

# Дослідження амплітуд поля, збудженого лінійною решіткою рупорних опромінювачів

Сидорчук О. Л.

Житомирський військовий інститут імені С. П. Корольова, м. Житомир, Україна

E-mail: [sidorchuk\\_o\\_l@list.ru](mailto:sidorchuk_o_l@list.ru)

Розроблено методику дослідження амплітуд електромагнітного поля, збудженого у розкритті  $n$ -го випромінювача лінійної решітки при падінні плоскої електромагнітної хвилі, нормально поляризованої до площини падіння від довільно заданих джерел. З'ясовано, що за таких умов у розкритті будуть збуджуватись лише хвилі магнітного типу –  $A_{+0m_y}^H$ . Амплітуда хвиль збуджена  $n$ -м випромінювачі практично не відрізняється від амплітуди центрального навіть з урахуванням відстані між ними. Наведені результати можна використати для дослідження більш складних прямокутних антенних решіток, що складаються з  $n$ -ї кількості лінійних.

*Ключові слова:* рупорний опромінювач; амплітуда електромагнітного поля; лінійна антенна решітка

## 1 Вступ

Необхідність суттєвого поліпшення параметрів радіотехнічних систем досить часто диктує вимоги до побудови їх антенних систем, що не виконуються за традиційних підходів. У зв'язку із цим виникає необхідність пошуку нових шляхів створення класичних антен або антенних решіток для підвищення якості їх функціонування [1, 2].

Якісні характеристики антен зазвичай залежать від їх узгодження з вільним простором та антенно-фідерним трактом. При задовільному узгодженні антенного тракту максимальна кількість енергії приймається антеною та передається далі радіотехнічним пристроєм. Проте, як показує практика, значна частина такої енергії втрачається. Вона розсіюється у просторі, або перевипромінюється на інші джерела електромагнітного випромінювання і суттєво впливає на сусідні, розташовані у ближній зоні, антенні системи [1, 2]. Особливо гостро ця проблема стоїть в антенних решітках, що складаються з  $n$ -ї кількості випромінювачів, кожний з котрих розсіює частину падаючої енергії. Таким чином, окрім втрат енергії на приймання, виникає ще одна з важливих проблем сучасної радіоелектроніки — забезпечення електромагнітної сумісності сусідніх антенних пристроїв та антенних решіток [1]. Однак питання рішення задач електромагнітної сумісності у випадку антенних решіток, окремі елементи яких розсіюють падаючу електромагнітну хвилю, не знайшли свого повного відображення і аналізу. Останнє пов'язано з тим, що дані питання розглядаються на рівні спрощених моделей. При цьому існуючі явища розсіювання еле-

ктромагнітних хвиль на елементах лінійної решітки вимагають строгих підходів для знаходження амплітуд збуджених у розкритті кожного випромінювача хвиль та ґрунтуються на рішенні крайових задач електродинаміки з використанням методу інтегральних рівнянь [3, 4].

Рішення задачі розсіювання від лінійної решітки рупорів можна отримати лише наближеними методами, оскільки математичні методи, відомі на теперішній час, дозволяють отримати розв'язки лише для простих математичних моделей, наприклад, для нескінченних решіток з плоских хвилеводів [3, 4]. В інших джерелах надаються експериментальні характеристики амплітуд полів, збуджених у розкриттях, та поля, розсіяного такими решітками, однак теоретичних розрахунків не наводиться.

Задачу визначення амплітуд поля, збудженого рупорним випромінювачем при довільному падінні плоскої електромагнітної хвилі вирішено у роботі [5–7]. Проте придатність такого розв'язку для лінійної решітки рупорних випромінювачів (хвилеводів) не досліджено, що у свою чергу, стримує розробку антенних решіток зі зменшеним розсіяним полем.

Таким чином, виникає задача розробки методики дослідження амплітуд електромагнітного поля, збудженого у розкритті  $n$ -го випромінювача решітки при падінні на неї плоскої електромагнітної хвилі, нормально поляризованої до площини падіння від довільно заданих джерел.

## 2 Постановка задачі

Нехай на розкритій приймальній антені, що являє собою лінійку рупорних випромінювачів та зображена на рис. 1, падає первинна плоска, нормально поляризована до площини падіння електромагнітна хвиля  $\vec{E}_\Pi$ ,  $\vec{H}_\Pi$ . Така хвиля утворюється зовнішніми струмами, розподіленими зі щільністю  $\vec{j}$  і  $\vec{m}$ .

Для визначення електромагнітного поля, розсіяного лінійною решіткою, що наведена на рис. 1, необхідно дослідити амплітуди поля, збудженого у розкритті кожного випромінювача (рис. 2). Для цього скористаємось результатами досліджень дифракції електромагнітної хвилі на одиночному випромінювачі пірамідальної форми, що наведена у [7].

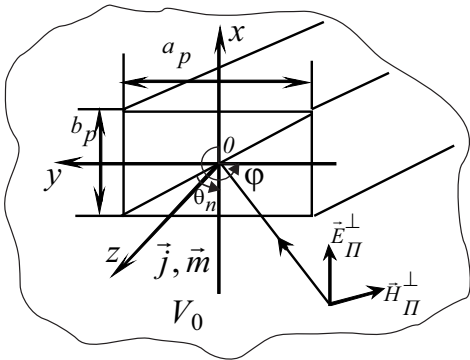


Рис. 2. Параметри хвилеводу для розрахунку розсіяного поля, при падінні хвилі нормально поляризованої до площини падіння

Поставлену задачу вирішуватимемо у такій послідовності.

Спочатку запишемо вираз для поля, розсіяного  $n$ -м випромінювачем при падінні на нього плоскої електромагнітної хвилі, а поле розсіяне від лінійної решітки визначимо як суму полів, що розсіяні окремими випромінювачами. Необхідно з'ясувати, чи є правомірним такий підхід і чи забезпечить він необхідну точність розрахунку.

Для розв'язку задачі використаємо методику, що опублікована в [7] для одиночного випромінювача пірамідальної форми, оскільки лінійна решітка утворена  $n$ -ю кількістю подібних антен (рис. 2).

Розглянемо випадок коли падаюче поле нормально поляризоване до площини падіння. Вираз такого поля для одиночного випромінювача пірамідальної форми [5–7] має вигляд:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_\Pi^\perp &= \vec{e}_x E_0 e^{ik(z \cos \theta_\Pi - y \sin \theta_\Pi)} \\ \vec{H}_\Pi^\perp &= -(\vec{e}_y \cos \theta_\Pi + \vec{e}_z \sin \theta_\Pi) \frac{E_0}{Z_0} e^{ik(z \cos \theta_\Pi - y \sin \theta_\Pi)} \end{aligned} \right\} (1)$$

де  $\vec{e}_x$ ,  $\vec{e}_y$  — одиничні вектори;  $E_0$  — амплітуда електричної складової електромагнітної хвилі;  $\theta_\Pi$  — кут падіння плоскої хвилі, відрахований від осі;  $Z_0$

— хвильовий опір вільного простору;  $e^{i\omega t}$  — прийнята залежність від часу;  $z, y$  — координати у декартовій системі (рис. 2).

Пронумеруємо випромінювачі від центра до країв так, щоб центральний був нульовим, а крайні  $(N - 1)/2$ -ми, як наведено на (рис. 1).

Загальне число елементів у решітці буде непарним і дорівнюватиме  $N$ . Напруженість поля  $E_{Pn}$ , що створюється парою випромінювачів симетрично розташованих відносно центру, запишемо у вигляді:

$$E_{Pn} = E_P^{+n} + E_P^{-n} \quad (2)$$

де  $E_P^{+n}$  напруженість поля випромінювача під номером  $n = 1$ ;  $E_P^{-n}$  напруженість поля випромінювача під номером  $n = -1$ . Тоді сумарне поле розсіяне лінійкою випромінювачів дорівнюватиме:

$$E_{Pp} = E_{P0} + \sum_{i=1}^{(N-1)/2} E_{Pn} \quad (3)$$

де  $E_{P0}$  — напруженість поля, що утворюється центральним випромінювачем.

Для визначення  $E_{P0}$  необхідно дослідити амплітуди хвиль, збуджених у розкритті.

Нехай в режимі передачі незалежне джерело знаходиться всередині випромінювача, розташованого у центрі, і утворює поле, яке як всередині, так і зовні може бути позначено  $\vec{E}_{P0}$ ,  $\vec{H}_{P0}$ . Всередині рупора таке поле представляється власною функцією та зазвичай позначається  $m_n$ . Проте, оскільки індекс  $n$  уже використовується, тому представимо поле з одиничною амплітудою як  $\vec{E}_{\pm m_x m_y}$ ,  $\vec{H}_{\pm m_x m_y}$ . Таке поле відбивається від розкриття з коефіцієнтом відбиття  $\rho_{+m_x m_y}$ .

$$\left\{ \begin{aligned} \vec{E}_{P0} &= \left( \vec{E}_{-m_x m_y} + \rho_{+m_x m_y} \vec{E}_{+m_x m_y} \right) \\ \vec{H}_{P0} &= \left( \vec{H}_{-m_x m_y} + \rho_{+m_x m_y} \vec{H}_{+m_x m_y} \right) \end{aligned} \right. \quad (4)$$

де  $-m_x m_y$  — кількість стоячих півхвиль, які вкладаються по довжинам сторін, що відповідають осям та поперечного перерізу, та поширюються від горловини до розкриття;  $+m_x m_y$  — те ж саме, але від розкриття до горловини.

На поверхні розкриття антени  $S_p$  з внутрішньої сторони повне поле може бути подано рядом за власними функціями [5–7]:

$$\left\{ \begin{aligned} \vec{E} &= \sum_{m_x m_y=1}^{\infty} A_{\pm m_x m_y} \left( \vec{E}_{+m_x m_y} + \rho_{-m_x m_y} \vec{E}_{-m_x m_y} \right) \\ \vec{H} &= \sum_{m_x m_y}^{\infty} A_{\pm m_x m_y} \left( \vec{H}_{+m_x m_y} + \rho_{-m_x m_y} \vec{H}_{+m_x m_y} \right) \end{aligned} \right. \quad (5)$$

де  $A_{\pm m_x m_y}$  — амплітуди власних функцій;  $\vec{E}_{+m_x m_y}$ ,  $\vec{H}_{+m_x m_y}$  — власні функції, що поширюються від розкриття до горловини;  $\vec{E}_{-m_x m_y}$ ,  $\vec{H}_{-m_x m_y}$  — власні функції, що поширюються від горловини

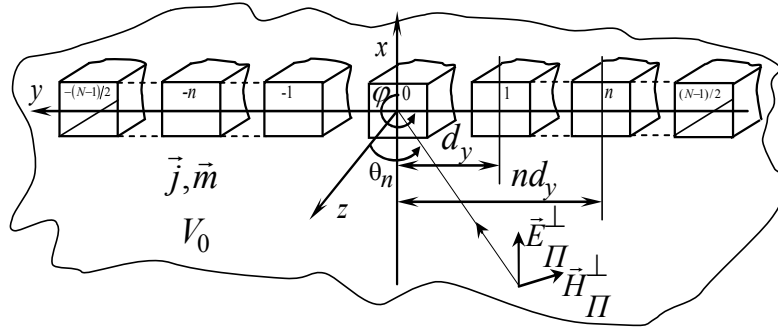


Рис. 1. Параметри лінійки рупорних випромінювачів для розрахунку розсіяного поля при падінні плоскої електромагнітної хвилі нормально поляризованої до площини падіння

до розкриву;  $\rho_{-m_x m_y}$  — коефіцієнт відбиття власної функції від внутрішніх неоднорідностей у рупорі.

Необхідно дослідити  $A_{\pm m_x m_y}$ .

Як припущено у [7], у режимі прийому повне електромагнітне поле навкруги рупорного (хвилеводного) випромінювача пірамідальної форми складається з падаючого поля  $\vec{E}_\Pi$ ,  $\vec{H}_\Pi$ , що утворене струмами зі щільністю  $\vec{j}$ ,  $\vec{m}$ , розподіленого в об'ємі  $V_0$  і поля розсіяного даним випромінювачем  $\vec{E}_P$ ,  $\vec{H}_P$ .

Для визначення розсіяного від розкриву рупора поля необхідно виконання точних граничних умов: неперервності тангенціальних до розкриву рупора  $S_P$  складових повного поля  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  [7] (рис. 1).

Розмістимо початок координат в центрі рупора ( $z = 0$ ), як зображено на рис. 1 або у центрі центрального (нульового) рупора (рис. 2):

$$\begin{cases} \left( \vec{E}_\Pi(z=0) + \vec{E}_P(z=0) \right)_\tau = \left( \vec{E}(z=0) \right)_\tau \\ \left( \vec{H}_\Pi(z=0) + \vec{H}_P(z=0) \right)_\tau = \left( \vec{H}(z=0) \right)_\tau \end{cases} \quad (6)$$

де  $\vec{E}_\Pi$ ,  $\vec{H}_\Pi$  — напруженості електричної та магнітної складової електромагнітного поля, що падає на розкрив, збудженого струмами, розміщеними поза рупором;  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  — напруженості електричної та магнітної

складової поля з боку розкриву, та що мають вигляд (5).

Запишемо лему Лоренца для полів  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{E}_{P0}$ ,  $\vec{H}_{P0}$  для об'єму, обмеженого безкінечно віддаленою від антени поверхнею і замкнутою поверхнею  $S$ , що співпадає з ідеально провідною поверхнею зовнішніх стінок рупорного випромінювача  $S_B$  і поверхнею розкриву  $S_P$  [7-10] (рис. 1):

$$\begin{aligned} & \int_V \left( (\vec{j}, \vec{E}_{P0}) - (\vec{m}, \vec{H}_{P0}) \right) dV = \\ & = \oint_{S \rightarrow S_P} \left( [\vec{E}, \vec{H}_{P0}] - [\vec{E}_{P0}, \vec{H}] \right) d\vec{S} \end{aligned} \quad (7)$$

Підставляючи у вираз (7) функції для  $\vec{E}_{P0}$ ,  $\vec{H}_{P0}$  (4) і  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  (5) і застосовуючи умову ортогональності власних функцій, можна отримати вираз для знаходження амплітуд хвиль, що збуджені у розкриві одиночного рупорного випромінювача пірамідальної форми при падінні на нього хвилі задовільної форми, не обов'язково плоскої, при цьому струми, що затікають за розкрив антени будемо вважати малими і не враховуємо їх:

$$A_{+m_x m_y}^{E,H} = \frac{\iint_{S_P} \left( ([\vec{E}_\Pi, \vec{H}_{-m_x m_y}^{E,H}] (1 - \rho_{+m_x m_y}^{E,H}) - [\vec{E}_{+m_x m_y}^{E,H}, \vec{H}_\Pi] (1 + \rho_{+m_x m_y}^{E,H})) \right) d\vec{S}}{M_{m_x m_y}^{E,H} (1 - \rho_{+m_x m_y}^{E,H} \rho_{-m_x m_y}^{E,H})} \quad (8)$$

де  $\rho_{+m_x m_y}^{E,H}$  — коефіцієнт відбиття антени, що складається з  $\rho_{+m_x m_y}^E$  та  $\rho_{+m_x m_y}^H$ ;  $M_{m_x m_y}^{E,H}$  — норма електромагнітних хвиль (електричного типу —  $M_{m_x m_y}^E$ , магнітного типу —  $M_{m_x m_y}^H$ ).

Для визначення норми хвиль магнітного типу  $M_{m_x m_y}^H$  скористаємось виразом [5] для рупорних (хвилеводних) випромінювачів:

$$\begin{aligned} M_{m_x m_y}^H &= -\frac{a_p b_p}{2Z_0} \sqrt{1 - \left( \frac{m_x \lambda}{2b_p} \right)^2 - \left( \frac{m_y \lambda}{2a_p} \right)^2} \\ &\cdot \left( \left( \frac{m_x \pi}{b_p} \right)^2 \left( 1 - \frac{\sin 2m_x \pi}{2m_x \pi} \right) \left( 1 + \frac{\sin 2m_y \pi}{2m_y \pi} \right) + \right. \\ &\left. + \left( \frac{m_y \pi}{a_p} \right)^2 \left( 1 + \frac{\sin 2m_x \pi}{2m_x \pi} \right) \left( 1 - \frac{\sin 2m_y \pi}{2m_y \pi} \right) \right) \end{aligned} \quad (9)$$

Оскільки  $\pi = 0$ , то

$$M_{m_x m_y}^H = -\frac{a_p b_p}{2Z_0} \sqrt{1 - \left(\frac{m_x \lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2} \cdot \left( \left(\frac{m_x \pi}{b_p}\right)^2 + \left(\frac{m_y \pi}{a_p}\right)^2 \right) \quad (10)$$

Норми хвиль електричного типу  $M_{m_x m_y}^E$  [5] дорівнюють:

$$M_{m_x m_y}^E = -\frac{a_p b_p Z_0}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{m_x \lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2} \cdot \left( \left(\frac{m_x \pi}{b_p}\right)^2 + \left(\frac{m_y \pi}{a_p}\right)^2 \right) \quad (11)$$

де  $\lambda$  — довжина хвилі електромагнітного поля, збудженого у рупорі;  $a_p$ ,  $b_p$  — розміри розкриву по осях  $x$  та  $y$  відповідно.

Коефіцієнти відбиття для хвиль електричного та магнітного типів [5]:

$$\rho_{+mn}^E = \frac{Z_0 - Z_{B_{mn}}^E}{Z_0 - Z_{mn}^E} = -\rho_{+mn}^H \quad (12)$$

$$\rho_{+mn}^H = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m\lambda}{2a_p}\right)^2} - 1}{\sqrt{1 - \left(\frac{m\lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m\lambda}{2a_p}\right)^2} + 1}$$

Зважаючи на те, що лінійна решітка утворена  $n$ -ю кількістю одиночних випромінювачів та враховуючи, що їх розміри однакові, розглянемо поле розсіяне парюю випромінювачів  $n = 1$  та  $n = -1$ , які симетрично розташовані відносно центру.

Підставляючи у формулу (8) вирази падаючого поля  $\vec{H}_{\Pi}^{\perp}$  та  $\vec{E}_{\Pi}^{\perp}$  із (1) і коефіцієнти відбиття від розкриву (12), отримуємо вираз для амплітуд хвиль магнітного типу, збуджених у розкритті випромінювача пірамідальної форми при падінні на нього плоскої електромагнітної хвилі, нормально поляризованої до площини падіння рис. 2:

$$A_{+m_x m_y}^{H_{\perp}} \cong 2E_0 \times \frac{m_y \pi (1 + \cos \theta_{\Pi}) \sqrt{1 - \left(\frac{m_x \lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2}}{a_p M_{m_x m_y}^H Z_0 \left(1 - \rho_{-m_x n_y}^H \rho_{+m_x n_y}^H\right) \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m_x \lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2}\right)} \times \int_{(-nd_y, -a_p/2)}^{(-nd_y, +a_p/2)} \sin\left(\frac{m_y \pi}{a_p} \left(y + \frac{a_p}{2} + nd_y\right)\right) e^{-iky \sin \theta_{\Pi}} dy \quad (13)$$

$$A_{+m_x m_y}^{E_{\perp}} \cong -2E_0 \cdot \frac{m_x \pi (1 + \cos \theta_{\Pi}) \sqrt{1 - \left(\frac{m_x \lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2}}{b_p M_{m_x m_y}^E \left(1 - \rho_{-m_x n_y}^H \rho_{+m_x n_y}^H\right) \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m_x \lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2}\right)} \times \int_{-nd_y - a_p/2}^{-nd_y + a_p/2} \sin\left(\frac{m_y \pi}{a_p} \left(y + \frac{a_p}{2} + nd_y\right)\right) e^{-iky \sin \theta_{\Pi}} dy \times \int_{-b_p/2}^{b_p/2} \cos\left(\frac{m_x \pi}{b_p} \left(x + \frac{b_p}{2}\right)\right) dx \quad (14)$$

$$A_{+m_x m_y}^{E_{\perp}} \cong -\frac{4E_0 b_p e^{-inkd_y \sin \theta_{\Pi}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_x \lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2}}{M_{m_x m_y}^H Z_0 \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m_x \lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2}\right)} \sin m_x \pi \cdot \frac{\sin^2\left(\frac{m_y \pi}{2}\right) \cos\left(\frac{ka_p}{2} \sin \theta_{\Pi}\right) + i \cos^2\left(\frac{m_y \pi}{2}\right) \sin\left(\frac{ka_p}{2} \sin \theta_{\Pi}\right)}{1 - \rho_{-m_x m_y}^H \rho_{+m_x m_y}^H \left(1 - \left(\frac{2a_p}{m_y \lambda} \sin \theta_{\Pi}\right)^2\right)} \quad (15)$$

$$A_{+m_x m_y}^{H_{\perp}} \cong \frac{4E_0 a_p e^{-inkd_y \sin \theta_{\Pi}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{m_x \lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2}}{M_{m_x m_y}^H Z_0 \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m_x \lambda}{2b_p}\right)^2 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2}\right)} \frac{\sin m_x \pi}{m_x \pi} \times$$

$$\times \frac{\sin^2\left(\frac{m_y \pi}{2}\right) \cos\left(\frac{ka_p}{2} \sin \theta_{\Pi}\right) + i \cos^2\left(\frac{m_y \pi}{2}\right) \sin\left(\frac{ka_p}{2} \sin \theta_{\Pi}\right)}{1 - \rho_{-m_x m_y}^H \rho_{+m_x m_y}^H \left(1 - \left(\frac{2a_p}{m_y \lambda} \sin \theta_{\Pi}\right)^2\right)} \quad (16)$$

$$A_{+m_x m_y}^{H_{\perp}} \cong -4E_0 a_p e^{-inkd_y \sin \theta_{\Pi}} \frac{a_p (1 + \cos \theta_{\Pi})}{(m_y \pi)^2} \frac{\sin^2\left(\frac{m_y \pi}{2}\right) \cos\left(\frac{ka_p}{2} \sin \theta_{\Pi}\right) + i \cos^2\left(\frac{m_y \pi}{2}\right) \sin\left(\frac{ka_p}{2} \sin \theta_{\Pi}\right)}{\left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m_y \lambda}{2a_p}\right)^2}\right) \left(1 - \rho_{-mn}^H \rho_{+mn}^H \left(1 - \left(\frac{2a_p}{m_y \lambda} \sin \theta_{\Pi}\right)^2\right)\right)} \quad (17)$$

Амплітуди хвиль електричного типу, аналогічно [5] набудуть вигляду (14). А після взяття інтегралів — (15).

В отриманому виразі міститься множник  $\sin m_x \pi$ , котрий дорівнює 0, оскільки  $m$  - ціле число. Таким чином, можна також стверджувати, що для лінійної решітки у випадку, якщо площина падіння хвилі перпендикулярна до її поляризації, хвилі електричного типу збуджуватись не будуть.

Після взяття інтегралів виразу (13) амплітуди хвиль магнітного типу матимуть вигляд (16):

У виразі (16) міститься множник  $\sin m_x \pi$ , котрий дорівнює нулю оскільки  $m_x$  — ціле число. Вираз  $\frac{\sin m_x \pi}{m_x \pi}$  не дорівнює нулю лише, якщо  $m_x = 0$ . Таким чином, при заданому падінні плоскої електромагнітної хвилі (рис. 2) на лінійній решітці випромінювачів збуджуватимуться лише хвилі магнітного типу  $A_{+0m_y}^{H_{\perp}}$ . Хвилі електричного типу взагалі не розповсюджуватимуться. Після підстановки необхідних виразів матимемо вираз (17):

Отриманий вираз для амплітуд хвиль, що збуджені у розкритті  $n$ -го випромінювача, відрізняється від виразу для центрального (нульового) лише множником  $e^{inkd_y \sin \theta_{\Pi}}$ .

За допомогою програмного пакету MathCAD проведено моделювання залежності максимальних значень амплітуд хвиль магнітного типу  $A_{+0n}^{H_{\perp}}$  від кута падіння хвилі  $\theta$  та наведено на рис. 3. Досліджувалось збудження 1 — хвилі  $A_{+01}^{H_{\perp}}$ ; 2 — хвилі  $A_{+02}^{H_{\perp}}$ ; 3 — хвилі  $A_{+03}^{H_{\perp}}$ ; 4 — хвилі  $A_{+04}^{H_{\perp}}$ ; 5 — хвилі  $A_{+05}^{H_{\perp}}$ . З рис. 3 видно, що хвилі більш вищих типів, починаючи з  $A_{+05}^{H_{\perp}}$  і далі, збуджуватись практично не будуть.

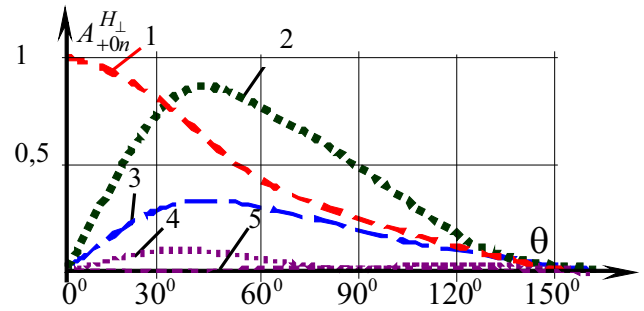


Рис. 3. Залежність нормованих значень амплітуд збуджених хвиль магнітного типу  $A_{+0n}^{H_{\perp}}$  від кута падіння хвилі  $\theta$ : 1 — для хвилі  $A_{+01}^{H_{\perp}}$ ; 2 —  $A_{+02}^{H_{\perp}}$ ; 3 —  $A_{+03}^{H_{\perp}}$ ; 4 —  $A_{+04}^{H_{\perp}}$ ; 5 —  $A_{+05}^{H_{\perp}}$ .

На рис. 4 у логарифмічному масштабі наведено залежність амплітуди хвиль магнітного типу від кута падіння електромагнітної хвилі  $\theta$  (від 0 до 90°) 1 — для центрального ( $n = 0$ ), 2 — для  $n = 10$  випромінювача.

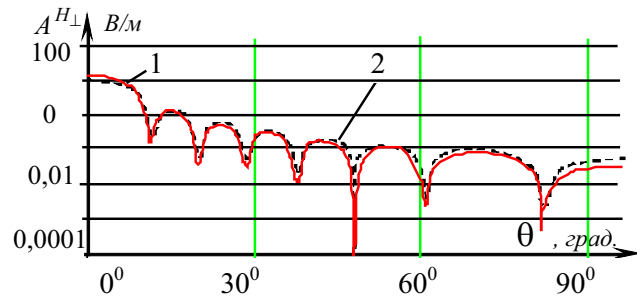


Рис. 4. Залежність амплітуди відбитої хвилі основного магнітного типу від кута падіння  $\theta$ : 1 — для центрального ( $n = 0$ ), 2 — для  $n = 10$  випромінювача.

Графіки 1 і 2 (рис. 4) майже не відрізняються. Це означає, що амплітуда основної хвилі, що збуджена у розкритті  $n$ -го випромінювача, практично не залежить від множника  $e^{inkd_y \sin \theta_{\Pi}}$ .

### 3 Висновки

Розроблено методику визначення амплітуди електромагнітного поля, розсіяного від розкриття решітки рупорних випромінювачів при падінні електромагнітної хвилі нормально поляризованої до площини падіння від довільно заданих джерел.

Методика ґрунтується на результатах досліджень дифракції електромагнітних хвиль на одиночному випромінювачі пірамідальної форми.

В результаті досліджень з'ясовано, що вираз для амплітуд, збуджених у розкритті  $n$ -го випромінювача, відрізняється від виразу для центрального (нульового) лише множником  $e^{inkd_y \sin \theta_n}$ . Проте в результаті моделювання доведено, що амплітуда хвиль  $n$ -го випромінювача практично не відрізняється від амплітуди центрального навіть з урахуванням відстані  $d_y$  між ними. Таким чином, поле, розсіяне такою решіткою, дорівнюватиме суперпозиції, тобто сумі полів, розсіяних кожним випромінювачем решітки.

Доведено, що у випадку, якщо площина падіння електромагнітної хвилі перпендикулярна до її поляризації, то хвилі електричного типу на лінійній решітці рупорів збуджуватись не будуть. Проте будуть збуджуватись лише хвилі магнітного типу —  $A_{+0m_y}^H$ .

Практичне значення методики дослідження амплітуд електромагнітного поля, збудженого у розкритті  $n$ -го випромінювача решітки, полягає в тому, що отримані вирази є основою для синтезу обчислювального алгоритму з наступною його програмною реалізацією.

Це дозволить змоделювати, з використанням систем автоматичного проектування, удосконалену антенну решітку із нових малогабаритних випромінювачів колової поляризації зі зменшеною ефективною поверхнею розсіювання.

Наведені результати досліджень у подальшому можна використовувати для більш складних прямокутних антенних решіток, що складаються з  $n$ -ї кількості лінійних [11–13].

Подальші дослідження полягатимуть у покращенні електромагнітної сумісності антенної решітки з іншими антенними системами на основі визначення перевипроміненого електромагнітного поля з урахуванням струмів, які загікають за розкриття кожного її випромінювача, та їх взаємного впливу.

### Перелік посилань

1. Гладышев А.К. Влияние характеристик рассеяния на показатели качества функционирования РЭС / А.К. Гладышев, Е. Ф. Иванкин, С.Н. Панычев // Измерительная техника. — 1995. — № 2. — С.48–50.
2. Сидорчук О. Л. Аналіз методів і способів зменшення ефективної поверхні розсіювання антенних систем / О.Л. Сидорчук // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. — 2012. — № 2(61). — С. 94–106.

3. Болобан С.І. Вплив взаємодії елементів антенної решітки на ефективність алгоритмів “надрелеевського” розрізнення / С.І. Болобан, М.В. Коваленко, О.Л. Сидорчук // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. — 2007. — №3(42). — С. 56–66.
4. Астахов В.Н. Пути снижения ЭПР рупорных антен / В.Н. Астахов ... Дис. канд. техн. наук. — 05.12.21. — Ленинград, ЛЭТИ, 1989. — 190с.
5. Астахов В.Н. К расчёту полного поля рассеивания приёмной рупорной антенны / В.Н. Астахов, В.А. Степанов // Изв. ЛЭТИ. Научн. труды. — 1987. — Вып. 388. — С. 92–97.
6. Сидорчук О.Л. Дифракція плоскої електромагнітної хвилі на рупорній антені / О.Л. Сидорчук // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. — Житомир, 2010. — № 2(53). — С. 167–175.
7. Сидорчук О.Л. Розрахунок ефективності поверхні розсіювання рупорної антени при падінні на неї хвилі довільної форми з застосуванням леми Лоренца / О.Л. Сидорчук // Вісник ЖДТУ. Технічні науки. — 2011. — №2(57). — С.102–113.
8. Xu F. Understanding Leaky-Wave Structures / F. Xu and K. Wu // IEEE Microwave Magazine. — 2013. — Vol.14, No. 5. — p. 87–96
9. Midgley D.A. Theory of Receiving Aerials applied to the reradiation of an Electromagnetic Horn / D.A. Midgley // Proc. Inst. Electr. Eng. — 1981. — Vol. 108 pt-B, No 42. — pp. 645–650.
10. Шокало В.М. Електродинаміка та поширення радіохвиль. Ч.2 Випромінювання та поширення радіохвиль / В.М. Шокало, В.І. Правда, В.А. Усін та ін. — Харків : ХНУРЕ Колеріум, 2010. — 435 с.
11. Balanis C.A. Antenna theory: analysis and design, 2nd ed. / C.A. Balanis. — John Wiley & Sons Inc., 1997. — p. 357.
12. Shirman Y.D. Computer simulation of aerial target radar scattering, recognition, detection, and tracking / Y.D. Shirman ed., S.A. Gorshkov, S.P. Leschenko, V.M. Orlenko, S.Y. Sedyshv, O.I. Sukharevsky. — Boston, London : Artech house, 2002. — 294 с.
13. Dong Yu. Composite right/left-handed substrate integrated waveguide and half mode substrate integrated waveguide leaky-wave structures / Yu. Dong and T. Itoh // IEEE Trans. Antennas and Propagation. — 2011. — Vol. 59, No. 3. — pp. 767–775.

### References

- [1] Gladyshev A.K., Ivankin E. F. and Panychev S.N. (1995) Vliyanie kharakteristik rasseyaniya na pokazateli kachestva funktsionirovaniya RES [Influence of the scattering characteristics on the quality indicators of the functioning of radio-electronic means]. *Izmeritel'naya tekhnika*, No 2, pp. 48-50.
- [2] Sidorchuk O.L. (2012) Analysis of methods and ways of antenna system absolute cross-section minimization. *Visnyk ZhDTU. Tekhnichni nauky*, No 61, pp. 94-106. (In Ukrainian)
- [3] Boloban S.I., Kovalenko M.V. and Sydorчук O.L. (2007) Vplyv vzaiemodii elementiv antennoi reshityky na efektyvnist alhorytmiv “nadreleevskoho” rozriznennia [The impact of interaction element array on the efficiency of algorithms over Rayleigh distinction]. *Visnyk ZhDTU. Tekhnichni nauky*, No 42, pp. 56-66.

- [4] Astakhov V.N. (1989) *Puti snizheniya EPR rupornykh antenn. Dis. kand. tekhn. nauk.* [Ways to reduce the ESR of horn antennas. Cand. tech. sci. diss.], Leningrad, LETI, 190 p.
- [5] Astakhov V.N. and Stepanov V.A. (1987) K raschetu polnogo polya rasseivaniya priemnoi rupornoj anteny [Calculation of the total field of dispersion of the reception horn antenna]. *Izv. LETI. Nauchn. trudy*, Iss. 388, pp. 92-97.
- [6] Sidorchuk O.L. (2010) Plane electromagnetic wave diffraction on horn antenna. *Visnyk ZhDTU. Tekhnichni nauky*, No 53, pp. 167-175.
- [7] Sydorchuk O.L. (2011) Calculation of effective surface of dispersion of megaphone aerial at falling on it of wave of free-form with the use of lemma of Lorenc. *Visnyk ZhDTU. Tekhnichni nauky*, No 57, pp. 102-113.
- [8] Xu F. and Wu K. (2013) Understanding Leaky-Wave Structures. *IEEE Microwave Magazine*, Vol.14, No. 5, pp. 87-96. DOI: 10.1109/MMM.2013.2259400
- [9] Midgley D.A. (1981) Theory of Receiving Aerials applied to the reradiation of an Electromagnetic Horn. *Proc. Inst. Electr. Eng.*, Vol. 108 pt-B, No 42, pp. 645-650. DOI: 10.1049/pi-b-2.1961.0110
- [10] Shokalo V.M., Pravda V.I., Usin V.A and al. (2010) *Elektrodynamika ta poshyrennia radiokhvyl. Ch.2 Vyprominiuvannya ta poshyrennia radiokhvyl* [Electrodynamics and radio wave propagation. Part 2 Emission and of radio wave propagation], Kharkiv, KhNURE Kolehium Publ., 435 p.
- [11] Balanis C.A. (1997) *Antenna theory: analysis and design*, 2nd ed., John Wiley & Jons Inc., 357 p.
- [12] Shirman Y.D. ed., Gorshkov S.A., Leschenko S.P., Orlenko V.M., Sedyshev S.Y. and Sukharevsky O.I. (2002) *Computer simulation of aerial target radar scattering, recognition, detection, and tracking*. Boston, London, Artech house, 294 p.
- [13] Dong Yu. and Itoh T. (2011) Composite right/left-handed substrate integrated waveguide and half mode substrate integrated waveguide leaky-wave structures. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 59, No. 3, pp. 767-775. DOI: 10.1109/TAP.2010.2103025

## Исследование амплитуд поля, возбужденного линейной решеткой рупорных излучателей

Сидорчук О. Л.

Разработана методика исследования амплитуд электромагнитного поля, возбужденного в раскрыве  $n$ -го излучателя линейной решётки при падении плоской электромагнитной волны, нормально поляризованной к плоскости падения от произвольно заданных источников.

Выяснено, что при таких условиях в раскрыве будут возбуждаться только волны магнитного типа –  $A_{+0m_y}^H$ . Амплитуды волн, возбужденные  $n$ -м излучателем практически не отличаются от амплитуды центрального, даже при учёте расстояния между ними. Приведённые результаты можно использовать для исследования более сложных прямоугольных антенных решеток, которые собраны из  $n$ -го количества линейных.

*Ключевые слова:* рупорный облучатель; амплитуда электромагнитного поля; линейная антенная решётка

## The study of the amplitudes of the fields excited linear grating horn irradiators

Sydorchuk, O. L.

The problem of scattering from a linear grating of horns can be solved only with approximate methods because known mathematical methods allow to obtain solutions only for simple mathematical models for example for the endless arrays of planar waveguides. Other sources include experimental characteristics of the amplitudes of the fields excited in apertures and the fields scattered by such grating, however, the theoretical calculations are not given. The problem determining of the amplitudes of the field excited by horn radiators, for arbitrary incidence of the plane electromagnetic wave is solved in references. However, the applicability of this solution for the linear grating of the horn irradiators (waveguides) is investigated, which in turn hinders the development of antenna arrays with reduced scattered field. Thus, there is the problem of developing methods for the investigation of electromagnetic fields amplitudes excited in aperture of  $n$ -th radiator grating when incident to flat electromagnetic wave, properly polarized in the plane of incidence from an arbitrarily specified sources. The methodology of the study of the electromagnetic fields amplitudes, which are excited in  $n$ -th radiator linear grating aperture when the incidence of the plane electromagnetic wave polarized normal to the plane of incidence from an arbitrarily specified sources. It is found that under these conditions, aperture will be excited only with the waves of magnetic type –  $A_{+0m_y}^H$ . The amplitude of the waves excited by  $n$ -th emitter is virtually identical to the amplitude of the central even with the distance between them. The results can be used to study more complex rectangular antenna arrays consisting of the  $n$ -th number of linear.

*Key words:* horn irradiator; amplitude of electromagnetic field; linear antenna array