

МЕТОД ПОКРАЩЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННИХ СИСТЕМ ПЕРЕНОСНИХ СТАНЦІЙ НАЗЕМНОЇ РОЗВІДКИ

Запропоновано метод покращення поляризаційних характеристик антенних систем станцій наземної розвідки типу ПСНР-5, ПСНР-8 «Кредо-М1» шляхом проектування антен з коловою (обертвою) поляризацією за умови збігу поляризації хвилі, що повертається від об'єкта зондування, з площиною її падіння. Новим у методі є визначення електромагнітного поля, розсіяного рупорним опромінювачем з коловою поляризацією з урахуванням фазуючої секції, яка на відміну від звичайної рупорної антени розкладає хвилю на дві ортогональні складові. Розрахунок за новим методом включає відомі методики, які адаптовано саме для антени з коловою поляризацією. Враховано шляхи проходження хвилі від місця відбиття до перетину між секціям та коефіцієнти відбиття від кожної з них.

Результати досліджень доцільно використати при проектуванні нової, більш удосконаленої антенної системи радіолокаційних станцій з покращеними поляризаційними характеристиками. Пропонується замінити штатні антени радіолокаційних станцій наземної розвідки, що приймають лише лінійно поляризовану хвилю, на антенні системи з коловою поляризацією, процес моделювання яких значно спрощується в разі застосування запропонованого методу.

Ключові слова: *рупорний опромінювач, моделювання антенної системи колової поляризації, радіолокаційна станція наземної розвідки.*

Постановка проблеми в загальному вигляді. Досвід сучасних воєнних конфліктів свідчить про розширення кола завдань, які вирішують завдяки сучасним радіоелектронним засобам (РЕЗ) для визначення положення сил противника, своєчасного виявлення та розпізнавання наземних рухомих об'єктів [1–3]. В останні роки спостерігається стрімкий розвиток випромінювальних структур РЕЗ, зокрема антенних систем. Саме параметри антен значною мірою впливають на якісні показники функціонування РЕЗ різного призначення, у тому числі й на радіолокаційні станції (РЛС) наземної розвідки [4, 5], а отже, постійно потребують удосконалення.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Аналіз перспектив розвитку РЛС наземної розвідки доводить, що їх створення та удосконалення здійснюється, головним чином, шляхом покращення характеристик їх антенних систем, упровадження новітніх інноваційних алгоритмів та останніх досягнень радіоелектроніки [1–3].

На прикладі РЛС наземної розвідки (на базі 1РЛ133) від перших зразків до ПСНР-5, ПСНР-8 «Кредо-М1» до більш новітніх (з антенною решіткою) [4, 5] було проаналізовано поступове покращення їх технічних властивостей, ефективності застосування та функціональних можливостей щодо виявлення й розпізнавання цілей. Зазначено, що основною відмінністю радара, особливо його останніх модифікацій, є здатність виділяти інформацію на фоні різноманітних ландшафтів та за складних метеорологічних умов.

Рівень такої розрізнявальної здатності залежить у першу чергу від поляризаційних характеристик його антенної системи [1, 4, 5].

Антенні системи станцій наземної розвідки на базі 1РЛ133 приймають і випромінюють лише хвилі лінійної поляризації [1–3]. Одним із варіантів підвищення якості виявлення цілей на фоні пасивних (метеоутворення, рослинність тощо) та активних перешкод [1] для існуючих та перспективних РЛС є заміна їх антенних систем на антени з коловою поляризацією хвилі.

Розглянемо варіанти побудови антен, що випромінюють хвилю колової поляризації.

На рис. 1 наведено вигляд такої антени зі зменшеною ефективною поверхнею розсіювання (ЕПР). Антена працює таким чином. Хвилі, збуджені у відрізку хвилеводу 1 (за умови повного збігу фазових швидкостей електромагнітних хвиль), перевипромінюються в неоднорідні діелектричні щілини 2, 3. Далі хвиля відводиться в коаксіальну або смужкову лінію. Хвилі, фазові швидкості яких відмінні від фазової швидкості щілинної хвилі, у вузькі повздовжні щілини 2, 3 не перевипромінюються і, поширившись далі, надходять у поглинаюче навантаження 7. Таким чином забезпечується зменшення відбитої потужності, тобто зменшення їх ЕПР. Повздовжні діелектричні пластини 5 та 6 слугують для вирівнювання фазових швидкостей щілинної хвилі та хвиль H_{01} і H_{10} , а також для збільшення їх зв'язку. Антена суміщає в собі дві антени лівого і правого обертання хвилі [6–9].

Створення та розрахунок такої антени було спрямовано на покращення характеристик скритності (розвідзахищеності) та електромагнітної сумісності РЕЗ [6–9]. Наведену на рис. 1 антену можна застосувати для заміни штатного опромінювача антенної системи станцій наземної розвідки ПСРН–5, ПСРН–8 «Кредо-М1», бо використати як елемент антенної решітки більш новітніх її зразків. Проте для покращення іншого тактико-технічного показника, а саме поліпшення розрізнявальної здатності станцій наземної розвідки, така конструкція є досить складною. Для цього достатньо використати найпростішу рупорну антену колової поляризації, що зображена на рис. 2.

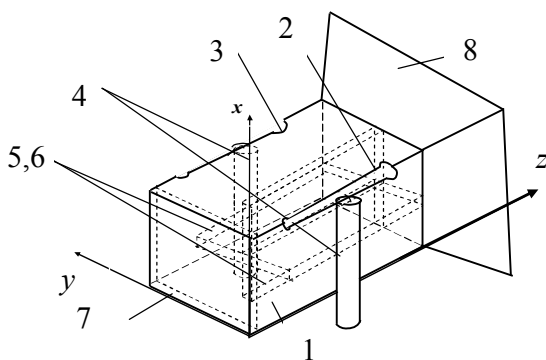


Рис. 1. Конструкція рупорної антени колової поляризації, спроектованої для зниження перевипромінювання електромагнітних хвиль

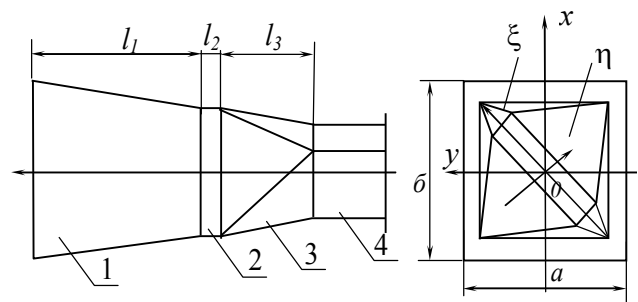


Рис. 2. Конструкція рупорної антени колової поляризації, утвореної шляхом повертання прямокутного хвилеводу на 45°

Розглянемо її будову. Антена складається з пірамідального рупора (секція 1), що переходить у прямокутний хвилевід (секція 2), фазуючої секції 3, яка забезпечує перехід від лінійної поляризації до обертової, а також секції 4, що виконує функцію хвилевідно-коаксіального переходу. Секція має вигляд нерегулярного в поздовжньому напрямку

відрізка прямокутного хвилеводу. Переріз прямокутного хвилеводу повертається на 45° , розширюючись за лінійним законом залежно від поздовжньої координати за віссю z .

За наявності розширення перерізу й одночасного повороту випромінювального розкриву з'являється перпендикулярна складова, що відповідає хвилі H_{01} .

Компоненти векторів напруженості електричного поля, перпендикулярні до сторін випромінювального розкриву, мають фазовий зсув, який залежить від геометричних параметрів секції. Дані параметри обирають у такий спосіб, щоб на робочій частоті різниця однакових за величиною фаз становила 90° . Таким чином, у центрі розкриву секції 1 (рис. 2) утворюється колова поляризація поля.

Для більш якісного проектування такої антени необхідно дослідити амплітуди хвиль, які збуджуються на її розкриві за умови довільної поляризації хвилі, що повертається від об'єкта зондування з урахуванням колової поляризації при її випромінюванні.

У даній роботі обмежимося більш стандартним випадком: площина поляризації хвилі, яка повертається, збігається з площиною її падіння.

У [9–10] було проведено подібне дослідження, проте воно стосувалося нормальної поляризації падаючої хвилі до площини її падіння. Отримані вирази описували лише розкрив рупора (секція 1) і не враховували зміни, які відбудуться з електромагнітним полем після проходження другої, третьої та четвертої секцій.

У [6–9] дослідження було спрямовано на знаходження поля, розсіяного антенами колової поляризації досить складної форми з двома діелектричними пластинами, де хвилю основного типу (моди) було відведено з двох неоднорідних гантелеподібних щілин.

Запропоновані в [10–12] підходи та методики для розрахунку електромагнітного поля, що збуджується на рупорному опромінювачі, можна використати для наведеної на рис. 2 конструкції антени та отримати новий підхід (метод) до її обчислення.

Аналіз інших джерел [13–14] доводить, що отримані їх авторами вирази є досить спрощеними і неточними, тому потребують удосконалення.

Таким чином, **метою статті** є розробка методу визначення електромагнітного поля, що розсіюється розкривом рупорного опромінювача з коловою поляризацією для проектування антенних систем РЛС наземної розвідки рухомих цілей за умови збігу поляризації хвилі, що повертається від об'єкта зондування, з площиною її падіння.

Виклад основного матеріалу. Падіння плоскої електромагнітної хвилі на розкрив рупорного опромінювача дзеркального параболоїда антенної системи переносної станції наземної розвідки ПСНР–5 (рис. 3) для випадку, коли площина поляризації хвилі та площина її падіння збігаються (рис. 4), можна описати виразом:

$$\begin{cases} \vec{E}_n^{\parallel} = (\vec{e}_x \cos \theta_n - \vec{e}_z \sin \theta_n) E_0 \exp(ik(z \cos \theta - x \sin \theta_n)); \\ \vec{H}_n^{\parallel} = -\vec{e}_y \frac{E_0}{Z_0} \exp(ik(z \cos \theta - x \sin \theta_n)), \end{cases} \quad (1)$$

де \vec{E}_n^{\parallel} , \vec{H}_n^{\parallel} – складові вектора електромагнітної хвилі, що падає, у разі збігу її поляризації з площиною падіння;

E_0 – амплітуда електричної складової електромагнітної хвилі;

k – хвильове число;

θ_{Π} – кут падіння плоскої електромагнітної хвилі;

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

Z_0 – хвильовий імпеданс вільного простору.



Рис. 3. Антенна система переносної станції наземної розвідки типу ПСРН-5, що складається з опромінювача (1) та дзеркального параболоїда (2)

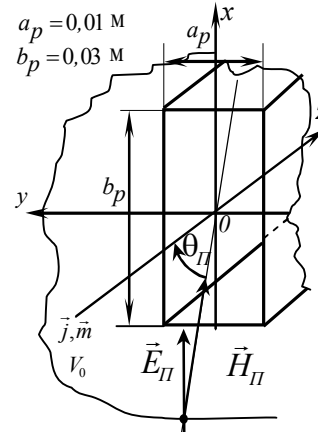


Рис. 4. Падіння плоскої хвилі на розкрив опромінювача станції наземної розвідки типу ПСРН-5 за умови збігу площини падіння хвилі та площини її поляризації

Необхідно знайти розсіяне електромагнітне поле з урахуванням коефіцієнтів відбиття від кожної із секцій. Реакцію дзеркала в даній роботі не враховуємо.

Складові поля, збуджені в розкриві рупора після відбиття від внутрішніх неоднорідностей для рупора з коловою поляризацією (рис. 2) можна записати в загальному вигляді в матричній формі:

$$\begin{pmatrix} \dot{C}_{px} \\ \dot{C}_{py} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dot{\zeta}_{xx} & \dot{\zeta}_{xy} \\ \dot{\zeta}_{yx} & \dot{\zeta}_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{C}_{Px} \\ \dot{C}_{Py} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

де $\dot{\zeta}_{xx}, \dot{\zeta}_{xy}, \dot{\zeta}_{yx}, \dot{\zeta}_{yy}$ – комплексні величини, що мають сенс елементів ζ -матриці.

Оскільки $\dot{C}_{Py} = 0$ (у падаючої хвилі відсутня у складова електричного поля), то з виразу (4) отримаємо

$$\dot{C}_{px} = \dot{\zeta}_{xx} \dot{C}_{Px}, \quad \dot{C}_{py} = \dot{\zeta}_{yx} \dot{C}_{Px}. \quad (3)$$

Запишемо граничні умови, виділивши тангенціальні складові для такого випадку:

$$\begin{cases} \left(\vec{E}_{x\Pi}(z=0) + \vec{E}_{xP}(z=0) \right)_{\tau} = \left(\vec{E}_x(z=0) \right)_{\tau}; \\ \left(\vec{H}_{x\Pi}(z=0) + \vec{H}_{xP}(z=0) \right)_{\tau} = \left(\vec{H}_x(z=0) \right)_{\tau}; \\ \left(\vec{E}_{y\Pi}(z=0) + \vec{E}_{yP}(z=0) \right)_{\tau} = \left(\vec{E}_y(z=0) \right)_{\tau}; \\ \left(\vec{H}_{y\Pi}(z=0) + \vec{H}_{yP}(z=0) \right)_{\tau} = \left(\vec{H}_y(z=0) \right)_{\tau}, \end{cases} \quad (4)$$

де $\vec{E}_{x\Pi}, \vec{H}_{x\Pi}$ – напруженості електричного та магнітного полів, що падають на розкрив, для x складових;

$\vec{E}_{y\Pi}, \vec{H}_{y\Pi}$ – напруженості полів, що падають на розкрив, для y складових;

$\vec{E}_{xP}, \vec{H}_{xP}$ – напруженості полів, розсіяні рупором, для x складових;

$\vec{E}_{yP}, \vec{H}_{yP}$ – напруженості полів, розсіяні рупором, для y складових;

$\vec{E}_x, \vec{H}_x, \vec{E}_y, \vec{H}_y$ – напруженості електричного та магнітного полів з боку розкриву, що мають вигляд [7]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_x = \sum_{m_x, m_y=1}^{\infty} C_{\pm m_x, m_y} \left(\vec{E}_{+m_x, m_y} + \zeta_{xx} \vec{E}_{-m_x, m_y} \right); \\ \vec{E}_y = \sum_{m_x, m_y=1}^{\infty} C_{\pm m_x, m_y} \left(\vec{E}_{+m_x, m_y} + \zeta_{yx} \vec{E}_{-m_x, m_y} \right); \\ \vec{H}_y = \sum_{m_x, m_y=1}^{\infty} C_{\pm m_x, m_y} \left(\vec{H}_{+m_x, m_y} + \zeta_{yx} \vec{H}_{+m_x, m_y} \right); \\ \vec{H}_x = \sum_{m_x, m_y=1}^{\infty} C_{\pm m_x, m_y} \left(\vec{H}_{+m_x, m_y} + \zeta_{xx} \vec{H}_{+m_x, m_y} \right), \end{array} \right. \quad (5)$$

де $C_{\pm m_x, m_y}$ – амплітуди власних функцій;

$\vec{E}_{+m_x, m_y}, \vec{H}_{+m_x, m_y}$ – власні функції, що поширюються від розкриву до горловини;

$\vec{E}_{-m_x, m_y}, \vec{H}_{-m_x, m_y}$ – власні функції, що поширюються від горловини до розкриву;

ζ_{xx} – коефіцієнт відбиття власної функції від внутрішніх неоднорідностей у секції 1 (рис. 2) антени колової поляризації для x складових;

ζ_{xy} – коефіцієнт відбиття власної функції від внутрішніх неоднорідностей у секції 1 (рис. 2) антени колової поляризації для y складових.

Розсіяне поле $\vec{E}_P(z=0)$ може бути описане у вигляді розкладу в неперервний спектр плоских хвиль [7]:

$$\vec{E}_{P\tau} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}(k_x, k_y) \exp(-i(k_x x + k_y y + k_z z)) dk_x dk_y, \quad (6)$$

де $\vec{A}(k_x, k_y)$ – спектральна функція комплексних амплітуд плоских хвиль;

k_x, k_y, k_z – проекції хвильового вектора на осі x, y, z , пов'язані між собою:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2.$$

Після підстановки у вираз (4) значень для полів з (5), (6) отримаємо

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{\tau Ix} + \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}_{\tau x}(k_x, k_y) \exp(-i(k_x x + k_y y)) dk_x dk_y = \sum_{m_x, m_y=1}^{\infty} C_{+m_x, m_y} E_{\tau x+m_x, m_y} (1 + \zeta_{xx}); \\ \vec{E}_{\tau Iy} + \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}_{\tau y}(k_x, k_y) \exp(-i(k_x x + k_y y)) dk_x dk_y = \sum_{m_x, m_y=1}^{\infty} C_{+m_x, m_y} E_{\tau y+m_x, m_y} (1 + \zeta_{xy}). \end{array} \right. \quad (7)$$

Аналогічний вираз можна записати і для складових поля H .

$$\begin{cases} \vec{H}_{\tau Iy} + \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}_{\tau x}(k_x k_y) \exp(-i(k_x x + k_y y)) dk_x dk_y = \sum_{m_x, m_y=1}^{\infty} C_{+m_x, m_y} H_{\tau x+m_x, m_y} (1+\dot{\zeta}_{xx}); \\ \vec{H}_{\tau Iy} + \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}_{\tau y}(k_x k_y) \exp(-i(k_x x + k_y y)) dk_x dk_y = \sum_{m_x, m_y=1}^{\infty} C_{+m_x, m_y} H_{\tau y+m_x, m_y} (1+\dot{\zeta}_{xy}). \end{cases} \quad (8)$$

Помножимо обидві частини рівнянь (7) та (8) на $\exp(i(k_x x + k_y y))$ і проінтегруємо їх за x та y по поверхні розкриву S_p , а потім доповнимо інтегрування від $E_{P\tau}$ до безкінечних меж за умови $E_{\tau}(z=0)=0$ поза поверхнею S_p .

Використавши співвідношення [7]

$$A_{\tau}(k_x k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}_{\tau}(k_x k_y) \exp(-i(k_x x + k_y y)) (i(k_x x + k_y y)) dx dy \right], \quad (9)$$

отримуємо

$$\begin{cases} A_{\tau x}(k_x k_y) = -\iint_{S_p} E_{n\tau}(z=0) \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy + \\ + \iint_{S_p} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \bar{\zeta}_{xx} \bar{C}_{-mn}^{H,E} \bar{E}_{mn}^{H,E} \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy; \\ A_{\tau y}(k_x k_y) = -\iint_{S_p} E_{n\tau}(z=0) \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy + \\ + \iint_{S_p} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \bar{\zeta}_{yx} \bar{C}_{-mn}^{H,E} \bar{E}_{mn}^{H,E} \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy. \end{cases} \quad (10)$$

Підставивши (10) у (5), маємо

$$\begin{cases} \vec{E}_{xP} \cong \frac{\vec{e}_{ep}}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \left[\iint_{S_p} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \bar{\zeta}_{xx} \bar{C}_{-mn}^{H,E} \bar{E}_{mn}^{H,E} \exp(i(k_x x + k_y y)) - \right. \right. \\ \left. \left. - E_{xP\tau}(z=0) \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy \right\} \exp(-i(k_x x + k_y y + k_z z)) dk_x dk_y \right]; \\ \vec{E}_{yP} \cong \frac{\vec{e}_{ep}}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \left[\iint_{S_p} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \bar{\zeta}_{yx} \bar{C}_{-mn}^{H,E} \bar{E}_{mn}^{H,E} \exp(i(k_x x + k_y y)) - \right. \right. \\ \left. \left. - E_{yP\tau}(z=0) \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy \right\} \exp(-i(k_x x + k_y y + k_z z)) dk_x dk_y \right], \end{cases} \quad (11)$$

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

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

S_p – поверхня інтегрування розкриву опромінювача (рис. 2);

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

\vec{A}_{+n} – спектральна функція комплексних амплітуд плоских хвиль, що збуджуються на розкритті;

E_{+n} – вектор напруженості електромагнітного поля, що падає на випромінювач;

k_x, k_y, k_z – проекції хвильового вектора на осі x, y, z ;

$E_{vt}(z=0)$ – вектор напруженості поля після врахування граничних умов і доповнення інтегрування до нескінченних меж поза поверхнею;

ζ_{yx} – коефіцієнт відбиття від внутрішніх неоднорідностей опромінювача колової поляризації для y складових;

ζ_{xx} – коефіцієнт відбиття від внутрішніх неоднорідностей опромінювача колової поляризації для x складових.

У системі (11) рівняння різняться лише коефіцієнтами відбиття ζ_{xx} та ζ_{yx} . Магнітні складові розсіяного поля можна отримати з рівнянь Максвелла.

Для випадку, якщо площина поляризації хвилі, що повертається від об'єкта зондування, збігається з площиною її падіння, перепишемо вираз (11) з урахуванням того,

що знаходження \vec{E}_{Px} для складових x полягатиме в додаванні хвиль типу $H_{01} - \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty}$

з коефіцієнтом відбиття ζ_{-xx}^H . У свою чергу, для складових y та з метою знаходження \vec{E}_{Py} ,

додаватися будуть хвилі H_{10} типу $\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty}$ з коефіцієнтами відбиття ζ_{-xy}^H та ζ_{-xy}^E :

$$\left\{ \begin{aligned} \vec{E}_{Px}^{\parallel} &\cong \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{C}_{-mn}^{H^{\parallel}} (1 + \zeta_{-xx}^H) \iint_{(S_p)} E_{-mn}^H \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{C}_{-mn}^E (1 + \zeta_{-xx}^E) \times \right. \\ &\times \iint_{(S_p)} E_{-mn}^H \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy - \iint_{(S_p)} E_{nx}^{\parallel} \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy \left. \right\} \exp(-i(k_x x + k_y y + k_z z)) dk_x dk_y, \\ \vec{E}_{Py}^{\parallel} &\cong \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \bar{C}_{-mn}^{H^{\parallel}} (1 + \zeta_{-yx}^H) \iint_{(S_p)} E_{-mn}^H \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{C}_{-mn}^E (1 + \zeta_{-xy}^E) \times \right. \\ &\times \iint_{(S_p)} E_{-mn}^E \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy - \iint_{(S_p)} E_{ny}^{\parallel} \exp(i(k_x x + k_y y)) dk_x dk_y \left. \right\} \exp(-i(k_x x + k_y y + k_z z)) dk_x dk_y. \end{aligned} \right. \quad (12)$$

Розглянемо інтеграли у (12) по поверхні розкриття рупора. Підставляючи в них вирази для електромагнітного поля, що повертається від об'єкта зондування (1), і власні функції прямокутного хвилеводу з розмірами розкриття рупора [8], отримаємо:

$$\iint_{(S_p)} E_{-mn}^E \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy = \frac{4k_x \left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 f_{-n}(k_y) \cdot f_{+m}(k_x)}{\left(\left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 - k_y^2\right) \left(\left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 - k_x^2\right)}, \quad (13)$$

$$f_{+m}(k_x) = \cos^2\left(\frac{m\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{k_x b_p}{2}\right) + i \sin^2\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{k_x b_p}{2}\right), \quad (14)$$

$$f_{-n}(k_y) = \sin^2\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{k_y a_p}{2}\right) - i \cos^2\left(\frac{n\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{k_y a_p}{2}\right); \quad (15)$$

$$\iint_{(S_p)} E_{-mn}^{\parallel} \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy = 4k_x \left(\frac{m\pi}{b_p}\right) \left(\frac{n\pi}{a_p}\right) \frac{k_{zmn} \cdot f_{-n}(k_y) \cdot f_{+m}(k_x)}{\left(\left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 - k_y^2\right) \left(\left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 - k_x^2\right)}, \quad (16)$$

$$\iint_{(S_p)} E_{-nx}^{\parallel} \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy = E_0 \cos \theta_{\Pi} a_p b_p \frac{\sin\left(k_y \frac{a_p}{2}\right) \sin\left((k_x - k \sin \theta) \frac{b_p}{2}\right)}{k_y \frac{a_p}{2} (k_x - k \sin \theta) \frac{b_p}{2}}. \quad (17)$$

Аналогічно можна визначити $\iint_{(S_p)} E_{-ny}^{\parallel} \exp(i(k_x x + k_y y)) dx dy$ і для хвилі H_{01} .

Позначимо:

$$A_{xx1}^{mn}(k_x) = \frac{-4f_{+m}(k_x)}{\left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 - k_x^2} k_x \left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 C_{-mn}^{H\parallel} (1 + \zeta_{-xx}^H), \quad (18)$$

$$A_{xy1}^{mn}(k_x) = \frac{-4f_{+m}(k_x)}{\left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 - k_x^2} k_x \left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 C_{-mn}^{H\parallel} (1 + \zeta_{-xy}^H), \quad (19)$$

$$A_{x2}^{mn}(k_y) = \frac{f_{+n}(k_y)}{\left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 - k_y^2}, \quad (20)$$

$$A_{xx3}^{mn}(k_x) = \frac{4k_{xk_{zmn}} f_{+m}(k_x)}{\left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 - k_x^2} \left(\frac{n\pi}{a_p}\right) \left(\frac{m\pi}{b_p}\right) C_{-mn}^{E\parallel} (1 + \zeta_{-xx}^E), \quad (21)$$

$$A_{xy3}^{mn}(k_x) = \frac{4k_{xk_{zmn}} f_{+m}(k_x)}{\left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 - k_x^2} \left(\frac{n\pi}{a_p}\right) \left(\frac{m\pi}{b_p}\right) C_{-mn}^{E\parallel} (1 + \zeta_{-xy}^E), \quad (22)$$

$$A_{x4}^{mn}(k_y) = \frac{f_{+n}(k_y)}{\left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 - k_y^2}, \quad (23)$$

$$A_{x5}(k_x) = -E_0 \cos \theta_{II} a_p b_p \sin \left(\frac{b_p}{2} (k_x - k \sin \theta_{II}) \right) \frac{1}{\frac{b_p}{2} (k_x - k \sin \theta_{II})}, \quad (24)$$

$$A_{x6}(k_y) = \sin \left(\frac{a_p}{2} k_y \right) \frac{1}{\frac{a_p}{2} k_y}. \quad (25)$$

З урахуванням позначень (13)–(25) вирази для поля (12) набудуть такого вигляду:

$$\left\{ \begin{aligned} \bar{E}_{Px}^{\parallel} &= \frac{1}{4\pi^2} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{xx1}^{mn}(k_x) \exp(-ik_x x) dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} A_{x2}^{mn}(k_y) \exp(-i(k_z z + k_y y)) dk_y + \right. \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{xx3}^{mn}(k_x) \exp(-ik_x x) dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} A_{x4}^{mn}(k_y) \exp(-i(k_z z + k_y y)) dk_y + \\ &+ \int_{-\infty}^{+\infty} A_{x5}^{mn}(k_x) \exp(-ik_x x) dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} A_{x6}^{mn}(k_y) \exp(-i(k_y y + k_z z)) dk_y; \\ \bar{E}_{Py}^{\parallel} &= \frac{1}{4\pi^2} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{xy1}^{mn}(k_x) \exp(-ik_x x) dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} A_{x2}^{mn}(k_y) \exp(-i(k_z z + k_y y)) dk_y + \right. \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A_{xy3}^{mn}(k_x) \exp(-ik_x x) dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} A_{x4}^{mn}(k_y) \exp(-i(k_z z + k_y y)) dk_y + \\ &+ \int_{-\infty}^{+\infty} A_{x5}^{mn}(k_x) \exp(-ik_x x) dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} A_{x6}^{mn}(k_y) \exp(-i(k_y y + k_z z)) dk_y. \end{aligned} \right. \quad (26)$$

Далі лишається підставити у (26) вирази (18), (19) та (21), (22), які різняться лише коефіцієнтами відбиття ζ_{xx} та ζ_{yx} , що визначають з розв'язку внутрішньої задачі. Розглянемо її.

Хвилі, що збуджуються у розкритті рупора, отримують після проходження першої його секції (рис. 2) фазовий зсув, що дорівнює

$$\gamma_{nx}^{12} = \int_0^{l_{12}} k_{zn}(z) dz, \quad (27)$$

де l_{12} – довжина шляху, що пройшла хвиля від розкриття до секції 2 (рис. 2). Амплітуда хвилі, яка падає в перерізі початку секції 2, може бути записана як

$$\dot{C}_+^{12} = \dot{C}_{+mn} e^{-i\gamma_{nx}^{12}}. \quad (28)$$

Для випадку збігу поляризації хвилі, що падає до площини її падіння, маємо:

$$C_{+mn}^{H\parallel} = \frac{-8E_0 (1 + \cos \theta_{II}) k b_p^2 \sin \theta_{II} \sin^2 \frac{n\pi}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p} \right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p} \right)^2}}{(m\pi)^2 N_{mn}^H \cdot Z_0 (1 - \rho_{-mn}^H \rho_{+mn}^H) \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p} \right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p} \right)^2} \right) \times \frac{f_{-m}(\theta_{II})}{\left(1 - \left(\frac{k b_p \sin \theta_{II}}{m\pi} \right)^2 \right)}}, \quad (29)$$

$$C_{+mn}^{E||} = \frac{8E_0(f_{-m}(\theta_{II}))(1 + \cos \theta_{II})k a_p b_p \sin \theta_{II} \sin^2\left(\frac{n\pi}{2}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2}}{m n \pi^2 N_{mn}^E \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2}\right) \left(1 - \left(\frac{k b_p}{m\pi} \sin \theta_{II}\right)^2\right) (1 - \rho_{-mn}^E \rho_{+mn}^E)}, \quad (30)$$

де

$$f_{-m}(\theta_{II}) = \cos^2\left(\frac{m\pi}{2}\right) \sin\left(\frac{k b_p}{2} \sin \theta_{II}\right) - i \sin^2\left(\frac{m\pi}{2}\right) \cos\left(\frac{k b_p}{2} \sin \theta_{II}\right); \quad (31)$$

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

$$N_{mn}^H = -\frac{a_p b_p}{2Z_0} \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2} \times \left\{ \left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 \left(1 - \frac{\sin 2m\pi}{2m\pi}\right) \left(1 + \frac{\sin 2n\pi}{2n\pi}\right) + \left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 \left(1 + \frac{\sin 2m\pi}{2m\pi}\right) \left(1 - \frac{\sin 2n\pi}{2n\pi}\right) \right\}, \quad (32)$$

N_{mn}^E – норма хвиль електричного типу:

$$N_{mn}^E = \frac{a_p b_p}{2} Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p}\right)^2} \left\{ \left(\frac{m\pi}{b_p}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{a_p}\right)^2 \right\}. \quad (33)$$

На цьому етапі можна провести моделювання верифікації запропонованих рішень розрахунку антени на етапі, що передуює отриманню колової поляризації для антени (рис. 2) на діапазонах робочих частот станції наземної розвідки типу ПСНР-5, ПСНР-8.

На рис. 5 наведено результати моделювання, здійсненого за допомогою програми MathCAD для перевірки адекватності виразу (29) з урахуванням (31), (32).

Залежність максимального значення амплітуди електромагнітного поля, що розсіюється антеною (секція 1, рис. 2), від кута падіння електромагнітної хвилі для коефіцієнтів відбиття ρ_{-mn}^H та ρ_{+mn}^H , у разі збігу поляризації хвилі, що повертається від об'єкта зондування, з площиною її падіння, наведено на рис. 5.

Моделювання проведено для хвиль довжиною $\lambda = 0,01$ м (рис. 5а), $\lambda = 0,02$ м (рис. 5б), $\lambda = 0,03$ м (рис. 5в), $\lambda = 0,01$ м (рис. 5г). Зростання коефіцієнта відбиття від 0,3 до 0,8 зумовлює збільшення амплітуди електромагнітного поля в декілька разів для основної хвилі (моди) H_{10} або H_{01} . Вищі моди хвиль будуть відбиватися від позамежних перерізів хвилеводу або, поширюючись, потраплятимуть далі на узгоджене навантаження. Їх вплив на сумарне електромагнітне поле $\vec{E}_{Px}^{||}$ (11), що розсіюється на розкритті у секції 1 (рис. 2), досить незначний [5, 11, 13].

Таким чином, можна стверджувати, що найбільше розсіювання електромагнітного поля для хвилі довжиною $\lambda = 0,01$ м для опромінювача станції наземної розвідки типу ПСНР-5 (рис. 3) за її параметрами $a_p = 0,01$ м, $b_p = 0,03$ м буде відбуватися за кута її опромінювання близько 15° (рис. 5а).

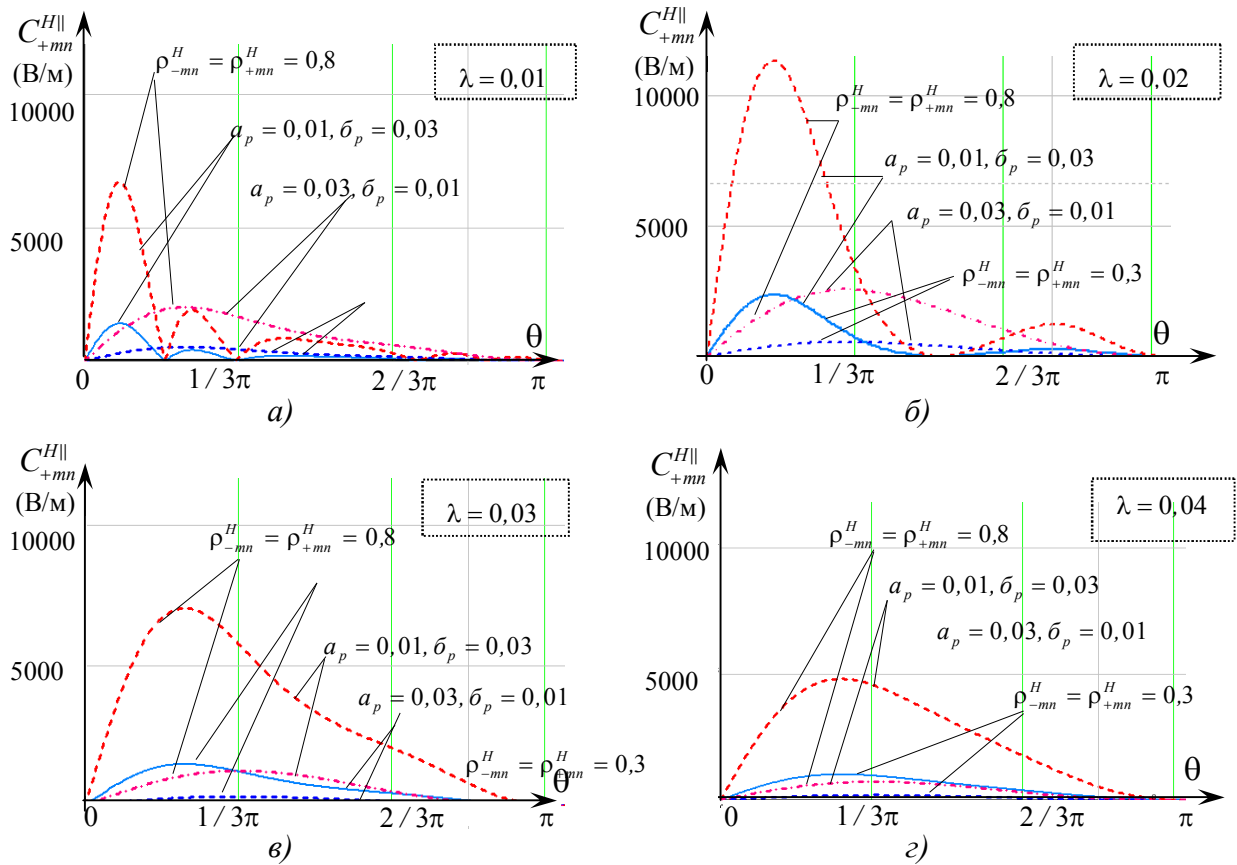


Рис. 5. Залежність амплітуд електромагнітного поля, що розсіюється рупором, від кута падіння електромагнітної хвилі, яка повертається від об'єкта зондування

Майже таким самим буде електромагнітне поле $\vec{E}_{Px}^{||}$ за довжини хвилі $\lambda = 0,03$ м (рис. 5в) із максимальною амплітудою, при цьому кут опромінювання становить близько 30° . Для хвилі $\lambda = 0,04$ м (рис. 5г) амплітуда буде ще меншою. Проте найкращий результат отримано для $\lambda = 0,02$ м, що відповідає частоті, на якій і працює станція наземної розвідки типу ПСНР-5.

З рис. 5б видно, що максимальне розсіювання електромагнітного поля відбувається для хвилі $\lambda = 0,02$, коли кут опромінювання становить близько $1/6 \pi$, тобто 35° , що відповідає натурному експерименту [11], який було проведено з метою знаходження нормованої ЕПР рупора, геометричні параметри якого максимально відповідають довжині хвилі або частоті, на якій працює антена.

Аналогічно за допомогою програми MathCAD можна перевірити адекватність виразу (30) з урахуванням (31), (32) для амплітуд E типу хвиль $C_{+mn}^{E||}$.

Розглянемо процес, що відбувається з хвилею, яка поширюється далі вздовж хвилеводу колової поляризації (рис. 2).

Потрапивши в секцію 2 (рис. 2), хвиля отримує набіг фази γ_{nx}^{23} та на виході секції 3 приймає такий вигляд:

$$\dot{C}_+^{34} = C_{+mn}^{H||} e^{-i(\gamma_{nx}^{12} + \gamma_{nx}^{23})} \quad (34)$$

Конструкція секції 4 (рис. 1) розкладає хвилю на дві ортогональні складові, що рівні за амплітудою, оскільки прямокутний хвилевід розташовано під кутом 45° до поперечної осі розкриву.

Амплітуди збуджених хвиль у новій системі координат (рис. 2) будуть дорівнювати:

$$\dot{C}_{+\xi}^{34} = \frac{\sqrt{2}}{2} \dot{C}_+^{34}, \quad \dot{C}_{+\eta}^{34} = \frac{\sqrt{2}}{2} \dot{C}_+^{34}. \quad (35)$$

Розглянувши відбиття хвиль у секції 3, можна стверджувати, що в діапазоні частот падаючої хвилі, для якої висота хвилеводу нижча за її критичну довжину, хвилі основної моди $\dot{C}_{+\xi}$ відбиватимуться від позамежного для них перерізу в рупорі, а також для основної моди типу H_{10} . Для хвиль $\dot{C}_{+\eta}$, частоти яких вищі за критичні хвилеводу, основна мода типу H_{01} буде поширюватися ним, а хвилі вищих типів відбиватимуться від позамежних для них перерізів.

Розглянемо випадок, коли хвилевід довільно навантажено. Тоді на початку секції 3 відбиті хвилі набудуть такого вигляду:

$$\begin{cases} \dot{C}_{+\xi}^{34} = \frac{\sqrt{2}}{2} \dot{C}_+^{34} \cdot \dot{\rho}_\xi \cdot e^{-i2\gamma_\xi}; \\ \dot{C}_{+\eta}^{34} = \frac{\sqrt{2}}{2} \dot{C}_+^{34} \cdot \dot{\rho}_\eta \cdot e^{-i2\gamma_\eta}, \end{cases} \quad (36)$$

де $\dot{\rho}_\xi, \dot{\rho}_\eta$ – коефіцієнти відбиття в секції 3;

$\dot{\gamma}_\xi, \dot{\gamma}_\eta$ – фазові множники, що враховують шляхи, якими проходять хвилі від місця відбиття до перетину між секціями 2 і 3:

$$\gamma_{\xi,\eta} = \int_{l_{\xi,\eta}}^{l_{23}} kz_{\xi,\eta}(z) dz. \quad (37)$$

Хвилі на початку секції 2 знову наведемо у вигляді складових за осями x та y з урахуванням виразу (33):

$$\begin{cases} \dot{C}_{-x}^{23} = \frac{1}{2} \dot{C}_+^{34} \cdot (\dot{\rho}_\xi e^{-i2\gamma_\xi} + \dot{\rho}_\eta e^{-i2\gamma_\eta}); \\ \dot{C}_{-y}^{23} = \frac{1}{2} \dot{C}_+^{34} \cdot (\dot{\rho}_\xi e^{-i2\gamma_\xi} - \dot{\rho}_\eta e^{-i2\gamma_\eta}). \end{cases} \quad (38)$$

Поширюючись секцією 2, хвиля \dot{C}_{-x} отримає набіг фази $\dot{\gamma}_x^{23}$, а хвиля \dot{C}_{-y} – $\dot{\gamma}_y^{23} = \left(\dot{\gamma}_x^{23} \pm \frac{\pi}{2} \right)$. Знак « \pm » залежить від напрямку обертання поляризації. У секції 1 хвиля отримує фазовий набіг $\dot{\gamma}_x^{12}$ та $\dot{\gamma}_y^{12}$.

Таким чином, на розкритті рупора амплітуди хвиль будуть дорівнювати

$$\begin{cases} \dot{C}_{-x} = \frac{1}{2} \dot{C}_+ \cdot e^{-i2(\dot{\gamma}_x^{12} + \dot{\gamma}_x^{23})} (\dot{\rho}_\xi e^{-i2\gamma_\xi} + \dot{\rho}_\eta e^{-i2\gamma_\eta}); \\ \dot{C}_{-y} = \frac{1}{2} \dot{C}_+ \cdot e^{-i(\dot{\gamma}_x^{12} + \dot{\gamma}_y^{12} \pm \frac{\pi}{2} + 2\dot{\gamma}_x^{23})} (\dot{\rho}_\xi e^{-i2\gamma_\xi} - \dot{\rho}_\eta e^{-i2\gamma_\eta}). \end{cases} \quad (39)$$

З виразу (39) з урахуванням (2) отримаємо

$$\begin{cases} \zeta_{xx} = \frac{1}{2} \left(\dot{\rho}_{\xi mn}^{H,E} e^{-i2\gamma_{\xi}} + \dot{\rho}_{\eta mn}^{H,E} e^{-i2\gamma_{\eta}} \right) e^{-i2(\gamma_x^{12} + \gamma_x^{23})}, \\ \zeta_{yx} = \frac{1}{2} \left(\dot{\rho}_{\xi mn}^{H,E} e^{-i2\gamma_{\xi}} - \dot{\rho}_{\eta mn}^{H,E} e^{-i2\gamma_{\eta}} \right) e^{-i\left(\gamma_x^{12} + \gamma_y^{12} \pm \frac{\pi}{2} + 2\gamma_x^{23}\right)}. \end{cases} \quad (40)$$

Вирази ζ_{xx} та ζ_{yx} не враховують коефіцієнтів відбиття від з'єднання секцій рупора. Це можна зробити у подальших дослідженнях, але при цьому вираз (40) ускладниться. У майбутньому також варто врахувати реакцію дзеркального параболоїда станцій розвідки типу ПСНР-5, ПСНР-8 «Кредо-М1», а також навантаження хвилеводу.

На рис. 5 наведено результати моделювання і для випадку, якщо опромінювач розташовано горизонтально (повернуто на 90°) за коефіцієнтів відбиття $\rho_{-mn}^H = \rho_{+mn}^H = 0,8$ та $\rho_{-mn}^H = \rho_{+mn}^H = 0,3$ для антени з $a_p = 0,03$ м, $b_p = 0,01$ м. За таких умов максимальна амплітуда електромагнітної хвилі, що розсіюється від рупора, у декілька разів менша від випадку дослідження штатного опромінювача з параметрами $a_p = 0,01$ м, $b_p = 0,03$ м, що доводить верифікацію запропонованих розрахунків.

Для створення антени колової поляризації, як відомо, a_p має дорівнювати b_p . Для такого випадку перевірку адекватності наведених вище виразів показано на рис. 6а, з якого випливає, що найкращим буде результат за умови $a_p = 0,02$ м, $b_p = 0,02$ м, а це відповідає довжині хвилі та частоті роботи станцій наземної розвідки типу ПСНР-5, ПСНР-8 «Кредо-М».

На рис. 6б зображено моделювання для антени колової поляризації з параметрами $a_p = 0,02$ м, $b_p = 0,02$ м за умови, що $e^{-i(\gamma_{nx}^{12} + \gamma_{nx}^{23})} \rightarrow \min$.

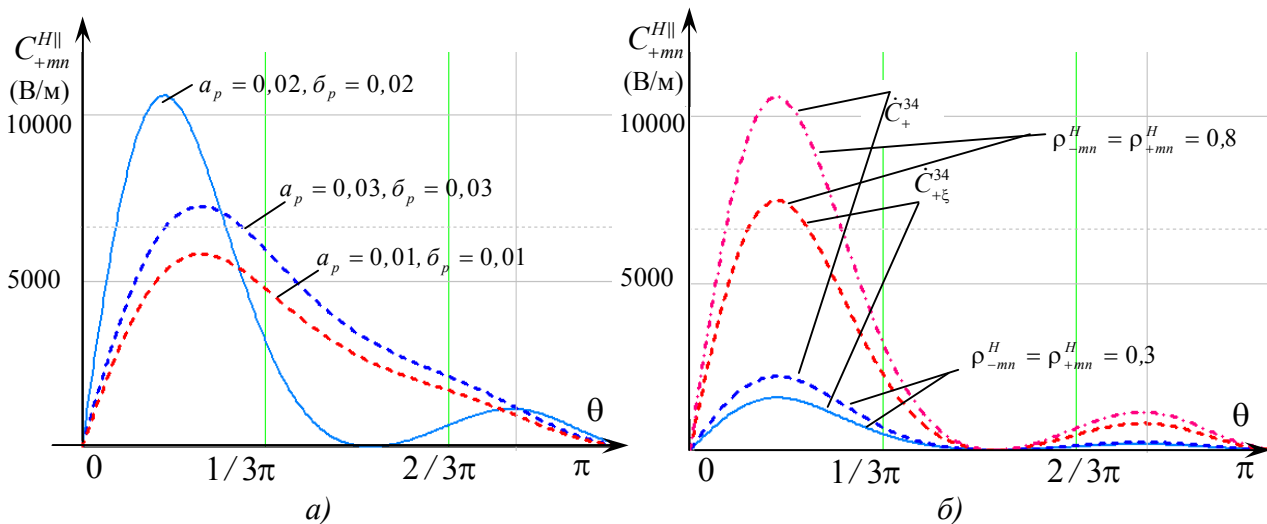


Рис. 6. Залежність амплітуд електромагнітного поля, що перевипромінюється рупорним опромінювачем колової поляризації, від кута падіння електромагнітної хвилі, яка повертається від об'єкта зондування

Висновки. Таким чином, розроблено метод дослідження електромагнітного поля, що збуджується на рупорному опромінювачі колової поляризації за умови, що площа поляризації хвилі, яка повертається від об'єкта зондування, збігається з площиною її падіння.

Математичні моделі різняться коефіцієнтами відбиття (38), що впливає з розв'язку внутрішньої задачі для двох складових хвилі, яка утворює колову поляризацію.

Детальний виклад матеріалу дозволяє на кожному етапі розрахунку провести верифікаційне моделювання, щоб з'ясувати можливості використання наведених співвідношень для розробників програмних продуктів при проектуванні антенних систем.

Впровадження отриманих результатів дозволить підвищити розрізнявальну здатність антенних систем станцій наземної розвідки типу ПСНР-5, ПСНР-8 «Кредо-М1» за збереження характеристик радіолокаційної помітності [15].

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. 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». № 1. 2014. С. 41–44.
2. РЛС разведки наземных и надводных целей // Сайт НПО «Стрела». URL: http://npostrela.com/index.php?option=com_content&task=view&id=81&Itemid=61 (дата звернення: 10.07.2018).
3. Радиолокационные системы. // Сайт ХК «Укрспецтехника». URL: http://ust.com.ua/ru/radiolokacionnie_sistemi.html (дата звернення: 11.07.2018).
4. 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.
5. Сидорчук О. Л. Математичний апарат дослідження амплітуд поля, збудженого антенною системою радіолокаційної станції 1РЛ133 «Кредо» // Проблеми створення, випробування, застосування та експлуатації складних інформаційних систем : зб. наук. праць. Житомир : ЖВІ, 2016. Вип. 13. С. 62–72.
6. Manoilov V. P., Sidorchuk O. L. Horn antenna acs reducing for reducing or wide viewing angle sector // CriMiCo 2012 – 22nd International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology Conference Proceedings. 2012. Vol. 2. P. 487–488.
7. Рупорна антена колової поляризації Пат. 96661 Україна, МПК Н01Q 13/10 / В. П. Манойлов, О. Л. Сидорчук ; Житомирський державний технологічний університет. № а 2010 03902 ; заявл. 06.04.2010 ; опубл. 25.11.2011, Бюл. № 11. 4 с.
8. Сидорчук О. Л. Методика зменшення ефективної поверхні розсіювання рупорної антени обертової поляризації // Проблеми створення, випробування, застосування та експлуатації складних інформаційних систем : зб. наук. праць. Житомир : ЖВІ НАУ, 2012. Спецвип. 2. С. 180–190.
9. Артюшин Л. М., Куртсеітов Т. Л., Мірненко В. І., Сидорчук О. Л. Можливості застосування протирадіолокаційних покриттів у антенних системах засобів озброєння та військової техніки з метою зменшення їх радіолокаційної помітності // Сучасні інформаційні технології у сфері безпеки та оборони. Київ : НУОУ, 2016. № 2 (26). С. 104–109.
10. Сидорчук О. Л. Дослідження амплітуд електромагнітного поля, збудженого лінійною решіткою рупорних опромінювачів // Вісник Нац. технічн. ун-ту України «КПІ». Серія «Радіотехніка. Радіоапаратобудування». Київ : НТУУ, 2016. № 67. С. 5–11.

11. Сидорчук О. Л. Дифракція плоскої електромагнітної хвилі на рупорній антені // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. Житомир : ЖДТУ, 2010. № 2 (53). С. 167–175.
12. Сидорчук О. Л. Розрахунок ефективності поверхні розсіювання рупорної антени при падінні на неї хвилі довільної форми із застосуванням леми Лоренца // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. Житомир : ЖДТУ, 2011. № 2 (57). С. 102–113.
13. Астахов В. Н., Степанов В. А. К расчёту полного поля рассеивания приёмной рупорной антенны // Известия Ленинград. электротехнич. ин-та. Научн. Труды. 1987. Вып. 388. С. 92–97.
14. Bergman J. R. and Moreira F. J. S. An Omnidirectional ADE Reflector Antenna // Microw. Opt. Tech. Lett. 2004. Vol. 40, No. 2. P. 345–349.
15. Сидорчук О. Л. Аналіз методів і способів зменшення ефективної поверхні розсіювання антенних систем // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. Житомир : ЖДТУ, 2012. № 2 (61). С. 94–106.

Подано 12.07.2018

О. Л. Сидорчук

МЕТОД УЛУЧШЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕННЫХ СИСТЕМ ПЕРЕНОСНЫХ СТАНЦИЙ НАЗЕМНОЙ РАЗВЕДКИ

Предложен метод улучшения поляризационных характеристик станций наземной разведки типа ПСРН-5, ПСНР-8 «Кредо-М1» путем проектирования антенных систем круговой поляризации при условии совпадения поляризации волны, которая возвращается от объекта зондирования, с плоскостью её падения. Новизна метода состоит в определении электромагнитного поля, рассеянного рупорным облучателем круговой поляризации, путем учета фазирующей секции, которая в отличие от обычной рупорной антенны раскладывает волну на две ортогональные составляющие. Расчет новым методом включает известные методики, которые адаптированы именно для антенны круговой поляризации. Учтено пути, которые проходит волна от места отражения до сечения между секциями, и коэффициенты отражения от каждой из них.

Результаты исследований целесообразно использовать при проектировании новой, более усовершенствованной антенной системы радиолокационной станции с улучшенными поляризационными характеристиками. Предлагается заменить в штатных антенных системах облучатели линейной поляризации на рупорные облучатели круговой поляризации, процесс моделирования которых значительно упрощается при использовании предложенного метода.

Ключевые слова: *рупорный излучатель, моделирование антенной системы круговой поляризации, радиолокационные станции наземной разведки.*

O. L. Sidorchuk

METHOD OF IMPROVING THE POLARIZATION CHARACTERISTICS OF THE ANTENNA SYSTEMS OF THE PORTABLE STATIONS OF THE GROUND EXPLORATION

A method for improving the polarization characteristics of ground-based reconnaissance stations of the type PSNR-5, PSNR-8 "Credo-M1" is proposed by designing circular polarization

antenna systems under the condition that the polarization of the wave coincides with the plane of its fall. The novelty of the method consists in determining the electromagnetic field scattered by the horn irradiator of circular polarization by taking into account the phasing section, which unlike the usual horn antenna spreads the wave into two orthogonal components. The calculation by the new method includes known techniques that are adapted specifically for a circularly polarized antenna. The paths that the wave passes from the point of reflection to the section between sections are taken into account, and the reflection coefficients from each of them.

It is advisable to use the results of the research when designing a new, more advanced antenna system of a radar with improved polarization characteristics. It is proposed to replace in regular antenna systems the linear polarization irradiators with horn irradiators of circular polarization, the modeling process of which is greatly simplified using the proposed method.

Keywords: *horn radiator, modeling of circular polarization antenna system, ground-based radar stations.*