

РУПОРНІ АНТЕНИ

Рупори являють собою хвильоводи, в яких поперечний переріз плавно розширюється. Відкритий кінець такого хвильоводу випромінює електромагнітні хвилі та називається розкритом. Якщо у прямокутному хвильоводі розширювати стінки в площині E , то отримаємо E -площинний секторійний рупор (рис.11.1, *a*). Якщо розширювати стінки в площині H , то отримаємо H -площинний секторійний рупор (рис.11.1, *б*). Розширюючи стінки прямокутного хвильоводу в обох площинах, створимо пірамідний рупор (рис.11.1, *в*). У круглому хвильоводі стінки розширюються рівномірно в усіх напрямках, утворюючи конічний рупор (рис.11.1, *г*).

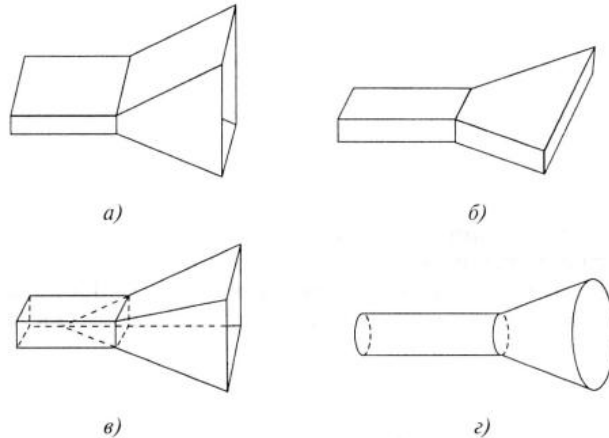


Рис.11.1

Рупорні антени вирізняються простотою конструкції, діапазонністю, яка обмежується лише смугою пропускання хвильоводу, що живить рупор, високим ККД та добрим узгодженням з фідером. Рупори застосовують в тих випадках, коли необхідно мати широкі ДС, їх часто використовують як опромінювачі лінзових та дзеркальних антен, збуджувачі імідансних антен, у вимірювальному обладнанні. Рупори з фазокоректуючими пристроями, а також решітки рупорних випромінювачів дають змогу формувати вузькі ДС і використовуються в системах радіозв'язку та радіолокаційних системах.

11.1. Випромінювання з відкритого кінця хвильоводу

Однією з найпростіших антен рупорного типу є відкритий кінець хвильоводу. Прийемо, що поле в розкритті має такий розподіл, як і в перерізі нескінченно довгого хвильоводу. Очевидно, що при цьому нехтують відбиттям від розкриття хвильоводу, викривленням структури поля за рахунок появи інших типів хвиль в розкритті та струмами, що затікають через розкриття на зовнішню поверхню хвильоводу. Внаслідок цього знайдене розв'язання зовнішньої задачі буде наближеним.

Виходячи з відомого розподілу поля в розкритті, поле випромінювання визначається як сукупність полів елементів Гюйгенса, на які розбивається апертура хвильоводу. Такий метод розрахунку поля випромінювання описано в розділі 6, тому можна використати готові результати.

Розглянемо прямокутний хвильвід, розмір якого в площині H дорівнює a і в площині E має значення b . При живленні хвильоводу основним типом хвилі H_{10} розподіл напруженості поля в розкритті описується як

$$E_y = E_{\max} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right),$$

де вісь oy знаходиться в площині E , вісь ox — в площині H , а початок прямокутної системи координат збігається з центром розкриття.

У площині E характеристика спрямованості, як випливає з формули (6.15), має вигляд

$$f(\theta^E) = \left(1 + \frac{W_c}{W_p} \cos \theta^E\right) \frac{\sin\left(\frac{k b}{2} \sin \theta^E\right)}{\frac{k b}{2} \sin \theta^E}, \quad (11.1)$$

а в площині H з формули (6.16) отримуємо

$$f(\theta^H) = \left(\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H\right) \frac{\cos\left(\frac{k a}{2} \sin \theta^H\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{k a}{2} \sin \theta^H\right)^2}. \quad (11.2)$$

Хвильовий опір у розкритті хвильоводу при збудженні його хвилею типу H_{10} розраховують за формулою

$$W_p = \frac{W_c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}.$$

Враховуючи значення діючої поверхні розкриття з косинусоїдним розподілом амплітуди тангенціальних складових (табл. 6.1), знаходимо

$$D = 0,81 \frac{4\pi}{\lambda^2} ab.$$

Наближені значення ХС (11.1) та (11.2) задовільно описують розподіл поля випромінювання в передньому півпросторі. Для заднього півпростору наведені вирази визначають розподіл поля з великими похибками. При зменшенні довжини хвилі точність наближення формул зростає. При наближенні довжини хвилі до критичної похибка наближеного розв'язку зростає.

11.2. Структура поля в рупорі

Поле випромінювання рупора, як і поле випромінювання хвильоводу, розраховують за відомим розподілом тангенціальних складових напруженостей електричного та магнітного полів у розкритті. У зв'язку з тим, що стінки рупора на відміну від стінок хвильоводу не паралельні, структура поля в рупорі відрізнятиметься від структури поля у хвильоводі. Щоб визначити структуру поля в рупорі, для спрощення задачі приймають рупор нескінченно довгим і знаходять розподіл поля з рівнянь Максвелла.

Використовуючи для E -площинного рупора циліндричну систему координат, отримаємо розв'язок рівнянь Максвелла за допомогою функцій Ганкеля. На значній відстані r від вершини рупора, коли $\beta r \gg 1$, де $\beta = 2\pi/\lambda$ — коефіцієнт фази хвилі в рупорі, можна застосувати асимптотичне подання функцій Ганкеля. При цьому вираз для напруженості електричного поля в рупорі набуде вигляду [1, 20]

$$\dot{E}_\phi = \frac{\dot{A}}{\sqrt{r}} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-i\beta r}, \quad (11.3)$$

де $\dot{A}$ — стала комплексна амплітуда;

r — відстань від вершини рупора до точки спостереження;

x — координата точки спостереження, що відрховується вздовж осі, проведеної в площині H (рис. 11.2).

З виразу (11.3) випливає, що фронт хвилі в рупорі циліндричний. Хвилю з таким фронтом можна отримати, коли на вершині рупора розмістити лінійний випромінювач. На рис. 11.2 зображено структуру поля в E -площинному секторійному рупорі, де суцільна лінія являє собою силові лінії електричного поля, а штрихова — магнітного поля. Реальна структура поля складніша, тому що в переходах від хвильоводу до рупора та від рупора до навколишнього простору одна хвиля типу H_{10} не задовольняє граничних умов. Ця обставина викликає появу хвиль вищих типів, енергія яких на початку рупора тим менша, чим менший кут розхилу φ_0 . У розкритті енергія хвиль вищих типів зменшується при збільшенні довжини розкриття L_E . При переході від хвильоводу до рупора з'являється відбита електромагнітна хвиля. Для зменшення потужності відбитої хвилі перехід від хвильоводу до рупора здійснюється плавним. Крім того, спостерігається відбиття від розкриття рупора.

Як випливає з виразу (11.3), фазова швидкість поширення хвилі в E -площинному секторійному рупорі дорівнює фазовій швидкості поширення хвилі у хвильоводі, що живить рупор.

Розподіл поля в площині розкриття рупора знайдемо з формули (11.3), підставляючи координати точок розкриття. У повздовжньому розрізі секторійного

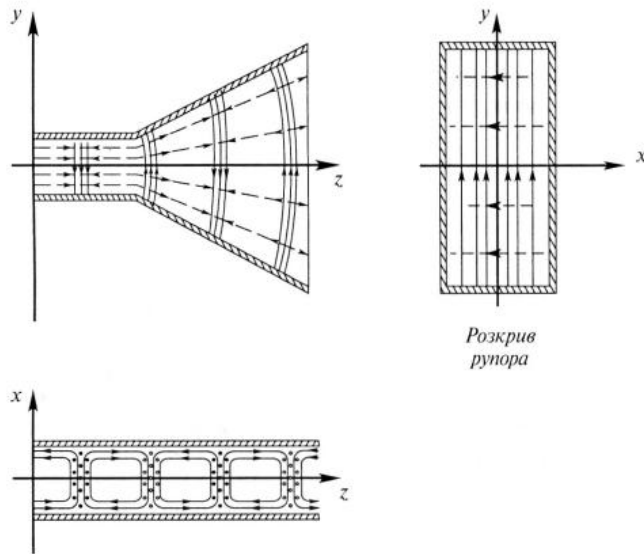


Рис.11.2

рупора, зображеного на рис. 11.3, для E -площинного рупора вважатимемо лінію $o\xi$ віссю oy , а довжину R позначимо як R_E . З рис. 11.3 випливає, що радіальна координата r довільної точки розкриття визначається координатами y та $z = R_E$ прямокутної системи координат:

$$r = \sqrt{R_E^2 + y^2} = R_E \sqrt{1 + \frac{y^2}{R_E^2}}.$$

Беручи до уваги, що $y < R_E$, останній вираз розкладемо в ряд за формулою бінома Ньютона. Обмежившись першими двома членами, отримаємо

$$r \approx R_E + \frac{y^2}{2R_E}. \quad (11.4)$$

Враховуючи постійний фазовий зсув $\exp(-i\beta R_E)$ в амплітудному множнику з виразу (11.3) при координаті r (11.4), отримаємо наближене значення напруженості електричного поля в розкритті рупора

$$\dot{E}_y = \dot{E}_m \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-i\beta \frac{y^2}{2R_E}}. \quad (11.5)$$

Отже, амплітудний розподіл поля в розкритті рупора збігається з розподі-

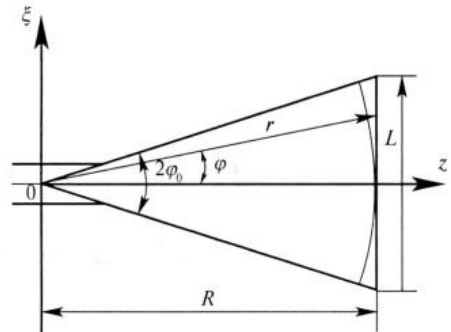


Рис.11.3

лом в перерізі хвилеводу, а фаза напруженості змінюється за квадратичним законом.

Напруженість електричного поля в H -площинному секторійному рупорі наближено описується в циліндричній системі виразом

$$\dot{E}_y = \frac{B}{\sqrt{r}} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\varphi}{\varphi_0}\right) e^{-ikr}, \quad (11.6)$$

де B — певна стала, що характеризує амплітуду напруженості поля.

Фронт хвилі в рупорі, як впливає з виразу (11.6), циліндричний. Побудовану за формулою (11.6) структуру поля в рупорі зображено на рис. 11.4. Як і раніше, штрихові лінії відповідають магнітним силовим лініям, а суцільні — електричним силовим лініям. Поле в H -площинному рупорі має таку саму структуру, як і поле випромінювання лінійного джерела, розташованого у вершині рупора. Як і в E -площинному рупорі, хвилі вищих типів та відбиті хвилі виникають в перерізах, де стикається хвильовід з рупором та рупор з навколишнім середовищем. Енергію хвиль вищих типів можна зменшити так само, як і в E -площинному рупорі.

Для зменшення енергії відбитих хвиль треба виконувати плавний перехід від хвилеводу до рупора та збільшувати розмір розкриву L_H . Фазова швидкість поширення хвилі типу H_{10} у хвилеводі залежить від розміру L_H . Чим більше значення розміру L_H , тим більше фазова швидкість поширення хвилі наближається до швидкості поширення хвиль у вільному просторі. Тому при зростанні розміру L_H коефіцієнт відбиття у розкритті зменшується.

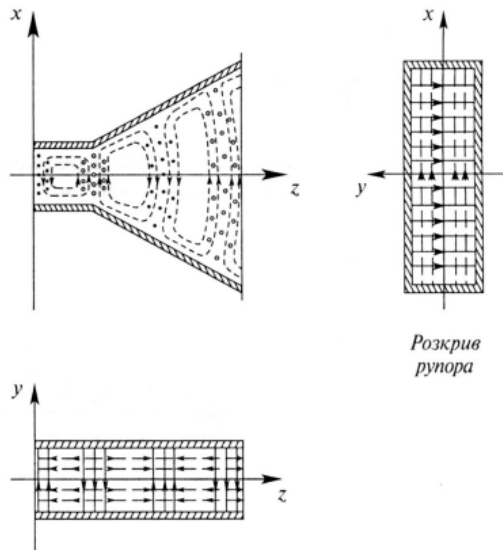


Рис.11.4

Повернемося до повздовжнього розрізу секторійного рупора (рис. 11.3). Вертикальна пряма ox в H -площинному рупорі є віссю ox , а довжині рупора R необхідно дописати індекс H . Для невеликих кутів розкриття рупора ($2\varphi_0 < 60$) можна скористатися наближеними співвідношеннями

$$\varphi_0 \approx \frac{L_H}{2R_H}; \quad \varphi \approx \frac{x}{R_H} \quad \text{та} \quad x \ll R_H.$$

Визначаючи відстань від вершини рупора до точки в розкритті рупора через довжину R_H та координату x за аналогією з відстанню в E -площинному рупорі (11.4), отримуємо вираз для напруженості електричного поля в розкритті H -площинного секторійного рупора

$$\dot{E}_y = \dot{E}_m \cos\left(\frac{\pi x}{L_H}\right) e^{-ik \frac{x^2}{2R_H}}. \quad (11.7)$$

Як видно з виразу (11.7), в розкритті H -площинного рупора амплітуда та фаза напруженості поля в розкритті змінюються вздовж однієї і тієї самої осі (ox).

У пірамідному рупорі можна вважати, що структура поля в головних площинах така сама, як і у відповідних секторійних рупорах. Якщо всі ребра пірамідного рупора перетинаються в одній точці, то $R_E = R_H = R$. Якщо продовження ребер попарно перетинаються в різних точках, то пірамідний рупор матиме довжину R_E в площині E і довжину R_H в площині H .

Використовуючи вирази (11.5) та (11.7), напруженість поля в розкритті пірамідного рупора знайдемо як

$$\dot{E}_y = \dot{E}_m \cos\left(\frac{\pi x}{L_H}\right) e^{-ik \frac{y^2}{2R_E}} e^{-ik \frac{x^2}{2R_H}}. \quad (11.8)$$

Можна вважати, що пірамідний рупор випромінює хвилю, фронт якої близький до сферичної поверхні.

11.3. Випромінювання E -площинного секторійного рупора

За відомим розподілом поля в розкритті поле випромінювання знаходиться за методикою, викладеною в підрозділі 6.1. Очевидно, що координата розкриття x змінюється в межах від $-a/2$ до $a/2$, а координата y від $-L_E/2$ до $L_E/2$. У площині E розкриття амплітуда напруженості поля не залежить від координати, а фаза змінюється за квадратичним законом.

З формули (6.8) для площини E ($\varphi = \pi/2$) при визначених границях інтегрування маємо

$$\dot{E} = i \frac{1}{2\lambda r} \left(1 + \frac{W_c}{W_p} \cos\theta^E \right) e^{-ikr} \int_{\frac{-a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{\frac{-L_E}{2}}^{\frac{L_E}{2}} \dot{E}(x, y) e^{iky \sin\theta^E} dx dy. \quad (11.9)$$

Замість $E(x, y)$ підставляємо його значення з формули (11.5), тоді вираз (11.9) набуває вигляду

$$\dot{E} = i \frac{E_m}{2\lambda r} \left(1 + \frac{W_c}{W_p} \cos \theta^E \right) e^{-ikr} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos \left(\frac{\pi x}{a} \right) dx \int_{-\frac{L_E}{2}}^{\frac{L_E}{2}} e^{ikx \sin \theta^E} e^{-ik \frac{y^2}{2R_E}} dy.$$

При заміні $E(x, y)$ через E_y (11.5) прийнято, що коефіцієнт фази хвилі β дорівнює хвильовому числу k .

Після інтегрування останнього виразу отримуємо

$$\dot{E} = i \frac{E_m a}{\pi r} \sqrt{\frac{R_E}{2\lambda}} e^{-i \left(kr - \frac{\pi R_E}{\lambda} \sin^2 \theta^E \right)} \left(1 + \frac{W_c}{W_p} \cos \theta^E \right) \{ [C(v_1) + C(v_2)] - i[S(v_1) + S(v_2)] \}, \quad (11.10)$$

$$\text{де } v_{1,2} = \frac{L_E}{\sqrt{2\lambda R_E}} \mp \sqrt{\frac{2R_E}{\lambda}} \sin \theta.$$

Як видно з формули (11.10), фаза напруженості поля при $r = \text{const}$ залежить від координатного кута θ^E , тобто рупорна антена не має фазового центра.

Розраховані за формулою (11.10) ДС наведено у розділі 6. Максимальний фазовий зсув ψ_2 на краю розкриття, як випливає з формули (11.5), при $y_{\max} = L_E/2$ дорівнюватиме

$$\psi_2 = \frac{\pi L_E^2}{4\lambda R_E}. \quad (11.11)$$

Для площини H розрахункова формула (6.8) при $\varphi = 0$ набуває вигляду

$$\dot{E} = i \frac{1}{2\lambda r} \left(\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H \right) e^{-ikr} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{L_E}{2}}^{\frac{L_E}{2}} E(x, y) e^{ikx \sin \theta^H} dx dy. \quad (11.12)$$

Використовуючи розподіл напруженості поля в розкритті (11.5), отримуємо

$$\dot{E} = i \frac{E_m}{2\lambda r} \left(\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H \right) e^{-ikr} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos \left(\frac{\pi x}{a} \right) e^{ikx \sin \theta^H} dx \int_{-\frac{L_E}{2}}^{\frac{L_E}{2}} e^{-ik \frac{y^2}{2R_E}} dy.$$

Інтегруючи останній вираз, знаходимо поле випромінювання E -площинного секторійного рупора в площині H

$$\dot{E} = i \frac{\pi a E_m}{2r} \sqrt{\frac{R_E}{2\lambda}} \left[C \left(\frac{L_E}{\sqrt{2\lambda R_E}} \right) - i S \left(\frac{L_E}{\sqrt{2\lambda R_E}} \right) \right] e^{-ikr} \left(\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H \right) \frac{\cos \left(\frac{ka}{2} \sin \theta^H \right)}{\left(\frac{\pi}{2} \right)^2 - \left(\frac{ka}{2} \sin \theta^H \right)^2}.$$

Як випливає з отриманої формули, ДС рупора в H -площині повністю збігається з ДС хвильоводу (11.2).

Для визначення КСД використаємо формули (2.37) і (6.13).

Враховуючи, що для E -площинного рупора напруженість електричного поля в розкритті E_s дорівнює E_y з формули (11.5) і підставляючи її у вирази (6.13) та (2.37), можна записати

$$D_E = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| E_m \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) dx \int_{-\frac{L_E}{2}}^{\frac{L_E}{2}} e^{i\frac{\pi y^2}{\lambda R_E}} dy \right|^2}{E_m^2 \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) dx \int_{-\frac{L_E}{2}}^{\frac{L_E}{2}} dy} = \frac{64aR_E}{\pi\lambda L_E} \left[C^2 \left(\frac{L_E}{\sqrt{2\lambda R_E}} \right) + S^2 \left(\frac{L_E}{\sqrt{2\lambda R_E}} \right) \right]. \quad (11.13)$$

Розраховані за формулою (11.13) значення КСД залежно від довжини R_E рупора та розміру розкриття L_E/λ зображено на рис. 11.5, а. По осі ординат відкладено значення $D_E \frac{\lambda}{a}$, або $D_E \frac{\lambda}{L_H}$.

Тому, використовуючи графіки для визначення КСД, потрібно значення КСД з графіка домножити на величину a/λ . Як видно з наведених графіків, КСД при заданій довжині рупора спочатку зростає при збільшенні L_E/λ , що пояснюється збільшенням геометричної та діючої площі розкриття (формула (2.37)).

Після досягнення максимуму коефіцієнт спрямованої дії починає зменшуватися, незважаючи на те, що геометрична площа розкриття збільшується. Це залежить від того, що зростання фазових викривлень обумовлює швидше падіння коефіцієнта використання площі, ніж збільшення геометричної площі розкриття. При цьому

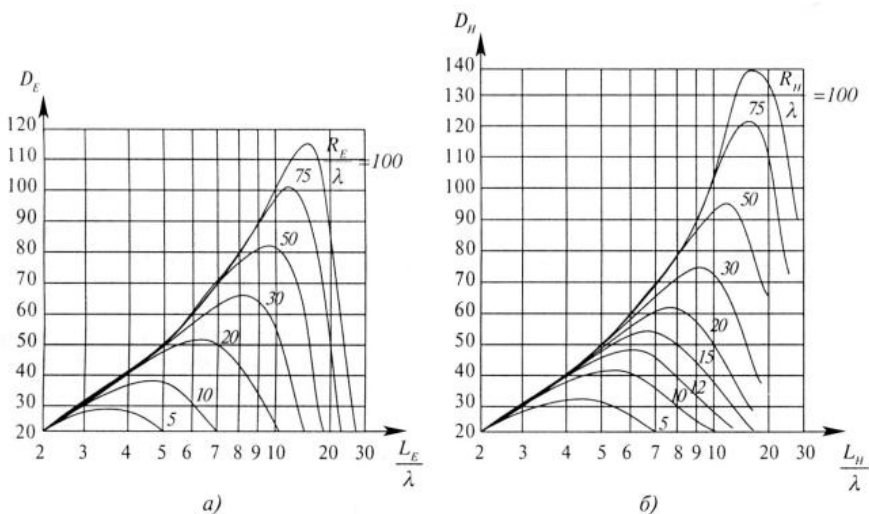


Рис.11.5

погіршуються напрямлені властивості антени. Рупор, в якому при заданій довжині R_E КСД досягає максимального значення, називається оптимальним.

З аналізу формули (11.13) випливає, що у E -площинного рупора будь-якої довжини максимальний КСД буде при фазових викривленнях, які становлять $\pi/2$. Максимальний фазовий зсув ψ_2 визначається за формулою (11.11). Прирівнюючи праву частину формули (11.11) до оптимального зсуву $\pi/2$, отримуємо довжину оптимального E -площинного секторійного рупора

$$R_E = \frac{L_E^2}{2\lambda}. \quad (11.14)$$

При цьому коефіцієнт використання площі становить 0,64, а ширина ДС за половинною потужністю дорівнює

$$2\theta_{0,5}^E = 56^\circ \frac{\lambda}{L_E}. \quad (11.15)$$

З наведеного значення коефіцієнта використання площі видно, що подовження рупора понад значення, розрахованого з виразу (11.14), не приносить відчутного збільшення КСД, тому що у граничному випадку, коли R_E зростає до нескінченності, коефіцієнт використання площі сягне 0,81, як у відкритого кінця хвильоводу.

11.4. Випромінювання H -площинного секторійного рупора

Поле випромінювання знайдемо так само, як і для E -площинного рупора. Для площини E використаємо формулу (11.9), в яку підставимо значення напруженості поля (11.7)

$$\dot{E} = i \frac{E_m}{2\lambda r} \left(1 + \frac{W_c}{W_p} \cos \theta^E \right) e^{-ikr} \int_{-\frac{L_H}{2}}^{\frac{L_H}{2}} \cos \left(\frac{\pi x}{L_H} \right) e^{-ik \frac{x^2}{2R_H}} dx \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{-iky \sin \theta^E} dy,$$

де через a позначено розмір розкриву рупора вздовж осі oy .

Використовуючи інтеграли Френеля, можна записати результат інтегрування

$$\dot{E} = i \frac{6E_m}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\lambda R_H}{2}} e^{-i \left(kr - \frac{\pi \lambda R_H}{4L_H} \right)} \{ [C(v_1) + C(v_2)] - i [S(v_1) + S(v_2)] \} \left(1 + \frac{W_c}{W_p} \cos \theta^E \right) \frac{\sin \left(\frac{ka}{2} \sin \theta^E \right)}{\frac{ka}{2} \sin \theta^E}, \quad (11.16)$$

$$\text{де } v_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{L_H}{\sqrt{\lambda R_H}} \mp \sqrt{\frac{\lambda R_H}{L_H}}.$$

Як видно з формули (11.16), залежність напруженості поля від кута θ повністю збігається з такою самою залежністю (11.1) відкритого кінця хвильоводу. Формула (11.16) відрізняється від формули (11.1) наявністю постійного амплітудного множника та функції сферичної хвилі.

Для визначення поля випромінювання в площині H використаємо формули (11.7) та (11.12). Отже, отримуємо

$$\dot{E} = i \frac{E_m}{2\lambda r} \left(\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H \right) e^{-ikr} \int_{\frac{-L_H}{2}}^{\frac{L_H}{2}} \cos \left(\frac{\pi x}{L_H} \right) e^{ik \left(x \sin \theta^H - \frac{x^2}{2R_H} \right)} dx \int_{\frac{-L_H}{2}}^{\frac{L_H}{2}} dy.$$

Перший з інтегралів можна подати як суму двох інтегралів від експоненціальних функцій

$$\int_{\frac{-L_H}{2}}^{\frac{L_H}{2}} \cos \left(\frac{\pi x}{L_H} \right) e^{ik \left(x \sin \theta^H - \frac{x^2}{2R_H} \right)} dx = \frac{1}{2} \int_{\frac{-L_H}{2}}^{\frac{L_H}{2}} e^{-i \frac{\pi}{2} \left(\frac{2x^2}{\lambda R_H} - \frac{4x \sin \theta^H}{\lambda} - \frac{2x}{L_H} \right)} dx + \frac{1}{2} \int_{\frac{-L_H}{2}}^{\frac{L_H}{2}} e^{-i \frac{\pi}{2} \left(\frac{2x^2}{\lambda R_H} - \frac{4x \sin \theta^H}{\lambda} + \frac{2x}{L_H} \right)} dx.$$

В отриманих інтегралах вирази в круглих дужках перетворюються на повні квадрати за рахунок домноження експонент на сталі величини. Це дозволяє знайти значення пошукуваних функцій кута θ^H за допомогою інтегралів Френеля.

У підсумку отримуємо таке значення напруженості поля в площині H

$$\begin{aligned} \dot{E} = i \frac{6E_m}{4\lambda r} \sqrt{\frac{\lambda R_H}{2}} e^{-ikr} \left(\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H \right) & \left\{ e^{i \frac{\pi \lambda R_H}{4} \left(\frac{1}{L_H} + \frac{2 \sin \theta^H}{\lambda} \right)^2} [C(v_1) + C(v_2) - iS(v_1) - iS(v_2)] + \right. \\ & \left. + e^{i \frac{\pi \lambda R_H}{4} \left(\frac{1}{L_H} - \frac{2 \sin \theta^H}{\lambda} \right)^2} [C(w_1) + C(w_2) - iS(w_1) - iS(w_2)] \right\}, \end{aligned} \quad (11.17)$$

$$\text{де } v_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{L_H}{\sqrt{\lambda R_H}} \mp \sqrt{\lambda R_H} \left(\frac{1}{L_H} + \frac{2 \sin \theta^H}{\lambda} \right) \right]$$

$$\text{та } w_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{L_H}{\sqrt{\lambda R_H}} \pm \sqrt{\lambda R_H} \left(\frac{1}{L_H} - \frac{2 \sin \theta^H}{\lambda} \right) \right].$$

Формула (11.17) повністю збігається з виразом для напруженості поля розкрити у з косинусоїдним розподілом амплітуди та квадратичним розподілом фази, наведеним у підрозділі 6.5, якщо використати позначення ψ_2 для фазового зсуву на краю апертури рупора з розподілу (11.7)

$$\psi_2 = k \frac{L_H^2}{8R_H} = \frac{\pi L_H^2}{4\lambda R_H}. \quad (11.18)$$

Фазові множники у формулі (11.17) в показнику степені експонент мають функції координатного кута θ^H , тому при постійній відстані від антени ($r = \text{const}$)

координатна сферична поверхня не буде еквіфазною. Це означає, що антена не має фазового центра.

Коефіцієнт спрямованої дії визначаємо за допомогою формул (2.37) та (6.13)

$$D_H = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_{-\frac{L_H}{2}}^{\frac{L_H}{2}} E_m \cos\left(\frac{\pi x}{L_H}\right) e^{-i\frac{\pi x^2}{\lambda R_H}} dx \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} dy \right|^2}{\int_{-\frac{L_H}{2}}^{\frac{L_H}{2}} E_m^2 \cos^2\left(\frac{\pi x}{L_H}\right) dx \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} dy}.$$

Інтеграли в чисельнику можна виразити через інтеграли Френеля, а інтеграл в знаменнику легко обчислити, якщо квадрат косинуса виразити через косинус подвійного аргументу. В підсумку отримаємо

$$D_H = \frac{4\pi e R_H}{\lambda L_H} \{ [C(v_1) + C(v_2)]^2 + [S(v_1) + S(v_2)]^2 \}, \quad (11.19)$$

$$\text{де } v_{1,2} = \frac{L_H}{\sqrt{2\lambda R_H}} \mp \frac{\sqrt{2\lambda R_H}}{2L_H}.$$

Залежність КСД ($D_H \frac{\lambda}{e}$ або $D_H \frac{\lambda}{L_E}$) від розміру L_H/λ розкриву H -площинного секторійного рупора наведено на рис. 11.5, б. Рупор, який за певної довжини R_E має максимальне значення КСД, є оптимальним. Для H -площинного рупора з оптимальним розміром L_H/λ відповідає максимальне фазове викривлення $\psi_2 = 3\pi/4$. Використовуючи це значення зсуву ψ_2 та формулу (11.18), знаходимо співвідношення між розмірами оптимального рупора

$$R_H = \frac{L_H^2}{3\lambda}. \quad (11.20)$$

З наведеного значення зсуву ψ_2 видно, що для H -площинного рупора оптимальний фазовий зсув значно більший, ніж E -площинного рупора. Це пояснюється тим, що в розкритті H -площинного рупора вздовж однієї і тієї самої осі (ox) змінюється амплітуда і фаза. Отже, елементи розкриття в H -площинному рупорі збуджуються тим менше, чим далі знаходяться від центра розкриття, а фазові викривлення при віддаленні від центра збільшуються. Таким чином, внесок периферійних елементів у загальне поле випромінювання істотно менший, ніж центральних елементів.

В E -площинному рупорі вздовж осі oy розкриття всі елементи збуджуються з однаковою інтенсивністю. Тому фазові викривлення периферійних елементів впливатимуть на результуюче поле значно більше, ніж такі самі фазові викривлення в H -площинному рупорі.

Коефіцієнт використання площі H -площинного рупора становить 0,64. Ширина ДС в площині H при розмірі L_H , що дорівнює L_E , в H -площинному рупорі буде дещо більшою

$$2\theta_H^{0,5} \approx 67,2^\circ \frac{\lambda}{L_H}, \quad (11.21)$$

що обумовлено, в основному, амплітудною нерівномірністю розподілу поля в розкриві.

11.5. Випромінювання пірамідного рупора

У розкриві пірамідного рупора розподіл поля визначається формулою (11.8). Поле випромінювання можна знайти, підставляючи розподіл (11.8) у вирази (11.9) та (11.12) за відповідних границь інтегрування. Отже, характеристика спрямованості в площині E збігається з розподілом поля E -площинного рупора в просторі (11.10), а в площині H її можна знайти з розподілу поля в просторі H -площинного рупора (11.12), тобто в головних площинах ХС пірамідного рупора знаходять за ХС секторійних рупорів.

Використовуючи формули (2.37), (6.13) та розподіл (11.8), визначимо КСД пірамідного рупора

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_{-\frac{L_H}{2}}^{\frac{L_H}{2}} E_m \cos\left(\frac{\pi x}{L_H}\right) e^{-i\frac{\pi x^2}{\lambda R_H}} dx \int_{-\frac{L_E}{2}}^{\frac{L_E}{2}} e^{-i\frac{\pi y^2}{\lambda R_E}} dy \right|^2}{\int_{-\frac{L_H}{2}}^{\frac{L_H}{2}} E_m^2 \cos^2\left(\frac{\pi x}{L_H}\right) dx \int_{-\frac{L_E}{2}}^{\frac{L_E}{2}} dy}.$$

Значення таких інтегралів були отримані раніше, тому

$$D = \frac{8\pi R_E R_H}{L_E L_H} \left\{ [C(v_1) + C(v_2)]^2 + [S(v_1) + S(v_2)]^2 \right\} C^2\left(\frac{L_E}{\sqrt{2\lambda R_E}}\right) + S^2\left(\frac{L_E}{\sqrt{2\lambda R_E}}\right). \quad (11.22)$$

$$\text{Тут } v_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{L_H}{\sqrt{\lambda R_H}} \mp \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{L_H} \right).$$

Якщо порівняти формулу (11.22) з виразами для КСД секторійних рупорів (11.13) та (11.19), то можна встановити зв'язок між ними

$$D = \frac{\pi}{32} \left(D_E \frac{\lambda}{L_H} \right) \left(D_H \frac{\lambda}{L_E} \right).$$

При цьому потрібно мати на увазі, що у виразі (11.13) величина a замінюється на L_H , а у виразі (11.19) величина b — на L_E .

Співвідношення між розмірами оптимального рупора визначаються з формул (11.14) та (11.20)

$$L_E = \sqrt{2\lambda R_E} \text{ і } L_H = \sqrt{3\lambda R_H}.$$

Коефіцієнт використання площі в оптимальному пірамідному рупорі становить 0,5. Ширину ДС пірамідного рупора визначають в головних площинах виразами (11.15) та (11.21).

11.6. Корекція фазових викривлень

У зв'язку з квадратичним розподілом фазового зсуву в розкритті створення рупорів з вузькими діаграмами спрямованості вимагає виготовлення громіздких конструкцій. Так, наприклад, якщо потрібен рупор з шириною ДС близько 2° , то розмір розкриття L_H згідно з формулою (11.18) має бути не менше ніж 35λ . При цьому згідно з формулою (11.20) довжину рупора необхідно встановити близько 400λ . Навіть у короткохвильовій частині сантиметрового діапазону така довжина рупора перешкоджає використанню антени на практиці. Тому рупори, в яких не вживають спеціальних заходів для корекції фазових викривлень, створюють як слабонапрямлені антени з шириною ДС, не меншою ніж $10^\circ - 15^\circ$.

Зменшення довжини рупора можна досягти використанням багаторупорних антен. У цьому разі антена, розмір розкриття якої згідно з вимогами до ширини ДС, повинен бути довжиною L , складається з n рупорів. Очевидно, що розмір розкриття кожного рупора L' буде в n разів меншим, тобто $L' = L/n$. Довжина кожного рупора R порівняно з однорупорною антеною, розкриття якої характеризується розміром L , зменшується в n^2 разів.

Багаторупорну антену можна розглядати як антенну решітку (рис.11.6). Для синфазного збудження окремих випромінювачів необхідно, щоб шляхи передачі

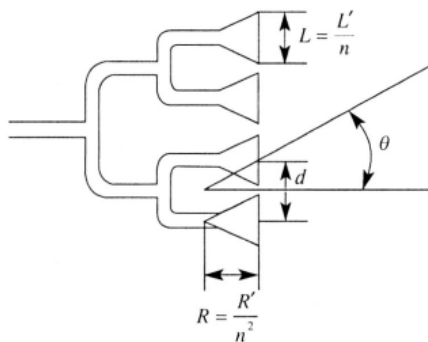


Рис.11.6

електромагнітної енергії від генератора до кожного рупора були однакової довжини. ХС антени визначається як

$$f(\theta) = f_p(\theta) \frac{\sin\left(\frac{nk d}{2} \sin \theta\right)}{\sin\left(\frac{k d}{2} \sin \theta\right)},$$

де $f_p(\theta)$ — ХС окремого рупора;

d — відстань між серединами сусідніх рупорів.

Недолік такої антени полягає в тому, що важко забезпечити синфазність живлення всіх рупорів.

Іншим способом зменшення довжини рупора є використання фазокоректуючих засобів. Так, наприклад, з метою корекції фазових зсувів у розкритті рупора можна встановити лінзу, яка трансформуватиме сферичний або циліндричний фронт хвилі в плоский. При цьому довжину рупора вибирають значно меншою, ніж та, яку визначають з умов оптимальності (11.14) або (11.20).