, конічних, циліндричних) [1, 2, 3]. Кожен випромінювач таких антенних решіток може бути включений в окремий тракт формування і обробки сигналів. Що дозволяє здійснювати як неспотворене (конформне) сканування променем в широкому секторі кутів з високою швидкістю [4 – 6], так і сформувати набір статичних парціальних діаграм спрямованості (ДС) при паралельному огляді простору [7, 8]. Для вирішення вказаних задач ключовим є розрахунок характеристик спрямованості (ХС) вісесиметричних АР, які мають істотні відмінності від плоских і лінійних антенних решіток [1, 4, 9 – 12]. Це зумовило переважний розвиток наближених методів визначення ХС, що поєднують в собі аналітичну і чисельну частину. Серед яких виділимо: – метод наведених струмів; метод еквівалентного плоского розкриття; метод куткових гармонік; матричний метод побудови вектора Герца.

Однак перераховані методи, не дозволяють повною мірою оцінити специфіку вісесиметричних АР, оскільки:

– у більшості з них здійснюється граничний перехід від дискретного до безперервного розподілу джерел, що не дозволяє оцінювати ХС АР з відстанями між випромінювачами більш за півхвилю. Хоча подібна величина кроку решітки є одним з переваг вісесиметричних АР, в яких можлива реалізація розрідження решіток за відсутності дифракційних максимумів вищих порядків;

– практично всі методи, не призначені для визначення ХС в проміжній зоні, протяжність якої, для решіток з великими електричними розмірами, велика, що уявляє інтерес у разі застосування опуклих АР в багатофункціональних РЛС малої дальності, з

ближньою межею зони виявлення порядку декілька сотень, а то і десятків метрів від точки стояння антенного посту [13];

– за рідким винятком в літературі відсутні співвідношення придатні для проведення реального чисельного моделювання ХС вісесиметричних АР на сучасних ЕОМ та інші.

Вільним від вказаних недоліків є метод розрахунку, який заснований на використанні принципу суперпозиції полів елементарних джерел (МСПЕД). Через лінійність рівнянь Максвелла опуклу поверхню антени можна представити у вигляді деякої сукупності простих (елементарних) випромінювачів. Основні переваги розрахунку ХС осесиметричних АР методом СПЕД полягають в наступному:

– для більшості типів ЕД знайдені строгі вирішення завдань визначення ЕМП по заданих збуджуючих сторонніх струмах у всіх зонах випромінювання [14, 15];

– для ЕД відомі вирази, необхідні для визначення внутрішніх (ККД, вхідний опір, смуга пропускання, допустима випромінювана потужність) і зовнішніх (ДС по полю і потужності, фазова і поляризаційна ДС, КСД, вхідний опір та інші) параметрів;

– часто реальні елементи опуклих АР близькі за своїми характеристиками до ЕД, або ж можуть бути представлені у вигляді їх сукупності, певним чином орієнтованої в просторі [14, 16];

– спрощується урахування дифракційних явищ, оскільки для більшості елементарних випромінювачів вирішені задачі дифракції на поверхнях різної конфігурації [17, 18] а результати, отримані вказаним методом, мають наглядний характер і можуть ясно тлумачитися з фізичної точки зору та інші.

Проте, при узагальненні отриманих результатів на реальні АР, слід врахувати ряд відомих обмежень властивих антенам малих електричних розмірів.

У даній статті розглядається застосування методу СПЕД при визначенні ХС кругових циліндричних АР (АРЦ) великих електричних розмірів, як найбільш поширеного типу вісесиметричних ФАР при реалізації конформного сканування і паралельного колового огляду в РЛС різного цільового призначення [5 – 8].

Метою роботи є розробка методу моделювання ХС АРЦ який дозволить: проводити чисельні розрахунки в дальній і проміжній зоні антени при довільному кроці решітки; врахувати вплив дифракційних явищ в АРЦ; організувати управління положенням головного максимуму ДС АРЦ і вибирати необхідні види АФР струмів в її елементах.

Основна частина

1. Вибір елементарних джерел.

На практиці як випромінювачі АРЦ часто використовують вібраторні або щілинні (дифракційні) антени лінійної поляризації малих розмірів [1, 12]. Тому як ЕД для аналізу ХС АРЦ доцільно вибрати елементарний електричний диполь (диполь Герца). Як основні далі використані строгі рішення для складових ЕМП диполя $\dot{\vec{E}}(\vec{X}|\vec{X}_0, \dot{\vec{p}})$ і $\dot{\vec{H}}(\vec{X}|\vec{X}_0, \dot{\vec{p}})$ з вектор-моментом $\dot{\vec{p}}$ розташованого у вільному необмеженому просторі і поміщеного в точку X_0 основної правої декартової системи координат (ДСК) [14]:

$$\dot{\vec{E}}(\vec{X}|\vec{X}_0, \dot{\vec{p}}) = \frac{1}{\epsilon_0} [\nabla(\dot{\vec{p}} \cdot \nabla \dot{g}) + k_0^2 \cdot \dot{\vec{p}} \cdot \dot{g}], \quad (1)$$

$$\dot{\vec{H}}(\vec{X}|\vec{X}_0, \dot{\vec{p}}) = j\omega_0 \cdot (\dot{\vec{p}} \times \nabla \dot{g}), \quad (2)$$

де $\dot{\vec{p}} = \frac{\dot{I}}{j\omega_0} d\vec{l} = \dot{q} \cdot d\vec{l}$, \dot{I} – комплексна амплітуда струму в диполі; $\omega_0 = 2\pi f_0$ – кругова частота струму; $k_0 = 2\pi\lambda_0$ – хвильове число $d\vec{l} = |d\vec{l}| \vec{e}^0$ – вектор, що враховує лінійні розміри $|d\vec{l}| \ll \lambda_0$ і поляризацію диполя \vec{e}^0 ; \dot{q} – електричний заряд; $\dot{g} = \exp(jk_0 R)/(4\pi R)$ – функція Гріна диполя $R = |\vec{X} - \vec{X}_0|$ – відстань від точки розташування диполя до точки спостереження \vec{X} .

Перетворені вирази (1) і (2), з урахуванням $\text{grad } H(G) = \frac{\partial H}{\partial G} \text{grad } G$ мають вигляд [18]:

$$\dot{\vec{E}}(\vec{X}|\vec{X}_0, \dot{\vec{p}}) = \frac{1}{\epsilon_0} \left(k_0^2 \cdot \dot{\vec{p}} \cdot \dot{g} + jk_0 \cdot \frac{\dot{\vec{p}} \cdot \nabla \dot{g}}{R} - \frac{\dot{\vec{p}} \cdot \nabla \dot{g}}{R^2} \right) \cdot \frac{\exp\{jk_0 R\}}{4\pi R}, \quad (3)$$

де $\dot{\vec{p}}^T = \dot{\vec{p}} - (\dot{\vec{p}} \cdot \vec{R}_0) \cdot \vec{R}_0$ і $\dot{\vec{p}}^{\perp} = \dot{\vec{p}} - 3 \cdot (\dot{\vec{p}} \cdot \vec{R}_0) \cdot \vec{R}_0$ – тангенціальні складові вектора $\dot{\vec{p}}$ дотичні до орта напрямку на точку спостереження – \vec{R}_0 .

$$\dot{\vec{H}}(\vec{X}|\vec{X}_0, \dot{\vec{p}}) = \dot{\vec{p}}^{\perp} \cdot \left(-\omega_0^2 \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} - j\omega_0 \frac{1}{R} \right) \times \frac{\exp\{jk_0 R\}}{4\pi R}, \quad (4)$$

де $\dot{\vec{p}}^{\perp} = \dot{\vec{p}} \times \vec{R}_0$ складова вектора $\dot{\vec{p}}$, перпендикулярна до \vec{R}_0 .

Замінімо вектор-функції (3) і (4) їх асимптотичними виразами, які справедливі в дальній зоні диполя [18] (при $R \gg |d\vec{l}|$) і введемо умовну нумерацію джерела:

$$\begin{aligned} & \dot{\vec{E}}_{nm}(\vec{X}|\vec{X}_{nm}, \dot{\vec{p}}_{nm}) \approx \\ & \approx k_0^2 \omega_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \dot{\vec{p}}_{nm}^T \exp(jk_0 \vec{R}_{nm} \cdot \vec{X}) \dot{g}_{nm}(k_0 R_{nm}); \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \dot{\vec{H}}_{nm}(\vec{X}|\vec{X}_{nm}, \dot{\vec{p}}_{nm}) \approx \\ & \approx -k_0^2 \omega_0 \dot{\vec{p}}_{nm}^{\perp} \exp(jk_0 \vec{R}_{nm} \cdot \vec{X}) \dot{g}_{nm}(k_0 R_{nm}). \end{aligned}$$

де \vec{X} , \vec{X}_{nm} – радіус вектори точок X та X_{nm} – точок спостереження і розташування випромінювача в основній ДСК відповідно; $\dot{\vec{p}}_{nm}^T = \dot{\vec{p}}_{nm} - \vec{R}_{nm}^0 (\vec{R}_{nm}^0 \cdot \dot{\vec{p}}_{nm})$, $\dot{\vec{p}}_{nm}^{\perp} = \vec{R}_{nm}^0 \times \dot{\vec{p}}_{nm}$ – складові $\dot{\vec{p}}_{nm}$; $\vec{R}_{nm}^0 = \frac{\vec{X} - \vec{X}_{nm}}{R_{nm}}$, $R_{nm} = |\vec{X} - \vec{X}_{nm}|$ і $\dot{g}_{nm}(k_0, R_{nm}) = \exp(jk_0 R_{nm})/(4\pi k_0 R_{nm})$.

Видозмінимо (5), для чого введемо допоміжний дійсний вектор \vec{s}_{nm} , що не залежить від частоти і комплексної амплітуди струму (заряду диполя) і характеризує лише поляризацію і лінійні розміри джерела

$$\vec{s}_{nm} = \dot{\vec{p}}_{nm} / \dot{q}_{nm} = j\omega_0 \cdot \dot{\vec{p}}_{nm} / \dot{I}_{nm}. \quad (6)$$

Тоді електричне і магнітне поле джерела можна записати у виді:

$$\begin{aligned} \dot{\vec{E}}_{nm}(\vec{X}|\vec{X}_{nm}, \dot{I}_{nm}) &= \frac{\dot{I}_{nm} k_0}{j4\pi R_{nm}} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \vec{s}_{nm}^T \times \\ &\times \exp\{jk_0 (\vec{R}_{nm}^0 \cdot \vec{X} + R_{nm})\}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \dot{\vec{H}}_{nm}(\vec{X}|\vec{X}_0, \dot{I}_{nm}) &= -\frac{\dot{I}_{nm} k_0}{j4\pi R_{nm}} \vec{s}_{nm}^{\perp} \times \\ &\times \exp\{jk_0 (\vec{R}_{nm}^0 \cdot \vec{X} + R_{nm})\}, \end{aligned} \quad (8)$$

де $\vec{s}_{nm}^T = \frac{1}{\dot{q}} (\dot{\vec{p}}_{nm} - \vec{R}_{nm}^0 \cdot (\vec{R}_{nm}^0 \cdot \dot{\vec{p}}_{nm}))$ – тангенціальна складова вектора \vec{s}_{nm} ; $\vec{s}_{nm}^{\perp} = \frac{1}{\dot{q}} (\vec{R}_{nm}^0 \times \dot{\vec{p}}_{nm})$ –

перпендикулярна складова вектора \vec{s}_{nm} .

Приведені вирази дозволяють скласти на їх основі прості алгоритми чисельного моделювання поля диполя розташованого у вільному просторі в його дальній, проміжній і ближній зоні.

2. Математична модель визначення ХС циліндричної антенної решітки.

Представимо кругову циліндричну антенну решітку, з радіусом $a \gg \lambda_0$, у вигляді тіла скінчен-

них розмірів, яке вважатимемо обмеженими ідеальною провідною поверхнею S .

Введемо в розгляд основну ДСК $OXYZ$, центр якої – точку O , сумістимо з центром елементарного кільця випромінювачів що лежить на площині XOY ($Z=0$). Прийmemo відстань між випромінювачами уздовж утворюючої циліндра рівним d_m , кутову відстань в елементарному кільці випромінювачів рівним $\delta\phi$. Кількість елементів в лінійці для простоти покладемо непарним, центральну (з елементарних) лінійних решіток розташуємо на площині ZOX , причому елемент з номером 00 поєднуватимемо з віссю OX . Геометрична модель антени представлена на рис. 1.

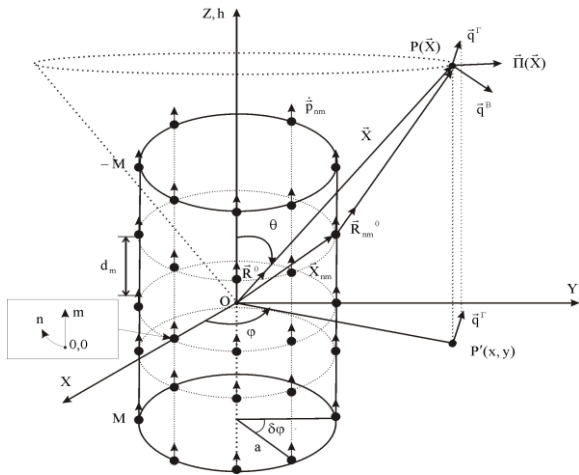


Рис. 1. Геометрична модель циліндричної антенної решітки

Вважаючи решітку, що збуджують монохроматичним сигналом, складеною з ідентичних та однаково спрямованих випромінювачів і нехтуючи взаємодією між ними, через принцип суперпозиції, без врахування дії провідної поверхні антени і при повному узгодженні АР з фідером, поле антени в дальній зоні випромінювачів запишемо у вигляді поверхневого інтегралу по освітленій стороні:

$$\dot{E}(\vec{X}) = \int_{S'} \frac{\dot{I}_{nm} k_0}{j4\pi R_{nm}} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \vec{s}_{nm}^T \exp\left\{jk_0(\vec{R}_{nm}^0 \cdot \vec{X} + R_{nm})\right\} ds'; \quad (9)$$

$$\dot{H}(\vec{X}) = -\int_{S'} \frac{\dot{I}_{nm} \cdot k_0}{j4\pi R_{nm}} \cdot \vec{s}_{nm}^\perp \exp\left\{jk_0(\vec{R}_{nm}^0 \cdot \vec{X} + R_{nm})\right\} ds', \quad (10)$$

де S' – освітлена частина поверхні S , під якою умовно розуміємо частину випромінюючої поверхні, на яку падає уявний світловий потік, що рухається з дальньої зони у напрямку орту $-\vec{R}^0$ (рис. 2).

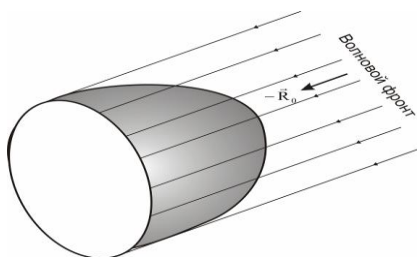


Рис. 2. До визначення освітленої області на опуклій поверхні

3. Визначення меж інтегрування.

Встановлення фізичних меж на поверхні АРЦ, через яку відбувається випромінювання і прийом енергії, є обов'язковою умовою рішення задачі визначення ХС. У АРЦ великих електричних розмірів, напрям вектору Пойнтінга $\vec{\Pi}(\vec{X}|\vec{X}_0)$ у кожній точці випромінюючої поверхні, збігається з напрямком орта \vec{R}^0 . Для визначення меж освітленої області S' (9) – (10) для кожного випромінювача, введемо допоміжну площину NM , дотичну до точки розташування диполя з радіус-вектором \vec{X}_{nm}^0 .

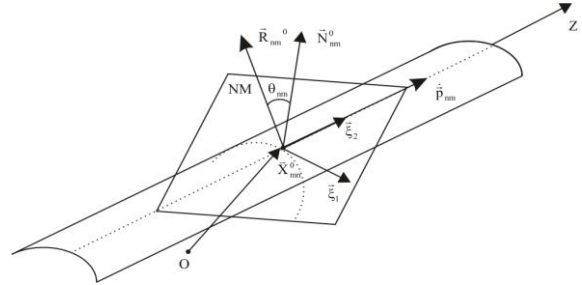


Рис. 3. До визначення нормалі до диполя

Розглянемо пару векторів $\vec{\xi}_1$ і $\vec{\xi}_2$, дотичних до координатних ліній (полярного радіусу – ϕ та висоти – Z у циліндричній СК відповідно) рис. 3.

Ці вектори лежать в площині NM , і визначаються шляхом операції диференціювання виду [21]:

$$\vec{\xi}_1 = \frac{\partial \vec{X}_{nm}^0}{\partial \phi} = \{-a \sin \phi_{nm}; a \cos \phi_{nm}; 0\}; \quad (11)$$

$$\vec{\xi}_2 = \frac{\partial \vec{X}_{nm}^0}{\partial Z} = \{0; 0; 1\}.$$

Тоді орт нормалі \vec{N}_{nm}^0 зовнішньої до точки розташування диполя визначимо як:

$$\vec{N}_{nm}^0 = (\vec{\xi}_1 \times \vec{\xi}_2) / |\vec{\xi}_1 \times \vec{\xi}_2|. \quad (12)$$

Прийmemo наступне допущення: у випадку якщо кут θ_{nm} між ортом нормалі \vec{N}_{nm}^0 до випромінювача і ортом напрямку на точку спостереження \vec{R}_{nm}^0 задовольняє умові:

$$\theta_{nm} > \pi/2, \quad (13)$$

вважатимемо, що випромінювач решітки знаходиться в області «тіні» і не видний з точки спостереження із радіус-вектором \vec{X} . Що справедливо, якщо не враховувати вклад хвиль зісковзування, які дифрагують на поверхні антени біля кордону розділу «світлотінь» [17]. Крім того, відомі результати теорії дифракції високочастотних хвиль на опуклих добре провідних координатних поверхнях дозволяють не враховувати внесок індукованого струму, який обумовлено дифракцією на межі розділу, оскільки амплітуда наведеного струму під час переходу термінатору убуває згідно із законом близькому до експоненціального [18]. Надалі введемо допоміжну функцію Ξ_{nm} , яка дозволить визначити межі освітленої

області для кожного окремо взятого елементу решітки і не враховувати в розрахунках випромінювачі в області «тіні»:

$$\Xi_{nm} = \begin{cases} 1, & \cos(\theta_{nm}) \geq 0, \\ 0, & \cos(\theta_{nm}) < 0, \end{cases} \quad (14)$$

де $\cos(\theta_{nm}) = \vec{N}_{nm}^0 \cdot \vec{R}_{nm}^0$ – косинус кута між \vec{N}_{nm}^0 та \vec{R}_{nm}^0 .

Підставляючи значення даної функції для кожної пари значень векторів \vec{X} та \vec{X}_{nm}^0 в вирази (9-10) можна врахувати межі освітленої області в розрахунку поля АРЦ що не спрямована в площині направляючої циліндра:

$$\dot{E}(\vec{X}) = \frac{k_0}{j4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \frac{\Xi_{nm} \dot{I}_{nm}}{R_{nm}} \vec{s}_{nm}^T \times \exp\left\{jk_0 \left(\vec{R}_{nm}^0 \cdot \vec{X} + R_{nm}\right)\right\}; \quad (15)$$

$$\dot{H}(\vec{X}) = -\frac{k_0}{j \cdot 4\pi} \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \frac{\Xi_{nm} \dot{I}_{nm}}{R_{nm}} \cdot \vec{s}_{nm}^\perp \times \exp\left\{jk_0 \left(\vec{R}_{nm}^0 \cdot \vec{X} + R_{nm}\right)\right\}. \quad (16)$$

Інтерференційний і векторний множники в доданках суми виразів (15) – (16) визначає одну з основних особливостей вісесиметричних АР – за рахунок неоднакової орієнтації випромінювачів, синфазне їх збудження, не забезпечує формування гостроспрямованого випромінювання в будь-якому напрямку заданому напрямку простору [1, 4, 7], а поле випромінювання близьке до ізотропного. Для гостроспрямованого випромінювання АРЦ, необхідно внести фазову добавку до комплексних амплітуд струмів випромінювачів, яка забезпечить синфазний додаток полів елементарних джерел в необхідній точці простору. Визначимо величину цієї добавки.

4. Гостроспрямоване випромінювання АРЦ.

Введемо радіус-вектор точки фокусування (напрямок головного максимуму випромінювання), з координатами $\vec{X}_\phi = (r_\phi \sin \theta_\phi \cos \phi_\phi, r_\phi \sin \theta_\phi \sin \phi_\phi, r_\phi \cos \theta_\phi)$, та орт в напрямку на точку фокусування, який для кожного випромінювача позначимо $\vec{R}_{nm}^{0\Phi}$,

$$\vec{R}_{nm}^{0\Phi} = (\vec{O}_\delta - \vec{O}_0) / |\vec{O}_\delta - \vec{O}_0|. \quad (17)$$

Найбільшого значення амплітуда поля випромінювання набуде в тій точці простору, для якої буде справедливий вираз:

$$\sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \exp\{-j \arg(\dot{I}_{nm})\} \times \exp\left\{jk_0 \left(\vec{R}_{nm}^0 \vec{X} + |\vec{X} - \vec{X}_{nm}|\right)\right\} \equiv 0. \quad (18)$$

Тоді для формування гостроспрямованого випромінювання (фокусування) антени в напрямку $\vec{R}_{nm}^{0\Phi}$, необхідно забезпечити фазу комплексної амплітуди струму в кожному випромінювачі вигляду:

$$\arg(\dot{I}_{nm}) = -k_0 \left(\begin{array}{l} \vec{R}_{nm}^{0\Phi} \cdot \vec{O}_\delta + |\vec{O}_\delta - \vec{X}_{nm}| - \\ -2\pi \cdot \text{entier} \left(\frac{\vec{R}_{nm}^{0\Phi} \cdot \vec{O}_\delta + |\vec{O}_\delta - \vec{X}_{nm}|}{2\pi} \right) \end{array} \right), \quad (19)$$

де $\text{entier}(Y)$ – ціла частина числа.

Із (17) – (19) витікає, що спільний інтерференційний множник для поля випромінювача решітки, головний максимум ДС якої спрямований в точку \vec{X}_ϕ , має вигляд:

$$\exp\left\{jk_0 \left(\vec{R}_{nm}^0 \cdot \vec{X} + |\vec{X} - \vec{X}_{nm}| - \vec{R}_{nm}^{0\Phi} \cdot \vec{O}_\delta - |\vec{O}_\delta - \vec{X}_{nm}|\right)\right\}. \quad (20)$$

З урахуванням (15) – (16), (20) поле решітки сфокусованою в довільній точці простору X_ϕ запишемо у вигляді:

$$\dot{E}(\vec{X}|\vec{X}_\phi) = \frac{k_0}{j4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \frac{\Xi_{nm} \hat{\Xi}_{nm} |\dot{I}_{nm}|}{|\vec{X} - \vec{X}_{nm}|} \vec{s}_{nm}^T \times \exp\left\{jk_0 \left(\vec{R}_{nm}^0 \cdot \vec{X} + |\vec{X} - \vec{X}_{nm}| - \vec{R}_{nm}^{0\Phi} \cdot \vec{O}_\delta - |\vec{O}_\delta - \vec{X}_{nm}|\right)\right\}, \quad (21)$$

$$\dot{H}(\vec{X}|\vec{X}_\phi) = -\frac{k_0}{j4\pi} \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \frac{\Xi_{nm} \hat{\Xi}_{nm} |\dot{I}_{nm}|}{|\vec{X} - \vec{X}_{nm}|} \vec{s}_{nm}^\perp \times \exp\left\{jk_0 \left(\vec{R}_{nm}^0 \cdot \vec{X} + |\vec{X} - \vec{X}_{nm}| - \vec{R}_{nm}^{0\Phi} \cdot \vec{O}_\delta - |\vec{O}_\delta - \vec{X}_{nm}|\right)\right\}, \quad (22)$$

де комплексна амплітуда струму випромінювача –

$$\dot{I}_{nm} = |\dot{I}_{nm}| \exp\left\{ -jk_0 \left(\begin{array}{l} \vec{R}_{nm}^{0\Phi} \cdot \vec{O}_\delta + |\vec{O}_\delta - \vec{X}_{nm}| - \\ -2\pi \cdot \text{entier} \left(\frac{\vec{R}_{nm}^{0\Phi} \cdot \vec{O}_\delta + |\vec{O}_\delta - \vec{X}_{nm}|}{2\pi} \right) \end{array} \right) \right\}.$$

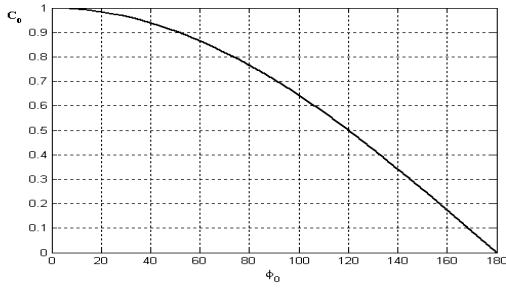
Визначимо межі сумування в (21, 22).

Як відомо, збудження частини елементів решітки, що не беруть участь у формуванні поля в напрямку фокусування $\vec{R}^{0\Phi}$ не доцільне. Тому далі введемо функцію Ξ'_{nm} :

$$\hat{\Xi}_{nm} = \begin{cases} 1, & \cos(\hat{\theta}_{nm}) \geq C_0; \\ 0, & \cos(\hat{\theta}_{nm}) < 0, \end{cases} \quad (22, a)$$

де $\cos(\hat{\theta}_{nm}) = \vec{N}_{nm}^0 \cdot \vec{R}_{nm}^{0\Phi}$ – косинус кута між зовнішньою нормаллю до випромінювача і ортом напрямку на точку фокусування; C_0 – константа, область значень якої $C_0 \in (1, 0)$.

В цьому випадку критерій вибору величини C_0 (рис. 4) може бути узгоджений з тою або іншою задачею, що вирішує антенна система.


 Рис. 4. Залежність кутового сектору збудження АРЦ ϕ_0 від C_0

5. Урахування впливу провідної поверхні антени.

Оскільки розміри диполя багато менше довжини хвилі і радіус АРЦ $a \gg \lambda_0$ то провідну поверхню в околиці кожного диполя, відповідно до принципу локальності [19], можна вважати локально плоскою. Для приблизного урахування впливу провідної поверхні антени на поле випромінювання АРЦ скористаємося методом «дзеркальних зображень» [14]. При цьому вторинне поле у верхньому півпросторі не зміниться, якщо видалити провідну площину, а в дзеркальній точці помістити джерело із струмом рівним по величині струму та протилежним за знаком в дійсному джерелі $\dot{\mathbf{E}}_{nm}(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_{nm}^+, \dot{\mathbf{I}}_{nm})$ (рис. 5).

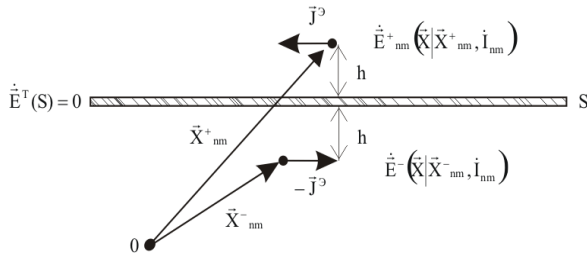


Рис. 5. Розташування випромінювачів над провідною поверхнею

Напрямок струму необхідно вибрати так, щоб дотична (тангенціальна) складова повного поля на S дорівнювала нулю: $\dot{\mathbf{E}}^T(S) = 0$. Тоді вираз для складових поля диполя з урахуванням провідної поверхні запишемо у виді:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}}(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_{nm}, \dot{\mathbf{I}}_{nm}) &= \dot{\mathbf{E}}_{nm}^+(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_{nm}^+, \dot{\mathbf{I}}_{nm}) + \dot{\mathbf{E}}_{nm}^-(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_{nm}^-, \dot{\mathbf{I}}_{nm}); \\ \dot{\mathbf{H}}(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_{nm}, \dot{\mathbf{I}}_{nm}) &= \dot{\mathbf{H}}_{nm}^+(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_{nm}^+, \dot{\mathbf{I}}_{nm}) + \dot{\mathbf{H}}_{nm}^-(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_{nm}^-, \dot{\mathbf{I}}_{nm}), \end{aligned} \quad (23)$$

де $\bar{\mathbf{X}}^{0-}$ – «дзеркальна» точка розташування диполя;

$\dot{\mathbf{E}}_{nm}^+(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_{nm}^+, \dot{\mathbf{I}}_{nm})$ і $\dot{\mathbf{E}}_{nm}^-(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_{nm}^-, \dot{\mathbf{I}}_{nm})$ – складові повного поля.

Вирази для поля випромінювання антени з урахуванням впливу провідної поверхні запишемо як

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}}(\bar{\mathbf{X}}, \dot{\mathbf{I}}) &= \frac{k_0}{j \cdot 4\pi} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \dot{\mathbf{I}}_{nm} \times \left(\frac{\Xi_{nm}^+}{\mathbf{R}_{nm}^+} \cdot \bar{\mathbf{s}}_{nm}^{T+} \times \right. \\ &\left. \times \hat{\mathbf{a}}^{jk_0(\bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0+} \bar{\mathbf{X}} + \mathbf{R}_{nm}^+)} + \frac{\Xi_{nm}^-}{\mathbf{R}_{nm}^-} \cdot \bar{\mathbf{s}}_{nm}^{T-} \cdot e^{jk_0(\bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0-} \bar{\mathbf{X}} + \mathbf{R}_{nm}^-)} \right), \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{H}}(\bar{\mathbf{X}}, \dot{\mathbf{I}}) &= -\frac{k_0}{j \cdot 4\pi} \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \dot{\mathbf{I}}_{nm} \times \left(\frac{\Xi_{nm}^+}{\mathbf{R}_{nm}^+} \cdot \bar{\mathbf{s}}_{nm}^{\perp+} \times \right. \\ &\left. \times \hat{\mathbf{a}}^{jk_0(\bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0+} \bar{\mathbf{X}} + \mathbf{R}_{nm}^+)} + \frac{\Xi_{nm}^-}{\mathbf{R}_{nm}^-} \cdot \bar{\mathbf{s}}_{nm}^{\perp-} \cdot e^{jk_0(\bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0-} \bar{\mathbf{X}} + \mathbf{R}_{nm}^-)} \right), \end{aligned} \quad (25)$$

де $\mathbf{R}_{nm}^{+(-)}$ – відстань від реального і фіктивного джерела до точки спостереження; $\Xi_{nm}^{+(-)}$ – множник, який визначає межі освітленої області відповідно до (14);

$$\bar{\mathbf{s}}_{nm}^{T(+,-)} = \frac{1}{q} \left(\dot{\mathbf{p}}_{nm} - \bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0(+,-)} \cdot (\bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0(+,-)} \dot{\mathbf{p}}_{nm}) \right) \text{ и}$$

$\bar{\mathbf{s}}_{nm}^{\perp(+,-)} = \frac{1}{q} \left(\bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0(+,-)} \times \dot{\mathbf{p}}_{nm} \right)$ – складові вектора $\bar{\mathbf{s}}_{nm}$ у дійсній і дзеркальній точках розташування диполя відповідно.

Вирази (24) – (25) відповідають формуванню не спрямованого випромінювання (прийому) сигналів антеною. Поле АРЦ при гостроспрямованому випромінюванні та довільній висоті розташування випромінювачів над провідною поверхнею антени можна записати у вигляді:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}}(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_0) &= \frac{k_0 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}}{j4\pi} \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \dot{\mathbf{I}}_{nm} \cdot \hat{\Xi}_{nm} \cdot \left(\frac{\Xi_{nm}^+}{\mathbf{R}_{nm}^+} \cdot \bar{\mathbf{s}}_{nm}^{T+} \times \right. \\ &\left. \times e^{jk_0(\bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0+} \bar{\mathbf{X}} + \mathbf{R}_{nm}^+)} + \frac{\Xi_{nm}^-}{\mathbf{R}_{nm}^-} \cdot \bar{\mathbf{s}}_{nm}^{T-} \cdot e^{jk_0(\bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0-} \bar{\mathbf{X}} + \mathbf{R}_{nm}^-)} \right), \\ \dot{\mathbf{H}}(\bar{\mathbf{X}}|\bar{\mathbf{X}}_0) &= -\frac{k_0}{j \cdot 4\pi} \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \dot{\mathbf{I}}_{nm} \cdot \hat{\Xi}_{nm} \cdot \left(\frac{\Xi_{nm}^+}{\mathbf{R}_{nm}^+} \cdot \bar{\mathbf{s}}_{nm}^{\perp+} \times \right. \\ &\left. \times \hat{\mathbf{a}}^{jk_0(\bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0+} \bar{\mathbf{X}} + \mathbf{R}_{nm}^+)} + \frac{\Xi_{nm}^-}{\mathbf{R}_{nm}^-} \cdot \bar{\mathbf{s}}_{nm}^{\perp-} \cdot e^{jk_0(\bar{\mathbf{R}}_{nm}^{0-} \bar{\mathbf{X}} + \mathbf{R}_{nm}^-)} \right). \end{aligned} \quad (26)$$

де $\hat{\Xi}_{nm}$ – множник, який визначає межі області збудження елементів решітки відповідно до (22, а).

Таким чином, на підставі методу СПЕД отримані загальні співвідношення, які дозволяють визначити поле випромінювання АРЦ що складена з елементарних електричних диполів в дальній зоні джерел, тобто в проміжній і дальній зоні антени в загалом. На підставі отриманих виразів, і використовуючи принцип взаємності [20], можуть бути визначені зовнішні ХС, як приймальної, так і передавальної АРЦ, такі як: векторна комплексна ДС антени по полю і потужності, КСД, коефіцієнт посилення, ефективна площа, коефіцієнт поляризаційної ефективності та інші, при різних видах амплітудного розподілу в антені.

Висновки

1. Розроблений метод математичного моделювання поля випромінювання кругової циліндричної антенної решітки великих електричних розмірів складеною з елементарних джерел, який дозволяє проводити чисельні розрахунки характеристик

спрямованості антенної системи;

2. Запропонований підхід може бути поширений на визначення основних характеристик вісесиметричних антенних решіток інших типів;

3. На основі отриманих виразів можуть бути складені алгоритми просторового формування і (або) обробки сигналів в вісесиметричних АФАР.

Список літератури

1. Josefsson L., Persson P. *Conformal array theory and design*. New Jersey IEEE press. Wiley-Interscience publication, 2006. – 488 p.
2. Толкачев А.А., Егоров Е.Н., Шилов А.В. Некоторые тенденции в развитии радиолокационных и связанных систем // *Радиотехника*. – 2006. – №4. – С. 24-27.
3. Активные фазированные антенные решетки / Под ред. Д.И. Воскресенского и А.И. Канащенкова. – М.: Радиотехника, 2004. – 488 с.
4. Воскресенский Д.И., Степаненко В.И., Филиппов В.С. Устройства СВЧ. Проектирование фазированных антенных решеток. – М.: Радиотехника, 2003. – 474 с.
5. Замятин В.И., Батуринов О.В., Толокнеев Э.А. Особенности обзора пространства и измерения координат радиолокационными системами с круговым сверхбыстрым сканированием диаграммы направленности кольцевых антенных решеток // *Збірник наукових праць ХВУ*. – Х.: ХВУ, 1999. – Вып. 3 (25) – С. 24-27.
6. Замятин В.И., Батуринов О.В., Толокнеев Э.А., Перекатий А.В. Сверхбыстрое сканирование лучом кольцевой антенной решетки // *Радиотехника*. – 1999. – Вып. 109. – С. 47-49.
7. Замятин В.И., Толокнеев Э.А., Батуринов О.В., Леввагин Г.А., Яловега Н.А. Пространственно-временная модуляция сигналов в кольцевых антенных решетках радиолокационных станций параллельного обзора (общие соотношения) // *Вестник ХГПУ*. – Х.: ХГПУ, 2000. – Вып. 127. – С. 15-19.
8. Замятин В.И., Батуринов О.В., Толокнеев Э.А., Леввагин Г.А. Гармоническая пространственно-временная модуляция сигналов в кольцевых антенных решетках

параллельного обзора пространства // *Вестник ХГПУ*. – 2000. – Вып. 125. – С. 53-57.

9. Крылов Г.Н. Цилиндрические, кольцевые и вертикальные антенны. – М.-Л.: Энергия, 1965. – 204 с.
10. Воскресенский Д.И., Пономарев Л.И., Филиппов В.С. Выпуклые сканирующие антенны (основы теории и методы расчета). – М.: Советское радио, 1978. – 304 с.
11. Уайт Д. Электромагнитное излучение из цилиндрических систем / Пер. с англ., под. ред. Г.В. Кисунько. – М.: Сов. радио. – 1963.
12. King F., Fikioris G., Mack R. *Cylindrical antenna and array*. Cambridge university press, 2002. – 619 p.
13. Вопросы перспективной радиолокации / Под ред. А.В. Соколова. – М.: Радиотехника, 2003. – 423 с.
14. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1989. – 544 с.
15. Справочник по антенной технике: Справ. в 5 т. Т.1. / Л.Д. Бахрах, Л.С. Бенинсон, Е.Г. Зелкин и др. / Под ред. Я.Н. Фельда, Е.Г. Зелкина. – М.: ИПРЖР, 1997. – 256 с.
16. Замятин В.И., Трубаев С.И. Электродинамика и схемотехника СВЧ. Часть 1. Электродинамика и распространение радиоволн. – Х. ВИРТА, 1992. – 434 с.
17. Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З. Основы теории дифракции. – М.: Наука, 1982. – 272 с.
18. Фундаментальные и прикладные задачи теории рассеяния электромагнитных волн / Ю.К. Сиренко, И.В. Сухаревский, О.И. Сухаревский, Н.П. Яшина. – Х.: Крок, 2000. – 344 с.
19. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения радиоволн. – М.: Сов. радио, 1970. – 520 с.
20. Шифрин Я.С. Антенны. – Х.: ВИРТА, 1976. – 408 с.
21. Пчелин Б.К. Векторный анализ для инженеров-электриков и радистов. – М.: Энергия, 1968. – 256 с.

Надійшла до редколегії 20.02.2008

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Г.В. Єрмаков, Харківський університет Повітряних Сил ім. І. Кожедуба, Харків.

МЕТОД МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК НАПРАВЛЕННОСТИ ОСЕСИМЕТРИЧНЫХ АКТИВНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК (НА ПРИМЕРЕ КРУГОВОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ БОЛЬШИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ)

В.Д. Карлов, И.Г. Леонов, Е.В. Лукашук, А.Ф. Шевченко

Рассмотрен метод математического моделирования характеристик направленности осесимметричных антенных решеток основанный на использовании принципа суперпозиции элементарных источников, которыми заменяется реальная излучающая система. Получены основные соотношения, которые позволяют определить поле излучения круговой цилиндрической антенной решетки больших электрических размеров составленной из элементарных электрических диполей в ее дальней и промежуточной зоне, и учесть влияние проводящей поверхности антенны на ее характеристики. Представленные результаты могут быть использованы в алгоритмах пространственного формирования или обработки сигналов в активных осесимметричных ФАР.

Ключевые слова: метод математического моделирования, осесимметричная активная фазированная антенная решетка, характеристики направленности, принцип суперпозиции.

METHOD OF MATHEMATICAL DESIGN OF DESCRIPTIONS OF ORIENTATION OF VISESIMETRICHNIK OF ACTIVE ARRAYS (ON EXAMPLE OF CIRCULAR CYLINDER ARRAY OF ELECTRIC LARGENESSES)

V.D. Karlov, I.G. Leonov, Ye.V. Lukashuk, A.F. Shevchenko

The mathematical model approach of axisymmetric antenna arrays direction characteristics is considered based on the superposition principle of elementary sources which are changeover the real radiation system are examined. Basic expression which allow to define the field of circular cylindrical array radiation with electric largeness made from elementary electric dipole in its far and intermediate zone are got, and to take into account influence of conducting surface of antenna on its descriptions. The presented results can be drawn on the algorithms of the spatial forming or signal processing in axisymmetric active phased antennas arrays.

Keywords: mathematical model approach, axisymmetric active phased antenna arrays, direction characteristics, superposition principle.