

О.Л. Сидорчук, н.с.
 Житомирський військовий інститут ім. С.П. Корольова
 Національного авіаційного університету

ДИФРАКЦІЯ ПЛОСКОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ НА РУПОРНІЙ АНТЕНІ

Запропоновано методику розрахунку дифракції плоскої електромагнітної хвилі на рупорі, який є збуджувачем дзеркальної антени, і представлено результати розрахунків ефективної поверхні розсіювання (ЕПР), яка обумовлює ступінь радіомаскування об'єктів озброєння та військової техніки.

Вступ. Основною складовою сучасних радіотехнічних систем (РТС), що визначає їх функціонування за призначенням, є антенна система (АС).

Водночас АС є основним джерелом перевипромінювання електромагнітних хвиль та визначає характеристики електромагнітної помітності радіоелектронних засобів (РЕЗ) та їх електромагнітної сумісності (ЕМС). Усе жорсткіші умови, що висувуються до сучасних РТС, вимагають використання апертурних АС. У даний час ведуться дослідження з метою покращання основних характеристик спрямованості, узгодження та поляризаційних характеристик рупорних антен. Проте саме апертурні антени, серед інших їх типів, мають найбільші значення ефективної поверхні розсіювання (ЕПР), яка, за даними теоретичних та експериментальних досліджень [1, 2], може становити до 90 % загальної ЕПР радіотехнічних засобів. Ці обставини зумовлюють актуальність наукових та практичних задач теорії та практики антен, пов'язаних з аналізом характеристик розсіювання антен, антенних систем та РЕЗ у цілому, розробкою способів зменшення ЕПР для покращання характеристик радіолокаційної помітності.

Аналіз попередніх досліджень. Аналізу явищ дифракції електромагнітних хвиль (ЕМХ) на об'єктах з рупорними антенами різної форми присвячена значна кількість наукових робіт [3, 4]. У них висувуються вимоги електромагнітної сумісності та накладаються жорсткі обмеження на форму діаграми спрямованості апертурних антен, зокрема в області ближніх до головної бокових пелюсток. Та у роботах [5, 6] використані відомі типи дифракційних екранів, що встановлюють поблизу кромки основного відбивача, але у нашому випадку такі методики не можуть бути використані, оскільки рівень і форма кромки перших бокових пелюсток більш тісно пов'язані з характером розподілення поля в апертурі антени, аніж із крайовими хвилями кромки.

Метою статті є розробка методики розрахунку дифракції плоскої електромагнітної хвилі на рупорі, що є збуджувачем дзеркальної антени, і знаходження його ЕПР.

Постановка завдання. Нехай на розкрит рупорної антени, що знаходиться у вільному просторі, падає плоска хвиля, площиність падіння якої збігається з площиною YOZ (рис. 1) [7, 8].

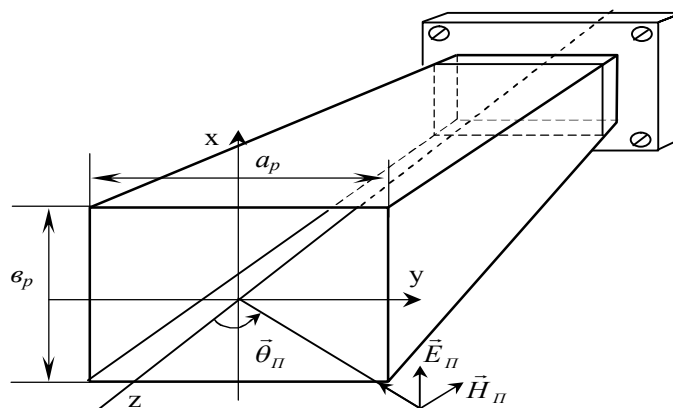


Рис. 1. Рупорна антена, на розкрит якої падає плоска хвиля з площиною падіння, що збігається з YOZ

$$\begin{cases} \vec{E}_\Pi = \vec{e}_x E_0 e^{-ik(z \cos \theta_\Pi - e \sin \theta_\Pi)} \\ \vec{H}_\Pi = -\frac{E_0}{z_c} (\vec{e}_y \cos \theta_\Pi + \vec{e}_z \sin \theta_\Pi) e^{-ik(z \cos \theta_\Pi - e \sin \theta_\Pi)} \end{cases} \quad (1)$$

де E_0 – амплітуда електричної складової; $z_c = \sqrt{\mu_0/E_0}$ – хвильовий опір вільного простору; $k = 2\pi/\lambda$ – стала розповсюдження хвилі у вільному просторі; θ_{II} – кут падіння плоскої хвилі.

За методом Гюйгенса–Кірхгофа падаюче поле з (1) на розкриві рупора замінимо еквівалентними струмами [6]:

$$\begin{cases} \vec{j}_{екв} = -[\vec{n}; H_{II}] = -\vec{e}_x \frac{E_0}{z_c} \cos\theta_{II} e^{iky \sin\theta_{II}} \\ \vec{m}_{екв} = [\vec{n}; \vec{E}_{II}] = \vec{e}_y E_0 e^{iky \sin\theta_{II}} \end{cases}, \quad (2)$$

де \vec{n} – зовнішня нормаль до розкриву; $\vec{n} = \vec{e}_z$.

Амплітуди хвиль у рупорі $C_{\pm S}$, що збуджені струмами із системи рівнянь (2), можна знайти, скориставшись виразом [5]:

$$C_{\pm S} = \frac{1}{N_S} \int_S \left[(\vec{j}_{екв}; \vec{E}_{\mp S}) - (\vec{m}_{екв}; \vec{H}_{\mp S}) \right] dS \quad (3)$$

де $\vec{E}_{\pm S}; \vec{H}_{\pm S}$ – особисті хвилі прямокутного хвильоводу з розмірами, що дорівнюють розмірам розкриву рупора;

$$N_S = \int_S \left(\left[\vec{E}_{+S}; \vec{H}_{-S} \right] - \left[\vec{E}_{-S}; \vec{H}_{+S} \right] \right) \vec{e}_z dS - \text{норма.}$$

Підставивши у (3) значення для особистих хвиль [5] і еквівалентні струми із (2), а також узявши інтеграли, обчислимо амплітуду хвиль $C_{\pm S}$. При цьому виявиться, що у рупорі будуть збуджені тільки хвилі типу TE_{0n} , амплітуда яких

$$\dot{C}_{-H_{0n}} = \frac{-2E_0 a_p \left(\cos\theta_{II} + \sqrt{1 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p} \right)^2} \left[\sin^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \cos \left(\frac{\pi a_p}{\lambda} \sin\theta_{II} \right) - i \cos^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \sin \left(\frac{\pi a_p}{\lambda} \sin\theta_{II} \right) \right] \right)}{(n\pi)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p} \right)^2} \left(1 - \left(\frac{2a_p}{\lambda} \sin\theta_{II} \right)^2 \right)}$$

При вільному падінні плоскої хвилі на розкрив рупора в ньому будуть збуджуватися хвилі як TE_{0n} , так і TE_{m0} -типу. Амплітуди падаючих хвиль та хвиль, що відбиваються на рупорі, можуть бути пов'язані співвідношенням [7]:

$$\dot{C}_{+H_{0n}} = \dot{I}_{10n} \dot{C}_{-H_{0n}} e^{-i\gamma_n l_{0n}},$$

де \dot{I}_{10n} – коефіцієнт відбиття; l_{0n} – відстань від розкриву рупора до місця відбиття хвилі;

$\gamma_n = 2 \int_0^{l_{0n}} k_{zn} dz$ – фаза відбитої хвилі; $k_{zn} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 - \left[\frac{n\lambda}{4(R_n - z) \operatorname{tg}\theta_n} \right]^2}$ – стала розповсюдження хвилі в рупорі (рис. 2).

Відбите поле на розкриві рупора можна представити у вигляді [7]:

$$\begin{cases} E_{xp} = \dot{I}_{10n} (1 + \dot{I}_{20n}) \dot{C}_{-H_{0n}} e^{-i\gamma_n} \left(\frac{n\pi}{ap} \right) \sin \left[\frac{n\pi}{ap} \left(y + \frac{ap}{2} \right) \right] \\ H_{yp} = \dot{I}_{10n} (1 - \dot{I}_{20n}) \dot{C}_{-H_{0n}} e^{-i\gamma_n} \left(\frac{n\pi}{ap} \right) \frac{k_{zn}}{\omega\mu} \sin \left[\frac{n\pi}{ap} \left(y + \frac{ap}{2} \right) \right] \end{cases}, \quad (4)$$

де \dot{I}_{20n} – коефіцієнт відбиття від розкриву рупора [2].

Отримавши еквівалентні струми випромінювання аналогічно (2), знайдемо перевипромінене рупором поле з виразів [5]:

$$\begin{cases} \vec{E} = -\frac{i}{\omega\epsilon} [\text{grad div } \vec{A} + k^2 \vec{A}] - \text{rot } \vec{F}; \\ \vec{H} = -\frac{i}{\omega\epsilon} [\text{grad div } \vec{F} + k^2 \vec{F}] - \text{rot } \vec{A}, \end{cases} \quad (5)$$

де \vec{A} та \vec{F} – векторні електричні та магнітні потенціали.

Дифраговане поле з (5) з урахуванням (4) буде мати вигляд:

$$\begin{cases} E_{\theta n \text{ eio}} = i \cos \varphi F(\theta, \varphi); \\ \dot{E}_{\theta n \text{ eio}} = -i \sin \varphi F(\theta, \varphi), \end{cases} \quad (6)$$

де

$$F(\theta, \varphi) = \frac{4\dot{I}_{i0n}}{\lambda} (1 + \cos \theta) \frac{e^{-ikr}}{r} \dot{C}_{-H_{0n}} e^{-i\gamma_n} \left(\frac{n\pi}{a_p} \right)^2 \frac{\sin \left(\frac{kb_p}{2} \sin \theta \cos \varphi \right)}{(k \sin \theta \cos \varphi)} \times \\ \times \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p} \right)^2} \left(\sin^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \cos \left(\frac{\pi a_p}{\lambda} \sin \theta \sin \varphi \right) - i \cos^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \sin \left(\frac{\pi a_p}{\lambda} \sin \theta \sin \varphi \right) \right)}{\left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p} \right)^2} \left(\left(\frac{n\pi}{a_p} \right)^2 - k \sin \theta \sin \varphi \right) \right)^2}.$$

Магнітні складові перевипроміненого поля отримаємо зі співвідношень:

$$\dot{H}_{\theta n \text{ eio}} = -\frac{E_{\varphi n \text{ eio}}}{\zeta_x}; \quad \dot{H}_{\varphi n \text{ eio}} = \frac{E_{\theta n \text{ eio}}}{\zeta_x}. \quad (7)$$

Знайдемо діаграму ефективної поверхні розсіяння рупорної антени з виразу [8]:

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \left| \frac{\vec{E}_{n \text{ eio}}}{\vec{E}_{n \text{ aod}}} \right|^2. \quad (8)$$

Для обраного випадку падіння плоскої хвилі при знаходженні ЕПР необхідно розглядати перевідбите поле при кутах $\varphi = \frac{\pi}{2}; \theta = \theta_n$. При цьому $E_{\theta n \text{ eio}} = 0$, $E_{\varphi n \text{ eio}} = -E_{x n \text{ eio}}$. Підставивши (6), (1) у (8), отримаємо:

$$\sigma = \frac{6\varphi a_p^2 b_p^2}{\pi^3 \lambda^2} (1 + \cos \theta_n)^2 \left\{ \left| \sum_{n=1}^N D_n \cos \gamma_n \right|^2 + \left| \sum_{n=1}^N D_n \sin \gamma_n \right|^2 \right\}, \quad (9)$$

де

$$D_n = \frac{\left(\cos \theta_n + \sqrt{1 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p} \right)^2} \right) \left(\sin^4 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi a_p}{\lambda} \sin \theta_n \right) - \cos^4 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \sin^2 \left(\frac{\pi a_p}{\lambda} \sin \theta_n \right) \right)}{n^2 \left(1 + \sqrt{1 - \left(\frac{n\lambda}{2a_p} \right)^2} \right) \cdot \left(1 - \left(\frac{2a_p}{n\lambda} \sin \theta_n \right)^2 \right)^2}; \quad (10)$$

$$\gamma_n = \frac{-\pi n}{\operatorname{tg}\theta_n} \left\{ \sqrt{\left(\frac{4\operatorname{tg}\theta_n}{n\lambda}(R_n - l_{0n})\right)^2 - 1} - \sqrt{\left(\frac{4\operatorname{tg}\theta_n}{n\lambda}R_n\right)^2 - 1} - \arccos\left(\frac{n\lambda}{(R_n - l_{0n})4\operatorname{tg}\theta_n}\right) + \arccos\left(\frac{n\lambda}{4R_n\operatorname{tg}\theta_n}\right) \right\} \quad (11)$$

Позначення у (9)–(11) зрозумілі з рисунка 2.

Для хвиль вищих типів, що збуджені в розкриві рупора, місцем відбиття будуть поза межні для цих хвиль розрізи рупора. Коефіцієнт відбиття від перетину, що виходить за межі границі, має вигляд [5]:

$$\dot{\Gamma}_{10nzc} = e^{-i\pi/2},$$

На рисунку 2 наведена залежність ЕПР рупорної антени від розмірів розкриву $a_p \cdot b_p = (1,1 \cdot 0,766)\lambda$, $R_n = 1,03\lambda$, $\operatorname{tg}\theta_n = 0,532$:

1 – розраховані за (9);

2 – експериментально зняті значення.

З рисунка 2 видно, що отримані результати, незважаючи на приблизний характер розрахунку, досить добре збігаються з експериментом.

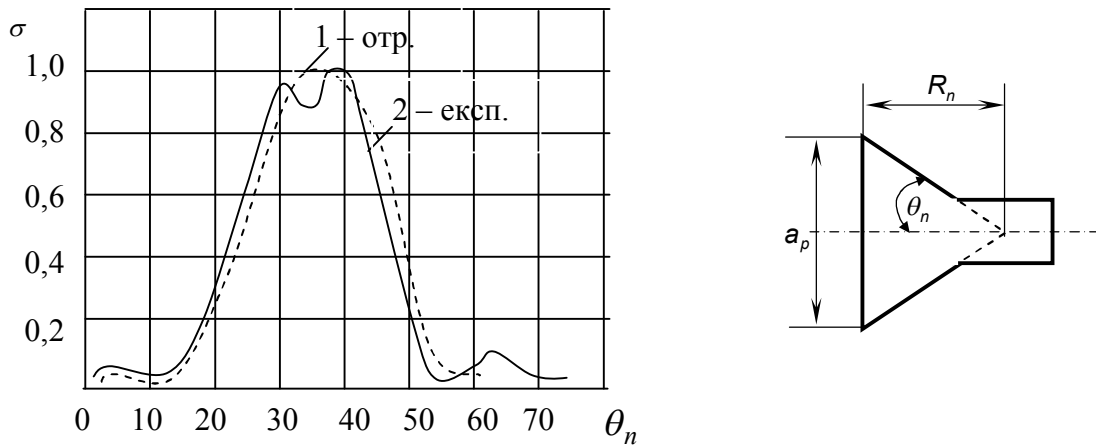


Рис. 2. Залежність ЕПР рупорної антени від розмірів розкриву: 1 – розрахунки за формулою; 2 – експериментально зняті значення

Явища збудження і перевідбиття хвиль основного та вищих типів у рупорі визначають найбільший внесок в ефективну поверхню розсіяння (ЕПР) рупорної антени [8]. Однак явище дифракції хвиль на металевих кромках розкриву рупорної антени може надати суттєвий додаток до основної ЕПР. Аналіз, викладений у [2], дозволяє уявити повну ЕПР рупорної антени:

$$\sigma = \sigma_0 + 2\sqrt{\sigma_0\sigma_k} \cos\varphi \quad (12)$$

де σ – повна ЕПР рупорної антени; σ_0 – основна частина ЕПР, що зумовлена перевипромінюванням хвиль в рупорі [1]; σ_k – ЕПР, що обумовлена дифракцією хвиль на металевих кромках розкриву рупора $\sigma_k \ll \sigma_0$; φ – різниця фаз між хвилями, що розсіяні від розкриву рупора та від його кромки.

З (12) видно, що навіть при $\sigma_0 = 100\sigma_k$ повне значення ЕПР рупорної антени σ може відрізнятись на 20 % від σ_0 .

Тому методика врахування випромінювань від кромки розкриву становить практичний інтерес. Урахування розсіяння поля кромками рупорної антени може бути виконане згідно зі способом, що запропонований у [7].

Вводяться такі позначення:

$E_{k\infty}$ – напруженість електричного поля, розсіяна нескінченно довгою кромкою при опроміненні її плоскою електромагнітною хвилею, що поляризована вздовж кромки;

dE_k – напруженість електричного поля, розсіяна елементарною ділянкою кромки dl при опроміненні її плоскою електромагнітною хвилею вздовж елемента кромки;

$E_{n\infty}$ – напруженість електричного поля, що випромінюється нескінченно довгим прямолінійним провідником при протіканні по ньому струму I ;

dE_n – напруженість електричного поля, що випромінюється елементарною ділянкою дроту dl (поле диполя Герца) зі струмом I .

Припустимо, що справедливе співвідношення $\frac{dE_k}{E_{k\infty}} = \frac{dE_n}{E_{n\infty}}$, яке дозволяє знайти dE_k .

$$dE_k = \frac{E_{k\infty}}{E_{n\infty}} dE_n. \tag{13}$$

Поле, що розсіяне кромкою кінцевої довжини “ b ”, тепер може бути знайдено:

$$E_k = \int_{-b/2}^{b/2} dE_k.$$

Напруженість електричного поля, що розсіяне нескінченно довгою кромкою, знаходиться за формулою [7]:

$$E_{k\infty} = E \sqrt{\frac{2}{\pi k r_\Gamma}} e^{-j\left(kr_\Gamma - \frac{\pi}{4}\right)} \frac{\cos \frac{\theta_\Gamma}{2} \cos \frac{\theta_n}{2}}{\cos \theta_\Gamma + \cos \theta_n}, \tag{14}$$

де E – амплітуда напруженості електричного поля падаючої плоскої хвилі, що поляризована вздовж кромки; λ – довжина хвилі коливань; $k = 2\pi/\lambda$; r_Γ, θ_Γ – координати циліндричної системи точки знаходження поля, що розсіяне кромкою; θ_n – кут падіння плоскої хвилі на кромку (рис. 3).

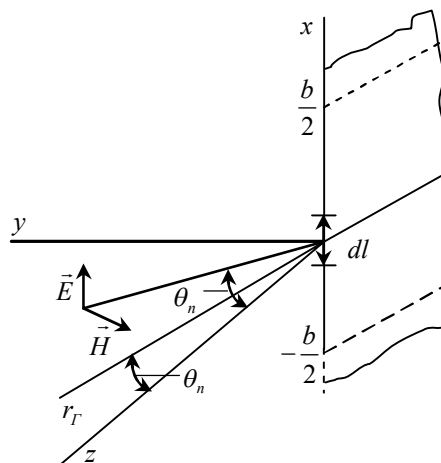


Рис. 3. До розрахунку напруженості електричного поля, що розсіяне нескінченно довгою кромкою

Напруженість електричного поля, що випромінюється нескінченно довгим провідником $E_{n\infty}$ і елементарною ділянкою дроту, знаходиться за [7, 9, 10, 11]:

$$E_{n\infty} = -\frac{kz_c I}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k r_\Gamma}} e^{-j\left(kr_\Gamma - \frac{\pi}{4}\right)}; \tag{15}$$

$$dE_n = j \frac{kz_c I}{4\pi} f(\theta, \varphi) \frac{e^{-jkr}}{r} dl, \tag{16}$$

де I – струм, що тече по провіднику; $z_c = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi$ (Ом) – хвильовий опір вільного простору; $f(\theta, \varphi)$ – діаграма спрямованості диполя Герца у сферичній системі координат r, θ, φ (рис. 4); $f(\theta, \varphi) = \sqrt{1 - (\sin \theta \cos \varphi)^2}$.

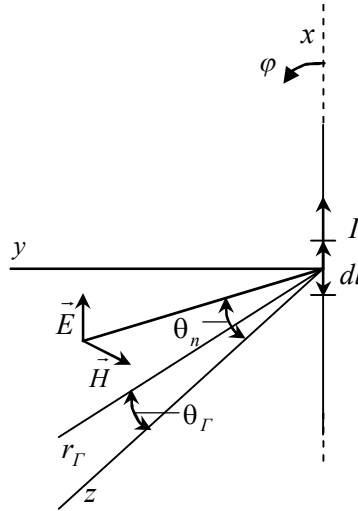


Рис. 4. До розрахунку напруженості електричного поля, що випромінюється нескінченно довгим провідником $E_{нес}$ і елементарною ділянкою дроту

Підстановка формул (3), (4), (5) у (2) дозволяє знайти

$$dE_k = j \frac{E}{\pi} \frac{\cos \frac{\theta_r}{2} \cos \frac{\theta_n}{2}}{\cos \theta_r + \cos \theta_n} f(\theta, \varphi) \frac{e^{-jkr}}{r} dl, \tag{17}$$

де зв'язок між кутами θ_r та θ_n знаходимо за формулою:

$$\cos \theta_r = \frac{\cos \theta}{\sqrt{1 - (\sin \theta \cos \varphi)^2}}.$$

Аналогічно розв'язується задача при опромінюванні кромки плоскою хвилею, в якій вектор напруженості магнітного поля \vec{H} паралельний кромці. В цьому випадку напруженість магнітного поля, розсіяного кромкою елементарної довжини, знаходиться так:

$$dH_k = -j \frac{E}{\pi z_c} \frac{\sin \frac{\theta_b}{2} \sin \frac{\theta_n}{2}}{\cos \theta_b + \cos \theta_n} \frac{e^{-jkr}}{r} dl, \tag{18}$$

де r_b, θ_b, θ_n зрозумілі з рисунка 5.

Поле, що розсіяне двома вертикальними кромками рупора довжиною "b", які знаходяться на відстані "a" одна від одної, згідно з (14, 18), знаходимо:

$$E_{кв} = j \frac{E_a}{\pi r} e^{-jkr} \left\{ \frac{\cos \frac{\theta_r - \theta_n}{2} \cos \frac{\theta_n - \theta_n}{2}}{\cos(\theta_r - \theta_n) + \cos(\theta_n - \theta_n)} e^{j \frac{ka}{2} (\sin \theta \sin \varphi + \sin \theta_n)} + \frac{\cos \frac{\theta_n + \theta_n}{2} \cos \frac{\theta_n + \theta_n}{2}}{\cos(\theta_r - \theta_n) + \cos(\theta_n - \theta_n)} e^{j \frac{ka}{2} (\sin \theta \sin \varphi + \sin \theta_n)} \right\}, \tag{19}$$

де $2\theta_n$ – кут розкриття рупора в площині H (рис. 6).

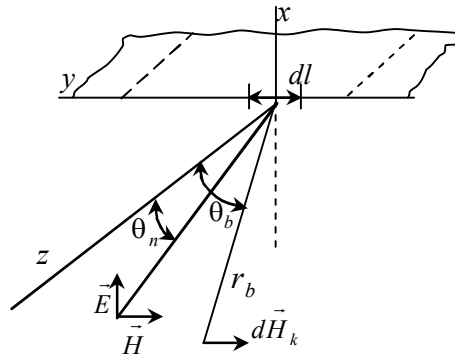


Рис. 5. До розрахунку напруженості електричного поля, що розсіяне кромкою елементарної довжини при опромінюванні кромки плоскою хвилею, в якій вектор напруженості магнітного поля \vec{H} паралельний кромці

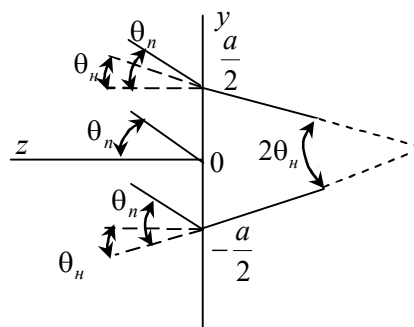


Рис. 6. До розрахунку поля, що розсіяне двома вертикальними кромками рупора

Аналогічно використання (7) дозволяє знайти напруженість електричного поля, що розсіяне горизонтальними кромками рупора довжиною "a", які знаходяться на відстані "b" одна від одної:

$$E_{ka} = j \frac{E_0}{\pi r} e^{-jkr} \frac{\sin^2 \frac{\theta_E}{2} \cos\left(\frac{kb}{2} \sin \theta \cos \varphi\right) \sin\left(\frac{ka}{2} (\sin \theta \sin \varphi - \sin \theta_n)\right)}{\cos \theta_E \frac{ka}{2} (\sin \theta \sin \varphi - \sin \theta_n)} f(\theta, \varphi), \quad (20)$$

де $2\theta_E$ – кут розкриття рупора в площині E .

ЕПР рупорної антени, що зумовлена розсіянням кромки, знаходиться за відомою формулою [6]:

$$\delta_k = 4\pi r^2 \frac{|E_{kb} + E_{ka}|^2}{|E|^2}. \quad (21)$$

Висновок. Таким чином, отримано формули для поля, що розсіяне рупором та його кромками при опроміненні його плоскою електромагнітною хвилею, що дозволяє знайти ЕПР, яка зумовлена даним розсіяним полем. Отже, отримано розрахунок дифракції плоскої електромагнітної хвилі на рупорі, що є збудженням дзеркальної антени, зі знаходженням її ЕПР, яка впливає на радіомаскування об'єктів озброєння та військової техніки.

ЛІТЕРАТУРА:

1. Михайлов Г.Д. Научно-технические проблемы создания измерительной базы по сертификации антенн / Г.Д. Михайлов, С.Н. Паньчев, Э.К. Соломин // Законодательная и прикладная метрология. – 1993. – № 6. – С. 33–38.
2. Гладышев А.К. Экспериментально-расчетная модель оценки характеристик рассеяния апертурных антенн / А.К. Гладышев, Е.Ф. Иванкин, С.Н. Паньчев // Метрология. – 1993. – № 11–12. – С. 24–28.

3. *Айзенберг Г.З.* Антенны УКВ / *Г.З. Айзенберг, В.Г. Ямпольский, О.Н. Терешин.* – М. : Связь, 1977. – 300 с.
4. *Кременецкий С.Д.* Теория и практика затененных раскрывов с реализуемым распределением поля / *С.Д. Кременецкий, С.В. Крицкий, М.Т. Новосартов* // Антенны. – 1976. – Вып. 23. – С. 13–21.
5. *Ваништейн Л.А.* Электромагнитные волны / *Л.А. Ваништейн.* – М. : Сов. радио, 1997. – 400 с.
6. *Драбкин А.Л.* Антенно-фидерные устройства / *А.Л. Драбкин, В.Л. Зузенко, А.Г. Кислов.* – М. : Сов. радио, 1974. – 350 с.
7. *Каценеленбаум Б.З.* Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами / *Б.З. Каценеленбаум.* – М. : Изд-во АН СССР, 1961. – 310 с.
8. *Кобак В.О.* Радиоэлектронные отражатели / *В.О. Кобак.* – М. : Сов. радио, 1975. – 250 с.
9. *Миттра Р.* Аналитические методы теории волноводов / *Р.Миттра, С.Ли* ; под ред. *Г.В. Воскресенского.* – М. : Мир, 1974. – 220 с.
10. *Марков Г.Т.* Электродинамика и распространение электроволн / *Г.Т. Марков, Б.М. Петров, Г.П. Грудинская.* – М. : Сов. радио, 1979. – 358 с.
11. *Штагер Е.А.* Рассеяние волн на телах сложной формы / *Е.А. Штагер, Е.В. Чаевский.* – М. : Сов. радио, 1974. – 300 с.

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

Наукові інтереси:

- антенно-рупорні системи;
- оптимізація функціонування автоматизованих засобів радіоелектронної боротьби.

Подано 07.04.2010

Сидорчук О.Л. Дифракція плоскої електромагнітної хвилі на рупорній антені
Сидорчук О.Л. Дифракция плоской электромагнитной волны на рупорной антенне
Sidorchuk O.L. Plane electromagnetic wave diffraction on horn antenna

УДК 621.396

Дифракция плоской электромагнитной волны на рупорной антенне / О.Л. Сидорчук

Предложено методику расчёта дифракции плоской электромагнитной волны на рупоре, являющимся возбудителем зеркальной антенны. Представлены результаты расчётов эффективной поверхности рассеивания, которая обуславливает радиомаскировку объектов вооружения и военной техники.

УДК 621.396

Plane electromagnetic wave diffraction on horn antenna / O.L. Sidorchuk

Computing method of the plane electromagnetic wave diffraction on horn antenna that is the reflector antenna exciter is offered. The results of the calculation of the absolute cross-section that conditions the radio masking level of the military defense technology objects is presented.