

О. Л. Сидорчук

МЕТОД ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ, РОЗСІЯНОГО ВІД РУПОРНОГО ОПРОМІНЮВАЧА, ЩО РОЗТАШОВАНИЙ У ФОКУСІ ПАРАБОЛОІДА ОБЕРТАННЯ АНТЕННОЇ СИСТЕМИ СТАНЦІЙ НАЗЕМНОЇ РОЗВІДКИ

У статті запропоновано вдосконалений математичний апарат для дослідження електромагнітного поля, розсіяного антенною системою з рупорним опромінювачем пірамідальної форми, розташованим у фокусі параболоїда обертання, на прикладі станцій наземної розвідки типу ПСНР «Кредо» (ІРЛІ33).

Удосконалення апарату полягає в застосуванні нового методу визначення розсіяного електромагнітного поля, перевипроміненого рупорним опромінювачем, що розташований у фокусі параболоїда обертання антенної системи, за нормальної поляризації падаючої плоскої хвилі до площини її падіння та збігу поляризації хвилі й площини її падіння як суперпозиції довільного падіння.

Окреслене завдання має дві складові: визначення електромагнітного поля в площині фокуса параболоїда обертання в разі довільного падіння на нього плоскої електромагнітної хвилі та знаходження електромагнітного поля, розсіяного від рупорного опромінювача колової поляризації, розміщеного в площині фокуса параболоїда обертання за умови довільного падіння на нього плоскої електромагнітної хвилі.

Надані в статті матеріали та отримані автором раніше результати об'єднують випадок довільного падіння електромагнітної хвилі, що є суперпозицією двох ортогональних варіантів її падіння. Розрахунки за новим методом дозволять оцінювати вплив різноманітних елементів, розміщених у площині фокуса, на розсіювання антенних систем в цілому за будь-якого випадку падіння хвилі на дзеркало.

Побудова радіолокаційних станцій на основі розрахованої за новим методом параболічної антени дозволить отримати значні переваги над традиційними однополяризаційними радіолокаційними станціями в разі виявлення об'єктів із малою ефективною поверхнею розсіювання і виділення їх інформативних ознак.

Ключові слова: *параболоїд обертання; дзеркальна антена; малогабаритний рупорний випромінювач; покращення поляризаційних характеристик; дифракція електромагнітної хвилі; зменшення ефективної поверхні розсіювання.*

Постановка проблеми в загальному вигляді. Сучасні радіоелектронні засоби (РЕЗ) зразків озброєння та військової техніки (ОВТ) постійно вимагають досліджень щодо підвищення ефективності їх застосування [1–3]. Особливості функціонування таких засобів найчастіше визначають їх антенні системи, які і потребують досліджень щодо удосконалення.

Параметри антенних систем значною мірою впливають на якісні показники функціонування РЕЗ різного призначення [3]. В останні роки таке удосконалення здійснюється головним чином не шляхом створення принципово нових антенних систем, а шляхом покращення характеристик спрямованості, узгодження, поляризації, розрізняювальної здатності та зменшення ефективної поверхні розсіювання (ЕПР) наявних.

Розглянемо це на прикладі радіолокаційної станції (РЛС) наземної розвідки типу ПСНР «Кредо» (1РЛ133) [4–7]. Основною її складовою є однополяризаційна антенна система, яка має дзеркальний параболоїд обертання та опромінювач пірамідальної форми.

Анени з дзеркалами у вигляді параболоїда обертання, зрізаного параболоїда, параболічного циліндра і вирізки з параболоїда обертання (зазвичай з контуром овальної форми) (рис. 1, 2) набули найбільшого поширення в сучасних радіотехнічних системах РЕЗ ОВТ. Широке застосування таких антен пояснюється можливістю формування найрізноманітніших діаграм спрямованості за відносної простоти конструкції, досить високого коефіцієнта корисної дії та малої шумової температури.

Розглянемо звичайну параболічну систему (рис. 3), що складається з двох елементів: металевого дзеркала параболічного профілю й опромінювача, розміщеного у фокусі дзеркала. Принцип роботи антени ґрунтується на тому, що сума відстаней від фокуса F до дзеркала і від дзеркала до апертури є величиною постійною ($FA + AA' = FD + DD'$). Відповідно, якщо у фокусі розташовано джерело сферичної хвилі, то після відбиття від дзеркала вона перетворюється в плоску, а випромінювальний розкрив антени збуджується синфазно.



Рис. 1. Модернізована РЛС «Кредо-М» у складі БРМ-3К

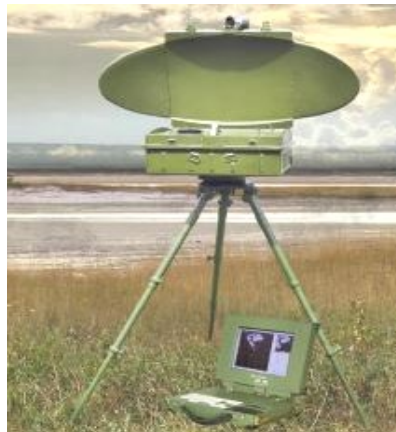


Рис. 2. РЛС наземної розвідки ПСНР-8 «Кредо-М1»

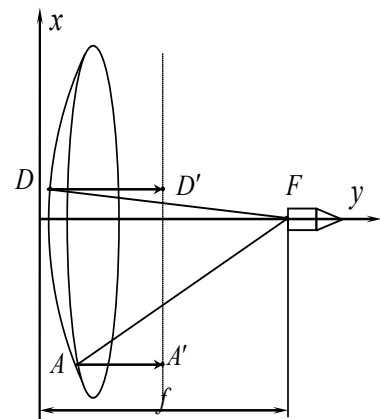


Рис. 3. Дзеркальна антена параболічного профілю

За допомогою параболоїда обертання, що виконує роль дзеркала, можна досягти такої діаграми спрямованості з високим ступенем спрямованості, коли ширина головної пелюстки за рівнем половинної потужності є однаковою в E і H площинах. Недоліком таких систем є значні втрати електромагнітної енергії, що визначаються коефіцієнтом використання поверхні антени.

Числові значення коефіцієнта використання поверхні розкриття знаходять не тільки за законом розподілу амплітуди по полю розкриття антени, але й за іншими факторами, зумовленими конструкцією антени (витік частини потужності опромінювача за краї дзеркала, затінення частини розкриття антени опромінювачем, інтерференція поля антени й поля опромінювача, неточність суміщення фазового центру опромінювача з фокусом дзеркала тощо). Повний коефіцієнт використання параболічної антени зі звичайним, наприклад, рупорним опромінювачем на практиці не перевищує 0,5–0,6 [8]. Тому побудова таких конструкцій потребує нових математичних методів розрахунку щодо зменшення розсіяного електромагнітного поля антени, а отже, і зменшення втрат.

Визначення електромагнітного поля, розсіяного від антени, яка розташована у фокусі параболоїда обертання, з погляду класичної фізичної теорії розсіяння і дифракції хвиль на перешкодах, уже давно належить до вивчених у тому сенсі, що відомі диференціальні рівняння. Для того, щоб повністю знайти дифраговане поле, потрібно лише знайти розв'язок рівняння, що відповідає граничним умовам та конкретному джерелу й перешкоді. Однак практично це дуже складна задача, навіть за простих та ідеалізованих умов.

Відомі наближені математичні методи розв'язку таких задач, що досить добре слугують для вивчення оптичних явищ, пов'язаних із розсіюванням і дифракцією, мало придатні для розв'язання загальних електродинамічних задач, особливо для радіолокаційних РЕЗ. Доведення інформації, яка утримується в неявному вигляді у хвильовому рівнянні та відповідних граничних умовах, до чисел і графіків потребує нових математичних й експериментальних методів.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Задача визначення розсіяного поля від рупорного опромінювача, розташованого у фокусі параболоїдного дзеркала, належить до області дифракції електромагнітних хвиль на двох тілах, причому одне з яких більше за інше. Подібні завдання вирішувалися в різних працях. У роботі [9] наведено розв'язок двовірної задачі розсіювання електромагнітної хвилі на малорозмірному імпедансному циліндрі, розташованому на фоні великого імпедансного рефлектора. Отримано систему лінійних інтегральних рівнянь Фредгольма 1-го роду відносно невідомих коефіцієнтів розкладання, яку можна розв'язати методом редукції. У [10] розглянуто задачу про випромінювання лінійної структури, розташованої поблизу ідеально-провідного екрана, що зводиться до двовірної системи рівнянь Фредгольма 1-го роду.

У роботі [11] досліджено дифракцію на провідній кулі у фокусі в разі падіння на нього плоскої електромагнітної хвилі. Поле в області фокуса визначено методом геометричної оптики, а дифракційне поле кулі – методом розкладу за мультиполями.

У [12] розглянуто задачу визначення поля в області параболоїда обертання і дифракційного поля дзеркальної антени з рупорним опромінювачем. Поле в площині фокуса оцінювалося методом хвильової оптики, а дифракційне поле дзеркальної антени визначалося в такій послідовності: після визначення поля в області фокуса знаходилося поле, перевідбите від рупорного опромінювача, яке, падаючи знову на дзеркало, створювало перевідбите поле вже від усієї антени в дальній зоні.

У [13] проаналізовано поле в області фокуса параболоїда обертання в разі падіння на нього плоскої електромагнітної хвилі, причому розглядався випадок прямого падіння плоскої хвилі. Довільне падіння електромагнітної хвилі в [13] залишилося поза увагою.

Дослідження перевипроміненого електромагнітного поля на рупорному опромінювачі станції наземної розвідки ПСНР-5 “Кредо” (1РЛ133) описані в [5–7, 15]. Вони стосувалися довільного падіння плоскої електромагнітної хвилі на розкрив пірамідального рупора, проте не розглядався випадок довільного падіння для рупорного опромінювача, розташованого у фокусі параболоїда обертання. Такі дослідження необхідні для удосконалення або проектування нової параболічної антени з покращенням її характеристик спрямованості, узгодженості, поляризаційних параметрів та зменшення ЕПР, що зумовлює необхідність оцінювання її розсіювальних властивостей.

Отже, метою статті є розв'язання задачі розсіювання від рупорної антени, розміщеної

в площині фокуса параболоїда обертання в разі довільного падіння на нього плоскої електромагнітної хвилі.

Поставлене завдання включає в себе дві задачі:

а) визначення поля в площині фокуса параболоїда обертання в разі довільного падіння на нього плоскої електромагнітної хвилі;

б) визначення розсіяного поля від рупорного опромінювача, розміщеного в площині фокуса параболоїда обертання в разі довільного падіння на нього плоскої електромагнітної хвилі.

Перша задача має і самостійне значення, оскільки дозволяє оцінювати вплив різноманітних елементів, розміщених у площині фокуса, на розсіяння антени в цілому в разі косого падіння хвилі на дзеркало.

Виклад основного матеріалу. Нехай на розкрив параболоїда обертання з рупорним опромінювачем у площині фокуса (рис. 4) падає плоска електромагнітна хвиля. Необхідно визначити електромагнітне поле, розсіяне від рупорного опромінювача.



Рис. 4. Станція наземної розвідки ПСНР-5 “Кредо” (ІРЛІ33)

Загальний випадок довільного падіння плоскої хвилі можна розглянути як суперпозицію двох окремих: хвиля поляризована нормально до площини падіння (рис. 5); хвиля поляризована в площині падіння (рис. 6).

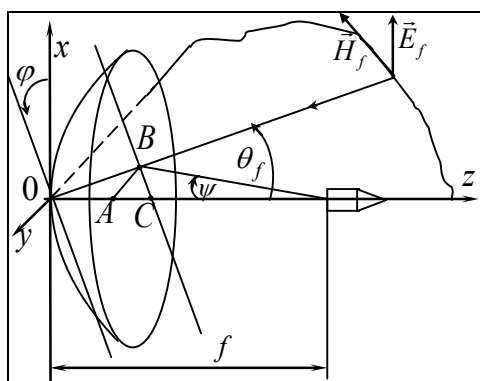


Рис. 5. Падіння плоскої електромагнітної хвилі за її нормальної поляризації до площини падіння ($\varphi_f = 3 / 2\pi$)

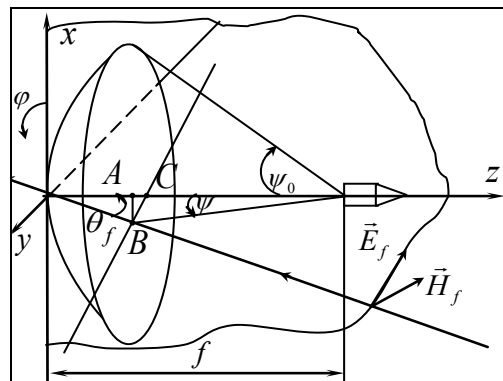


Рис. 6. Падіння плоскої електромагнітної хвилі за умови збігу площини поляризації хвилі та площини її падіння ($\varphi_f = \pi$)

У разі нормальної поляризації падаючої хвилі до площини падіння (див. рис. 1) електричну \vec{E}_f^\perp і магнітну \vec{H}_f^\perp складові вектора падіння електромагнітної хвилі можна записати як

$$\begin{cases} \vec{E}_f^\perp = \vec{e}_x E_0 e^{ikR^\perp}; \\ \vec{H}_f^\perp = -(\vec{e}_z \sin \theta_f + \vec{e}_y \cos \theta_f) e^{ikR^\perp} \frac{E_0}{Z_0}, \end{cases} \quad (1)$$

де E_0 – амплітуда електричної складової електромагнітної хвилі;

k – хвильове число;

θ_f – кут падіння плоскої електромагнітної хвилі ;

$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – одиничні вектори,

Z_0 – хвильовий імпеданс вільного простору.

У разі збігу площини поляризації з площиною падіння (рис. 2) падаюче поле має такий вигляд:

$$\begin{cases} \vec{E}_f^\square = (\vec{e}_x \cos \theta_f - \vec{e}_z \sin \theta_f) E_0 e^{ikR^\square}; \\ \vec{H}_f^\square = -\vec{e}_y e^{ikR^\square} \frac{E_0}{Z_0}, \end{cases} \quad (2)$$

де R^\perp, R^\square – відстань від лінії фронту падаючої хвилі до поверхні дзеркала:

$$R^\perp = ftg \frac{\Psi}{2} \left(tg \frac{\Psi}{2} + 2tg \theta_f \sin \varphi \right) \cos \theta_f; \quad (3)$$

$$R^\square = ftg \frac{\Psi}{2} \left(tg \frac{\Psi}{2} + 2tg \theta_f \cos \varphi \right) \cos \theta_f, \quad (4)$$

де Ψ – кут, утворений між віссю z і відстанню R від фокуса до параболоїда;

φ – азимутальний кут, відрахований від осі x (рис. 1, 2).

Вектор щільності поверхневого струму на дзеркалі в наближенні фізичної оптики можна визначити за відомою формулою:

$$\vec{\gamma}^{\perp, \square} = 2 \left[\vec{n}, \vec{H}_f^{\perp, \square} \right], \quad (5)$$

де \vec{n} – одиничний орт до поверхні параболоїда обертання, що дорівнює

$$\vec{n} = \vec{e}_z \cos \frac{\Psi}{2} - \vec{e}_x \sin \frac{\Psi}{2} \cos \varphi - \vec{e}_y \sin \frac{\Psi}{2} \sin \varphi. \quad (6)$$

Підставляючи (1), (2), (6) у (5), отримаємо

$$j^{\perp, \square} = 2 \frac{E_0}{Z_0} e^{ikR^{\perp, \square}} \left(\vec{e}_x a_x^{\perp, \square} + \vec{e}_y a_y^{\perp, \square} + \vec{e}_z a_z^{\perp, \square} \right), \quad (7)$$

де

$$\begin{cases} a_x^\perp = \left(\sin \frac{\Psi}{2} \sin \varphi \sin \theta_f + \cos \frac{\Psi}{2} \cos \theta_f \right); \\ a_y^\perp = -\sin \frac{\Psi}{2} \cos \varphi \sin \theta_f; \\ a_z^\perp = \sin \frac{\Psi}{2} \cos \varphi \sin \theta_f; \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} a_x^\square = \cos \frac{\Psi}{2}; \\ a_y^\square = 0; \\ a_z^\square = \sin \frac{\Psi}{2} \cos \varphi. \end{cases} \quad (9)$$

Електричну складову електромагнітного поля, утвореного поверхневими струмами (5), можна визначити з виразу [14]

$$\vec{E}^{\perp \square} = \frac{1}{i\omega\epsilon} \left[\text{grad div} \vec{A}^{\perp \square} + k^2 \vec{A}^{\perp \square} \right], \quad (10)$$

а магнітну складову – з виразу

$$\vec{H}^{\perp \square} = \frac{i}{\omega\mu} \text{rot} \vec{E}, \quad (11)$$

де $\vec{A}^{\perp \square}$ – векторний електричний потенціал, утворений струмами, що течуть по поверхні дзеркала, який визначається як

$$\vec{A}^{\perp \square} = \frac{1}{4\pi} \int_{(S)} \vec{j}^{\perp \square} \frac{e^{-ikr}}{r} ds, \quad (12)$$

де ds – елемент поверхні зі струмами:

$$ds = \frac{2f^2 \sin \frac{\Psi}{2}}{\cos^4 \frac{\Psi}{2}} d\psi d\varphi, \quad (13)$$

r – відстань від точки спостереження $N|x_2, y_2, z_2|$ до точки інтегрування $M|x_1, y_1, z_1|$, розташованої на поверхні дзеркала, що дорівнює

$$r = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}. \quad (14)$$

Координати точки інтегрування запишемо як

$$\begin{cases} x_1 = 2fg \frac{\Psi}{2} \cos \varphi; \\ y_1 = 2fg \frac{\Psi}{2} \sin \varphi; \\ z_1 = fg^2 \frac{\Psi}{2}. \end{cases} \quad (15)$$

Амплітуди хвиль у розкритті рупорного опромінювача для випадку збігу поляризації хвилі, що падає, до площини її падіння визначимо з виразів [5]:

$$C_{+mn}^{H||} = \frac{-8E_0 (1 + \cos \theta_f) kb_p^2 \sin \theta_f \sin^2 \frac{n\pi}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2}}{(m\pi)^2 N_{mn}^H \cdot Z_0 (1 - \rho_{-mn}^H \rho_{+mn}^H) \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2}\right) \left(1 - \left(\frac{kb_p \sin \theta_f}{m\pi}\right)^2\right)} \times \frac{f_{-m}(\theta_f)}{\left(1 - \left(\frac{kb_p \sin \theta_f}{m\pi}\right)^2\right)}, \quad (16)$$

$$C_{+mn}^{E||} = \frac{8E_0 (f_{-m}(\theta_f)) (1 + \cos \theta_f) ka_p b_p \sin \theta_f \sin^2 \left(\frac{n\pi}{2}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2}}{mn\pi^2 N_{mn}^E \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2}\right) \left(1 - \left(\frac{kb_p \sin \theta_f}{m\pi}\right)^2\right) (1 - \rho_{-mn}^E \rho_{+mn}^E)}, \quad (17)$$

де b_p , a_p – розміри розкриття рупорного опромінювача;

k – хвильове число;

λ – довжина хвилі збудженого в рупорі поля;

m, n – кількість стоячих півхвиль, які вкладаються по сторонах a і b поперечного розрізу;

$\rho_{-mn}^H \rho_{+mn}^H$ або $\rho_{-mn}^E \rho_{+mn}^E$ – коефіцієнти відбиття власних функцій від внутрішніх неоднорідностей у рупорі;

$$f_{-m}(\theta_f) = \cos^2 \left(\frac{m\pi}{2}\right) \sin \left(\frac{kb_p \sin \theta_f}{2}\right) - i \sin^2 \left(\frac{m\pi}{2}\right) \cos \left(\frac{kb_p \sin \theta_f}{2}\right); \quad (18)$$

N_{mn}^E – норма хвиль електричного типу, що дорівнює

$$N_{mn}^E = \frac{a_p b_p}{2} Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2} \left\{ \left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 \right\}. \quad (19)$$

Амплітуди хвиль у розкритті рупорного опромінювача для випадку нормальної поляризації хвилі до площини її падіння визначимо з виразу [5]

$$C_{+mn}^{H\perp} = 2E_0 \frac{n\pi}{a_p} \frac{(1 + \cos \theta_f) \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2}}{N_{mn}^H \cdot Z_0 (1 - \rho_{-mn}^H \rho_{+mn}^H) \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2}\right)} \mathfrak{N}, \quad (20)$$

де N_{mn}^H – норма хвиль магнітного типу, що дорівнює

$$N_{mn}^H = -\frac{a_p b_p}{2Z_0} \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2} \times \left\{ \left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 \left(1 - \frac{\sin 2m\pi}{2m\pi}\right) \left(1 + \frac{\sin 2n\pi}{2n\pi}\right) + \left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 \left(1 + \frac{\sin 2m\pi}{2m\pi}\right) \left(1 - \frac{\sin 2n\pi}{2n\pi}\right) \right\}, \quad (21)$$

$$\mathfrak{N} = \int_{-\frac{a_p}{2}}^{\frac{a_p}{2}} \sin\left(\frac{n\pi}{a_p} \left(y + \frac{a_p}{2}\right)\right) \exp(-iky \sin \theta_f) dy \int_{-\frac{b_p}{2}}^{\frac{b_p}{2}} \cos\left(\frac{m\pi}{b_p} \left(x + \frac{b_p}{2}\right)\right) dx. \quad (22)$$

Амплітуди хвиль електричного типу, як з'ясовано в [15], збуджуватися не будуть.

Розсіяне рупорним опромінювачем колової поляризації поле визначимо з виразів:

$$\left\{ \begin{aligned} \vec{E}_{xD} &\cong \frac{\vec{e}_{ep}}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{S_p} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{\zeta}_{xx} \vec{C}_{-mn}^{H,E} \vec{E}_{mn}^{H,E} \exp(i(k_x x + k_y y)) - \right. \\ &\left. - E_{xF\tau}(z=0) \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy \right\} \exp(-i(k_x x + k_y y + k_z z)) dk_x dk_y; \\ \vec{E}_{yD} &\cong \frac{\vec{e}_{ep}}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{S_p} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{\zeta}_{yx} \vec{C}_{-mn}^{H,E} \vec{E}_{mn}^{H,E} \exp(i(k_x x + k_y y)) - \right. \\ &\left. - E_{yF\tau}(z=0) \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy \right\} \exp(-i(k_x x + k_y y + k_z z)) dk_x dk_y, \end{aligned} \right. \quad (23)$$

де \vec{E}_{xD} – поле, розсіяне розкривом опромінювача колової поляризації для x складових;

\vec{E}_{yD} – поле, розсіяне розкривом опромінювача колової поляризації для y складових;

S_p – поверхня інтегрування розкриву опромінювача з внутрішньої сторони;

\vec{e}_p – одиничний вектор напруженості електромагнітного поля;

$\vec{C}_{-mn}^{H,E}$ – амплітуди плоских хвиль, що збуджуються на розкриві;

k_x, k_y, k_z – проєкції хвильового вектора на осі x, y, z .

$E_{xF\tau}(z=0)$ або $E_{xF\tau}(z=0)$ – вектори напруженості поля після врахування граничних умов і доповнення інтегрування до нескінченних меж поза поверхнею;

$\bar{\zeta}_{yx}$ – коефіцієнт відбиття від внутрішніх неоднорідностей опромінювача колової поляризації для y складових;

$\bar{\zeta}_{xx}$ – коефіцієнт відбиття від внутрішніх неоднорідностей опромінювача колової поляризації для x складових.

Магнітні складові розсіяного поля можна отримати з рівнянь Максвелла.

Якщо площина поляризації хвилі, що падає, збігається з площиною її падіння у площинах $\varphi = \pi$ та $\varphi = 3\pi/2$ (рис. 5, 6), то вирази розсіяного поля можуть бути отримані для складових x із таких формул:

$$E_{F\varphi=\pi}^{\parallel} \approx \frac{\cos \theta_f}{\lambda r} e^{-i(kr-\pi/2)} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{x1}^{mn}(k_x = -k \sin \theta) A_{x2}^{mn}(k_y = 0) + \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{x3}^{mn}(k_x = -k \sin \theta) A_{x4}^{mn}(k_y = 0) + A_{x5}^{mn}(k_x = -k \sin \theta) A_{x6}^{mn}(k_y = 0) \right\}, \quad (24)$$

$$E_{F\varphi=3\pi/2}^{\parallel} \approx \frac{\cos \theta_f}{\lambda r} e^{-i(kr-\pi/2)} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{x1}^{mn}(k_x = 0) A_{x2}^{mn}(k_y = -k \sin \theta) + \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{x3}^{mn}(k_x = 0) A_{x4}^{mn}(k_y = -k \sin \theta_f) + A_{x5}^{mn}(k_x = 0) A_{x6}^{mn}(k_y = -k \sin \theta_f) \right\}, \quad (25)$$

де вирази для $A_{x1}^{mn}(k_x)$, $A_{x2}^{mn}(k_x)$, $A_{x3}^{mn}(k_x)$, $A_{x4}^{mn}(k_x)$, $A_{x5}^{mn}(k_x)$, $A_{x6}^{mn}(k_x)$ визначаються таким способом:

$$A_{x1}^{mn}(k_x) = \frac{-4f_{+m}(k_x)}{\left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 - k_x^2} k_x \left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 C_{-mn}^{H\parallel} (1 + \rho_{-mn}^H), \quad (26)$$

$$A_{x2}^{mn}(k_y) = \frac{f_{+n}(k_y)}{\left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 - k_y^2}, \quad (27)$$

$$A_{x3}^{mn}(k_x) = \frac{4k_{xk_{zmn}} f_{+m}(k_x)}{\left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 - k_x^2} \left(\frac{n\pi}{a_p}\right) \left(\frac{m\pi}{b_p}\right) C_{-mn}^{E\parallel} (1 + \rho_{-mn}^E), \quad (28)$$

$$A_{x4}^{mn}(k_y) = \frac{f_{+n}(k_y)}{\left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 - k_y^2}, \quad (29)$$

$$A_{x5}^{mn}(k_x) = -E_0 \cos \theta_f a_p b_p \sin \left(\frac{b_p}{2} (k_x - k \sin \theta_{II}) \right) \frac{1}{\frac{b_p}{2} (k_x - k \sin \theta_f)}, \quad (30)$$

$$A_{x6}^{mn}(k_y) = \sin \left(\frac{a_p}{2} k_y \right) \frac{1}{\frac{a_p}{2} k_y}, \quad (31)$$

$$\left. \begin{aligned} f_{+m}(k_x) &= \cos^2 \left(\frac{m\pi}{2} \right) \sin \left(\frac{k_x b_p}{2} \right) + i \sin^2 \left(\frac{m\pi}{2} \right) \cos \left(\frac{k_x b_p}{2} \right) \\ f_{+n}(k_y) &= \sin^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \cos \left(\frac{k_y a_p}{2} \right) + i \cos^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \sin \left(\frac{k_y a_p}{2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Для випадку нормальної поляризації хвилі до площини падіння вирази для розсіяного поля можуть бути отримані для складових x із таких формул:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{xPPT}^{\perp} &= -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{b_p \sin \left(\frac{k_x b_p}{2} \right)}{\frac{k_x b_p}{2}} (k_x) \exp(-ik_x r \sin \theta \cos \varphi) dk_x \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} 2 \sum_{n=1}^{\infty} -C_{+0n}^{H\perp} (1 + \bar{\zeta}_{xx}) \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \cos \left(\frac{k_y a_p}{2} \right) - i \cos^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \sin \left(\frac{k_y a_p}{2} \right)}{\left(\frac{n\pi}{a_p} \right)^2 - (k_y)^2} + \end{aligned} \quad (33)$$

$$\left. + E_0 a_p \frac{\sin \left(\frac{a_p}{2} (k_y - k \sin \theta_f) \right)}{\frac{a_p}{2} (k_y - k \sin \theta_f)} \right\} \exp(-irk_x (\sin \theta \cos \varphi)) dk_x;$$

$$\bar{E}_{yPPT}^{\perp} = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} 2 \sum_{n=1}^{\infty} -C_{+m0}^{H\perp} (1 + \bar{\zeta}_{yx}) \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \cos \left(\frac{k_y a_p}{2} \right) - i \cos^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \sin \left(\frac{k_y a_p}{2} \right)}{\left(\frac{n\pi}{a_p} \right)^2 - (k_y)^2} + \quad (34)$$

$$\left. + E_0 a_p \frac{\sin \left(\frac{a_p}{2} (k_y - k \sin \theta_f) \right)}{\frac{a_p}{2} (k_y - k \sin \theta_f)} \right\} \exp(-irk_x (\sin \theta \cos \varphi)) dk_x.$$

Метод проєктування передбачає, що для опромінювача, який приймає і випромінює хвилі колової поляризації, дві складові розсіяного ним поля у площині $\varphi = 3\pi/2$ матимуть такий вигляд:

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{E}_{y_{\varphi=3\pi/2}}^{\perp} \approx \frac{k \cos \theta_f}{2\pi r} \exp\left(-i\left(kr - \frac{\pi}{2}\right)\right) \times \\ \times 2 \sum_{n=1}^{\infty} \dot{C}_{m0} (1 + \zeta_{-xx}) \frac{\sin^2\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta_f\right) + i \cos^2\left(\frac{n\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{ka}{2} \sin \theta_f\right)}{1 - \left(\frac{(ka \cdot \sin \theta_f)}{n\pi}\right)^2}; \\ \bar{E}_{y_{\varphi=3\pi/2}}^{\perp} \approx \frac{k \cos \theta_f}{2\pi r} \exp\left(-i\left(kr - \frac{\pi}{2}\right)\right) \times \\ \times 2 \sum_{n=1}^{\infty} \dot{C}_{0n} (1 + \zeta_{-yx}) \frac{\sin^2\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta_f\right) + i \cos^2\left(\frac{n\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{ka}{2} \sin \theta_f\right)}{1 - \left(\frac{(ka \cdot \sin \theta_f)}{n\pi}\right)^2}; \end{array} \right. \quad (35)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{E}_{x_{\varphi=\pi}}^{\perp} \approx -\frac{bk \cos \theta_f}{2\pi r} \exp\left(-i\left(kr - \frac{\pi}{2}\right)\right) \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta_f\right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta_f} 2 \sum_{n=1}^{\infty} \dot{C}_{0n} (1 + \zeta_{-xx}) \sin^2\left(\frac{n\pi}{2}\right); \\ \bar{E}_{y_{\varphi=\pi}}^{\perp} \approx -\frac{bk \cos \theta_f}{2\pi r} \exp\left(-i\left(kr - \frac{\pi}{2}\right)\right) \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \theta_f\right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta_f} 2 \sum_{n=1}^{\infty} \dot{C}_{m0} (1 + \zeta_{-yx}) \sin^2\left(\frac{n\pi}{2}\right). \end{array} \right. \quad (36)$$

Коефіцієнти ζ_{xx} та ζ_{yx} визначено в [5] шляхом розв'язання внутрішньої задачі.

Висновки. У статті вирішено завдання визначення електромагнітного поля, розсіяного від рупорного опромінювача, розміщеного в площині фокуса параболоїда обертання, у разі довільного падіння на нього плоскої електромагнітної хвилі на прикладі антенних систем станцій наземної розвідки типу ПСНР “Кредо” (1РЛ133).

Поставлене завдання має дві складові: визначення електромагнітного поля в площині фокуса параболоїда обертання в разі довільного падіння на нього плоскої електромагнітної хвилі та знаходження електромагнітного поля, розсіяного від рупорного опромінювача колової поляризації, розміщеного в площині фокуса параболоїда обертання за умови довільного падіння на нього плоскої електромагнітної хвилі.

Надані в статті матеріали та отримані автором раніше результати об'єднує умова довільного падіння електромагнітної хвилі, що є суперпозицією двох окремих випадків. Розрахунки за новим методом дозволять оцінювати вплив різноманітних елементів, розміщених у площині фокуса, на розсіювання антенних систем у цілому за будь-яких умов падіння хвилі на дзеркало.

Побудова РЛС на основі розрахованої за новим методом параболічної антени дозволить отримати значні переваги над традиційними однополяризаційними РЛС у разі виявлення об'єктів з малою ЕПР і виділення їх інформативних ознак, а також підвищить якість виявлення цілей на фоні пасивних (метеоутворення, рослинність тощо) і активних перешкод.

Детальний виклад матеріалу дозволяє в ході проектування на кожному етапі розрахунку провести моделювання для з'ясування можливості підвищити розрізнявальну здатність антенних систем станцій наземної розвідки та зберегти або навіть покращити характеристики їх електромагнітної сумісності та розвідзахищеності.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Сидорчук О. Л. Аналіз методів і способів зменшення ефективної поверхні розсіювання антенних систем // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. Житомир, 2012. № 2 (61). С. 94–106.
2. Зайцев Н. А., Платов А. В., Потапов В. А. Радиолокационные станции разведки наземных движущихся целей. Современный уровень и основные направления развития // Вестник Концерна ПВО «Алмаз–Антей». 2014. № 1. С. 41–44.
3. Гладышев А. К., Иванкин Е. Ф., Паньчев С. Н. Влияние характеристик рассеяния на показатели качества функционирования РЭС // Измерительная техника. 1995. № 2. С. 48–50.
4. Изделие 1РЛ133. Техническое описание. БД 1.400.009 ТО. 1974. 232 с.
5. Сидорчук О. Л. Метод покращення поляризаційних характеристик антенних систем переносних станцій наземної розвідки // Проблеми створення, випробування, застосування та експлуатації складних інформаційних систем : зб. наук. праць. Житомир : ЖВІ, 2018. Вип. 15, С. 78–93.
6. Сидорчук О. Л. Метод проектування радіолокаційних станцій наземної розвідки з антенною системою колової поляризації // Сучасні інформаційні технології у сфері безпеки і оборони. Київ: НУОУ, 2018. Вип. 3 (33). С. 25–35.
7. Sidorchuk O., Tofanchuk O., Kritenko O., Kalenchuk Yu. Methodology improvement of the electromagnetic field amplitude study related to the antenna system risk radio-solid station of land-development "Credo-M1" // Scientific works of Kharkiv National Air Force University. 2017. № 5 (54). С. 102–109.
8. Вуд П. Анализ и проектирование зеркальных антенн / Пер. с англ. под ред. О. П. Фролова. Москва : Радио и связь, 1984. 208 с.
9. Петров Б. М., Юханов Ю. Б. Рассеяние плоской электромагнитной волны на импедансном цилиндре в присутствии большого рефлектора // Рассеяние электромагнитных волн. Таганрог: ТРТИ, 1981. Вып. 3. С. 127.
10. Алашеева Е. А., Блатов И. А., Маслов М. Ю. Решение задачи об излучении линейной структуры, расположенной вблизи идеально проводящего экрана, сводимой к двумерной системе уравнений Фредгольма первого рода // Вестник СамГУ. Естественная серия. Самара, 2010. № 2 (76) С. 43–49.
11. Астахов В. Н. Дифракция на проводящем шаре в поле параболоида антенны // Изв. ЛЭТИ. Научн. труды. 1974. Вып. 155. С. 25–31
12. Астахов В. Н., Степанов В. А. Определение ЭПР параболоида вращения с проводящим шаром в фокусе // Изв. ЛЭТИ. Научн. труды. 1975. Вып. 178. С. 28–37.
13. Астахов В. Н., Степанов В. А. Определение дифракционного поля в области фокуса параболоида вращения // Изв. ЛЭТИ. Научн. труды. 1979. Вып. 245. С. 25–30.
14. Уфимцев П. Я. Основы физической теории дифракции. Москва : Бином, 2009. 352 с.
15. Сидорчук О. Л. Дослідження амплітуд електромагнітного поля, збудженого лінійною решіткою рупорних опромінювачів // Вісник Нац. техн. ун-ту України «КПІ». Серія «Радіотехніка. Радіоапаратобудування». Київ, 2016. № 64. С. 49–58.

Подано 01.04.2019

О. Л. Сидорчук

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, РАССЕЯННОГО РУПОРНЫМ ОБЛУЧАТЕЛЕМ, КОТОРЫЙ РАЗМЕЩЕН В ФОКУСЕ ПАРАБОЛОИДА ВРАЩЕНИЯ АНТЕННОЙ СИСТЕМЫ СТАНЦИЙ НАЗЕМНОЙ РАЗВЕДКИ

В статье предлагается усовершенствованный математический аппарат для исследования амплитуд электромагнитного поля, рассеянного антенной системой с рупорным облучателем пирамидальной формы, который расположен в фокусе параболоида вращения на примере станций наземной разведки типа ПСНР «Кредо» (1РЛ133).

Усовершенствование аппарата заключается в применении нового метода определения рассеянного электромагнитного поля, переизлученного облучателем, расположенным в фокусе параболоида вращения антенной системы, при нормальной поляризации падающей плоской волны в плоскости ее падения, а также совпадении поляризации волны и плоскости ее падения как суперпозиции произвольного падения.

Поставленная задача включает две составляющие: определение электромагнитного поля в плоскости фокуса параболоида вращения при произвольном падении на него плоской электромагнитной волны и электромагнитного поля, рассеянного от рупорного облучателя круговой поляризации, расположенного в плоскости фокуса параболоида вращения при произвольном падении на него плоской электромагнитной волны.

Предоставленные в статье и полученные автором ранее материалы объединяет случай произвольного падения электромагнитной волны, что является суперпозицией двух случаев: волна поляризована нормально к плоскости падения; совпадения поляризации волны и плоскости ее падения. Расчеты по новому методу позволят оценивать влияние различных элементов, размещенных в плоскости фокуса, на рассеяние антенных систем в целом при любом случае падения волны на зеркало.

Построение радиолокационных станций на основе рассчитанной по новому методу параболической антенны позволит получить значительные преимущества над традиционными однополяризованными радиолокационными станциями при обнаружении объектов с малой эффективной поверхностью рассеивания и выделять их информационные признаки.

Ключевые слова: *параболоид вращения; зеркальная антенна; малогабаритный рупорный облучатель; улучшение поляризационных характеристик; дифракция электромагнитной волны; уменьшение эффективной поверхности рассеивания.*

O. L. Sidorchuk

METHOD FOR DETERMINING AN ELECTROMAGNETIC FIELD, SCATTERED BY A HORN IRRADIATOR, PLACED IN THE FOCUS OF THE PARABOLOID ROTATION OF AN ANTENNA SYSTEM OF THE GROUND-DEPENDENT STATIONS

The article proposes an improved mathematical apparatus for studying the amplitudes of the electromagnetic field scattered by an antenna system with a horn feed of pyramidal shape, which is located at the focus of the paraboloid of rotation using the Credo-type ground-based intelligence stations (1RL133).

Improvement of the apparatus consists in applying a new method for determining the scattered electromagnetic field reemitted by the irradiator located at the focus of the paraboloid of rotation of the antenna system during normal polarization of the incident plane wave in its plane of incidence, as well as coincidence of the wave and its plane of incidence as a superposition of an arbitrary incidence.

The task includes two components: determination of the electromagnetic field in the plane of the focus of the paraboloid of rotation with an arbitrary plane electromagnetic wave falling on it and finding the electromagnetic field scattered from the circular polarization horn feed of the polarized paraboloid with an arbitrary plane electromagnetic wave falling on it.

The materials presented in the article and previously received by the author combine the case of an arbitrary fall of an electromagnetic wave, which is a superposition of two cases: the wave is polarized normally to the plane of incidence; coincidence of the polarization of the wave and the plane of its fall. Calculations using the new method will allow evaluating the effect of various elements placed in the plane of focus on the scattering of antenna systems as a whole in any case of a wave falling on a mirror.

The construction of radar stations based on a parabolic antenna calculated using a new method will allow one to gain significant advantages over traditional single-polarization radar stations when detecting objects with a small effective dispersion surface and to highlight their information signs.

Keywords: *paraboloid of rotation; mirror antenna; small-sized horn feed; improvement of polarization characteristics; diffraction of an electromagnetic wave; reduction of the effective dispersion surface.*