

О.Л. Сидорчук, н.с.

*Житомирський військовий інститут ім. С.П. Корольова  
Національного авіаційного університету***РОЗРАХУНОК ЕФЕКТИВНОЇ ПОВЕРХНІ РОЗСПОВАННЯ  
РУПОРНОЇ АНТЕНИ ПІД ЧАС ПАДІННЯ НА НЕЇ ХВИЛІ ДОВІЛЬНОЇ ФОРМИ  
ІЗ ЗАСТОСУВАННЯМ ЛЕМИ ЛОРЕНЦА***(Представлено д.т.н., проф. Манойловим В.П.)*

*Розроблено методику визначення перевипроміненого поля від рупорної антени під час падіння на неї електромагнітної хвилі від довільно заданих джерел, розташованих поза антеною. Такий підхід ґрунтується на застосуванні леми Лоренца до об'єму, який знаходиться між поверхнями, що дає можливість визначити амплітуди у розкритті рупора або іншого будь-якого провідного тіла з отвором незалежно від його форми. Розв'язання цієї задачі дозволяє визначити перевипромінене поле як від самостійної рупорної антени, що знаходиться у вільному просторі, або як складової частини більш складних антен.*

**Постановка проблеми у загальному вигляді.** Розвиток сучасної радіолокації, радіоуправління, космічного зв'язку обумовлює вимоги, що ставляться до складових радіотехнічних засобів, а особливо до антенних систем [1, 2]. Серед них одним з основних є електромагнітна сумісність радіоелектронних засобів, що передбачає зменшення полів основного випромінювання поза межами головного максимуму діаграми спрямованості та поля перевипромінювання антени в усіх напрямках [3]. До того ж, у більшості випадків, ефективна поверхня розсіювання (ЕПР) апертурних антен вносить значний внесок у погіршення радіолокаційної помітності радіотехнічних засобів, що працюють у приймальному режимі. Отже, дослідження виникнення поля перевипромінювання апертурних антен з ціллю його зменшення, а також розробка способів і методів вимірювання ефективної поверхні розсіювання, є актуальною науковою проблемою.

**Аналіз останніх досліджень.** Всі роботи, присвячені дослідженню рупорних антен (РА), що можна умовно поділити на три групи.

*До першої групи* належать публікації, присвячені дослідженню РА, що працюють у передавальному режимі як самостійні антени, так і в ролі опромінювачів і складових елементів складніших антен. При цьому досліджуються РА як з прямолінійними, так і з криволінійними утворюючими. Основними характеристиками дослідження є діаграми направленості (ДН) і коефіцієнти відбиття (КВ). Відсутність чіткої теорії призводить до необхідності застосовувати різноманітні наближені інженерні методи. Здебільшого направленість властивості РА визначаються за допомогою формули Кірхгофа, що є математичним формулюванням принципу Гюйгенса–Френеля. Велика серія теоретичних досліджень присвячена структурі поля всередині хвилеводів і РА. Ці дослідження спрямовані на визначення КВ й уточнення характеру розподілення поля в апертурі.

Так, у роботі [4] розглядається розвиток дзеркальних і РА, висвітлюються їх найбільш важливі проблеми. Зазначається, що рупорні антени завоювали більшу сферу застосування й особливо в ролі опромінювачів для дзеркальних антен. У статті [5] надано огляд методів, що застосовуються при проектуванні високоєфективних гостронаправлених антен з одним стаціонарним променем. Розглядаються різноманітні модифікації опромінювачів, що дозволяють отримати необхідні характеристики випромінювання.

У монографії [6] досліджуються характеристики різноманітних (за конфігурацією утворюючих) рупорних опромінювачів – східчастих і плавних криволінійних. Ці дослідження направлені на визначення КВ й уточнення характеру розподілення поля в апертурі.

*До другої групи* робіт щодо РА можна віднести роботи з визначення перевипроміненого поля рупорними антенами. Задача визначення перевипроміненого (розсіяного) поля від РА належить до області дифракції електромагнітних хвиль на провідних тілах складної форми. На теперішній час за допомогою суворих і асимптотичних методів досліджено широке коло задач дифракції на ідеальних провідних тілах, а також з імпедансною моделлю [7–10]. Задачі визначення розсіяного поля від РА здебільшого розв'язуються для спрощених моделей антен: розкриттів плоских хвилеводів, плоских кутів, секторальних рупорів. Отримані розв'язки носять, як правило, числовий характер.

Так, у роботах [11, 12] знаходження діаграм розсіяння (ДР) проводиться методом власних функцій часткових областей для біконічних, конічних і секторальних РА. Розраховані за цим способом ДР деяких Е і Н – площинних приймальних РА наведено в роботі [13]. Отримані результати належать до оптимальних, з точки зору найбільшого коефіцієнта направленої дії рупора з електричною довжиною від  $\lambda$  до  $1,75\lambda$  (через  $0,25\lambda$ ), тобто подальше збільшення довжини рупорів призводило, при застосуванні

методу власної функції, до значних труднощів при розрахунках. У той же час дослідження діаграми розсіяння приймальних РА більшої довжини має безперечний практичний інтерес.

У роботі [14] застосовувався метод сіток, однак це не дало можливості збільшити габарити рупорів, які досліджувались.

У роботі [15] вирішено завдання розсіяння плоскої електромагнітної хвилі внутрішньою областю порожнистого циліндра довільного поперечного розрізу, при навантаженні якого задовольняються імпедансні граничні умови. У випадку колового циліндра отримані вирази для складових розсіяних полів. Результати цієї роботи не дозволяють визначити розсіяне поле від рупорної антени.

В роботі [16] чисельними методами теорії дифракції проведений розрахунок електродинамічних характеристик РА з розмірами апертури порядку довжини хвилі. Проведені розрахунки для діаграм розсіяння РА ( $2\psi_0 = 96^\circ$ ) для двох випадків, коли навантаження рупора відсутнє і коли навантаження узгоджене (при прямому падінні електромагнітної хвилі).

До третьої групи робіт належать роботи зі зменшення розсіяння від РА. Ці питання висвітлено суттєво менше, ніж попередні. Це становище можна пояснити тим, що не вирішене завдання визначення розсіяного поля від реальних РА і, як наслідок, не до кінця зрозумілий механізм виникнення розсіяного поля. Складність вирішення поставленого завдання полягає в тому, що для зменшення розсіяння від РА не придатні всі відомі способи зменшення розсіяння від радіолокаційних об'єктів.

Отже, щоб вирішити завдання зі зменшення розсіяння від РА, а також визначення механізму виникнення і розповсюдження розсіяного поля необхідно розробити методику більш простішого розрахунку перевипроміненого поля.

У роботі [17] автором було запропоновано методику розрахунку дифракції плоскої електромагнітної хвилі на рупорі, в якій за методом Гюйгенса–Кірхгофа падаюче поле на розкритті рупора було замінено еквівалентними струмами.

В роботі [18] розглянутий метод розрахунку ґрунтується на застосуванні леми Лоренца до об'єму, що знаходиться між внутрішніми стінками рупора з розрізом розкриття рупора  $S_1$  і живлячого хвилеводу  $S_2$  для хвиль основного типу або розрізу всередині рупора  $S_2$  до місця поширення хвиль вищих типів. Такий метод застосовується тільки для рупорів з кутом розкриття, що дорівнює нулю, тоді розрізи  $S_1$  і  $S_2$  є однаковими. У відмінному випадку записаний вираз для амплітуд хвиль буде несправедливим, так як допоміжне поле записується у живлячому хвилеводі, а інтеграл береться до розкриття рупора, розрахункових формул не наводиться.

З наведеного огляду робіт другої групи видно, що на даний час не вирішене завдання визначення розсіяного поля від рупорної антени з будь-яким кутром розкриття при довільному, не обов'язково плоскому, падінні на неї електромагнітної хвилі.

**Мета роботи** полягає у розробленні методики визначення перевипроміненого поля від РА при падінні на неї електромагнітної хвилі від довільно заданих джерел, розташованих поза антеною. Такий підхід, що ґрунтується на застосуванні обмежуючих поверхонь, повинен дати можливість визначення амплітуд у розкритті рупора або іншого будь-якого провідного тіла з отвором незалежно від його форми. Розв'язання цієї задачі дозволяє визначити перевипромінене поле як від самостійної РА, що знаходиться у вільному просторі, так і як від складового елемента більш складних антен: дзеркальних, лінзових та ін.

**Викладення основного матеріалу.** Нехай на розкритті рупорної антени, що має ідеально провідні стінки, падає первинна електромагнітна хвиля (не обов'язково плоска)  $\vec{E}_0, \vec{H}_0$ , створена зовнішніми джерелами струму, розподіленими зі щільністю  $\vec{j}, \vec{m}$  в об'ємі  $V_0$ , розміщеному поза антеною (рис. 1). Необхідно визначити розсіяне поле від цієї антени.

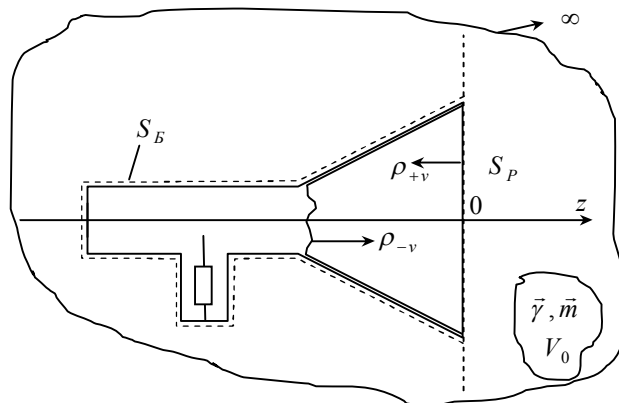


Рис. 1. До постановки задачі і застосування леми Лоренца

Поставлене завдання не може бути вирішене відомими на даний час математичними методами [7], тому будемо вирішувати його наближеним методом. Суть наближення полягає в тому, що розсіяне поле шукається у вигляді суми полів, розсіяних розкритом рупора і його краями, кожен з яких також визначається наближеними методами.

Поле, розсіяне розкритом рупорної антени, визначається в такій послідовності. Спочатку за допомогою леми Лоренца, застосованої до об'єму, що знаходиться між поверхнями: безкінечно віддаленою від антени (з одного боку) та замкнутою  $S$  (з другого боку), яка збігається з ідеально провідною поверхнею стінок антени  $S_A$  і поверхнею розкриття  $S_D$  (рис. 1), визначаємо власні амплітуди хвиль у розкритті РА. Таке застосування обмежувальних поверхонь дає можливість визначити амплітуди в розкритті рупора або іншого будь-якого провідного тіла з отвором незалежно від форми цього тіла (на відміну від [18]). Воно дає можливість визначити амплітуди хвиль у розкритті РА, для яких відомі власні функції, а в разі застосування методу поперечних перерізів для РА, для яких відомі власні функції регулярних хвилеводів за формою і розмірами розкриття рупора. При цьому розміри розкриття повинні бути сумірними з довжиною падаючої хвилі або більші, ніж вона.

Розсіяне поле може бути визначене після застосування граничних умов на поверхні розкриття рупорної антени для складових її повного поля  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  методом еквівалентних струмів і теореми запізнілого потенціалу [17]. Для визначення розсіяного поля може бути застосований інший метод, коли розсіяне у всьому просторі поле має вигляд розкладу в неперервний спектр плоских хвиль, амплітуди яких знаходяться за умови неперервності дотичних складових в розкритті рупора, а отримані інтеграли беруться за допомогою методу перевалу.

Розсіяне поле від країв рупорної антени знаходиться шляхом застосування асимптотичного рішення для ребра на півплощині і порівняння цього рішення з рішенням для поля елементарного і безкінечно довгого дроту.

В режимі прийому повне електромагнітне поле  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  навколо рупора складається з падаючого поля  $\vec{E}_n$  та  $\vec{H}_n$ , створеного струмами зі щільністю  $\vec{j}$ ,  $\vec{m}$ , розподіленими в об'ємі  $V_0$  (рис. 1) і поля розсіяного РА  $\vec{E}_r$  і  $\vec{H}_r$ :

$$\vec{E} = \vec{E}_n + \vec{E}_r; \quad \vec{H} = \vec{H}_n + \vec{H}_r. \quad (1)$$

Розсіяне антеною поле має вигляд суми полів:

$$\vec{E}_r = \vec{E}_{qp} + \vec{E}_{\text{кр}}, \quad (2)$$

де  $\vec{E}_{qp}$  – поле, розсіяне розкритом антени;  $\vec{E}_{\text{кр}}$  – поле розсіяне боковими краями і стінками розкриття.

### 1. Визначимо амплітуди хвиль, збуджених у розкритті.

Нехай у режимі передачі незалежне джерело знаходиться всередині антени і створює поле, яке як у середині рупора, так і зовні може бути позначено  $\vec{S}_B$ ,  $\vec{H}_B$ . Всередині рупора це поле представляється власною функцією номера,  $\vec{H}_{ZY}$  з одиничною амплітудою, що зазнає відображення від розкриття з коефіцієнтом відображення  $\rho_{+v}$ :

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= \left( \vec{E}_{-v} + \rho_{+v} \vec{E}_{+v} \right) \\ \vec{H} &= \left( \vec{H}_{-v} + \rho_{+v} \vec{H}_{+v} \right) \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

де  $(-)$  – означає хвилі, що поширюються від горловини до розкриття;  $(+)$  – від розкриття до горловини рупора.

На поверхні розкриття антени  $S_p$  із внутрішнього боку, тобто в рупорі, повне поле може бути представлено рядом із власних функцій рупора:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= \sum_{\mu=1}^{\infty} C_{+\mu} \left( \vec{E}_{+\mu} + \rho_{-\mu} \vec{E}_{-\mu} \right) \\ \vec{H} &= \sum_{\mu=1}^{\infty} C_{+\mu} \left( \vec{H}_{+\mu} + \rho_{-\mu} \vec{H}_{-\mu} \right) \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

де  $C_{\pm\mu}$  – амплітуди власних функцій;  $\mu$  – номер власної функції;  $\vec{E}_{+\mu}$ ,  $\vec{H}_{+\mu}$  – власні функції, що поширюються від розкриття до горловини рупора;  $\vec{E}_{-\mu}$ ,  $\vec{H}_{-\mu}$  – власні функції, що поширюються від

горловини до розкриття рупора;  $\rho_{-\mu}$  – коефіцієнт відображення власної функції від внутрішніх неоднорідностей у рупорі.

Запишемо лему Лоренца полів  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{E}_B$ ,  $\vec{H}_B$  для об'єму, обмеженої безкінечно віддаленою від антени замкнутою поверхнею  $S$ , що співпадає з ідеально провідною поверхнею зовнішніх стінок рупорної антени  $S_A$  і поверхнею розкриття  $S_p$  (рис. 1):

$$\int_V \{(\vec{j}, \vec{E}_B) - (\vec{m}, \vec{H}_B)\} dV = \int_{S=S_A+S_p \rightarrow S_p} \{([\vec{E}, \vec{H}_B] - [\vec{E}_B, \vec{H}])\} d\vec{S}. \quad (5)$$

Підставляючи у вираз (5) функції для  $\vec{E}_B$ ,  $\vec{H}_B$  (3) і  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  (4) та застосовуючи умову ортогональності власних функцій, можна отримати:

$$C_{+v} = \frac{\int_V \{(\vec{j}, \vec{E}_B) - (\vec{m}, \vec{H}_B)\} dV}{N_v(1 - \rho_{-v}\rho_{+v})}, \quad (6)$$

де  $N_v$  – норма власних функцій, що дорівнює:

$$N_v = \int_{S_p} \{([\vec{E}_{+v}, \vec{H}_{-v}] - [\vec{E}_{-v}, \vec{H}_{+v}])\} d\vec{S}. \quad (7)$$

Запис лему Лоренца для падаючої хвилі  $\vec{E}_I$ ,  $\vec{H}_I$  і випроміненої рупором у режимі передачі  $\vec{E}_B$ ,  $\vec{H}_B$  для того ж об'єму, що і в попередньому випадку дає результат:

$$\int_V \{(\vec{j}, \vec{E}_B) - (\vec{m}, \vec{H}_B)\} dV = \int_{S_p} \{([\vec{E}_I, \vec{H}_B] - [\vec{E}_B, \vec{H}_I])\} d\vec{S} + \int_{S_p} \{([\vec{E}_I, \vec{H}_B])\} d\vec{S}. \quad (8)$$

Підставляючи вираз (3) у формулу (6), отримаємо:

$$C_{+v} = \frac{\int_{S_p} \{([\vec{E}_I, \vec{I}_A] - [\vec{E}_A, \vec{I}_I])\} d\vec{S}}{N_v(1 - \rho_{-v}\rho_{+v})} + \frac{\int_{S_p} \{[\vec{E}_I, \vec{I}_A]\} d\vec{S}}{N_v(1 - \rho_{-v}\rho_{+v})}. \quad (9)$$

Якщо вважати  $\vec{H}_B$  малим на поверхні  $S_A$ , тобто вважати малими струми затікання на зовнішню поверхню рупора, то другим складником у формулі (9) можна знехтувати. Таким чином, амплітуди функцій, збуджених падаючою хвилею у рупорі, визначаються за формулою:

$$C_{+v} = \frac{\int_{S_p} \{([\vec{E}_I, \vec{I}_A] - [\vec{E}_A, \vec{I}_I])\} d\vec{S}}{N_v(1 - \rho_{-v}\rho_{+v})}, \quad (10)$$

яка з урахуванням формули (3) набуде вигляду:

$$C_{+v} = \frac{\int_{S_p} \{([\vec{E}_I, \vec{H}_{-v}](1 + \rho_{+v}) - [\vec{E}_{-v}, \vec{H}_I])\} d\vec{S}}{N_v(1 - \rho_{-v}\rho_{+v})}. \quad (11)$$

Таким чином, ми отримали вираз (11) для визначення амплітуд хвиль, збуджених у розкритті рупорної антени, при падінні на неї хвилі довільної форми, не обов'язково плоскої, при цьому струми, що затікають на розкритті антени, при роботі її в режимі передачі ми вважали досить малими і не враховували їх.

## 2. Визначимо поле, розсіяне розкриттям рупора.

Для визначення розсіяного від розкриття рупора поля необхідне виконання точних граничних умов – неперервності тангенціальних до розкриття рупора  $S_p$  складових повного поля  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ .

Розмістимо початок координат в центрі рупора ( $z = 0$ ). Для цього випадку маємо:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_l(z=0) + \vec{E}_r(z=0) &= \vec{E}(z=0) \\ \vec{H}_l(z=0) + \vec{H}_r(z=0) &= \vec{H}(z=0) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

де  $\vec{E}_l$  – напруга електричного поля, що падає на розкриття рупора, збудженого струмами, розміщеними поза рупором;  $\vec{E}_r$  – напруга електричного поля з боку розкриття рупора, що має вигляд (4).

Амплітуди у виразі (4) визначені виразом (11). Розсіяне поле  $\vec{E}_r$  у всьому просторі може бути представлене у вигляді розкладу в неперервний спектр плоских хвиль [18], який має вигляд:

$$\vec{E}_r = \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}(K_x K_y) \exp(-i(K_x x + K_y y + K_z z)) dK_x dK_y, \quad (13)$$

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 співвідношенням  $K^2 = K_x^2 + K_y^2 + K_z^2$ .

Підставляючи у вираз (12) значення для полів із (11), (13), отримаємо:

$$\vec{E}_{nr} + \frac{1}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}_r(K_x K_y) \exp(-i(K_x x + K_y y)) dK_x dK_y = \sum_{v=1}^{\infty} C_{+v} E_{+vr} (1 + \rho_{-v}). \quad (14)$$

Аналогічний вираз можна записати і для складових поля  $H$ .

Помножимо обидві частини рівняння (14) на  $\exp(i(K_x x + K_y y))$  і проінтегруємо їх по  $x$  та  $y$  по поверхні розкриву  $S_p$ , а потім доповнимо інтегровані від  $E_{nr}$  безкінечних меж за умови  $E_{yr}(z=0) = 0$  поза поверхнею  $S_p$ , використовуючи співвідношення:

$$A_r(K_x K_y) = \frac{1}{4\pi^2} \times \int \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \int \int_{-\infty}^{\infty} \vec{A}_r(K_x K_y) \exp(-i(K_x x + K_y y)) dK_x dK_y \times \exp(i(K_x x + K_y y)) dx dy \right]. \quad (15)$$

Отримаємо:

$$A_r(K_x K_y) = - \int \int_{S_p} E_{nr}(z=0) \exp(i(K_x x + K_y y)) dx dy + \int \int_{S_p} \sum_{v=1}^{\infty} C_{+v} E_{+vr} (1 + \rho_{-v}) \exp(i(K_x x + K_y y)) dx dy. \quad (16)$$

Підставляючи значення (16) у формулу (13) отримаємо:

$$\vec{E}_{rp} \cong \frac{\vec{E}_{ep}}{4\pi^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \int \int_{S_p} \left\{ \sum_{v=1}^{\infty} C_{+v} E_{+vr} (1 + \rho_{-v}) \exp(i(K_x x + K_y y)) - E_{nr}(z=0) \exp(i(K_x x + K_y y)) \right\} dx dy \right] \times \exp(-i(K_x x + K_y y + K_z z)) dK_x dK_y. \quad (17)$$

Магнітні складові розсіяного поля можна отримати з рівнянь Максвелла:

$$\vec{H}_{rp} = \frac{i}{\omega\mu} \text{rot} \vec{E}. \quad (18)$$

Для визначення розсіяного поля рупора необхідно знати власні функції рупора і коефіцієнти відображення від внутрішніх неоднорідностей. Однак не для всіх рупорів отримані власні функції, наприклад, для пірамідальних рупорів такі функції не отримані. В цьому випадку рупор можна представити у вигляді відрізка нерегулярного хвильоводу з розрізом вздовж подовжньої осі, що повільно змінюється, а власні функції, які використовуються в цьому випадку в лемі Лоренца, будуть власними функціями хвильоводу з розмірами розкриву рупора.

Таким чином, розсіяне розкривом рупорної антени поле, буде визначене.

### 3. Визначимо поле, розсіяне краями антени.

При розрахунку поля, розсіяного антеною, в попередньому розділі було враховане тільки поле, розсіяне розкривом антени, але не враховані струми, що затікають на розкрив рупора і течуть по краях розкриву. При деяких кутах падіння ці струми можуть внести вагомий вклад у розсіяне антеною поле. Врахуємо це поле, застосовуючи, виходячи з роботи [4], судження.

Нехай напруга поля  $dE_{rkr}$ , що визначається дифракцією променя на довільному елементі  $dl_{pa}$  краю антени, дорівнює напрузі поля, що створюється таким же елементом безкінечного ребра на півплощини за умови, що вона орієнтована по дотичній до поверхні антени у елемента  $dl_{pa}$ , а напрямком безкінечного ребра співпадає з напрямком елемента  $dl_{pa}$ . При цьому передбачається, що на півплощину падає плоска хвиля, напрямком поширення якої співпадає з напрямком променя, що дифрагується на елементі  $dl_{pa}$ , а напруга поля плоскої хвилі така, як і напруга поля променя.

Сказане дозволяє визначити співвідношення  $dE_{rkr}$  до  $dE_{rkr\infty}$  – напруга поля, що дифрагується безкінечним краєм на півплощини через аналогічне співвідношення для іншого вивченого випадку. В ролі такого візьмемо відношення між напругою поля елементарного електричного магнітного вібратора,

обтічного струмом  $I_0$  і полем нескінченно довгого дроту (чи щілини), обтічного струмом з амплітудою  $I_0$  і розподіленням, що співпадає з розподіленням на безкінечному ребрі, тобто:

$$\frac{dE_{r_{kp}}}{E_{r_{kp\infty}}} = \frac{dE_{dl}}{E_{l\infty}}, \quad (19)$$

де  $dE_{dl}$  – напруга поля, створеного елементом дроту;  $E_{l\infty}$  – напруга поля, створеного безкінечним дротом в тому ж напрямку, що і поле  $dE_{dl}$ .

Абсолютно аналогічно запишемо для магнітних складових поля:

$$\frac{dH_{r_{kp}}}{H_{r_{kp\infty}}} = \frac{dH_{dl}}{H_{l\infty}}. \quad (20)$$

Співвідношення (19), (20) можуть бути обґрунтовані із таких суджень.

Елемент дроту  $dl_1$  збуджується струмом з амплітудою  $I_0$  і створює в дальній зоні поле, яке можна записати у вигляді:

$$d\vec{E}_1 = \vec{e}_1 f_1(\theta, \varphi) E_1 \frac{e^{-ikr}}{r} dl_1, \quad (21)$$

де  $\vec{e}_1$  – одиничний вектор напрямку поля;  $E_1$  – амплітуда напруги поля;  $f_1(\theta, \varphi)$  – кутова залежність поля.

Поле створене довгим дротом  $l_1$ , збудженим струмом з амплітудою  $I_0$  і фазовим розподіленням вздовж дроту  $\varphi(l)$  можна записати у вигляді:

$$\vec{E}_{l1} = \int_l e^{i\varphi(l)} d\vec{E}_1 = \vec{e}_1 f_1(\theta, \varphi) E_1 \int_l e^{i\varphi(l)} \frac{e^{-ikr}}{r} dl_1. \quad (22)$$

Відношення полів (21) і (22) дорівнює:

$$\frac{d\vec{E}_{l1}}{\vec{E}_{l1}} = \frac{e^{-ikr} dl_1}{r \int_l \exp(i\varphi(l)) \exp(-ikr) \frac{dl_1}{r}}. \quad (23)$$

Аналогічне відношення можна записати і для іншого випадку, наприклад, для поля, збудженого магнітним та електричним струмом. Як видно з виразу (23), для виконання рівності (19) необхідна умова однакового розподілення струму вздовж протяжного джерела і однакової довжина цього джерела. Із виразу (19) отримаємо:

$$dE_{r_{kp}} = \frac{E_{r_{kp\infty}}}{E_{l\infty}} d\vec{E}_{l1}, \quad (24)$$

звідси

$$E_{r_{kp}} = \int \frac{E_{r_{kp\infty}}}{E_{l\infty}} d\vec{E}_{l1}. \quad (25)$$

Для магнітної складової поля отримаємо таке ж співвідношення, використовуючи вираз (20).

Магнітна складова поля елементарного електричного вібратора у площині, нормальній вібратору, має вигляд [19]:

$$dH_{\varphi dl} = \frac{i \cdot I_0}{2\lambda} \cdot \frac{e^{-ikr}}{e} dl. \quad (26)$$

Кут  $\theta$  відраховується від осі вібратора.

Напруга поля безкінечно протяжного лінійного електричного випромінювача з постійною амплітудою і фазою має вигляд [19]:

$$H_{\varphi\infty} = \frac{I_0 \pi}{2\lambda} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi k r}} e^{-ikr + \frac{\pi}{4}}. \quad (27)$$

Розглянемо тепер напівплощину. При падінні на ребро безкінечної напівплощини хвилі відоме рішення для дифрагованого поля у двох випадках: вектор  $\vec{H}$  паралельний до краю півплощини (рис. 2); вектор  $\vec{E}$  паралельний до краю на півплощини (рис. 3).

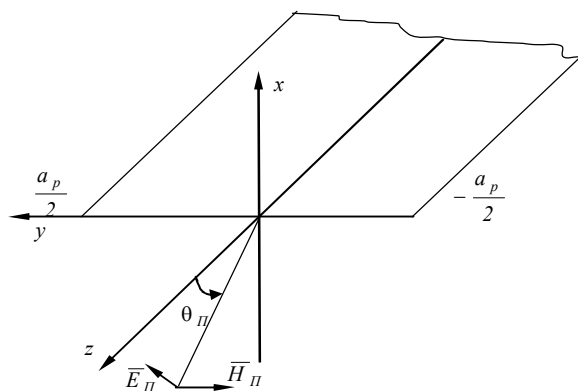


Рис. 2. Падіння плоскої хвилі на край (вектор  $\vec{H}$  паралельний до краю)

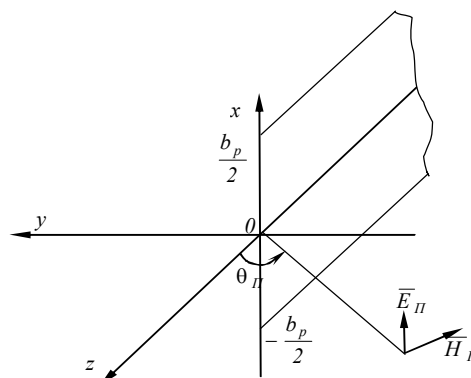


Рис. 3. Падіння плоскої хвилі на край (вектор  $\vec{E}$  паралельний до краю)

Розглянемо випадок падіння хвилі, коли вектор  $\vec{H}$  паралельний до краю. Падаюче поле має вигляд:

$$\vec{H}_I = -\vec{e}_y \frac{E_0}{z_0} \exp(ik(z \cos \theta_I - x \sin \theta_I)), \quad (28)$$

де  $\theta$  – кут падіння

$$|\theta| \neq (\pi - \theta_I). \quad (29)$$

Розсіяне елементом краю поле запишемо у вигляді, аналогічному (24):

$$dH_{kry} = \frac{H_{kry}}{H_{\text{всх}}} dH_{dl} \approx -\frac{iE_0}{\pi z_c} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta_I}{2}\right)}{\cos \theta + \cos \theta_I} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} dl. \quad (30)$$

Для випадку падіння хвилі, коли вектор  $\vec{E}$  паралельний до краю, падаюче поле представимо у вигляді:

$$\vec{E} = \vec{e}_x E_0 \exp(ik(z \cos \theta - y \sin \theta)). \quad (31)$$

В цьому випадку розсіяне поле від безкінечної півплощини запишеться [17]:

$$E_{kryx} = -2E_0 \frac{e^{-i\left(kr - \frac{\pi}{4}\right)}}{\sqrt{2\pi kr}} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta_I}{2}\right)}{\cos \theta + \cos \theta_I}. \quad (32)$$

Напруга поля безкінечного лінійного випромінювача з постійною амплітудою і фазою має вигляд [20]:

$$\vec{E}_{\text{всх}} = \frac{I_0 \pi z_c}{2\lambda} \sqrt{2/\pi kr} e^{-i\left(kr - \frac{\pi}{4}\right)}, \quad (33)$$

а електрична складова поля елементарного електричного вібратора в площині нормальній осі матиме вигляд [20]:

$$dE_{dlx} = i \cdot \frac{I_0 \omega \mu}{4\pi} \cdot r \frac{e^{-ikr}}{r} dl. \quad (34)$$

Із формули (24) отримаємо:

$$d\dot{E}_{kryx} \approx \frac{iE_0}{\pi} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta_I}{2}\right)}{\cos \theta + \cos \theta_I} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} dl. \quad (35)$$

Таким чином, при розрахунку дифрагованого від країв антени поля, представимо падаюче поле у вигляді суми полів, одна складова якого має вектор  $\vec{E}$ , паралельний краю антени і другий вектор  $\vec{E}$  нормальний до краю.

Дифраговане від країв поле визначається після інтегрування по краях виразів (30) і (35).

#### 4. Визначення повного поля, розсіяного антеною і ефективною поверхнею розсіяння (ЕПР) антени.

Повне поле, розсіяне антеною, визначається виразом (2). Поле, розсіяне краями антени, представимо у вигляді:

$$\dot{E}_{r_{kp}} \approx / \dot{E}_{r_{kp}} / e^{i\varphi_{rkp}} \frac{e^{-ikr}}{r}. \quad (36)$$

Поле, розсіяне розкритом антени, визначається виразом (17), представимо у вигляді:

$$\dot{E}_{rp} = / \dot{E}_{r_{kp}} / e^{i\varphi_{rp}} \frac{e^{-ikr}}{r}. \quad (37)$$

Підставляючи у (2) вираз для полів із (36), (37), отримаємо:

$$\dot{E}_r = \frac{e^{-ikr}}{r} \left( / \dot{E}_{rp} / e^{i\varphi_{rp}} + / \dot{E}_{r_{kp}} / e^{i\varphi_{rkp}} \right). \quad (38)$$

Для характеристики розсіювальних властивостей об'єкта в радіолокації та великих розділах фізики застосовують поняття ефективної поверхні розсіювання (ЕПР), яка характеризує здатність перетворювати падаючу на об'єкт електромагнітну хвилю в розсіяну хвилю визначеної поляризації, що поширюється в напрямку приймальної антени. Для випадку збігу поляризацій приймального і випромінюючого поля (взаємного прийому) вираз для ЕПР можна записати у вигляді:

$$\sigma_{pa} = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{|\dot{E}_r|^2}{|\dot{E}|^2}, \quad (39)$$

де  $R$  – відстань від місця прийому до розміщення розсіюючого тіла.

Підставляючи у вираз (39) значення полів (38), отримаємо:

$$\sigma_{pa} = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{\left( / \dot{E}_{rp} / e^{i\varphi_{rp}} + / \dot{E}_{r_{kp}} / e^{i\varphi_{rkp}} \right)^2}{|\dot{E}|^2}. \quad (40)$$

Чисельник отриманого виразу перетворимо у такий вираз:

$$\left( / \dot{E}_{rp} / e^{i\varphi_{rp}} + / \dot{E}_{r_{kp}} / e^{i\varphi_{rkp}} \right)^2 = / \dot{E}_{rp} /^2 e^{i\varphi_{rp}} + / \dot{E}_{r_{kp}} /^2 e^{i\varphi_{rkp}} + 2 / \dot{E}_{r_{kp}} / \cos(\varphi_{rp} - \varphi_{rkp}). \quad (41)$$

Позначимо:

$$\sigma_{p.p.} = 4\pi \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{|\dot{E}_{rp}|^2}{|\dot{E}_r|^2} \cdot R^2, \quad \sigma_{p.kp.} = 4\pi \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{|\dot{E}_{r_{kp}}|^2}{|\dot{E}_r|^2} \cdot R^2. \quad (42)$$

Із виразу (40), врахувавши вирази (41) та (42) отримаємо:

$$\sigma_{pa} = \sigma_{p.p.} + \sigma_{p.kp.} + 2\sqrt{\sigma_{p.p.} \cdot \sigma_{p.kp.}} \cos(\varphi_{rp} - \varphi_{rkp}) \quad (43)$$

або

$$\sigma_{pa} = \sigma_{p.p.} \left( 1 + 2\sqrt{\frac{\sigma_{p.kp.}}{\sigma_{p.p.}}} \cdot \cos(\varphi_{rp} - \varphi_{rkp}) + \frac{\sigma_{p.kp.}}{\sigma_{p.p.}} \right). \quad (44)$$

Із отриманих виразів (43) та (44) виходить, що, якщо навіть розсіяне поле країв набагато менше від розкриття, то і в цьому випадку вклад країв в ЕПР антени може бути досить відчутним, і тому їх необхідно враховувати.

Теоретичні результати, отримані в статті, є основними для розрахунку ЕПР РА. Для перевірки всієї теорії був поставлений експеримент, в ході якого вимірялась ЕПР РА залежно від кута падіння плоскої хвилі для різноманітних співвідношень розмірів рупора до довжини хвилі, що падає на розкриття антени.

На першому етапі цієї перевірки досліджувалось питання про величину похибки, викликані допущеннями при застосуванні леми Лоренца. При цьому розглядалась ЕПР відрізка короткозамкнутого хвилеводу із розмірами розкриття рупора. Така перевірка виключала неточності застосування методу поперечних розрізів і відбиттів, пов'язаних із неоднорідностями всередині рупора.

На рисунках 4, 5 наведено графіки розрахункових і експериментальних результатів ЕПР для відрізків прямокутних хвилеводів, короткозамкнених на кінці.

Як видно з рисунків, наявний хороший збіг теоретичних і експериментальних результатів.

Невелике розходження кривих можна пояснити неточностями виготовлених макетів (незначних згинів), а також наближенням методу розрахунку, що застосовується.

Таким чином, застосування леми Лоренца і методу зшивання для певних амплітуд хвиль, збуджених у розкритті рупора, виявляється справедливим і може служити для розрахунку збудження хвиль у розкритті рупора.



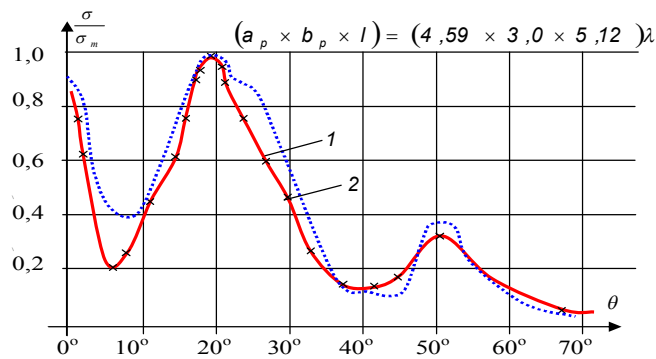


Рис. 4. Діаграма ЕПР короткозамкнутого відрізка хвильоводу з розмірами розкриву рупора при нормальній поляризації падаючої хвилі: 1 – експеримент; 2 – теорія

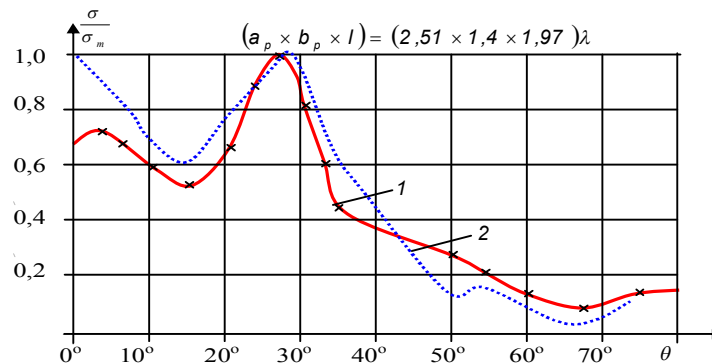


Рис. 5. Діаграма ЕПР короткозамкнутого відрізка хвильоводу з розмірами розкриву рупора при нормальній поляризації падаючої хвилі: 1 – експеримент; 2 – теорія

**Висновок.** Запропонована методика розрахунку, на відміну від попередніх праць [17, 23], ґрунтується на застосуванні леми Лоренца до об'єму, що знаходиться між поверхнями. Також хвиля може бути довільної форми, не обов'язково плоскої. Такий підхід, оснований на застосуванні обмежувальних поверхонь, дає можливість визначати амплітуди в розкритті рупора або іншого будь-якого провідного тіла з отвором незалежно від форми цього тіла.

#### ЛІТЕРАТУРА:

1. Гладышев А.И. Влияние характеристик рассеяния антенн на показатели качества функционирования РЭС / А.И. Гладышев, Е.Ф. Иванкин, С.Н. Паньчев. – Измерительная техника, 1995. – № 2. – С. 48–50.
2. Пчелкин В.Ф. Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств / В.Ф. Пчелкин. – М. : Знание, 1971. – 326 с.
3. Манойлов В.Ф. Рупорная антенна круговой поляризации с уменьшенной эффективной поверхностью рассеивания / В.Ф. Манойлов, В.В. Павлюк, О.Л. Сидорчук // XIX Междунар. Крымская конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2009) : материалы конф. (Севастополь, 14–18 сент. 2009 г.). – Севастополь : Вебер, 2009. – С. 450–451.
4. *Nachrichtechn. Z.* 26 (1973) H.8/S/ 354–360 *Fortschritte in Theorie und Technik von Hornstrahlern und Spiegelantennen* von Bernhard F Koch, VDE.
5. Клэррикоутс Дж.Б. Высокоэффективные зеркальные антенны / Дж.Б. Клэррикоутс, Дж.Т. Поултон // *Обзор ТИИЭР*. – 1977. – Т. 65, № 10. – С. 57–97.
6. Шумлянский И.И. Рупорные излучатели со ступенчатыми и криволинейными образующими / И.И. Шумлянский. – К. : Высшая школа, 1986. – 148 с.
7. Ваинштейн Л.А. Теория дифракции и метод факторизации / Л.А. Ваинштейн. – М. : Сов. радио, 1966. – 431 с.
8. Ерохин Г.А. О предельно достижимом соотношении между поглощаемой и рассеянной мощностями / Г.А. Ерохин // *Радиотехника и электроника*. – 1983. – № 7, Т. 28. – С. 1268.
9. Штагер Е.А. Рассеяние радиоволн на телах сложной формы / Е.А. Штагер, Е.В. Чаевский. – М. : Сов. радио, 1974. – 240 с.

10. Айзенберг Г.З. Антенны УКВ. Ч. 1 / Г.З. Айзенберг, В.Г. Ямпольский, О.Н. Терешин. – М. : Связь, 1977. – 382 с.
11. Марков Г.Т. Электродинамика и распространение радиоволн / Г.Т. Марков, Б.М. Петров, Г.П. Грудинская. – М. : Сов. радио, 1979. – 374 с.
12. Заявка 2551921, Франция. заявл. 09.09.93 № 8314404 ; опубл. 15.03. 95 – МКИ Н 01 Q19/00, С 01 7102 / Снижение ЭПР радиолокационных антенн.
13. Драбкин А.Л. Антенно-фидерные устройства / А.Л. Драбкин, В.Л. Зузенко, А.Г. Кислов. – Сов. радио, 1974. – 536 с.
14. Корбанский И.Н. Антенны / И.Н. Корбанский. – М. : Энергия, 1973. – 336 с.
15. Гольштейн Л.Д. Электромагнитные поля и волны : учеб. пособие / Л.Д. Гольштейн, Н.В. Зернов. – М. : Радио и связь, 1971. – 662 с.
16. Канцеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами / Б.З. Канцеленбаум. – М. : Изд. АН СССР, 1961. – 216 с.
17. Сидорчук О.Л. Дифракція плоскої електромагнітної хвилі на рупорній антені / О.Л. Сидорчук // Вісник ЖДТУ / Технічні науки. – Житомир, 2010. – № 2 (53). – С. 167–174.
18. Миттра Р. Аналитические методы теории волноводов / Р.Миттра, С.Ли. – М. : Мир, 1974. – 323 с.
19. Петров Б.М. Рассеяние плоской электромагнитной волны на импедансном цилиндре в присутствии большого рефлектора / Б.М. Петров, Ю.Б. Юханов. – Вып. 3. – Таганрог : ТРТИ, 1982. – С. 127.
20. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны / Л.А. Вайнштейн. – М. : Радио и связь, 1988. – 440 с.
21. Манойлов В.П. Методи зменшення ефективної поверхні розсіювання приймальних антенних систем станцій перешкод бортовій радіолокації / В.П. Манойлов, В.В. Павлюк, О.Л. Сидорчук // XXVI науково-практична міжвузівська конференція присвячена Дню науки (12–13.05.2011) : тези доповідей. – Житомир : ЖДТУ, 2011. – Т. 1. – С. 89–90.
22. Манойлов В.П. Дифракція плоскої електромагнітної хвилі на рупорній антені / В.П. Манойлов, О.Л. Сидорчук // V Міжнар. наук.-тех. конф. «Інформаційно-комп'ютерні технології 2010» (20–22.05.2010) : тез. доп. – Житомир : ЖДТУ, 2011. – С. 89–90.
23. Манойлов В.П. Малогабаритна рупорна антена кругової поляризації зі зменшеною ЕПР / В.П. Манойлов, О.Л. Сидорчук // Вісник ЖДТУ / Технічні науки. – Житомир, 2006. – № 4 (50). – С. 147–152.

СИДОРЧУК Ольга Леонідівна – науковий співробітник науково-дослідної лабораторії наукового центру Житомирського військового інституту ім. С.П. Корольова Національного авіаційного університету.

Наукові інтереси:

- радіоелектронна боротьба;
- теорія та практика ширококугових антенних систем.

Подано 30.05.2011

