

М.Д. ІЛЬНОВ, Т.Г. ГУРСЬКИЙ, І.В. БОРИСОВ, К.М. ГРИЦЕНОК

**ЛІНІЇ РАДІОЗВ'ЯЗКУ ТА
АНТЕННІ ПРИБРОЇ**

НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК

КИЇВ – 2018

УДК 621.396.67(075.8)

Л59

Лінії радіозв'язку та антенні пристрої. Навчальний посібник / [М.Д. Ільїнов, Т.Г. Гурський, І.В. Борисов, К.М. Гриценко]. – К.: ВІТІ, 2018. – 250 с.

Навчальний посібник „Лінії радіозв'язку та антенні пристрої” з навчальної дисципліни „Розповсюдження радіохвиль та антенні пристрої” розроблений у відповідності з робочою навчальною програмою і призначений для курсантів, що навчаються за спеціальністю „Військове управління (за видами збройних сил)” за спеціалізацією „Управління діями підрозділів зв'язку”. Крім цього, він може бути корисним курсантам, студентам та слухачам інституту, що навчаються за іншими спеціальностями.

Навчальна дисципліна „Розповсюдження радіохвиль та антенні пристрої” є зв'язуючою ланкою між фундаментальними і військово-технічними дисциплінами. Її основні положення використовуються при вивченні наступних навчальних дисциплін: „Системи мобільного зв'язку”, „Системи та комплекси військового радіозв'язку”, „Радіорелейні, тропосферні та супутникові системи передачі”.

Рецензенти:

Сова О.Я., д.т.н., с.н.с, начальник кафедри автоматизованих систем управління ВІТІ;

Панченко І.В., к.т.н., начальник кафедри спеціальних засобів зв'язку та радіоелектронних засобів ВІТІ.

Рекомендовано Вченою радою ВІТІ в якості навчального посібника.
Протокол № 6 від 28 грудня 2017 р.

ISBN 978-966

© Військовий інститут телекомунікацій та інформатизації

ЗМІСТ

ВСТУП.....	7
РОЗДІЛ I. ОСНОВИ ТЕХНІЧНОЇ ЕЛЕКТРОДИНАМІКИ.....	8
Глава 1. Основні характеристики та рівняння електромагнітного поля.....	8
1.1. Величини, які характеризують електромагнітне поле.....	8
1.2. Електромагнітні параметри та класифікація середовищ.....	12
1.3. Рівняння електромагнітного поля в інтегральній формі.....	14
1.4. Рівняння Максвелла в диференціальній формі.....	16
1.5. Система рівнянь Максвелла в диференціальній формі.....	18
1.6. Система рівнянь Максвелла в комплексній формі.....	19
1.7. Комплексна діелектрична проникність. Поділ середовищ на класи.....	20
1.8. Сторонні джерела електромагнітного поля.....	22
1.9. Граничні умови для векторів електромагнітного поля.....	24
1.10. Теорема Умова-Пойнтінга в комплексній формі.....	26
Контрольні питання до глави 1.....	28
Глава 2. Плоскі хвилі в однорідних середовищах.....	30
2.1. Плоскі хвилі в ідеальних діелектриках.....	30
2.2. Хвильові параметри плоских хвиль у середовищах без втрат	34
2.3. Хвильові параметри плоских хвиль у середовищах з втратами.....	39
2.4. Поляризація плоских хвиль.....	44
Контрольні питання до глави 2.....	47
Глава 3. Розповсюдження плоских хвиль на границі двох однорідних середовищ.....	48
3.1. Нормальне падіння плоскої хвилі на границю розділу двох середовищ.....	48
3.2. Наближені граничні умови Щукіна-Леонтовича.....	51
3.3. Проникнення поля в середовище з втратами. Поверхневий ефект.....	55
3.4. Похиле падіння плоскої хвилі на границю розділу двох середовищ.....	56
3.5. Похиле падіння плоскої хвилі на ідеально провідну поверхню.....	64
Контрольні питання до глави 3.....	66
Глава 4. Випромінювання електромагнітних хвиль.....	68
4.1. Поле випромінювання елементарного електричного диполя..	70
4.2. Аналіз електричних характеристик елементарного електричного диполя.....	71

Контрольні питання до глави 4.....	76
РОЗДІЛ II. ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ РАДІОХВИЛЬ І ТЕОРІЯ АНТЕН.....	78
Глава 5. Основні поняття теорії розповсюдження радіохвиль.....	78
5.1. Основні задачі теорії розповсюдження радіохвиль.....	78
5.2. Класифікація радіохвиль	79
5.3. Розповсюдження радіохвиль у вільному просторі.....	83
5.4. Множник ослаблення.....	86
5.5. Рівняння ідеальної радіопередачі.....	86
5.6. Умови здійснення радіозв'язку.....	89
Контрольні питання до глави 5.....	93
Глава 6. Основи теорії антен.....	94
6.1. Функції антен та відповідні їм характеристики та параметри	94
6.2. Антена, як навантаження генератора.....	95
6.3. Параметри та характеристики антен.....	98
6.4. Симетричний вібратор у вільному просторі та його основні параметри і характеристики.....	110
6.4.1. Симетричний вібратор у вільному просторі.....	110
6.4.2. Розподіл струму уздовж вібратора.....	111
6.4.3. Поле випромінювання симетричного вібратора.....	113
6.4.4. Параметри та характеристики симетричного вібратора у вільному просторі.....	115
6.5. Принципи побудови антенних решіток.....	122
Контрольні питання до глави 6.....	130
РОЗДІЛ III. ЛІНІЇ РАДІОЗВ'ЯЗКУ ТА АНТЕНИ.....	131
Глава 7. Лінії радіозв'язку земних хвиль.....	131
7.1. Електричні параметри земної поверхні.....	131
7.2. Структура поля земної хвилі на границі розділу повітря-земля.....	132
7.3. Розповсюдження земних радіохвиль уздовж плоскої поверхні землі.....	135
7.4. Розповсюдження земних радіохвиль уздовж сферичної поверхні землі.....	136
Контрольні питання до глави 7.....	138
Глава 8. Антени для радіозв'язку земною хвилею.....	139
8.1. Вимоги до антен для радіозв'язку земною хвилею.....	139
8.2. Основні характеристики вертикального несиметричного вібратора.....	140
8.3. Несиметричні антени з верхнім навантаженням.....	142
8.4. Однопроводова антена біжучої хвилі.....	144
8.5. Напівромбічна та Λ -подібна антени.....	148

Контрольні питання до глави 8.....		149
Глава 9. Лінії радіозв'язку іоносферною хвилею.....		150
9.1.	Загальні відомості про іоносферу.....	150
9.2.	Траєкторія розповсюдження радіохвиль в іоносфері. Поняття про максимально застосовну частоту, оптимальну робочу частоту, найменшу застосовну частоту.....	156
9.3.	Особливості ліній радіозв'язку іоносферними хвилями. Вимоги до антен для зв'язку іоносферною хвилею.....	160
9.4.	Анени для КХ радіоліній ближньої та середньої дальності...	161
9.5.	Дахові антени (анени зенітного випромінювання).....	167
9.6.	Анени для магістральних КХ радіоліній.....	170
Контрольні питання до глави 9.....		174
Глава 10. Лінії радіорелейного, тропосферного та супутникового зв'язку.....		175
10.1.	Розповсюдження радіохвиль при високіпіднятих антенах...	175
10.2.	Методика розрахунку напруженості поля в зоні освітленості.....	178
10.3.	Розповсюдження радіохвиль на радіорелейних лініях зв'язку.....	182
10.4.	Розповсюдження радіохвиль на тропосферних лініях зв'язку.....	184
10.5.	Розповсюдження радіохвиль на лініях супутникового зв'язку.....	187
Контрольні питання до глави 10.....		189
Глава 11. Анени УКХ.....		190
11.1. Анени вібраторного типу.....		191
11.1.1.	Анени „хвильовий канал”.....	191
11.1.2.	Логарифмічно-періодична анени.....	196
11.1.3.	Зигзагоподібна анени.....	199
11.2. Дзеркальні параболічні антени.....		202
11.2.1.	Принцип роботи антени з параболічним рефлектором.....	202
11.2.2.	Типи дзеркальних антени.....	203
11.2.3.	Опромінювачі параболічних антени.....	206
Контрольні питання до глави 11.....		208
Глава 12. Живлення антенних пристроїв військових радіостанцій.....		209
12.1. Вимоги до ліній передачі, їх класифікація і типи.....		209
12.2. Узгоджувальні пристрої.....		215
12.2.1.	Необхідність узгодження фідера з антеною.....	215
12.2.2.	Типи узгоджувальних пристроїв.....	217

12.2.3.	Антенні трансформатори для узгодження на реактивних елементах L і C	218
12.2.4.	Реактивні шунти.....	222
12.2.5.	Чвертьхвильовий трансформатор.....	225
12.2.6.	Багатоступінчасті та експоненціальні трансформатори.....	229
12.3. Симетрувальні пристрої.....		232
12.3.1.	Необхідність застосування симетрувальних пристроїв.....	232
12.3.2.	Симетрувальні пристрої приймальних короткохвильових антен.....	233
12.3.3.	Симетрувальні пристрої передавальних короткохвильових антен.....	236
12.3.4.	Симетрувальні пристрої на відрізках довгих ліній.....	239
Контрольні питання до глави 12.....		244
ЛІТЕРАТУРА.....		245
ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК.....		246

ВСТУП

При проектуванні, розгортанні й експлуатації сучасних телекомунікаційних систем необхідно враховувати, що надійна робота кінцевого обладнання значною мірою залежить від якісних показників каналів зв'язку. Якість каналів радіозв'язку, в свою чергу, значною мірою визначається умовами розповсюдження радіохвиль, правильним вибором та експлуатацією антенних пристроїв для кожної лінії та станції радіозв'язку.

Навчальний посібник „Лінії радіозв'язку та антенні пристрої” призначений для вивчення курсантами, що навчаються за спеціальністю „Військове управління (Сухопутні війська)”, основ технічної електродинаміки, закономірностей розповсюдження радіохвиль різних діапазонів частот, принципів роботи антенних пристроїв, що використовуються на наступних лініях радіозв'язку: земною хвилею, іоносферною хвилею, тропосферних, а також радіолініях прямих хвиль.

Матеріал за кожним з перерахованих різновидів радіозв'язку викладено у наступній послідовності:

1) принцип роботи радіолінії та особливості розповсюдження радіохвиль на ній;

2) вимоги до антен, будова, принцип роботи, електричні характеристики і питання експлуатації основних типів антен для даної лінії радіозв'язку.

У заключній главі навчального посібника розглянуті питання, пов'язані з елементами антенно-фідерного тракту (фідерними лініями, узгоджувальними та симетрувальними пристроями та ін.).

Навчальний посібник також може бути корисним для курсантів та слухачів, що навчаються за іншими спеціальностями, при вивченні основ радіозв'язку та принципів побудови, експлуатації і бойового застосування військової техніки радіозв'язку.

РОЗДІЛ І

ОСНОВИ ТЕХНІЧНОЇ ЕЛЕКТРОДИНАМІКИ

ГЛАВА 1. ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТА РІВНЯННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ

1.1. Величини, які характеризують електромагнітне поле

Як відомо з курсу фізики, електромагнітне поле характеризується наступними чотирма векторними величинами:

- 1) \vec{E} , $\left[\frac{\text{В}}{\text{м}}\right]$ – напруженість електричного поля;
- 2) \vec{B} , $\left[\frac{\text{В}\cdot\text{с}}{\text{м}^2}\right]$ – магнітна індукція;
- 3) \vec{D} , $\left[\frac{\text{Кл}}{\text{м}^2}\right]$ – електрична індукція;
- 4) \vec{H} , $\left[\frac{\text{А}}{\text{м}}\right]$ – напруженість магнітного поля.

Далі розмірності усіх величин будуть подаватися у системі одиниць СІ, де діелектрична ϵ_0 та магнітна проникність вакууму μ_0 є величинами, що мають розмірність, та рівними:

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}; \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}. \quad (1.1)$$

Причому швидкість світла у вакуумі рівна:

$$\epsilon = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{м}}{\text{с}}. \quad (1.2)$$

У якості джерел електромагнітного поля виступають електричні заряди q , [Кл], та електричні струми $I = \frac{dq}{dt}$, [А].

Перші два вектори \vec{E} та \vec{B} визначають силу дії електромагнітного поля на заряд q_0 , що рухається у ньому зі швидкістю \vec{v}_0 (рис. 1.1).

Ця сила називається силою Лоренца і дорівнює:

$$\vec{F} = \vec{F}_e + \vec{F}_m = q_0 \vec{E} + q_0 [\vec{v}_0 \vec{B}], \quad (1.3)$$

тобто вона представляє собою суму двох сил, що діють на заряд: силу дії електричного поля $\vec{F}_e = q_0 \vec{E}$ та силу дії магнітного поля $\vec{F}_m = q_0 [\vec{v}_0 \vec{B}]$. З (1.3) видно, що сила дії електричного поля

$$\vec{F}_e = q_0 \vec{E} \quad (1.4)$$

однакова як на нерухомий заряд, так і на рухомий, оскільки швидкість заряду \vec{v}_0 до виразу для сили \vec{F}_e не входить.

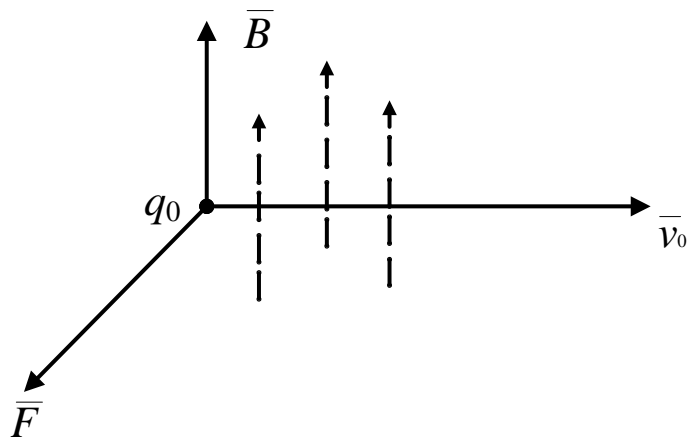


Рис. 1.1

Сила дії магнітного поля принципово залежить від величини та напрямку швидкості заряду \bar{v}_0 :

$$\bar{F}_M = q_0[\bar{v}_0\bar{B}]; F_M = q_0 v_0 B \sin(\widehat{\bar{v}_0\bar{B}}), \quad (1.5)$$

а саме:

сила рівна нулю у випадку нерухомого заряду ($\bar{v}_0 = 0$);

сила рівна нулю і у тому випадку, коли заряд рухається паралельно магнітним силовим лініям вектора (у цьому випадку кут $\widehat{\bar{v}_0\bar{B}} = 0$ і $\sin(\widehat{\bar{v}_0\bar{B}}) = 0$);

сила дії магнітного поля на заряд, що рухається, буде максимальною в тому випадку, коли заряд (або провід з електричним струмом) будуть рухатися перпендикулярно до магнітних силових ліній вектора \bar{B} (в цьому випадку кут $\widehat{\bar{v}_0\bar{B}} = \pm 90^\circ$ та $\sin(\widehat{\bar{v}_0\bar{B}}) = 1$). Ця максимальна сила дії магнітного поля згідно (1.5) і при $|\sin(\widehat{\bar{v}_0\bar{B}}) = 1|$ буде рівна:

$$|F_M|_{\max} = |q_0| \cdot v_0 \cdot B = I_0 \cdot l_0 \cdot B. \quad (1.6)$$

З формул (1.4) – (1.6) можна дати фізичні визначення векторам \bar{E} та \bar{B} .

Вектор \bar{E} . З (1.4) маємо:

$$E = \frac{\bar{F}_e}{|q_0|} = \frac{\bar{F}_e}{q_0^+}. \quad (1.7)$$

З цієї формули слідує, що *вектор напруженості електричного поля \bar{E}* в даній точці простору (точці спостереження) за величиною та напрямком рівний силі дії електричного поля на одиничний позитивний заряд, розміщений в даній точці спостереження.

Якщо в якості джерела електричного поля взяти постійний точковий заряд q , а в точку спостереження (т.с.) помістити так званий пробний

позитивний заряд q_0^+ (рис. 1.2), то як відомо за законом Кулона сила F_e буде рівною:

$$\vec{F}_e = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{q \cdot q_0^+}{r^2} \cdot \vec{r}^\circ \quad (1.8)$$

і тоді для напруженості електростатичного поля від точкового постійного заряду q маємо наступний вираз:

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{q}{r^2} \cdot \vec{r}^\circ. \quad (1.9)$$

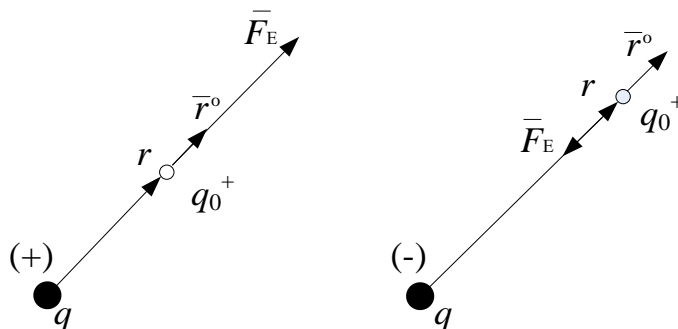


Рис. 1.2

Далі буде показано, що у випадку змінного в часі заряду $q(t)$ вираз для \vec{E} буде більш складним.

На рис. 1.2, у формулах (1.8), (1.9) та у всіх подальших співвідношеннях введені наступні позначення:

q – електричний заряд, джерело поля;

$\vec{r} = \vec{r}^\circ \cdot r$ – радіус-вектор, який проводиться обов'язково із точки джерела в точку спостереження;

\vec{r}° – орт радіус-вектора \vec{r} ;

$\epsilon = \epsilon' \cdot \epsilon_0$ – абсолютна діелектрична проникність середовища;

$\epsilon' = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$ – відносна діелектрична проникність середовища, віднесена до

діелектричної проникності вакууму ϵ_0 ;

$\epsilon' \geq 1$ – величина безрозмірна, що показує у скільки разів діелектрична проникність даного середовища більше за діелектричну проникність вакууму.

З формули (1.4) випливає, що якщо заряди q_0 будуть позитивними, то сила дії \vec{F}_e за напрямом буде співпадати з напрямом вектора \vec{E} і, відповідно, вільні позитивні заряди будуть рухатися у напрямі вектора \vec{E} . Оскільки електричний струм свого часу визначили як рух саме позитивних зарядів, то напрям струму має співпадати з напрямом вектора \vec{E} . Для характеристики напрямку струму вводиться величина $\vec{\delta}$, яка

називається *вектором щільності струму*. Вектор щільності струму пов'язаний з вектором \vec{E} наступним співвідношенням (закон Ома в диференціальній формі):

$$\vec{\delta} = \sigma \cdot \vec{E}; [\delta] = \frac{\text{А}}{\text{м}^2}; [\sigma] = \frac{\text{см}}{\text{м}} = \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}, \quad (1.10)$$

де величина σ також є параметром середовища та називається *питома провідність* середовища.

Сила струму як скалярна величина визначається через вектор щільності струму у вигляді інтегралу:

$$I = \int_S \vec{\delta} \cdot d\vec{s}, \quad (1.11)$$

де S – поверхня, через яку тече струм.

Вектор \vec{B} . З формули (1.6) випливає, що

$$\vec{B} = \frac{|F_M|_{\max}}{I_0 \cdot l_0}, \quad (1.12)$$

тобто *вектор магнітної індукції \vec{B}* за величиною рівний максимальній силі дії магнітного поля на одиничний елемент струму ($I_0 \cdot l_0 = (1\text{А}) \cdot (1\text{м})$).

За напрямком вектор \vec{B} визначається у відповідності з формулою, відомої з курсу фізики для постійного струму:

$$\vec{B} = \frac{\mu}{4\pi} \cdot \frac{I[d\vec{l} \cdot \vec{r}_0]}{r^2}; \mu = \mu' \cdot \mu_0; \mu' = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad (1.13)$$

у якій векторні величини визначаються за правилом правого гвинта (свердлика). Це правило говорить про те, що вектор \vec{B} направлений по дотичній до кола, яке буде описувати головка правого гвинта (ручка правого свердлика), якщо гвинт вкручувати у напрямку струму (або у напрямку елемента струму $I \cdot d\vec{l}$) (рис. 1.3).

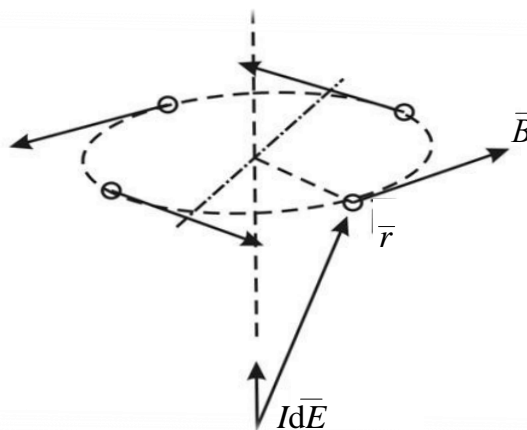


Рис. 1.3

У формулі (1.13) величина μ – це абсолютна магнітна проникність середовища, а μ' – відносна магнітна проникність.

Вектор \bar{D} . Вектор електричної індукції \bar{D} пов'язаний з вектором напруженості електричного поля наступним співвідношенням:

$$\bar{D} = \varepsilon \cdot \bar{E}, \quad (1.14)$$

тобто ці два вектори електричного поля пов'язані між собою через діелектричну проникність середовища ε .

Вектор \bar{H} . Вектор напруженості магнітного поля \bar{H} пов'язаний з вектором магнітної індукції \bar{B} наступним співвідношенням:

$$\bar{B} = \mu \cdot \bar{H}, \quad (1.15)$$

тобто ці два вектори магнітного поля пов'язані між собою через магнітну проникність середовища μ .

1.2. Електромагнітні параметри та класифікація середовищ

Різні середовища з точки зору їх впливу на електромагнітне поле характеризуються трьома параметрами:

- 1) діелектричною проникністю $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon', \left[\frac{\Phi}{M} \right]$;
- 2) магнітною проникністю $\mu = \mu' \cdot \mu_0, \left[\frac{\Gamma_H}{M} \right]$;
- 3) питомою провідністю $\sigma, \left[\frac{1}{\text{Ом}\cdot\text{м}} \right]$.

Ці параметри середовища дозволяють пов'язати між собою всі вектори електромагнітного поля:

$$\bar{D} = \varepsilon \cdot \bar{E}, \bar{B} = \mu \cdot \bar{H}, \bar{\delta} = \sigma \cdot \bar{E}. \quad (1.16)$$

В залежності від характеру цих параметрів середовища поділяються на наступні класи.

1. *Однорідні середовища.* В цих середовищах параметри ε , μ і σ не залежать від координат, тобто в будь-якій точці середовища вони однакові:

$$\varepsilon = \text{const}, \mu = \text{const}, \sigma = \text{const}. \quad (1.17)$$

2. *Неоднорідні середовища.* В цих середовищах або всі три параметри, або хоча б один із них залежать від координат. Наприклад, ε_i та σ_i іоносфери змінюються по мірі збільшення висоти, і це суттєво впливає на розповсюдження радіохвиль у КХ діапазоні ($10 \leq \lambda \leq 100$ м). Тому для неоднорідних середовищ:

$$\varepsilon = \varepsilon(x, y, z). \quad (1.18)$$

3. *Лінійні середовища.* В лінійних середовищах параметри ϵ , μ і σ не залежать від величини та інтенсивності поля, тому залежності $\bar{D} = \epsilon \cdot \bar{E}$, $\bar{B} = \mu \cdot \bar{H}$, $\bar{\delta} = \sigma \cdot \bar{E}$ виходять лінійними (прямо пропорційними).

4. *Нелінійні середовища.* В нелінійних середовищах або всі три параметри, або хоча б один з них залежать від величини (амплітуди) поля:

$$\epsilon = \epsilon(E); \mu = \mu(H); \sigma = \sigma(E). \quad (1.19)$$

В цих середовищах залежності (1.16)

$$\bar{D} = \epsilon(E) \cdot \bar{E}, \bar{B} = \mu(H) \cdot \bar{H}, \bar{\delta} = \sigma(E) \cdot \bar{E} \quad (1.20)$$

будуть мати уже нелінійний характер.

5. *Ізотропні середовища.* В ізотропних середовищах значення параметрів ϵ , μ і σ не залежать від напрямку, тобто характер залежності цих параметрів як в прямому, так і в зворотному напрямку однаковий. У цьому випадку ці параметри будуть скалярними величинами, і тоді згідно (1.16) вектор \bar{D} за напрямком буде співпадати з вектором \bar{E} , вектор \bar{B} – з вектором \bar{H} , вектор $\bar{\delta}$ – з вектором \bar{E} .

6. *Анізотропні середовища.* В анізотропних середовищах або всі три параметри ϵ , μ і σ , або хоча б один з них не є скалярними величинами, а є величинами *тензорними*. Як відомо з курсу вищої математики, тензорна величина характеризується своєю матрицею (таблицею з елементів). Прикладами анізотропних середовищ є іоносфера, у якої тензорною є діелектрична проникність $\|\epsilon\|$, та ферити надвисоких частот (НВЧ), у яких тензорною є магнітна проникність $\|\mu\|$.

Матриці цих тензометрів мають наступний вигляд:

$$\|\epsilon\| = \begin{vmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{vmatrix}; \quad \|\mu\| = \begin{vmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{vmatrix}. \quad (1.21)$$

У цьому випадку відношення (1.16) будуть мати наступний вигляд:

$$\bar{D} = \|\epsilon\| \cdot \bar{E}, \bar{B} = \|\mu\| \cdot \bar{H}, \bar{\delta} = \sigma \cdot \bar{E}. \quad (1.22)$$

Тензорний характер ϵ і μ призводить до того, що вектор \bar{D} не буде співпадати за напрямком з \bar{E} , а вектор \bar{B} – з вектором \bar{H} .

В якості прикладу важливих технічних пристроїв, заснованих на використанні тензорного характеру магнітної проникності $\|\mu\|$, можна привести феритові вентилі у хвилеводах, які падаючу хвилю пропускають через себе, а відбиту, що йде у зворотному напрямку, не пропускають і таким чином виявляються гарними узгоджувальними пристроями.

1.3. Рівняння електромагнітного поля в інтегральній формі

Основними рівняннями електромагнітного поля в інтегральній формі є дослідні закони, записані в математичній формі. Ці рівняння називають рівняннями Максвелла.

Перше рівняння Максвелла. Закон повного струму.

$$\oint \vec{H} \, d\vec{l} = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S} + I_{\Sigma \text{ пр}} = I_{\text{повн}}. \quad (1.23)$$

Фізичний зміст першого рівняння Максвелла або закону повного струму полягає в наступному (рис. 1.4):

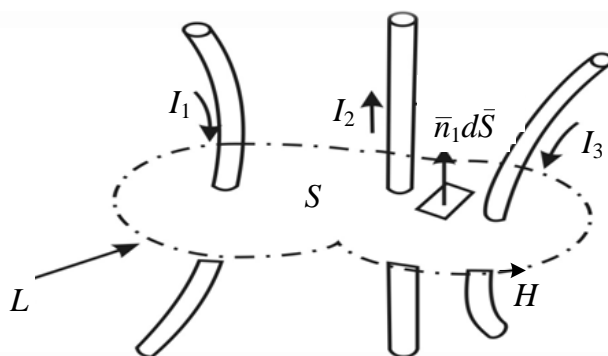


Рис. 1.4

Циркуляція вектора \vec{H} по будь-якому замкненому контуру L (або магніторухома сила) дорівнює повному струму, який перетинає поверхню S , що спирається на даний контур.

Цей повний струм $I_{\text{повн}}$ дорівнює сумі двох повністю різних струмів: струму провідності $I_{\Sigma \text{ пр}}$ та струму зміщення, рівного:

$$I_{\text{зм}} = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S}, \quad (1.24)$$

тобто рівного похідній за часом t від потоку вектора електричної індукції через поверхню S .

Струм провідності $I_{\Sigma \text{ пр}}$ та струм зміщення $I_{\text{зм}}$ подібні між собою тільки у тому, що вони однаково створюють навколо себе магнітне поле \vec{H} . В іншому вони значно відрізняються один від одного. Якщо струм провідності обов'язково пов'язаний з рухом заряджених частинок, і у вакуумі він дорівнює нулю, то струм зміщення може бути і у вакуумі, якщо там буде змінне електричне поле $\vec{D}(t) = \epsilon \vec{E}(t)$. Якщо струм провідності може бути як постійним, так і змінним, то струм зміщення, як це видно із (1.24), може бути тільки змінним.

Струм зміщення у вигляді (1.24) був введений у рівняння (1.23) Максвеллом, що постійно фундаментальним узагальненням загального закону повного струму.

Друге рівняння Максвелла. Закон електромагнітної індукції Фарадея.

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B} d\vec{S} \text{ або } \varepsilon_i = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (1.25)$$

Фізичний зміст цього рівняння або закону електромагнітної індукції полягає в наступному (рис. 1.5).

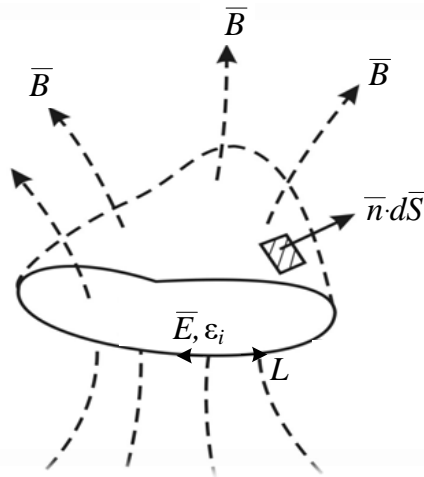


Рис. 1.5

Циркуляція вектора \vec{E} по будь-якому замкнутому контуру L (або електрорушійна сила $-\varepsilon_i$) рівна похідній за часом t від потоку вектора магнітної індукції через поверхню S , що спирається на цей контур, взятій у відповідності з правилом Ленца зі знаком мінус (рис. 1.5).

Фундаментальне узагальнення Максвеллом закону Фарадея полягає у тому, що контур L не обов'язково має бути виконаний з якогось провідного матеріалу, наприклад, з металевого проводу, а що він може бути і уявно проведеним у будь-якому середовищі: у вільному просторі з повітрям, у вакуумі та ін.

Третє рівняння Максвелла або теорема Остроградського-Гауса про потік вектора \vec{D} через замкнену поверхню.

$$\oint_S \vec{D} d\vec{S} = q_\Sigma. \quad (1.26)$$

Фізичний зміст цього рівняння та теореми полягає в тому, що потік вектора електричної індукції \vec{D} за довільною замкненою поверхнею S рівний алгебраїчно сумарному заряду q_Σ , що знаходиться в об'ємі V , обмеженому замкненою поверхнею S . На рис. 1.6 це рівняння та теорема зображені для трьох часткових випадків розташування зарядів q об'єму V .

Четверте рівняння Максвелла є математичним формулюванням дослідного закону про замкнені магнітні силові лінії вектора магнітної індукції \vec{B} (але не вектора \vec{H}) та має вигляд:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} \equiv 0, \quad (1.27)$$

і з точки зору фізичного змісту показує, що потік вектора \vec{B} через довільну замкнену поверхню S тотожно рівний нулю.

З виразу (1.27) слідує, що магнітні силові лінії вектора \vec{B} завжди замкнені, оскільки тільки в такому випадку число ліній, що входять в замкнену поверхню S , буде рівне числу ліній, що виходять з неї (рис. 1.7).

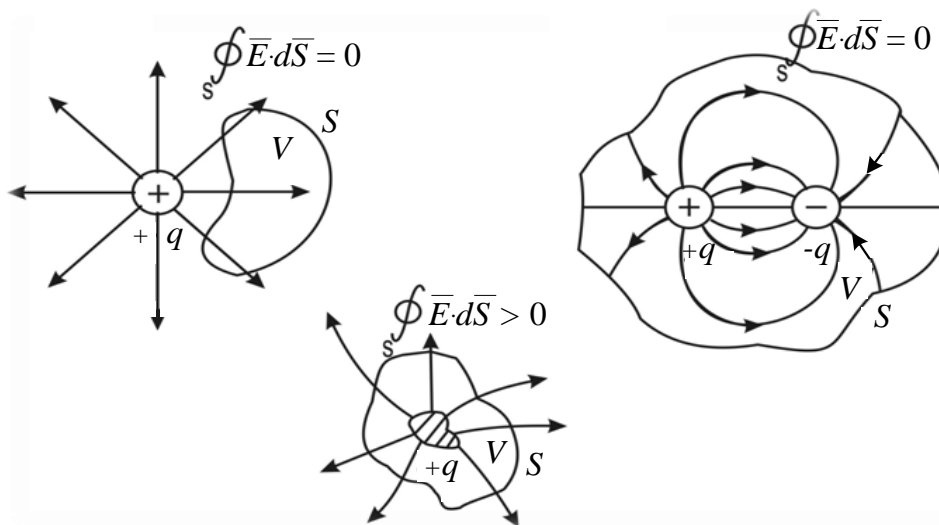


Рис. 1.6

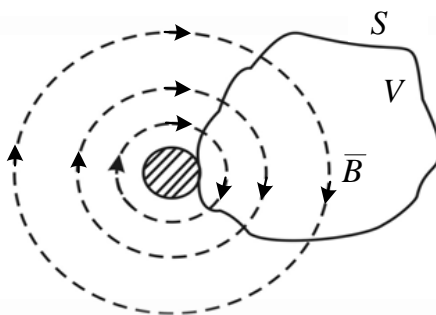


Рис. 1.7

1.4. Рівняння Максвелла в диференціальній формі

Рівняння Максвелла в диференціальній формі отримують із рівнянь в інтегральній формі з використанням математичних теорем Стокса та Гауса:

$$\int_L \vec{a} d\vec{l} = \int_S \text{rot } \vec{a} \cdot d\vec{S}; \quad \oint_S \vec{a} d\vec{S} = \int_V \text{div } \vec{a} \cdot dV. \quad (1.28)$$

Застосовуючи теорему Стокса до правої частини першого рівняння (1.23) та замінюючи в ньому струм провідності на його вираз через інтеграл від вектора щільності струму (1.11) ($I_{\text{пр}} = \int_S \bar{\delta} \cdot \bar{dS}$) отримуємо це рівняння у вигляді:

$$\int_S \text{rot } \bar{H} \cdot \bar{dS} = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \bar{D} \cdot \bar{dS} + \int_S \bar{\delta} \cdot \bar{dS}.$$

Оскільки в цьому рівнянні поверхня S як область інтегрування є довільною, то таке рівняння буде виконуватися тільки за умови рівності підінтегральних функцій в лівій та правих частинах, тобто при виконанні наступного рівняння:

$$\text{rot } \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{\delta}. \quad (1.29)$$

Це рівняння називається *першим рівнянням Максвелла в диференціальній формі*.

Аналогічно з рівняння (1.25) отримується *друге рівняння Максвелла в диференціальній формі*:

$$\text{rot } \bar{E} = - \frac{\partial \bar{B}}{\partial t}. \quad (1.30)$$

Третє рівняння Максвелла в диференціальній формі отримується шляхом застосування математичної теореми Гауса із (1.28) до лівої частини та виразу загального заряду в об'ємі V через інтеграл по об'єму від об'ємної щільності заряду ρ :

$$\rho = \lim \frac{\Delta q}{\Delta V}; [\rho] = \frac{\text{Кл}}{\text{м}^3}. \quad (1.31)$$

При цьому отримуємо $\int_V \text{div } \bar{D} \cdot dV = \int_V \rho \cdot dV$, і оскільки об'єм V як область інтегрування є тут довільним, то приходимо до *третього рівняння Максвелла в диференціальній формі*:

$$\text{div } \bar{D} = \rho. \quad (1.32)$$

Фізичний зміст цього рівняння полягає в тому, що електричні силові лінії починаються на позитивних зарядах ($\text{div } \bar{D} = \rho^+ > 0$, витік), та закінчуються на негативних зарядах ($\text{div } \bar{D} = \rho^- < 0$, втік); в області, де зарядів немає ($\text{div } \bar{D} = 0$ при $\rho = 0$) електричні силові лінії можуть бути і замкнені.

Аналогічно отримуємо *четверте рівняння в диференціальній формі*:

$$\text{div } \bar{B} \equiv 0, \quad (1.33)$$

з якого випливає фізичний висновок: вектор \bar{B} не має ні витоків, ні втоків, і тому його силові лінії замкнені.

1.5. Система рівнянь Максвелла в диференціальній формі

Диференціальні рівняння (1.29), (1.30), (1.32), (1.33) не є самостійними рівняннями, а складають систему диференціальних рівнянь в часткових похідних:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} + \bar{\delta}; \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \bar{D} = \rho; \quad (3) \quad (1.34)$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = 0; \quad (4)$$

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E}; \bar{B} = \mu \bar{H}; \bar{\delta} = \sigma \bar{E}. \quad (5)$$

Рівняння Максвелла в диференціальній формі (1 – 4) у системі (1.34) завжди наводяться з матеріальними рівняннями (5), які пов'язують вектори ЕМП через параметри середовища.

Система рівнянь (1.34) називається *системою рівнянь Максвелла*.

У літературі прийнято записувати перші три рівняння з урахуванням зв'язків у (1.34, 5). Тоді система рівнянь Максвелла приймає наступний вигляд:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \epsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \bar{\delta}; \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \bar{E} = \rho / \epsilon; \quad (3) \quad (1.35)$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = 0; \quad (4)$$

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E}; \bar{B} = \mu \bar{H}; \bar{\delta} = \sigma \bar{E}. \quad (5)$$

Розглянемо якісно фізичний зміст перших двох рівнянь Максвелла. Нехай в будь-якій точці простору є відрізок проводу зі змінним струмом $\delta(t)$ (рис. 1.8).

Тоді у відповідності з першим рівнянням Максвелла навколо цього струму за законом ротора (або за правилом правого гвинта) виникає як наслідок змінне магнітне поле $\bar{H}(t)$. Це змінне магнітне поле буде виступати у другому рівнянні (1.35, 2) в правій частині, у якості причини, та утворить змінне електричне поле $\bar{E}(t)$ знову за законом ротора тільки зі знаком мінус. Утворене у другому рівнянні змінне електричне поле стає причиною у правій частині першого рівняння та створює магнітне поле і т. д. З цього якісного міркування видно, що такий процес буде розповсюджуватися від точки до точки, причому, не миттєво а з кінцевою

швидкістю (далі буде показано, що у вакуумі це буде швидкість світла $c = 3 \cdot 10^8$ м/с).

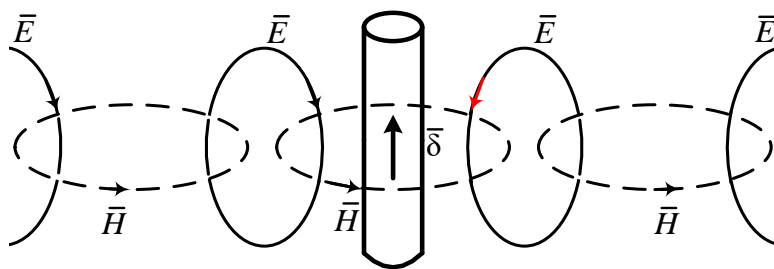


Рис. 1.8

Такий процес взаємної обумовленості змінного електричного та магнітного полів, що розповсюджується у середовищі (у вільному просторі) від точки до точки з кінцевою швидкістю називається електромагнітною хвилею.

1.6. Система рівнянь Максвелла в комплексній формі

Як відомо, якщо якісь величини змінюються в часі за гармонійним законом, тобто за законом $\cos(\omega t + \psi)$, то ефективним методом вирішення диференціальних рівнянь при змінній t є метод комплексних амплітуд. Відповідно до цього методу похідна за часом замінюється множителем $i\omega$ і диференціальні рівняння при змінній t перетворюються в рівняння для комплексних амплітуд.

У відповідності з цим перші два рівняння Максвелла із системи (1.35) в комплексній формі запишуться наступним чином:

$$\text{rot} \dot{\bar{H}}_m = i\omega \epsilon \dot{\bar{E}}_m + \dot{\bar{\delta}}_m; \quad (1)$$

$$\text{rot} \dot{\bar{E}}_m = -i\omega \mu \dot{\bar{H}}_m. \quad (2)$$

В цих рівняннях всі вектори з індексом m та з точкою є комплексними амплітудами векторів. Наприклад, комплексна амплітуда вектора напруженості електричного поля $\dot{\bar{E}}_m$ має наступний докладний вираз:

$$\begin{aligned} \dot{\bar{E}}_m &= (\dot{E}_{mx} \cdot \bar{x}_0 + \dot{E}_{my} \cdot \bar{y}_0 + \dot{E}_{mz} \cdot \bar{z}_0) = \\ &E_{mx} e^{i\psi_x} + E_{my} e^{i\psi_y} + E_{mz} e^{i\psi_z}, \end{aligned} \quad (1.37)$$

де початкові фази $\psi_{x,y,z}$ взяті при косинусоїдальній залежності від часу. Звідси можна дати наступне визначення комплексної амплітуда вектора.

Комплексна амплітуда вектора рівна сумі добутків скалярних комплексних амплітуд складових вектора по осям координат на відповідний орт, взята по всім осям координат.

Якщо відома комплексна амплітуда вектора, то миттєве значення вектора як функції від часу t знаходиться за відомим з методу комплексних амплітуд законом:

$$\bar{E}(t) = \text{Re}(\bar{E}_m e^{i\omega t}). \quad (1.38)$$

1.7. Комплексна діелектрична проникність. Поділ середовищ на класи

Розглянемо перше рівняння Максвелла в комплексній формі у виразі (1.36) докладніше. Для цього виразимо комплексну амплітуду вектора щільності струму \bar{H}_m у ньому через \bar{E}_m відповідно до п'ятого рівняння в (1.35), тобто покладемо

$$\text{rot} \bar{H}_m = i\omega \varepsilon \bar{E}_m + \sigma \bar{E}_m = i\omega \left(\varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega} \right) \bar{E}_m. \quad (1.39)$$

Звернемо увагу на те, що вираз у дужках в правій частині (1.39) має розмірність діелектричної проникності i , відповідно, вся дужка має фізичний зміст діелектричної проникності, але тільки комплексної. Тому вводиться поняття про комплексну діелектричну проникність ε_k середовища, яка дорівнює:

$$\varepsilon_k = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega}. \quad (1.40)$$

Якщо абсолютну діелектричну проникність ε виразити через відносну у вигляді $\varepsilon_k = \varepsilon'_k \cdot \varepsilon_0$ та діелектричну проникність вакууму ε_0 винести за дужки, то отримаємо:

$$\varepsilon'_k = \varepsilon_0 \left(\varepsilon' - i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon'_k, \quad (1.41)$$

де ε'_k – відносна комплексна діелектрична проникність середовища, яка дорівнює:

$$\varepsilon'_k = \varepsilon' - i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega}. \quad (1.42)$$

Підставляючи сюди $\omega = 2\pi f$ і $\varepsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$, та враховуючи, що $\lambda_0(\text{м}) = 3 \cdot \frac{10^8}{f(\text{Гц})}$, отримуємо зручну формулу для інженерних розрахунків ε'_k :

$$\varepsilon'_k = \varepsilon' - i60\sigma\lambda_0, \quad (1.43)$$

де λ_0 – довжина хвилі у вакуумі в метрах.

Розглянемо комплексну діелектричну проникність ϵ_k в (1.40) докладніше. В залежності від відношення дійсної та уявної частин ϵ_k всі середовища можна розділити на три великих класи.

I. *Діелектрики*. Для діелектриків дійсна частина має бути набагато більшою за уявну (хоча б на один порядок):

$$\epsilon \geq 10 \frac{\sigma}{\omega}; \quad \omega = 2\pi f. \quad (1.44)$$

Звідси можна визначити діапазон частот, в якому дане середовище з його ϵ та σ можна рахувати гарним діелектриком (рис. 1.9):

$$f \geq f_{2гр} (\omega \geq \omega_{2гр}), \quad (1.45)$$

де

$$f_{2гр} = \frac{10\sigma}{2\pi\epsilon} = \frac{10\sigma}{2\pi\epsilon_0\epsilon'} = \frac{180\sigma}{\epsilon'} \cdot 10^9 (\text{Гц}). \quad (1.46)$$

Якщо провідність $\sigma = 0$, то середовище буде ідеальним діелектриком у всьому діапазоні частот, оскільки в цьому випадку $f_{2гр} = 0$.

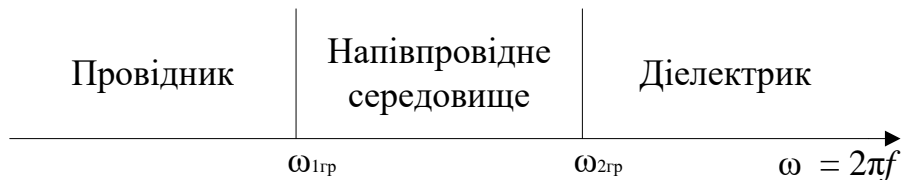


Рис. 1.9

II. *Провідники*. Провідники характеризуються великим значенням провідності σ і, відповідно, для них навпаки, уявна частина повинна бути набагато більшою за дійсну (хоча б на порядок):

$$\frac{\sigma}{\omega} > 10\epsilon. \quad (1.47)$$

Звідси визначається перша гранична частота $f_{1гр}$ та діапазон частот $f \leq f_{1гр}$, де

$$f_{1гр} = \frac{f_{2гр}}{100} = \frac{1,8 \cdot \sigma}{\epsilon'} \cdot 10^9 (\text{Гц}), \quad (1.48)$$

за яких дане середовище з його ϵ та σ можна рахувати гарним провідником.

III. *Напівпровідники*. Для напівпровідників дійсна та умовні частини ϵ_k в (1.40) співрозмірні між собою, відповідно, діапазон частот, в якому середовище поводить себе як напівпровідник, буде лежати в межах від $f_{1гр}$ до $f_{2гр}$, тобто

$$f_{1гр} \leq f \leq f_{2гр}. \quad (1.49)$$

Наприклад, для сухого ґрунту ($\epsilon' = 4$; $\sigma = 10^{-3}$ См/м), з (1.45) та (1.48) отримуємо: $f_{1гр} = 450$ кГц, $f_{2гр} = 100f_{1гр} = 45$ МГц, і, відповідно, навіть сухий ґрунт на порівняно низьких частотах $f \leq f_{1гр} = 450$ кГц ($\lambda \geq 700$ м) буде проявляти себе як гарний провідник. Він стає гарним діелектриком тільки в діапазоні високих частот $f > f_{2гр} = 45$ МГц ($\lambda \leq 7$ м).

Із викладеного можна зробити головний висновок: характер середовища за його впливом на змінне електромагнітне поле визначається не тільки величиною його параметрів ϵ , μ , δ , але суттєво залежить від робочої частоти (довжини хвилі). Одне й теж середовище в діапазоні порівняно низьких частот буде поводити себе як гарний провідник, а в діапазоні порівняно високих частот – як гарний діелектрик.

Гарні (але не ідеальні) діелектрики характеризуються, як відомо, ще й тангенсом кута втрат, який дорівнює відношенню уявної частини ϵ_k до дійсної:

$$\operatorname{tg}\Delta = \frac{\sigma}{\omega\epsilon} = \frac{18\sigma}{\epsilon' \cdot f} \cdot 10^9 \text{ при } f \geq f_{гр}. \quad (1.50)$$

Наприклад, для сухого ґрунту у вище розглянутому прикладі на другій граничній частоті $f_{2гр} = 45$ МГц тангенс кута втрат $\operatorname{tg}\Delta = 0,1$.

1.8. Сторонні джерела електромагнітного поля

Запишемо перше і друге рівняння Максвелла (1.36) в комплексній формі в такому вигляді, щоб в них були розділені джерела та поля, які створюються цими джерелами:

$$\operatorname{rot} \overline{\dot{H}}_m = i\omega\epsilon \overline{\dot{E}}_m + (\overline{\dot{\delta}}_{мст} + i\omega\epsilon \overline{\dot{E}}_{мст}); \quad (1.51)$$

$$\operatorname{rot} \overline{\dot{E}}_m = -i\omega\mu \overline{\dot{H}}_m - i\omega\mu \overline{\dot{H}}_{мст},$$

де величини з індексом „ст” називаються сторонніми джерелами електромагнітного поля. При цьому величина в дужках в правій частині першого рівняння:

$$\overline{\dot{\delta}}_e^{ст} = \overline{\dot{\delta}}_m^{ст} + i\omega\epsilon \overline{\dot{E}}_m^{ст} \quad (1.52)$$

називається стороннім вектором щільності електричного струму (або скорочено – стороннім електричним струмом), а величина в правій частині другого рівняння

$$\overline{\dot{\delta}}_h^{ст} = i\omega\mu \overline{\dot{H}}_m^{ст} \quad (1.53)$$

називається стороннім вектором щільності „магнітного струму” (або скорочено – „магнітним струмом”).

Слова „магнітний струм” взяті в лапки, оскільки магнітних струмів насправді не існує, отже, цей термін вживається по аналогії з електричним струмом.

Найпростішими прикладами та моделями електричного та магнітного джерел є, відповідно, короткий відрізок проводу з струмом провідності $\bar{\delta}_e^{ст}$ в ньому (рис. 1.10 а) і рамка (виток) невеликих розмірів зі стороннім магнітним полем $\bar{H}_m^{ст}$ ($\bar{\delta}_h^{ст}$) на площі рамки (рис. 1.10 б), де L – периметр рамки, I_p – const – струм в рамці.

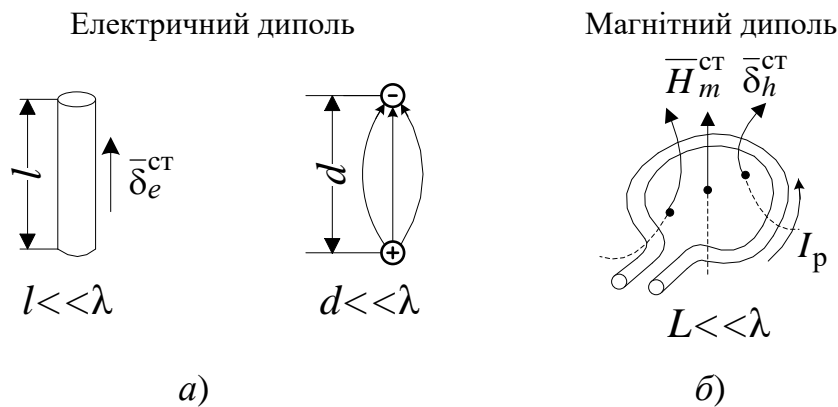


Рис. 1.10

З урахуванням в (1.52) та (1.53) сторонніх джерел система рівнянь Максвелла в комплексній формі приймає наступний вигляд:

$$\text{rot } \bar{H} = i\omega\epsilon_k \bar{E} + \bar{\delta}_e; \quad (1)$$

$$\text{rot } \bar{E} = -i\omega\mu \bar{H} - \bar{\delta}_h; \quad (2)$$

$$\text{div } \bar{E} = \rho/\epsilon; \quad (3) \quad (1.54)$$

$$\text{div } \bar{B} = 0; \quad (4)$$

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E}; \bar{B} = \mu \bar{H}; \bar{\delta} = \sigma \bar{E}. \quad (5)$$

В цих співвідношеннях ми прибрати індекс амплітуди (m) та точки над векторами з метою скорочення запису. В подальшому використовуючи рівняння (1.54), будемо мати на увазі, що вони записані тільки для комплексних амплітуд.

1.9. Граничні умови для векторів електромагнітного поля

В практичних випадках змінне електромагнітне поле розповсюджується не в нескінченному однорідному середовищі, а у просторі, в якому має місце декілька середовищ з різними параметрами. Ці різні середовища розділяються поверхнями (границями) розділу.

Межею розділу називається поверхня, на якій один із параметрів ϵ , μ або σ різко (стрибком) змінюються. Умови яким підпорядковуються вектори поля на межі розділу, називаються *граничними умовами*.

В якості прикладів границь розділу та їх впливу можна навести наступні:

1) при рішенні задачі про поле випромінювання антени, піднятої над землею, доводиться враховувати вплив земної поверхні як границі розділу між повітрям та землею;

2) при розгляді питання про розповсюдження поля у хвилеводах (металевих трубках) границею розділу може бути металічна поверхня труби з провідністю металу $\sigma \rightarrow \infty$.

Ці границі розділу впливають на процес переходу поля з одного середовища в інше.

Необхідність розгляду граничних умов полягає в тому, що рівняння Максвелла є диференціальними рівняннями і, як відомо із вищої математики, мають нескінчену множину розв'язків, а один єдиний розв'язок для даної задачі визначається лише з її граничних умов.

Граничні умови для дотичних складових поля. Нехай два середовища 1 і 2 з параметрами $\epsilon_1, \mu_1, \sigma_1$ та $\epsilon_2, \mu_2, \sigma_2$ відповідно (рис. 1.11) розділені границею розділу. Орт дотичної до границі розділу позначений через $\bar{\tau}_0$, а орт нормалі – через \bar{n}_0 . Виділимо шар товщиною h , що охоплює обидва середовища, та візьмемо на ньому площадку S' з замкненим контуром $L' = a_1 b_1 a_2 b_2$. Нормаль до цієї площадки позначимо через \bar{N}^0 . Із курсу фізики відомо, що граничні умови для дотичних складових векторів \bar{E} та \bar{H} на границі розділу двох реальних середовищ мають вигляд:

$$E_{\tau 2} = E_{\tau 1} \text{ (а); } H_{\tau 2} = H_{\tau 1} \text{ (б).} \quad (1.55)$$

Ці граничні умови говорять про те, що дотичні складові векторів \bar{E} та \bar{H} при переході через границю розділу двох реальних середовищ не змінюються.

Якщо одне із середовищ – дуже гарний провідник (наприклад, метал з $\sigma = 10^7$ См/м), то в багатьох випадках границю розділу розглядають

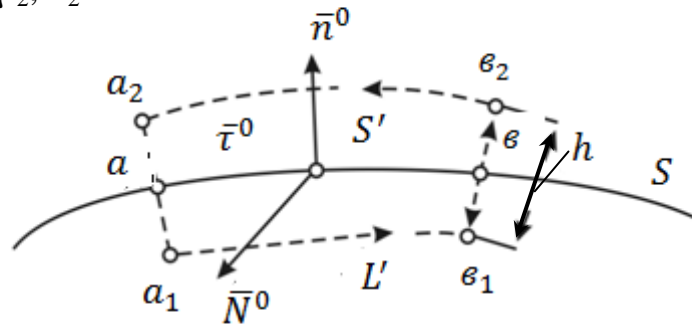
ідеально провідною. Тоді граничні умови (1.55) на поверхні ідеального провідника будуть мати вигляд:

$$E_{\tau} = 0; [\bar{H}_{\tau}, \bar{n}_0] = \bar{\delta}_{\varepsilon}^s, \quad (1.56)$$

де $\bar{\delta}_{\varepsilon}^s$ – вектор поверхневої щільності струму, модель якого можна представити собі у вигляді струму, що протікає по листу металічної фольги; \bar{n}_0 – орт нормалі в провідник (метал).

Область 1

$\varepsilon_2, \mu_2, \sigma_2$



Область 2

$\varepsilon_1, \mu_1, \sigma_1$

Рис. 1.11

Гранична умова (1.56, а) говорить про те, що електричні силові лінії повинні підходити до ідеально провідної поверхні або нормально (перпендикулярно), або дотично але зі зменшенням до нуля густини (оскільки густина силових ліній пропорційна величині поля).

Граничні умови для дотичних складових векторів \bar{B} та \bar{D} виходять із (1.55) шляхом виразу \bar{E} та \bar{H} через \bar{B} та \bar{D} ($E_{\tau} = \frac{D_{\tau}}{\varepsilon}$, $H_{\tau} = \frac{B_{\tau}}{\mu}$):

$$D_{\tau 1} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cdot D_{\tau} (a); B_{\tau 2} = \frac{\mu_2}{\mu_1} \cdot B_{\tau 1} (б), \quad (1.57)$$

звідки слідує, що дотичні складові векторів \bar{D} та \bar{B} при переході через границю розділу змінюються стрибкоподібно на величину відношення діелектричних та магнітних проникностей середовищ.

Граничні умови для нормальних складових поля. Як відомо із курсу фізики, ці граничні умови мають вигляд:

$$D_{2n} - D_{1n} = \xi (a); B_{2n} - B_{1n} = 0 \text{ або } B_{2n} = B_{1n} (б), \quad (1.58)$$

де ξ – поверхнева щільність вільного заряду.

Якщо границя (поверхня) розділу не заряджена спеціальним вільним зарядом ($\xi = 0$), то умова (1.58, а) буде мати вигляд:

$$D_{2n} = D_{1n}, \quad (1.59)$$

тобто нормальні складові векторів D_{1n} і D_{2n} на границях розділу не змінюються.

Нормальні ж складові векторів \vec{E} та \vec{H} будуть змінюватися стрибкоподібно:

$$E_{2n} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot E_{1n}, (a); H_{2n} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \cdot H_{1n} (б). \quad (1.60)$$

1.10. Теорема Умова-Пойнтінга в комплексній формі

Значення теореми Умова-Пойнтінга полягає в тому, що вона кількісно виражає закон збереження енергії (або баланс потужності) для електромагнітного поля в деякому об'ємі V , обмеженому замкненою поверхнею S , в якому є електричні та магнітні сторонні джерела поля $\overline{\delta_e}$ і $\overline{\delta_h}$ (рис. 1.12).

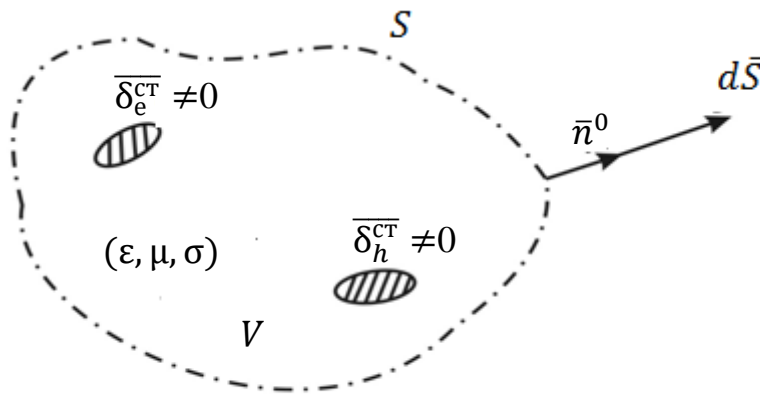


Рис. 1.12

Теорема Умова-Пойнтінга в комплексній формі виводиться із перших двох рівнянь Максвелла в (1.54) шляхом наступних операцій:

запис першого рівняння для спряжених величин;

множення першого рівняння на \vec{E} , а другого – на \vec{H}^* ;

віднімання отриманого другого рівняння від першого;

множення всіх членів на $1/2$ та інтегрування по об'єму V з

використанням теореми Гауса $\oint_S \vec{a} \cdot d\vec{S} = \int_V \text{div } \vec{a} \cdot dV$.

Після всіх цих операцій отримуємо теорему Умова-Пойнтінга в наступному вигляді:

$$\begin{aligned} & -\frac{1}{2} \int_V (\overline{\delta_e} \cdot \vec{E} + \overline{\delta_h} \cdot \vec{H}^*) dV = \\ & = \frac{1}{2} \int_V \sigma \cdot |\vec{E}|^2 dV + \frac{1}{2} \oint_S [\vec{E} \vec{H}^*] \overline{dS} + i\omega \int_V \left(\frac{\varepsilon |\vec{E}_m|^2}{2} - \frac{\mu |\vec{H}_m|^2}{2} \right) dV. \end{aligned} \quad (1.61)$$

В ліву частину цього рівняння входять сторонні джерела поля $\overline{\delta_e}$ та $\overline{\delta_h}$ і, відповідно, вона за фізичним змістом представляє собою комплексну потужність сторонніх джерел:

$$P_{\text{ст}} = -\frac{1}{2} \int_V (\overline{\delta_e} \cdot \overline{E} + \overline{\delta_h} \cdot \overline{H}^*) dV. \quad (1.62)$$

Перший член в правій частині є чисто дійсним, у нього входить питома провідність середовища σ , через яку виражається струм провідності $\overline{\delta} = \sigma \overline{E}$ і, відповідно, перший член потужності теплових втрат P_δ в об'ємі V за рахунок неідеальності діелектрика в цьому об'ємі:

$$P_\delta = \frac{1}{2} \int_V \sigma |\overline{E}|^2 dV. \quad (1.63)$$

Другий член виражається через інтеграл по замкненій поверхні S (рис. 1.12) і, відповідно, він буде представляти не що інше, як потужність, яка випромінюється із об'єму P_Σ через цю замкнену поверхню S . Ця потужність P_Σ називається комплексною *потужністю випромінювання*.

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} \oint_S [\overline{E} \overline{H}^*] \overline{dS}. \quad (1.64)$$

Інтеграл по об'єму в третьому члені правої частини являє собою енергію електромагнітного поля W в цьому об'ємі:

$$W = \int_V \left(\frac{\varepsilon |\overline{E}|^2}{2} - \frac{\mu |\overline{H}|^2}{2} \right) dV. \quad (1.65)$$

Таким чином, баланс потужності для електромагнітного поля можна записати на основі (1.61) – (1.65) в наступному вигляді:

$$P_{\text{ст}} = P_\sigma + P_\Sigma + i\omega W. \quad (1.66)$$

Виходячи із цього, словесне формулювання теореми Умова-Пойнтінга буде таким: комплексна потужність джерел поля витрачається на наступне:

- потужність теплових втрат P_σ в діелектрику об'єму V ;
- комплексну потужність випромінювання P_Σ із об'єму V через замкнену поверхню S , що обмежує його;
- зміни енергії поля в об'ємі W .

Вектор Пойнтінга. Із (1.64) видно, що потужність випромінювання є потік деякого вектора через поверхню S :

$$\overline{\Pi} = \frac{1}{2} [\overline{E} \cdot \overline{H}^*]; \quad [\Pi] = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}. \quad (1.67)$$

Цей вектор $\overline{\Pi}$ називається *вектором Пойнтінга*. За величиною він дорівнює випромінюванню з одиниці площі. Напрямок вектора визначається за правилом векторного добутку та показує напрямок випромінювання або розповсюдження електромагнітної хвилі в просторі (рис. 1.13).

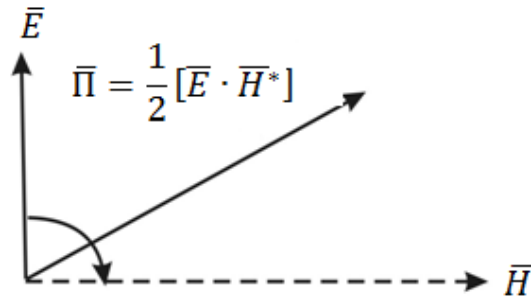


Рис. 1.13

Контрольні питання до глави 1

1. Які основні характеристики електромагнітного поля Ви знаєте та в чому полягає їх фізичний зміст?

2. Чому дорівнюють діелектрична та магнітна проникності вакууму ϵ_0 і μ_0 в системі одиниць СІ, і як через них виражається швидкість світла?

3. Чому дорівнює сила Лоренца і як вона впливає на електричні заряди, що рухаються?

4. Якими параметрами характеризуються середовища? Як класифікуються середовища в залежності від цих параметрів?

5. Запишіть перше і друге рівняння Максвелла в інтегральній формі та поясніть їх фізичний зміст. Що таке струм провідності, струм зміщення і повний струм? Якими співвідношеннями між векторами поля вони пов'язані?

6. Запишіть третє і четверте рівняння Максвелла в інтегральній формі та поясніть їх фізичний зміст. У чому полягає основна властивість силових ліній вектора магнітної індукції \vec{B} ?

7. Запишіть повну систему рівнянь Максвелла в диференціальній формі та поясніть фізичний зміст перших двох рівнянь.

8. Сформулюйте і поясніть на прикладах граничні умови для всіх чотирьох векторів поля. Для чого вводиться поняття граничних умов в теорію електромагнітного поля?

9. Чому випадку гармонійної залежності векторів поля у часі надається особливе значення?

10. В чому полягає метод комплексних амплітуд для векторів? Що таке комплексна амплітуда вектора \vec{E} ?

11. Запишіть вираз для комплексної амплітуди вектора \vec{E}_m , якщо миттєве значення вектора $\vec{E}(t, z)$ задано у вигляді:

$$\vec{E}(t, z) = \vec{x}_0 \cdot 5 \cdot \sin(\omega t - \beta z) + \vec{y}_0 \cdot 4 \cdot \cos(\omega t - \beta z).$$

12. Як визначити миттєве значення дійсного (некомплексного вектора) за відомою комплексною амплітудою? Запишіть вираз для

миттєвого значення $\vec{E}(t, z)$, якщо комплексна амплітуда вектора задана у вигляді $\vec{E} = \vec{x}_0 \cdot e^{-i(\beta z + \frac{\pi}{2})}$.

13. Запишіть повну систему рівнянь Максвелла в комплексній формі.

14. Що таке комплексна діелектрична проникність, що фізично відображають її дійсна та уявна частини, як поділяються середовища в залежності від співвідношення цих частин?

15. В якому діапазоні частот морську воду ($\epsilon' = 80$, $\sigma = 4$ см/м) можна вважати гарним провідником і у якому – гарним діелектриком?

16. Запишіть теорему Умова-Пойнтінга в комплексній формі та поясніть фізичний зміст кожної складової.

17. Що представляє собою вектор Пойнтінга за величиною та напрямком?

ГЛАВА 2. ПЛОСКІ ХВИЛІ В ОДНОРІДНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

2.1. Плоскі хвилі в ідеальних діелектриках

Основні співвідношення і визначення в плоских хвилях. Найпростішим типом хвилі є плоска однорідна хвиля. *Плоскою однорідною хвилею називається така хвиля, електромагнітне поле \vec{E} і \vec{H} якої залежить тільки від однієї декартової координати (наприклад, від z), вздовж якої ця хвиля розповсюджується.*

У площинах, перпендикулярних цьому напрямку, або в поперечних площинах (рис. 2.1), амплітуди і фази полів \vec{E} і \vec{H} є постійними.

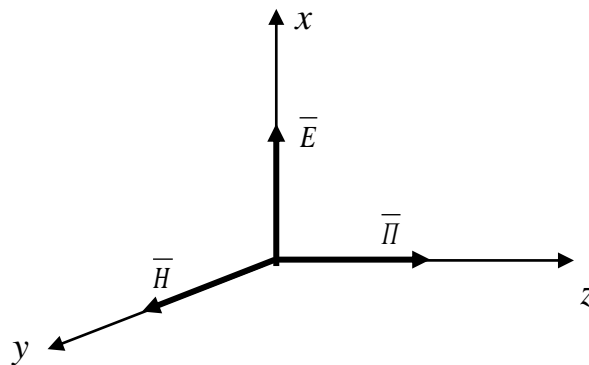


Рис. 2.1

Покажемо, як ці основні положення визначення однорідної плоскої хвилі отримують із розв'язання рівнянь Максвелла. У відповідності з визначенням при розв'язанні рівнянь Максвелла ми повинні покласти поля \vec{E} і \vec{H} залежними тільки від координати z , тобто

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} = \vec{E}(z), \quad \vec{H} = \vec{H}(z), \\ \frac{\partial \vec{E}}{\partial x} = \frac{\partial \vec{E}}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \vec{H}}{\partial x} = \frac{\partial \vec{H}}{\partial y} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

Із самого характеру цих обмежень видно, що в дійсності однорідні плоскі хвилі реально існувати не можуть, вони є ідеалізованим типом хвиль. Проте, їх детальний розгляд має важливе значення за наступними причинами:

– хвильові процеси, загальні для всіх інших типів хвиль, проявляються у найпростішому вигляді саме для однорідних плоских хвиль;

– інші типи хвиль, наприклад, сферичні, в ряді конкретних задач можна наближено вважати плоскими.

Задачу з визначення поля плоских хвиль будемо розв'язувати шляхом безпосереднього інтегрування диференціальних рівнянь Максвелла:

$$\operatorname{rot} \bar{H} = i\omega \varepsilon_{\kappa} \bar{E}; \quad (2.2, a)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -i\omega \mu \bar{H}. \quad (2.2, б)$$

Рівняння Максвелла записані тут без джерел поля у вигляді густини струмів $\bar{\delta}_e$ і $\bar{\delta}_h$, оскільки вважаємо, що поле будемо знаходитися в області поза джерелами.

Представимо обидва вектори \bar{H} і \bar{E} у вигляді суми трьох складових по декартових осях координат і розпишемо операцію $\operatorname{rot} \bar{H}$ у виразі (2.2, a):

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \bar{x}_0 + \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \bar{y}_0 + \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \bar{z}_0 = \\ & = i\omega \varepsilon_{\kappa} E_x \bar{x}_0 + i\omega \varepsilon_{\kappa} E_y \bar{y}_0 + i\omega \varepsilon_{\kappa} E_z \bar{z}_0. \end{aligned}$$

На підставі умов рівняння (2.1) для плоскої хвилі часткові похідні по координатах x та y будуть дорівнювати нулю. З урахуванням цього, і, порівнюючи вирази при однакових ортах, отримаємо:

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega \varepsilon_{\kappa} E_x, \quad \frac{\partial H_x}{\partial z} = i\omega \varepsilon_{\kappa} E_y, \quad E_z = 0. \quad (2.3)$$

Аналогічно із виразу (2.2, б) маємо

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega \mu H_x, \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} = -i\omega \mu H_y, \quad H_z = 0 \quad (2.4)$$

Згрупуємо тепер ці вирази у дві наступні системи:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial E_x}{\partial z} &= i\omega \mu H_y \end{aligned} \right\} \quad (2.5, a)$$

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial H_y}{\partial z} &= i\omega \varepsilon_{\kappa} E_x \end{aligned} \right\} \quad (2.5, б)$$

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial E_y}{\partial z} &= i\omega \mu (-H_x) \end{aligned} \right\} \quad (2.6, a)$$

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial (-H_x)}{\partial z} &= i\omega \varepsilon_{\kappa} E_y \end{aligned} \right\} \quad (2.6, б)$$

Взаємне розташування складових поля і вектора Пойнтінга для системи рівнянь (2.5) показано на рис. 2.2, a, а для системи рівнянь (2.6) – на рис. 2.2, б.

Складова $(-H_x)$ у системі рівнянь (2.6) взята зі знаком „мінус” для того, щоб вектор Пойнтінга, визначений векторним добутком,

$$\bar{\Pi} = \frac{1}{2} [\bar{E} \bar{H}^*],$$

при $\bar{E} = E_y \cdot \bar{y}_0$ і $\bar{H}^* = -H_x^* \cdot \bar{x}_0$ був би направлений в додатному напрямку по орту \bar{z}_0 . У системі рівнянь (2.5) такого штучного прийому робити не потрібно, оскільки векторний вираз із $\bar{E}_x = E_x \cdot \bar{x}_0$ і $\bar{H} = H_y \cdot \bar{y}_0$ безпосередньо дає вектор Пойнтінга, направлений по \bar{z}_0 .

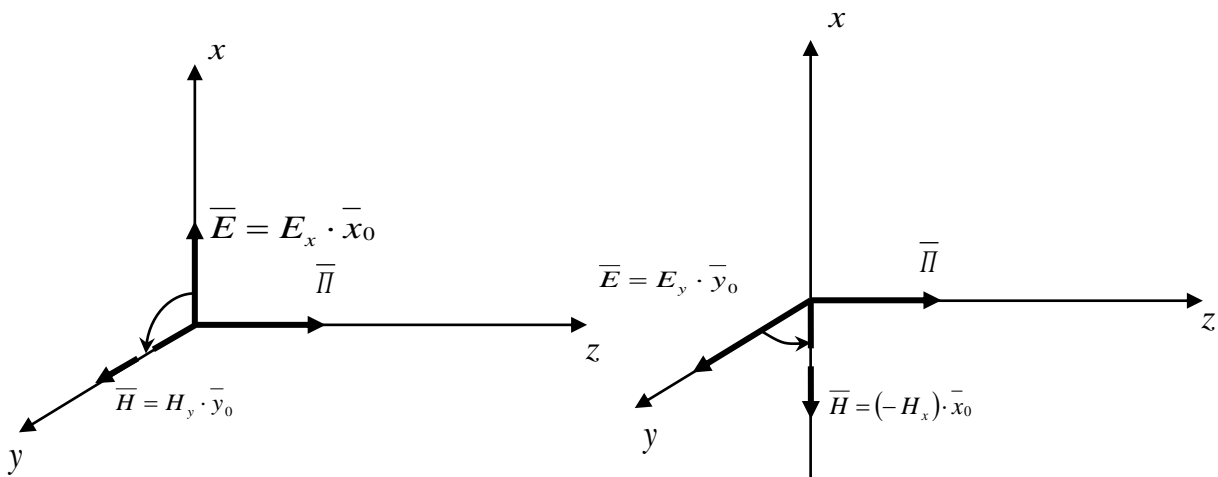


Рис. 2.2, а

Рис. 2.2, б

Із отриманих співвідношень (2.3) і (2.4), а також із систем виразів (2.5) і (2.6) можна зробити наступні висновки про характер поля плоскої хвилі:

1) якщо вважати напрямок розповсюдження хвилі вздовж осі z поздовжнім, то з співвідношень (2.3) і (2.4) видно, що поздовжні складові поля E_z та H_z в однорідній плоскій хвилі відсутні і, таким чином, електричне та магнітне поля стають поперечними відносно напрямку розповсюдження;

2) системи рівнянь для комплексних амплітуд електричного та магнітного поля (2.5) та (2.6) мають такий же вигляд, як системи телеграфних рівнянь у довгих лініях для амплітуд напруги та струму (див. розділ „Довгі лінії” навчальної дисципліни „Теорія електричних кіл”).

Тому і рішення цих систем рівнянь будуть мати такий же вигляд, як для напруги та струму в довгих лініях. Дійсно, взявши похідну по z від

обох частин рівняння (2.5, а) і, підставивши замість $\frac{\partial H_y}{\partial z}$ значення із (2.5, б), отримаємо наступне рівняння другого порядку для E_x :

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial^2 Z^2} - \gamma^2 E_x = 0, \quad (2.7)$$

де

$$\gamma = i\omega\sqrt{\varepsilon_k\mu} = \alpha + i\beta. \quad (2.8)$$

Рівняння (2.7) називається *хвильовим*, а величина γ – *постійною розповсюдження*. Розв’язок хвильового рівняння (2.7) має вигляд:

$$E_x = E_x^+ e^{-\gamma \cdot z} + E_x^- e^{\gamma \cdot z}, \quad (2.9)$$

де перший член описує падаючу хвилю, яка розповсюджується в позитивному напрямку z_0 , а другий член – відбиту, що розповсюджується в зворотному напрямку.

Якщо підставити значення E_x із рівняння (2.9) в (2.5, а), то отримаємо вираз для H_y :

$$H_y = \frac{E_x^+}{Z_{\text{ХВ}}} e^{-\gamma \cdot z} - \frac{E_x^-}{Z_{\text{ХВ}}} e^{\gamma \cdot z}, \quad (2.10)$$

де величина

$$Z_{\text{ХВ}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_k}} \quad (2.11)$$

називається *хвильовим опором середовища*.

Із порівняння перших членів формул (2.9) і (2.10) видно, що амплітуди електричного і магнітного поля в падаючій хвилі пов’язані між собою наступним співвідношенням:

$$H_y^+ = \frac{E_y^+}{Z_{\text{ХВ}}}. \quad (2.12)$$

Розглядаючи цілком аналогічно другу систему рівнянь (2.6), отримаємо наступні розв’язки для складових E_y і $(-H_x)$:

$$E_y = E_y^+ e^{-\gamma \cdot z} + E_y^- e^{\gamma \cdot z}, \quad (2.13)$$

$$(-H_x) = \frac{E_y^+}{Z_{\text{ХВ}}} e^{-\gamma \cdot z} - \frac{E_y^-}{Z_{\text{ХВ}}} e^{\gamma \cdot z}. \quad (2.14)$$

Звідси видно, що в падаючій хвилі, яка описується першими членами, між амплітудами електричного та магнітного поля має місце наступне співвідношення:

$$\left(-H_x^+\right) = \frac{E_y^+}{Z_{\text{ХВ}}}. \quad (2.15)$$

Повне поле плоскої хвилі дорівнюватиме сумі полів для вищерозглянутих двох визначених випадків, тобто

$$\left. \begin{aligned} \bar{E} &= E_x \bar{x}_0 + E_y \bar{y}_0 \\ \bar{H} &= H_y \bar{y}_0 + H_x \bar{x}_0 \end{aligned} \right\}. \quad (2.16)$$

Покажемо, що в падаючій і відбитій плоскій однорідній хвилі вектори електричного і магнітного поля завжди взаємно перпендикулярні.

Для цього із системи рівнянь (2.16) знайдемо скалярний добуток $\bar{E} \cdot \bar{H}$ для падаючої хвилі:

$$\bar{E}\bar{H} = \left(E_x^+ H_x^+ + E_y^+ H_y^+\right) \cdot e^{-2\gamma \cdot z}.$$

Підставляючи сюди значення H_y^+ із (12) і H_x^+ із (2.15) маємо:

$$\bar{E}\bar{H} = \left(-\frac{E_x^+ E_y^+}{Z_{\text{ХВ}}} + \frac{E_y^+ E_x^+}{Z_{\text{ХВ}}}\right) e^{-2\gamma \cdot z} = 0.$$

Видно, що скалярний добуток дорівнюватиме нулю, що вказує на взаємну перпендикулярність векторів \bar{E} і \bar{H} .

2.2. Хвильові параметри плоских хвиль у середовищах без втрат

Хвильовими параметрами плоскої хвилі в середовищі без втрат є наступні: фазова постійна β , довжина хвилі λ , фазова швидкість v_ϕ і хвильовий опір $Z_{\text{ХВ}}$.

Розглянемо кожен із цих параметрів детальніше.

Фазова постійна і довжина хвилі. Постійна розповсюдження γ , що визначається в загальному випадку виразом (2.8), у середовищі без втрат буде величиною уявною:

$$\gamma = i\beta, \quad (2.17)$$

де β дорівнює

$$\beta = \omega \sqrt{\epsilon \mu}. \quad (2.18)$$

Так виходить тому, що в середовищах без втрат ($\sigma = 0$) діелектрична проникність буде не комплексною, а дійсною ($\epsilon_k = \epsilon$). З урахуванням значення постійної розповсюдження γ з виразу (2.17) комплексні амплітуди електричного та магнітного полів у падаючій хвилі, згідно виразів (2.9) і (2.10), будуть змінюватися уздовж шляху розповсюдження за наступним законом:

$$E_x = E_x^+ e^{-i\beta z}, \quad H_y = \frac{E_x^+}{Z_{\text{ХВ}}} e^{-i\beta z}. \quad (2.19)$$

З цих виразів можна зробити наступні висновки:

1) у режимі біжучої хвилі комплексні амплітуди поля плоскої хвилі при її розповсюдженні в середовищах без втрат за модулем не змінюються. При розповсюдженні хвилі на деякому інтервалі Δz змінюються лише фази комплексних амплітуд на величину $\Delta\psi = \beta\Delta z$;

2) параметр β , який є уявною частиною постійної розповсюдження γ , у виразі (2.8) має зміст *фазової постійної*, яка показує на скільки радіан зміниться фаза поля при розповсюдженні хвилі на одиницю довжини. Фазова постійна має розмірність радіан на метр. Іноді фазова постійна задається в градусах на метр. У цьому випадку при підстановці β у вираз (2.19) її потрібно спочатку перевести в розмірність радіан на метр. Фазова постійна для середовищ без втрат у літературі частіше позначається ще через „ k ”:

$$k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}.$$

Відстань на якій фаза поля змінюється на 2π називається *фазовою довжиною хвилі* в даному середовищі. Із цього визначення виходить, що добуток $\beta\lambda$ повинен бути рівним 2π . Оскільки $\beta\lambda = 2\pi$, звідси виходить наступний зв'язок між β і λ :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{2\pi}{\beta}. \quad (2.20)$$

Підставляючи у вираз для λ значення β із виразу (2.18), отримуємо таке співвідношення:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}\sqrt{\epsilon'\mu'}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon'\mu'}},$$

де $\lambda_0 = \frac{2\pi}{\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$ – довжина хвилі у вакуумі; $\beta_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ – фазова постійна у вакуумі.

Для немагнітних діелектриків відносну магнітну проникність μ' можна приблизно прийняти рівною одиниці і тоді довжина хвилі λ в них буде пов'язана з довжиною хвилі у вакуумі λ_0 наступним чином:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon'}}, \quad (2.21)$$

тобто довжина хвилі в діелектрику є меншою від довжини хвилі у вакуумі в $\sqrt{\epsilon'}$ разів.

Структура поля і фазова швидкість. Розглянемо структуру поля однорідної плоскої хвилі в середовищі без втрат. Для цього згідно виразу (2.19) запишемо вираз для миттєвих значень електричного і магнітного поля, як функцію часу t і відстані z :

$$E_x(z, t) = \text{Re}(E_x e^{i\omega t}) = |E_x^+| \cos(\omega t - \beta z + \psi_E), \quad (2.22, a)$$

$$H_y(z, t) = \text{Re}(H_y e^{i\omega t}) = \frac{|E_x^+|}{Z_{\text{ХВ}}} \cos(\omega t - \beta z + \psi_E). \quad (2.22, б)$$

Початкова фаза магнітного поля є рівною початковій фазі електричного поля, тому що хвильовий опір для середовищ без втрат при дійсній діелектричній проникності є активним:

$$Z_{\text{ХВ}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}.$$

Структуру (картину) поля плоскої хвилі для фіксованого моменту часу ($t = t_0$) показано на рис. 2.3.

Якщо час t буде безперервно змінюватися, то ця картина буде постійно рухатись зліва направо. У цьому і буде полягати процес розповсюдження хвилі у вільному просторі.

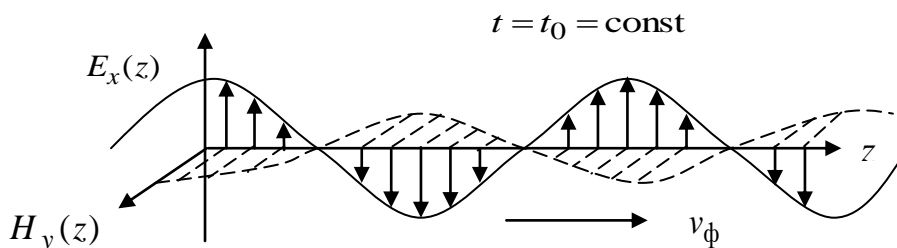


Рис. 2.3

Знайдемо швидкість переміщення будь-якого значення поля, або, як кажуть у цьому випадку, швидкість переміщення будь-якої фази поля. Для цього зафіксуємо (прийнемо постійною) фазу у виразах (2.22) –

$$\omega t - \beta z + \psi_E = \text{const},$$

і візьмемо від неї повний диференціал у припущенні, що час t і відстань z є змінними:

$$\omega dt - \beta dz = 0.$$

Звідси отримуємо вираз для швидкості переміщення фази поля, котра називається *фазовою швидкістю*:

$$v_\phi = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta}. \quad (2.23)$$

Якщо сюди підставити значення фазової постійної β з виразу (2.18), то для v_ϕ отримаємо наступний вираз:

$$v_\phi = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}. \quad (2.24)$$

Відмітимо той факт, що *фазова швидкість у середовищі без втрат визначається тільки двома параметрами середовища – діелектричною та магнітною проникністю і, зокрема, від частоти коливань не залежить*. Це пояснюється тим, що *фазова постійна $\beta = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ для середовищ без втрат залежить від частоти за лінійним законом і тому частоти ω в чисельнику і знаменнику у виразі (2.23) скорочуються*. Цього не буде для середовищ з втратами, оскільки в них комплексна діелектрична проникність сама залежить від частоти, фазова постійна не є лінійною функцією частоти і тому фазова швидкість буде залежати від частоти.

Підставимо у вираз (2.24) ϵ і μ у вигляді $\epsilon = \epsilon'\epsilon_0$ і $\mu = \mu'\mu_0$, враховуючи, що величина

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = c = 3 \cdot 10^8 \left(\frac{\text{м}}{\text{сек}} \right) \quad (2.25)$$

є швидкістю світла у вакуумі, для немагнітних діелектриків з $\mu' = 1$ отримаємо з виразу (2.24) наступне співвідношення між фазовою швидкістю в діелектрику і швидкістю світла у вакуумі:

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{\epsilon'}},$$

де ϵ' – відносна діелектрична проникність середовища.

Звідси видно, що фазова швидкість в ідеальному необмеженому діелектрику менша за швидкість світла у вакуумі.

У вільному просторі приблизно можна вважати, що $v_{\text{ф}} \approx c$.

Хвильовий опір середовища. Як було показано у виразах (2.10) і (2.14), комплексні амплітуди магнітного поля в падаючій і відбитій хвилі виражаються через комплексні амплітуди електричного поля цих хвиль і хвильовий опір $Z_{\text{хв}}$. Для падаючої хвилі з амплітудами E_x^+ і H_y^+ цей зв'язок згідно виразу (2.19) має вигляд:

$$H_y = \frac{E_x}{Z_{\text{хв}}}, E_x = E_x^+ e^{-i\beta z}, \quad (2.26)$$

де хвильовий опір для середовища без втрат дорівнює

$$Z_{\text{хв}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}. \quad (2.27)$$

Розглянемо хвильовий опір із більш загальних позицій. Якщо напрямок розповсюдження хвилі (в нашому випадку вздовж осі z) рахувати повздовжнім, тоді складові поля E_x і H_y будуть поперечними відносно цього повздовжнього напрямку (домовимося позначати їх індексом поперечності \perp , тобто E_{\perp} і H_{\perp}). Тоді хвильовому опору W_0 , який із виразу (2.26) буде рівним відношенню

$$Z_{\text{хв}} = \frac{E_x^+}{H_y^+},$$

можна дати більш загальне визначення через поперечні складові поля в падаючій хвилі:

$$Z_{\text{хв}} = \frac{E_{\perp}^+}{H_{\perp}^+}. \quad (2.28)$$

Це загальне визначення згідно з виразом (2.28) є наступним: *хвильовий опір середовища (або якої-небудь іншої системи передачі електромагнітних хвиль, наприклад, довгої лінії, хвилевода і т.п.) дорівнює відношенню комплексних амплітуд поперечних складових електричного і магнітного поля в падаючій хвилі.*

Хвильовий опір середовища без втрат буде згідно виразу (2.27) активним, оскільки ε і μ – величини дійсні. Відповідно для вакууму

(і наближено для вільного простору) при $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (Гн/м) та $\varepsilon = \varepsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36 \cdot \pi}$ (Ф/м) він буде дорівнювати

$$Z_{\text{хв0}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi \approx 377 \text{ (Ом)}. \quad (2.29)$$

Для звичайних (немагнітних) діелектриків з $\varepsilon = \varepsilon' \varepsilon_0$ і $\mu \approx \mu_0$ із виразів (2.27) і (2.29) одержимо

$$Z_{\text{хв}} = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon'}} \text{ (Ом)}, \quad (2.30)$$

тобто, хвильовий опір діелектриків менший за хвильовий опір вакууму в $\sqrt{\varepsilon'}$ раз.

2.3. Хвильові параметри плоских хвиль у середовищах з втратами

Хвильові параметри. Хвильові параметри плоскої хвилі в середовищах з втратами будуть відрізнятися наступними особливостями.

1. Постійна розповсюдження буде комплексною:

$$\gamma = i\omega\sqrt{\varepsilon_{\text{к}}\mu} = \lambda + i\beta. \quad (2.31)$$

Так виходить в силу комплексного характеру діелектричної проникності:

$$\varepsilon_{\text{к}} = \varepsilon - i\frac{\sigma}{\omega}. \quad (2.32)$$

Комплексна амплітуда електричного (магнітного) поля в падаючій хвилі буде змінюватися в залежності від відстані z за законом

$$E_x = E_x^+ e^{-\gamma z} = E_x^+ e^{-\alpha z} e^{-i\beta z}. \quad (2.33)$$

Звідси видно, що уявна частина постійної розповсюдження

$$\beta = \text{Im}(\gamma) = \text{Im}(i\omega\sqrt{\varepsilon\mu}) \quad (2.34)$$

має зміст розглянутої вище фазової постійної, а дійсна частина – зміст коефіцієнту загасання:

$$\lambda = \text{Re}(\gamma) = \text{Re}(i\omega\sqrt{\varepsilon\mu}). \quad (2.35)$$

Фазова постійна β для середовищ з втратами відповідно до виразу (2.34) буде мати відмінність від β для ідеальних діелектриків з виразів (2.18) у тому, що вона не буде лінійною функцією, оскільки $\varepsilon_{\text{к}}$, як видно з виразу (2.32), також залежить від частоти. Ця обставина обумовлює той

факт, що зміна фази на якомусь інтервалі Δz , що дорівнює $\Delta\psi = \beta\Delta z$, не буде пропорційною частоті, що необхідно для передачі сигналу без змін. *Нелінійна залежність фазової постійної від частоти є дисперсією.* Згідно з цим говорять, що *середовища з втратами володіють дисперсією.* Коефіцієнт загасання α , як видно з виразу (2.33), *обумовлює зменшення (загасання) амплітуди поля за експоненціальним законом.* Він має розмірність непер на метр (Нп/м) і показує, на скільки зменшиться амплітуда при розповсюдженні хвилі на одиницю довжини (метр). Нагадаємо, що загасання на один непер відповідає зменшенню амплітуди в e разів ($e = 2,72$). Часто коефіцієнт загасання задається в децибелах на метр (дБ/м), $1 \text{ Нп} = 8,68 \text{ дБ}$.

2. Довжина хвилі в середовищі з втратами визначається, також, через фазову постійну:

$$\lambda = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi}{\text{Im}(\gamma)}, \quad (2.36)$$

але β потрібно шукати із більш складного виразу (2.34). Відповідно, оскільки β через комплексний характер діелектричної проникності ϵ_k буде залежати від провідності середовища σ , то і довжина хвилі в середовищах з втратами буде залежати від σ .

Знайдемо величину β , λ , α для дуже хороших провідників, для яких ϵ_k із виразу (2.32) можна взяти приблизно у вигляді лише уявної частини:

$$\epsilon_k \approx \frac{\sigma}{i\omega}.$$

Тоді постійна розповсюдження буде дорівнювати

$$\gamma = i\omega\sqrt{\epsilon_k\mu} \approx \sqrt{i\omega\mu\sigma} = \sqrt{\omega\mu\sigma} \cdot e^{i\frac{\pi}{4}} = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} + i\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} = \alpha + i\beta.$$

Звідси видно, що для хороших провідників фазова постійна β і коефіцієнт загасання α за величиною рівні один одному:

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}. \quad (2.37)$$

Довжина хвилі в хороших провідниках згідно з виразом (2.36) визначається наступним чином:

$$\lambda = \frac{2\pi\sqrt{2}}{\sqrt{\omega\mu\sigma}}. \quad (2.38)$$

З виразу (2.37) видно нелінійний характер залежності фазової постійної від частоти, а із виразу (2.38) бачимо залежність довжини хвилі від питомої провідності середовища σ .

3. *Фазова швидкість буде визначатися так само, як і у випадку ідеального діелектрика, за формулою (2.23), тобто*

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{\text{Im}(\gamma)}, \quad (2.39)$$

але, оскільки тепер фазова постійна β не є лінійною функцією частоти ω (наприклад, вираз для β у виразі (2.37)), то фазова швидкість у середовищах із втратами буде залежати від частоти. *Ця обставина також є проявом явища дисперсії.*

4. *Хвильовий опір середовища з втратами буде комплексним:*

$$Z_{\text{ХВ}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon_{\text{к}}}} = |Z_{\text{ХВ}}| e^{i\psi_w}, \quad (2.40)$$

оскільки діелектрична проникність середовища у цьому випадку комплексна. Комплексний характер хвильового опору обумовлює той факт, що магнітне поле в падаючій хвилі, що визначається рівністю

$$H_y^+ = \frac{E_x^+}{Z_{\text{ХВ}}},$$

не буде тепер співпадати за фазою з електричним полем.

5. *Структура (картина) поля плоскої хвилі в середовищі з втратами буде відрізнятися від картини на рис. 2.3 двома наступними особливостями:*

а) амплітуди електричного і магнітного поля вздовж координати z будуть не постійними, а загасати за експоненціальним законом ($\exp(-\alpha z)$);

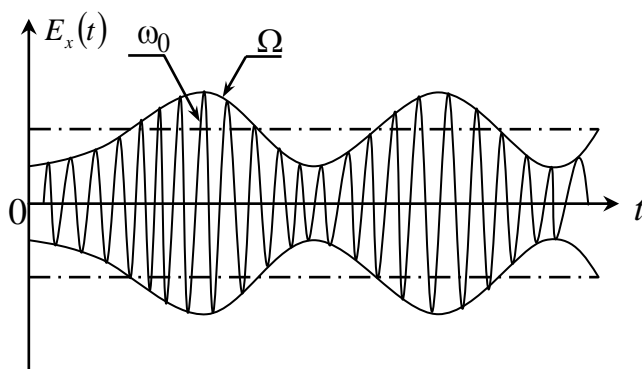
б) електричне і магнітне поле згідно виразу (2.40) не будуть у фазі (між ними буде зсув по фазі, рівний ψ_w).

Групова швидкість розповсюдження. Фазова швидкість, яка була розглянута вище для ідеальних діелектриків і середовищ із втратами, характеризує розповсюдження лише одиночного синусоїдального коливання з частотою ω . Однак, реальні сигнали, за допомогою яких передається необхідна інформація, мають складний спектральний склад, включаючи в себе множину (групу) синусоїдальних коливань з різними частотами. У зв'язку з цим виникає питання: *з якою швидкістю розповсюджується в просторі реальний сигнал?*

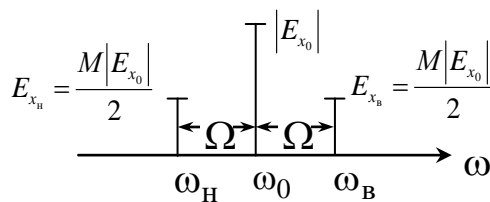
Розглянемо для цього передачу найпростішого амплітудно-модульованого сигналу, часове представлення і спектральний склад якого

зображені на рис. 2.4. Спектр такого сигналу складається із трьох складових: з несучої частоти (ω_0), нижньої бічної ($\omega_{\text{H}} = \omega_0 - \Omega = \omega_0 - \Delta\omega$) і верхньої бічної ($\omega_{\text{B}} = \omega_0 + \Omega = \omega_0 + \Delta\omega$). Кожній із цих частот буде відповідати своя фазова постійна $\beta = \text{Im}(\gamma)$:

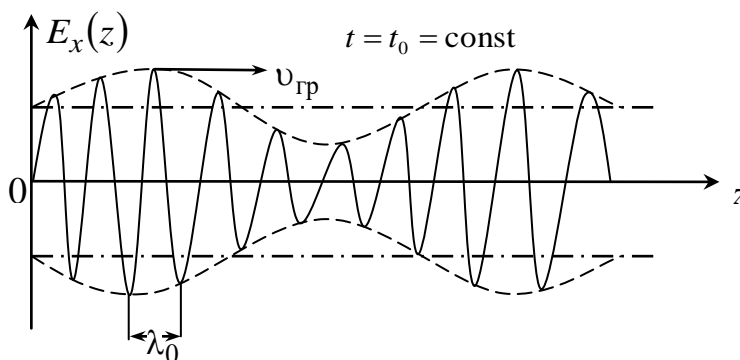
- для несучої частоти – β_0 ;
- для нижньої бічної – $\beta_{\text{H}} = \beta_0 - \Delta\beta$;
- для верхньої бічної – $\beta_{\text{B}} = \beta_0 + \Delta\beta$.



a)



б)



в)

Рис. 2.4

Тоді, миттєві значення для всіх цих складових сигналу, як функції z і t запишуться наступним чином:

$$\left. \begin{aligned} E_0(z, t) &= |E_0| \cos[\omega_0 t - \beta_0 z + \psi_0]; \\ E_H(z, t) &= \frac{M|E_0|}{2} \cos[(\omega_0 - \Delta\omega)t - (\beta_0 - \Delta\beta)z + \psi_H]; \\ E_B(z, t) &= \frac{M|E_0|}{2} \cos[(\omega_0 + \Delta\omega)t - (\beta_0 + \Delta\beta)z + \psi_B] \end{aligned} \right\},$$

де M – індекс (коефіцієнт) амплітудної модуляції, що представляє собою відношення амплітуди первинного сигналу до амплітуди несучого коливання; ψ_0, ψ_B, ψ_H – початкові фази несучого коливання, верхньої та нижньої бічної, відповідно.

Звідси для модульованого сигналу, як суми всіх складових, отримуємо:

$$E(z, t) = |E_0| [1 + M \cos(\Delta\omega t - \Delta\beta z + \psi)] \cos(\omega_0 t - \beta_0 z + \psi_0). \quad (2.41)$$

Вигляд цього сигналу в будь-який фіксований момент часу зображений на рис. 2.4, в. Інформація, що передається, закладена в обвідну сигналу, і у виразі (2.41) вона записана в квадратних дужках. Тому, для визначення швидкості розповсюдження сигналу ми повинні зафіксувати яку-небудь точку на обвідній (рис. 2.4, в) і потім слідкувати за нею при зміні часу t і відстані z . Математично для цього необхідно покласти постійним аргумент косинуса в квадратних дужках виразу (2.41) –

$$\Delta\omega t - \Delta\beta z + \psi = \text{const},$$

і взяти від обох частин рівняння повний диференціал при змінних t і z :

$$\Delta\omega dt - \Delta\beta dz = 0.$$

Звідси отримаємо вираз для швидкості розповсюдження сигналу, який називається *груповою швидкістю*, оскільки вона характеризує розповсюдження групи синусоїдальних складових:

$$V_{\text{гр}} = \frac{dz}{dt} = \frac{1}{\frac{d\beta}{d\omega}}. \quad (2.42)$$

Проаналізуємо групову швидкість для двох випадків середовищ.

1. *Ідеальний діелектрик.* Для нього питомі провідність $\sigma = 0$, діелектрична проникність ϵ величиною реальною, фазова постійна

$\beta = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$ залежить від частоти за лінійним законом. У силу чого похідна від неї за частотою $\frac{d\beta}{d\omega}$ буде дорівнювати співвідношенню $\frac{\beta}{\omega}$, тобто

$$\frac{d\beta}{d\omega} = \frac{\beta}{\omega} = \sqrt{\epsilon\mu}.$$

Тоді, групова швидкість в ідеальному діелектрику буде рівною фазовій швидкості у ньому:

$$v_{\text{гр}} = v_{\text{ф}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}.$$

2. *Середовище з втратами.* У цьому випадку $\sigma \neq 0$, діелектрична проникність ϵ_k є комплексною і залежить від частоти, фазова постійна $\beta = \text{Im}(i\omega\sqrt{\epsilon_k\mu})$, яка рівна уявній частині постійної розповсюдження, залежить від частоти не за лінійним, а за більш складним законом. У силу цього похідна $\frac{d\beta}{d\omega}$ не буде дорівнювати відношенню $\frac{\beta}{\omega}$ і, таким чином, групова швидкість, що визначається виразом

$$v_{\text{гр}} = \frac{1}{d\beta/d\omega},$$

не буде дорівнювати фазовій швидкості:

$$v_{\text{ф}} = \frac{1}{\beta/\omega}.$$

2.4. Поляризація плоских хвиль

Як було показано вище, повне поле плоскої хвилі дорівнює сумі двох поперечних складових по осях x і y , тобто

$$\left. \begin{aligned} \bar{E} &= E_x \bar{x}_0 + E_y \bar{y}_0 \\ \bar{H} &= H_y \bar{y}_0 + H_x \bar{x}_0 \end{aligned} \right\} \quad (2.43)$$

До цього часу ми розглядали плоску хвилю, яка містила лише по одній складовій електричного і магнітного поля: E_x і H_y , або E_y і $(-H_x)$. У цьому випадку як електричне, так і магнітне поле, мали лінійну поляризацію, яка показана на рис. 2.3.

Розглянемо загальний випадок плоскої хвилі, коли згідно з виразом (2.43) електричне і магнітне поле в ній має по дві складові. У цьому випадку матиме місце чи кругова або еліптична поляризація.

Кругова поляризація. Види поляризації на основі виразу (2.43) будемо розглядати на прикладі електричного поля. Для магнітного поля будуть мати місце аналогічні положення.

Для кругової поляризації необхідно, щоб взаємно-перпендикулярні складові поля E_x і E_y були за модулем рівні, а по фазі зсунуті на кут $\pm \pi/2$, тобто

$$E_y = E_x e^{\pm i \cdot \frac{\pi}{2}} = \pm i E_x. \quad (2.44)$$

Тоді, з виразу (2.43) отримаємо наступний вираз для комплексної амплітуди електричного поля з круговою поляризацією:

$$\bar{E} = E_x (\bar{x}_0 \pm i \bar{y}_0). \quad (2.45)$$

Розглянемо спочатку кругову поляризацію, яка відповідає верхньому знаку (+). Підставляючи сюди значення E_x для падаючої хвилі в середовищі без втрат з виразу (2.19), отримаємо комплексну амплітуду електричного поля падаючої хвилі як функцію відстані:

$$\bar{E} = E_x^+ e^{-i\beta z} (\bar{x}_0 + i \bar{y}_0). \quad (2.46)$$

Звідси можна отримати вираз для миттєвого значення поля падаючої хвилі з кругової поляризацією:

$$\bar{E}(z, t) = \text{Re}(\bar{E} \cdot e^{-i\omega t}) = |E_x^+| [\bar{x}_0 \cos(\omega t - \beta z + \psi) - \bar{y}_0 \sin(\omega t - \beta z + \psi)], \quad (2.47)$$

де ψ – початкова фаза E_x^+ .

Розглянемо характер зміни вектора $\bar{E}(t)$ у часі в якій-небудь фіксованій точці простору, наприклад, при $z = 0$. Для цього, поклавши для простоти початкову фазу $\psi = 0$, запишемо вираз (2.47) для точки $z = 0$:

$$\bar{E}(t) = |E_x^+| \cdot (\bar{x}_0 \cdot \cos \omega t - \bar{y}_0 \cdot \sin \omega t). \quad (2.48)$$

Видно, що при $t = 0$ вектор \bar{E} буде направлений вздовж осі x . Протягом часу t почне з'являтися складова за $(-\bar{y}_0)$ і, таким чином, вектор \bar{E} почне обертатися з круговою частотою ω проти годинникової стрілки (рис. 2.5).

Якщо тепер у виразі (2.47) зафіксувати час, наприклад, покласти $t = 0$, а розглядати в якості змінної координату z , то одержимо закон розподілу вектора \bar{E} вздовж шляху розповсюдження хвилі:

$$\bar{E}(z) = |E_x^+| \cdot (\bar{x}_0 \cdot \cos \beta z + \bar{y}_0 \cdot \sin \beta z). \quad (2.49)$$

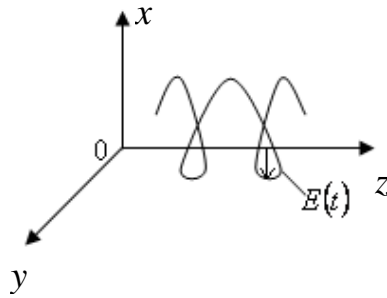


Рис. 2.5

Видно, що при $z = 0$ вектор буде направлений вздовж осі x , а далі при збільшенні z вектор почне повертатися у бік позитивного напрямку осі y . Кінець вектора буде описувати при цьому правогвинтову лінію (рис. 2.5), яка буде навиватися на поверхню циліндра з радіусом $R = |E_x^+|$. Крок гвинтової лінії буде дорівнювати довжині хвилі λ .

При одночасній зміні часу t і відстані z картина поля на рис. 2.5 буде поступово зміщуватись вздовж шляху розповсюдження, тобто вздовж осі z з фазовою швидкістю v_ϕ . Наглядно цей процес можна представити у вигляді поступового руху гвинта м'ясорубки вздовж його осі без обертання самого гвинта. Тоді на такій моделі будуть мати місце наступні аналогії. Якщо ми залишимо рух гвинта, то його гвинтові ребра будуть відображати картину розповсюдження вектора \bar{E} вздовж шляху розповсюдження в будь-який фіксований момент часу (див. гвинтову лінію на рис. 2.5). Якщо ж ми станемо в якому-небудь фіксованому розрізі труби, в якому розміщено гвинт, і почнемо цей гвинт „тягнути” без обернення вздовж труби, то в фіксований розріз будуть підходити все нові і нові ділянки ребер гвинта, створюючи картину обертання вектора $\bar{E}(t)$ проти годинникової стрілки.

На основі загального виразу (2.47) можна знайти положення вектора $\bar{E}(z, t)$ в будь-який момент часу і в будь-якій точці простору.

Такий стан справ з круговою поляризацією, що відповідає знаку (+) в виразах (2.44) і (2.45). Така поляризація називається *поляризацією лівого обертання*.

При знаку (–) у вказаних виразах картина поля на рис. 2.5 буде відрізнятися наступними особливостями:

1) у фіксованій точці при зміні часу вектор буде обертатися вправо за годинниковою стрілкою;

2) у фіксований момент часу при зміні z кінець вектора буде описувати лівогвинтову лінію. Згідно з обертанням вектора з круговою

частотою ω в даному випадку вправо, така поляризація називається *поляризацією правого обертання*.

Еліптична поляризація. Еліптична поляризація поля згідно виразу (2.43) буде мати місце в наступних випадках:

- 1) амплітуди складових за осями x і y за модулем нерівні ($|E_x| \neq |E_y|$), але зсув по фазі між ними дорівнює $\pm \pi/2$;
- 2) амплітуди складових за модулем рівні, але зсув по фазі між ними не дорівнює $\pm \pi/2$;
- 3) амплітуди складових за модулем нерівні і зсув по фазі не дорівнює $\pm \pi/2$ (загальний випадок).

Для еліптичної поляризації картина поля буде відрізнитися від рис. 2.5 тим, що тепер це буде не круговий, а еліптичний циліндр.

Поле з круговою і еліптичною поляризацією випромінюється (приймається) спеціальними антенами, наприклад, спіральними.

Контрольні питання до глави 2

1. Дайте визначення плоскої хвилі.
2. Охарактеризуйте поле плоскої хвилі.
3. Запишіть хвильове рівняння.
4. Як визначається хвильовий опір середовища?
5. Хвильові параметри плоскої хвилі у середовищах без втрат.
6. Хвильові параметри плоскої хвилі у середовищах з втратами.
7. Фізичний зміст фазової постійної та фазової довжини хвилі.
8. Як відрізняється довжина хвилі у діелектрику від довжини у вакуумі?
9. Чим визначається фазова швидкість у середовищі без втрат?
10. Як визначається швидкість світла у вакуумі?
11. Як визначається хвильовий опір середовища?
12. Поясніть поняття дисперсії.
13. Фізичний зміст коефіцієнта загасання.
14. Поясніть поняття групової швидкості розповсюдження. Як вона відрізняється для ідеального діелектрика та середовища з втратами?
15. У яких випадках буде мати місце кругова, лінійна та еліптична поляризація?

ГЛАВА 3. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПЛОСКИХ ХВИЛЬ НА ГРАНИЦІ ДВОХ ОДНОРІДНИХ СЕРЕДОВИЩ

3.1. Нормальне падіння плоскої хвилі на границю розділу двох середовищ

Розглянемо нормальне падіння плоскої хвилі на межу розділу між ідеальним діелектриком і будь-яким середовищем з втратами (рис. 3.1). При своєму падінні з першого середовища в друге хвиля частково відбивається в перше середовище, частково пройде в друге. Згідно з цим в першому середовищі повне поле буде дорівнювати сумі падаючої і відбитої хвиль, а в другому середовищі буде тільки хвиля, яка пройшла (заломлена), тобто в першому середовищі отримуємо:

$$E_1 = E^+ e^{-i\beta_1 z} + E^- e^{i\beta_1 z}; \quad (3.1, a)$$

$$H_1 = \frac{E^+}{Z_{\text{ХВ1}}} e^{-i\beta_1 z} - \frac{E^-}{Z_{\text{ХВ1}}} e^{i\beta_1 z}, \quad (3.1, б)$$

де $\beta_1 = \omega \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}$, $Z_{\text{ХВ1}} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}}$.

У другому середовищі отримуємо:

$$E_2 = E^{\text{пр}} \cdot e^{-\alpha_2 z} \cdot e^{-i\beta_2 z}, \quad \beta_2 = \text{Im}(i\omega \sqrt{\epsilon_{\text{к2}} \mu_2}); \quad (3.2, a)$$

$$H_2 = \frac{E^{\text{пр}}}{Z_{\text{ХВ2}}} \cdot e^{-\alpha_2 z} \cdot e^{-i\beta_2 z}, \quad \alpha_2 = \text{Re}(i\omega \sqrt{\epsilon_{\text{к2}} \mu_2}); \quad (3.2, б)$$

$$Z_{\text{ХВ2}} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_{\text{к2}}}}. \quad (3.2, в)$$

Взаємну орієнтацію векторів \vec{E} і \vec{H} між собою у всіх хвилях та їх орієнтацію відносно осей координат показано на рис. 3.1 і для спрощення запису індекси x в E_x і y в H_y не пишуть.

Поставимо тепер задачу: за відомою амплітудою електричного (магнітного) поля падаючої хвилі E^+ (H^+) знайти амплітуду поля відбитої та заломленої хвиль, тобто E^- , $E^{\text{пр}}$, H^- і $H^{\text{пр}}$.

Цю задачу будемо розв'язувати на основі граничних умов на межі розділу, тобто при $z = 0$. Оскільки плоска хвиля падає на межу розділу нормально, то електричне і магнітне поля в ній будуть до поверхні розділу дотичними. У такому випадку можна застосовувати граничні умови тільки

для дотичних складових поля, які в цьому випадку (для реальних середовищ) будуть виглядати наступним чином:

$$\left. \begin{aligned} E_{1\tau} &= E_{2\tau}; \\ H_{1\tau} &= H_{2\tau}. \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Вважаючи в виразах (3.1) і (3.2) на межі розділу $z = 0$, на основі виразу (3.3) отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} E^+ + E^- &= E^{\text{пр}}; \end{aligned} \right\} \quad (3.4, a)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{E^+}{Z_{\text{хв1}}} - \frac{E^-}{Z_{\text{хв1}}} &= \frac{E^{\text{пр}}}{Z_{\text{хв2}}}. \end{aligned} \right\} \quad (3.4, б)$$

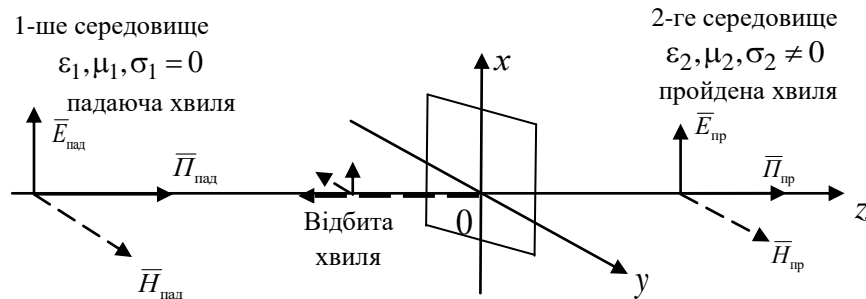


Рис. 3.1

Розв'язавши цю систему рівнянь, отримуємо наступні значення комплексних амплітуд відбитої хвилі (E^-) і хвилі, яка пройшла в друге середовище ($E^{\text{пр}}$), через відому амплітуду падаючої хвилі (E^+):

$$\text{а) } E^- = R \cdot E^+; \quad \text{б) } E^{\text{пр}} = N \cdot E^+, \quad (3.5)$$

де R – коефіцієнт відбиття; N – коефіцієнт проходження;

$$\text{а) } R = \frac{Z_{\text{хв2}} - Z_{\text{хв1}}}{Z_{\text{хв2}} + Z_{\text{хв1}}}; \quad \text{б) } N = \frac{2Z_{\text{хв2}}}{Z_{\text{хв2}} + Z_{\text{хв1}}}. \quad (3.6)$$

Амплітуди магнітного поля відбитої хвилі та заломленої хвиль (H^- і $H^{\text{пр}}$), можна визначити через амплітуди електричного поля цих же хвиль (E^- і $E^{\text{пр}}$):

$$\text{а) } H^- = -\frac{E^-}{Z_{\text{хв1}}}; \quad \text{б) } H^{\text{пр}} = \frac{E^{\text{пр}}}{Z_{\text{хв2}}}, \quad (3.7)$$

або з урахуванням виразів (3.5) і (3.6) – через амплітуду електричного поля падаючої хвилі E^+ :

$$\text{а) } H^- = -R \cdot \frac{E^+}{Z_{\text{XB1}}}; \quad \text{б) } H^{\text{пр}} = \frac{2Z_{\text{XB2}}}{Z_{\text{XB2}} + Z_{\text{XB1}}} \cdot \frac{E^+}{Z_{\text{XB1}}}. \quad (3.8)$$

Оскільки відношення $\frac{E^+}{Z_{\text{XB1}}} = H^+$ являє собою амплітуду магнітного

поля падаючої хвилі H^+ , то H^- і $H^{\text{пр}}$ у виразі (3.8) можна виразити через амплітуду H^+ :

$$\text{а) } H^- = -R \cdot H^+; \quad \text{б) } H^{\text{пр}} = \frac{2Z_{\text{XB2}}}{Z_{\text{XB2}} + Z_{\text{XB1}}} \cdot H^+. \quad (3.9)$$

Розглянемо деякі окремі випадки.

1) *Якщо хвильові опори обох середовищ будуть рівні ($Z_{\text{XB2}} = Z_{\text{XB1}}$), то коефіцієнт відбиття дорівнює нулю ($R = 0$), а коефіцієнт проходження дорівнює одиниці ($N = 1$). Це означає, що відбиття в цьому випадку не буде, і падаюча хвиля повністю переходить в друге середовище. Така ситуація може бути в двох випадках: або друге середовище точно таке ж як і перше (цей випадок тривіальний), або друге середовище спеціальним підбором його параметрів зроблене невідбиваючим. Другий випадок є дуже важливим з точки зору можливих застосувань, але занадто важким за своїм технічним виконанням.*

2) *Якщо друге середовище буде ідеальним провідником, то питома провідність для нього – $\sigma_2 \rightarrow \infty$, комплексна діелектрична проникність за модулем, внаслідок цього, буде також прямувати до нескінченності –*

$$|\varepsilon_{\text{к2}}| = \left| \varepsilon_2 - i \frac{\sigma_2}{\omega} \right| \rightarrow \infty,$$

а комплексне хвильове число за модулем буде наближатися до нуля:

$$|Z_{\text{XB2}}| = \left| \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \right| \rightarrow 0.$$

Коефіцієнт відбиття при цьому буде дорівнювати мінус одному ($R = -1$), а коефіцієнт проходження – нулю ($N = 0$). Вектор електричного поля відбитої хвилі згідно виразу (3.5, а) при $R = -1$ на ідеально провідній поверхні чисельно буде рівним вектору електричного поля падаючої хвилі, а за напрямком – протилежним йому (рис. 3.2).

Внаслідок цього сумарна дотична складова електричного поля виявиться рівною нулю:

$$E_{\tau} = E^+ + E^- = 0,$$

що згідно з граничними умовами для даного випадку і повинно бути.

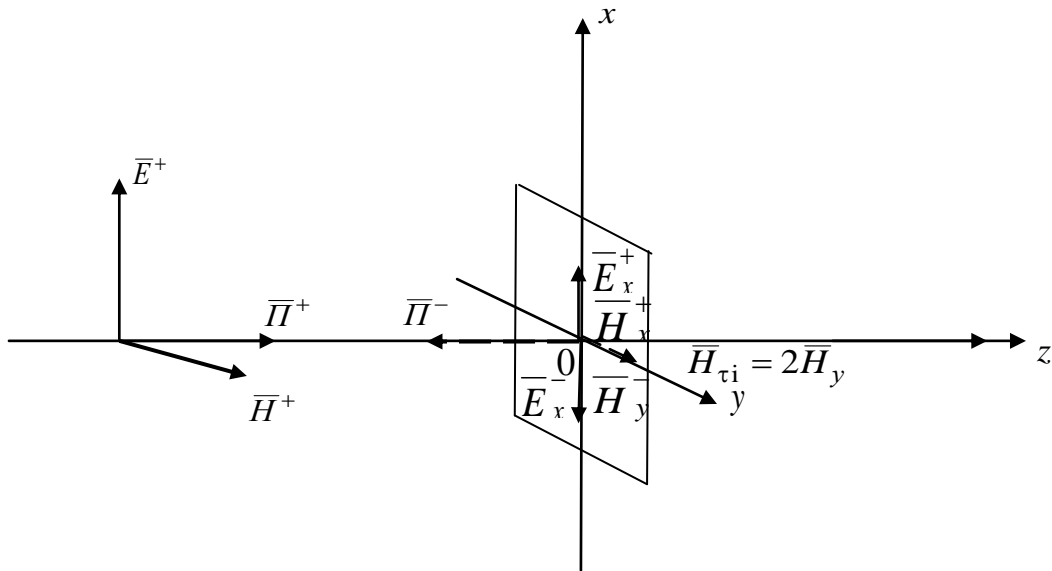


Рис. 3.2

Вектор магнітного поля відбитої хвилі при $R = -1$, як це впливає з виразу (3.9, а), буде рівним і за величиною, і за напрямком вектора магнітного поля падаючої хвилі (див. рис. 3.2). Унаслідок цього сумарна дотична складова магнітного поля на ідеально провідній поверхні $\vec{H}_{\tau i}$ чисельно і за напрямком виходить рівною подвійному вектору магнітного поля падаючої хвилі:

$$\vec{H}_{\tau i} = H^+ + H^- = 2H^+ = \frac{2E^+}{Z_{\text{хв1}}}. \quad (3.10)$$

3.2. Наближені граничні умови Щукіна-Леонтовича

Розглянемо ще один окремий випадок другого середовища, коли воно є хорошим, але реальним (а не ідеальним) провідником. Унаслідок великої практичної важливості цього випадку він виділений окремо.

Поставимо задачу: визначити дотичну складову електричного поля E_{τ} на поверхні хорошого провідника. Це можна зробити на основі співвідношення (3.7, б), так як $E^{\text{пр}}$ і $H^{\text{пр}}$ являються дотичними складовими E_{τ} і H_{τ} :

$$E_{\tau} = Z_{\text{хв2}} \cdot H_{\tau}. \quad (3.11)$$

Однак, при вирішенні практичних задач цим співвідношенням не вдається скористатися внаслідок того, що дотичну складову магнітного поля на межі реального провідника знаходити досить складно. Тому

$H_\tau = H^{\text{пр}}$ знайдемо наближено з виразу (3.8, б) в припущенні, що для хороших провідників хвильовий опір $Z_{\text{хв}2}$ набагато менший за хвильовий опір звичайних діелектриків (зокрема повітря):

$$H_\tau = H^{\text{пр}} \approx \frac{2E^+}{Z_{\text{хв}}}$$

Порівнюючи це наближене значення H_τ з виразом (3.10), бачимо, що воно являє собою значення дотичної складової магнітного поля на ідеально провідній поверхні $\bar{H}_{\tau i}$. Тому, точне співвідношення (3.11) можна замінити наближенням:

$$\bar{E}_\tau \approx Z_{\text{хв}2} \cdot \bar{H}_{\tau i}. \quad (3.12)$$

Оскільки \bar{E}_τ і $\bar{H}_{\tau i}$ як вектори взаємно-перпендикулярні, то вираз (3.12) можна записати в наступній, загальній векторній формі

$$\bar{E}_\tau \approx Z_{\text{хв}2} [\bar{H}_{\tau i} \cdot \bar{n}_0], \quad (3.13)$$

де \bar{n}_0 – орт нормалі в провідне середовище (метал).

Вирази (3.12) і (3.13) називаються *наближеними граничними умовами Шукіна-Леонтовича*. Практична цінність їх полягає у тому, що вони дозволяють визначити малу за величиною дотичну складову електричного поля на межі реального провідника \bar{E}_τ через дотичну складову магнітного поля на межі ідеального провідника $\bar{H}_{\tau i}$, який знаходити набагато легше.

Необхідність визначення \bar{E}_τ на поверхнях провідників виникає в таких практично важливих задачах, як визначення втрат в металевих стінках хвилеводів-резонаторів, антен та інших пристроїв, визначення втрат при розповсюдженні хвиль вздовж провідної поверхні землі і т.п.

Якщо пригадати з теорії електричних кіл вираз для розподілу амплітуди напруги \dot{U}_m вздовж довгої лінії, записаний через коефіцієнт відбиття від навантаження \dot{P}_k :

$$\dot{U}_m = \dot{U}_{m+} e^{-i\beta z} \cdot \left[1 + \dot{P}_k e^{i2\beta z} \right], \quad (3.14)$$

де

$$\dot{P}_k = \frac{Z_{\text{н}} - \rho}{Z_{\text{н}} + \rho}; \quad (3.15)$$

і провести аналогію з нашим випадком, то видно, що процеси в першому середовищі будуть аналогічні процесам в еквівалентній довгій лінії

(рис. 3.3) з хвильовим опором $\rho = Z_{XB1}$ і навантаженій на опір навантаження $Z_H = Z_{XB2}$.

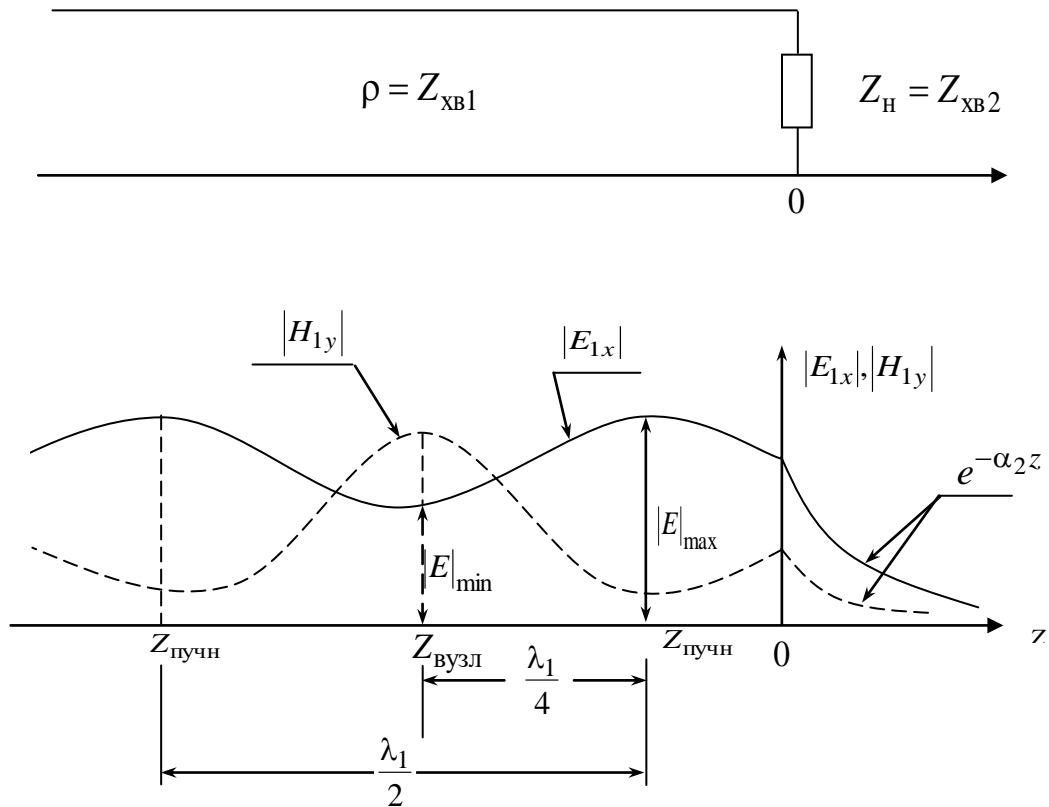


Рис. 3.3

Сумарне поле в першому середовищі. Розглянемо більш детально сумарне поле в першому середовищі, що описується виразами (3.1).

Для електричного поля маємо:

$$E_1 = E^+ \cdot e^{-i\beta_1 z} + E^- \cdot e^{i\beta_1 z},$$

де перший член описує падаючу хвилю, а другий – відбиту.

Якщо винести за дужку складову, що відповідає падаючій хвилі, то отримаємо

$$E_1 = E^+ e^{-i\beta_1 z} \cdot \left(1 + \frac{E^-}{E^+} e^{i2\beta_1 z} \right) \quad (3.16)$$

де відношення

$$\frac{E^-}{E^+} = R = \frac{Z_{XB2} - Z_{XB1}}{Z_{XB2} + Z_{XB1}}, \quad (3.17)$$

як це видно з виразів (3.5) і (3.6), є не що інше, як коефіцієнт відбиття на межі розділу, і тоді другий член в дужках виразу (3.14) буде являти собою

значення коефіцієнта відбиття в будь-якому перетині першого середовища:

$$R(z) = R \cdot e^{i2\beta_1 z}. \quad (3.18)$$

З урахуванням цього вираз (3.14) можна представити у вигляді:

$$E_1 = E^+ e^{-i\beta_1 z} \cdot [1 + R \cdot e^{i2\beta_1 z}]. \quad (3.19)$$

Усі необхідні розрахунки можна проводити за допомогою кругової діаграми повних опорів (провідності), як це робиться для довгих ліній.

Як видно з рис. 3.3, у розподілі сумарного поля в першому середовищі будуть мати місце пучності і вузли електричного і магнітного поля, при цьому графіки розподілу для E і H будуть зсунуті на чверть хвилі ($\lambda_1/4$). Якщо проводити аналогію з довгою лінією, то електричному полю E в першому середовищі буде відповідати напруга в довгій лінії, а магнітному полю H – струм в довгій лінії.

Відношення модуля амплітуди електричного поля у вузлі $|E|_{\min}$ до модуля в пучності $|E|_{\max}$ називається, як відомо, *коефіцієнтом біжучої хвилі (КБХ)*.

Розглянемо деякі випадки середовищ, причому магнітні проникності обох середовищ візьмемо однаковими: $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$.

1) *Друге середовище – ідеальний діелектрик* ($\varepsilon_2 > \varepsilon_1$).

У цьому випадку хвильовий опір другого середовища $Z_{\text{хв}2} = Z_{\text{н}}$, як навантаження буде чисто активним і меншим від хвильового опору першого середовища $Z_{\text{хв}1} = \rho$, як хвильового опору еквівалентної довгої лінії. У цьому випадку згідно з виразом (3.6, а) коефіцієнт відбиття буде величиною від'ємною ($R < 0$) – на межі розділу буде вузол електричного поля і пучність магнітного поля.

2) *Друге середовище – ідеальний діелектрик з* $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$.

У цьому випадку картина розподілу буде зворотною, оскільки $Z_{\text{хв}2} > Z_{\text{хв}1}$, $R > 0$ і на межі розділу буде пучність електричного поля E і вузол магнітного поля H .

3) *Друге середовище – з втратами (загальний випадок)*.

У цьому випадку діелектрична проникність другого середовища буде комплексною:

$$\varepsilon_{\text{к}2} = \varepsilon_2 - i \frac{\sigma_2}{\omega} = |\varepsilon_{\text{к}2}| e^{-i\psi_\varepsilon}, \quad -\frac{\pi}{2} \leq \psi_\varepsilon \leq 0, \quad (3.20)$$

хвильовий опір Z_{XB2} внаслідок цього буде також комплексним, причому індуктивного характеру, оскільки

$$Z_{\text{XB2}} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_{\text{K2}}}} = \sqrt{\frac{\mu_2}{|\epsilon_{\text{K2}}|}} \cdot e^{-i\psi_\epsilon}, \quad -\frac{\pi}{4} \leq \frac{\psi_\epsilon}{2} \leq 0.$$

При такому навантаженні ($Z_{\text{H}} = Z_{\text{XB2}}$) індуктивного характеру в розподілі поля першою від межі розділу буде пучність електричного поля і вузол магнітного поля.

3.3. Проникнення поля в середовище з втратами. Поверхневий ефект

Як було встановлено у виразі (2.33), у середовищі з втратами амплітуда поля зменшується за експоненціальним законом:

$$|E| = |E^{\text{пр}}| \cdot e^{-\alpha z}, \quad (3.21)$$

де α – коефіцієнт загасання, рівний реальній частині постійної розповсюдження γ :

$$\alpha = \text{Re}(\gamma) = \text{Re}(i\omega\sqrt{\epsilon_{\text{K}\mu}}). \quad (3.22)$$

Відстань d від поверхні середовищ із втратами, на якій амплітуда поля зменшується в e разів ($e = 2,72$), називається глибиною проникнення поля в середовище. Як видно зі співвідношення (3.21), глибину проникнення d необхідно визначити з рівності $\alpha d = 1$, звідки слідує, що

$$d = \frac{1}{\alpha}, \quad (3.23)$$

тобто глибина проникнення є величиною, оберненою коефіцієнту загасання.

Розглянемо більш детально вираз для глибини проникнення стосовно добре провідних середовищ, тобто таких, у яких діелектричну проникність ϵ_{K} з виразу (3.20) можна взяти чисто уявною величиною, тобто

$$\epsilon_{\text{K}} \approx \frac{\sigma}{i\omega}.$$

Тоді для цього випадку, як було показано в виразі (2.37), коефіцієнт загасання, обчислений за виразом (3.22), виходить рівним

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}},$$

і, відповідно, формулу для глибини проникнення на основі виразу (3.23) отримаємо у вигляді

$$d = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}. \quad (3.24)$$

Оцінимо величину глибини проникнення для металів. Для них приблизно можна взяти

$$\mu \approx \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \left(\frac{\text{Гн}}{\text{м}} \right),$$

$$\sigma \approx 10^7 \left(\frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}} \right)$$

і тоді з урахуванням $\omega = 2\pi f$ отримаємо наступну розрахункову формулу:

$$d(\text{м}) \approx \frac{1}{2\pi\sqrt{f(\text{Гц})}}.$$

Звідси отримаємо, що на частоті $f = 3 \text{ МГц}$ ($\lambda_0 = 100 \text{ м}$) глибина проникнення в метал буде складати $d \approx 10^{-4} \text{ м}$, або 0,1 мм, а на частоті $f = 300 \text{ МГц}$ ($\lambda_0 = 1 \text{ м}$) вона буде порядку 10^{-5} м , або 0,01 мм.

З виразу (3.24) видно, що глибина проникнення поля в середовище буде тим менша, чим більша питома провідність середовища і чим вища частота коливань (або чим коротша довжина хвилі). Приведені дані про порядок величини d в металах показують, що *поле в метали проникає лише на глибину дуже тонкого шару на поверхні. Цей ефект в металах називається поверхневим ефектом (скін-ефектом).*

Виходячи зі змісту поняття глибини проникнення, можна дати наступні рекомендації:

- 1) товщина стінок металевих екранів, призначених для екранування різного роду радіотехнічних елементів (котушок індуктивності та ін.) повинна бути більше глибини проникнення d ;
- 2) у тих випадках, коли ми зацікавлені у великій глибині проникнення поля в провідне середовище, необхідно працювати на порівняно низьких частотах (або дуже довгих хвилях).

3.4. Похиле падіння плоскої хвилі на границю розділу двох середовищ

Постановка задачі та основні визначення. Нехай плоска хвиля з полем \vec{E}^+ і \vec{H}^+ падає похило в напрямку $0z'$ (рис. 3.4) на плоску межу

розділу між двома ідеальними діелектриками: (I) з параметрами ϵ_1, μ_1 і (II) з параметрами ϵ_2, μ_2 . У довільній точці межі розділу проведемо нормаль (n) і сумістимо з нею вісь координат Oz . Площина, проведена через напрям падіння плоскої хвилі Oz' і нормаль до межі розділу (n), називається площиною падіння.

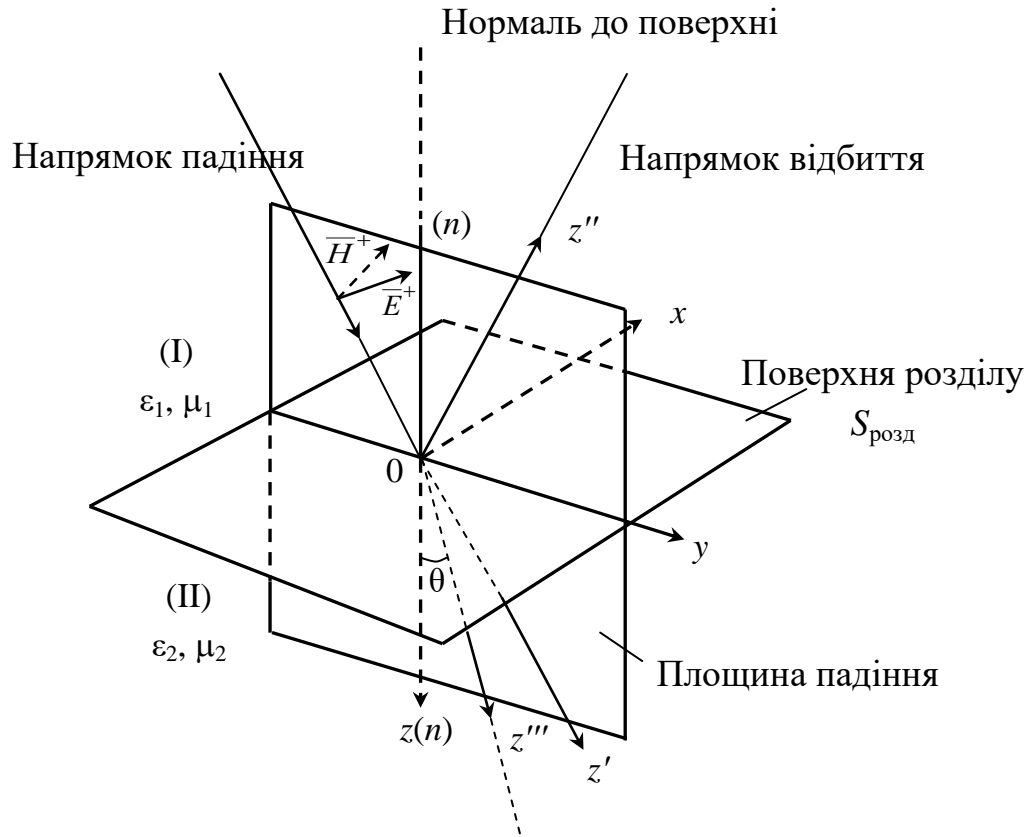


Рис. 3.4

При своєму падінні на межу розділу плоска хвиля частково відіб'ється в напрямку Oz'' , а частково пройде в друге середовище в напрямку Oz''' .

Кути φ , $\varphi_{\text{від}}$ і θ між цими напрямками і нормаллю, які показано на рис. 3.4, називаються, відповідно, *кутами падіння, відбиття і заломлення*.

Падаюча, відбита і заломлена хвилі будуть описуватися наступними виразами:

$$\left. \begin{aligned} \bar{E}^+ &= \bar{E}_m^+ e^{-i\beta_1 z'}, \quad \bar{E}^- = \bar{E}_m^- e^{-i\beta_1 z''}, \quad \beta_1 = \omega \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} \\ \bar{E}^{\text{пр}} &= \bar{E}_m^{\text{пр}} e^{-i\beta_2 z'''} \end{aligned} \right\}, \quad (3.25)$$

де \bar{E}_m^+ , \bar{E}_m^- , $\bar{E}_m^{\text{пр}}$ – комплексні амплітуди векторів електричного поля трьох хвиль у точці падіння („0"); β_1 і β_2 – фазові постійні ідеальних діелектриків першого і другого середовища.

За допомогою формул перетворення координат при повороті осей, координати z', z'', z''' можна виразити через координати y і z (див. рис. 3.4), таким чином:

$$\begin{aligned} z' &= z \cos \varphi + y \sin \varphi, \\ z'' &= -z \cos \varphi_{\text{від}} + y \sin \varphi_{\text{від}}, \\ z''' &= z \cos \theta + y \sin \theta. \end{aligned} \quad (3.26)$$

На площині розділу координата $z=0$, тоді з виразів (3.25) ми отримуємо наступні закони зміни фаз усіх трьох хвиль уздовж координати y :

$$\begin{aligned} \psi_{\text{пад}} &= (\beta_1 \sin \varphi), \\ \psi_{\text{від}} &= (\beta_1 \sin \varphi_{\text{від}})y, \\ \psi_{\text{пр}} &= (\beta_2 \sin \theta)y. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Оскільки закон зміни фази єдиного поля, як суми полів усіх трьох хвиль, повинен бути єдиним, то всі фази у виразі (3.27) при кожному значенні координати y повинні бути рівними. А це може бути лише при рівності

$$\beta_1 \sin \varphi = \beta_1 \sin \varphi_{\text{від}} = \beta_2 \sin \theta. \quad (3.28)$$

Звідси одержуємо наступний зв'язок між кутами падіння, відбиття і заломлення:

$$\varphi_{\text{від}} = \varphi_{\text{пад}} = \varphi, \quad \sin \theta = \frac{\beta_1}{\beta_2} \sin \varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \mu_1}{\varepsilon_2 \mu_2}} \cdot \sin \varphi. \quad (3.29)$$

Параметр $n_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \cdot \mu_1}{\varepsilon_2 \cdot \mu_2}}$ називається відносним коефіцієнтом заломлення.

У звичайних (немагнітних) діелектриків приблизно можна вважати $\mu_1 = \mu_2$ і тоді n_{12} для них буде дорівнювати :

$$n_{12} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}. \quad (3.30)$$

З цього співвідношення видно, що якщо друге середовище буде володіти діелектричною проникністю більшою, ніж у першого середовища, то $n_{12} < 1$, і тоді в силу того, що

$$\sin \theta = n_{12} \sin \varphi < \sin \varphi,$$

кут заломлення θ буде меншим за кут падіння. Це означає, що напрямок заломленої хвилі Oz''' буде притискатися до нормалі. Такий випадок буде мати місце при падінні хвилі, наприклад, з повітря в який-небудь діелектрик (рис. 3.4).

Якщо ж хвиля буде падати з одного діелектрика в інший, для яких $\epsilon_1 > \epsilon_2$ (наприклад, з деякого діелектрика у повітря), то $n_{12} > 1$, $\theta > \varphi$ і напрямок заломленої хвилі притискається до межі розділу (рис. 3.5).

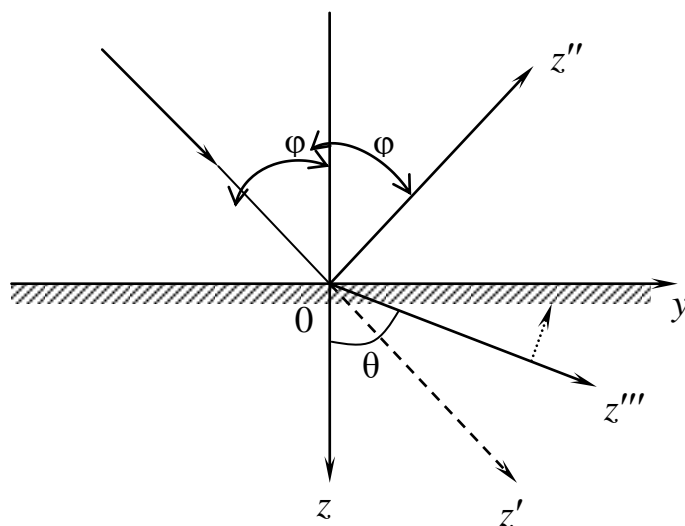


Рис. 3.5

Визначення амплітуд поля відбитої і заломленої хвиль. У загальному випадку вектор електричного поля падаючої хвилі \bar{E}^+ може бути орієнтованим відносно площини падіння і межі розділу довільним чином. Але його завжди можна представити у вигляді суми двох векторів, один із яких буде нормальним до площини падіння, або горизонтальним відносно межі розділу (див. рис. 3.4), а другий буде лежати в площині падіння, яка є вертикальною по відношенню до межі розділу. В першому випадку кажуть, що вектор \bar{E}^+ має горизонтальну поляризацію, а у другому – вертикальну поляризацію.

Розглянемо ці два випадки окремо, загальний випадок потім можна представити як їх суперпозицію.

Випадок горизонтальної поляризації. Цей випадок зображений на рис. 3.4. Задача полягає в тому, щоб за відомою амплітудою електричного поля падаючої хвилі в точці падіння E_m^+ визначити амплітуду поля відбитої E_m^- і заломленої $E_m^{\text{пр}}$ хвиль.

Ця задача буде розв'язуватися на основі граничних умов для дотичних складових електричного і магнітного полів на межі розділу: $E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$, $H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$, які у відповідності з рис. 3.4 будуть мати в цьому випадку наступний вигляд:

$$\left. \begin{aligned} E_m^+ + E_m^- &= E_m^{\text{пп}}; \\ \frac{E_m^+}{Z_{\text{хв1}}} \cos \varphi - \frac{E_m^-}{Z_{\text{хв1}}} \cos \varphi &= \frac{E_m^{\text{пп}}}{Z_{\text{хв2}}} \cos \theta. \end{aligned} \right\} \quad (3.31)$$

Розв'язуючи цю систему рівнянь відносно невідомих E_m^- і $E_m^{\text{пп}}$, отримаємо їх значення в наступному вигляді:

$$E_m^- = R \cdot E_m^+; \quad (3.32, a)$$

$$E_m^{\text{пп}} = N \cdot E_m^+, \quad (3.32, б)$$

де коефіцієнти відбиття R і проходження N дорівнюють:

$$R = \frac{Z_{\text{хв2}} \cos \varphi - Z_{\text{хв1}} \cos \theta}{Z_{\text{хв2}} \cos \varphi + Z_{\text{хв1}} \cos \theta}; \quad (3.33, a)$$

$$N = \frac{2Z_{\text{хв2}} \cos \varphi}{Z_{\text{хв2}} \cos \varphi + Z_{\text{хв1}} \cos \theta}. \quad (3.33, б)$$

Ці вирази для R і N у літературі називаються ще формулами Френеля. Розглянемо деякі окремі випадки.

1. Нормальне падіння хвилі.

У цьому випадку кути падіння і заломлення φ і θ будуть рівні нулю, косинуси від них дорівнюють одиниці, тоді вирази (3.33) перейдуть у вирази (3.6), які були отримані для нормального падіння плоскої хвилі.

2. Випадок $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$.

У цьому випадку будемо мати наступне:

а) кут θ , як було показано в попередньому пункті цього параграфа, буде меншим за кут падіння φ , отже, $\cos \theta > \cos \varphi$;

б) хвильовий опір $Z_{\text{хв1}} > Z_{\text{хв2}}$.

Унаслідок цього з виразу (3.33, а) видно, що другий член чисельника ($Z_{\text{хв1}} \cdot \cos \theta$) буде більшим за перший член ($Z_{\text{хв2}} \cos \varphi$) і коефіцієнт відбиття буде величиною від'ємною ($R < 0$). Це означає, що вектор електричного поля відбитої хвилі \vec{E}_m^- буде на межі розділу направлений у протилежну сторону відносно вектора падаючої хвилі \vec{E}_m^+ .

Коефіцієнт проходження N , як це видно з виразу (3.33, б), буде величиною завжди додатною, це означає, що вектор заломленої хвилі на

межі розділу $\bar{E}_m^{\text{пр}}$ буде завжди направлений в ту ж сторону, що і вектор падаючої хвилі \bar{E}_m^+ . Для випадку, що розглядається, коли $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$, коефіцієнт відбиття може приймати значення від нуля (при $\varepsilon_2 \rightarrow \infty$) до одиниці (при $\varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_1$), коефіцієнт проходження – в межах: $0 \leq |N| \leq 1$.

3. *Випадок* $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$.

Цей випадок буде зворотнім другому випадку:

$$\begin{aligned} \theta &> \varphi, \\ \cos \theta &< \cos \varphi, \\ Z_{\text{хв1}} &< Z_{\text{хв2}}. \end{aligned}$$

Унаслідок цього $R > 0$ ($0 \leq |R| \leq 1$), а коефіцієнт проходження N , залишаючись за знаком, як і в попередньому випадку, додатнім, за модулем буде приймати наступні значення: $1 \leq |N| \leq 2$.

Випадок вертикальної поляризації. Цей випадок зображений на рис. 3.6. З нього видно, що граничні умови $E_{\tau 1} = E_{\tau 2}$ і $H_{\tau 1} = H_{\tau 2}$ будуть тепер мати вигляд:

$$\left. \begin{aligned} -E_m^+ \cos \varphi + E_m^- \cos \varphi &= -E_m^{\text{пр}} \cos \theta; \\ H_m^+ + H_m^- &= H_m^{\text{пр}}. \end{aligned} \right\}$$

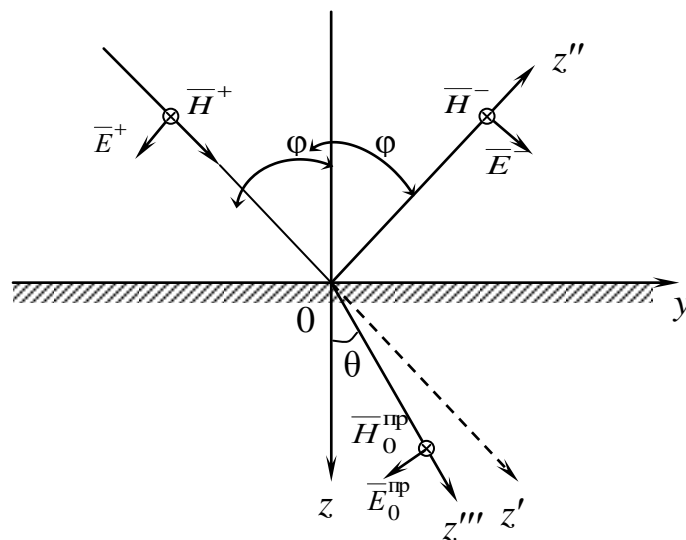


Рис. 3.6

Оскільки в даному випадку горизонтальними (дотичними) виявляються вектори магнітного поля всіх трьох хвиль, то зручніше

спочатку знайти амплітуди магнітного поля відбитої і заломленої хвиль H_m^- і $H_m^{\text{пр}}$, а потім через них – амплітуди електричного поля.

Враховуючи співвідношення:

$$E_m^+ = H_m^+ \cdot Z_{\text{XB1}}; \quad E_m^- = H_m^- \cdot Z_{\text{XB1}}; \quad E_m^{\text{пр}} = H_m^{\text{пр}} \cdot Z_{\text{XB2}},$$

отримаємо наступну систему рівнянь:

$$\begin{aligned} H_m^+ - H_m^- &= H_m^{\text{пр}} \cdot \frac{Z_{\text{XB2}} \cos \theta}{Z_{\text{XB1}} \cos \varphi}, \\ H_m^+ - H_m^- &= H_m^{\text{пр}}. \end{aligned} \quad (3.34)$$

З цієї системи отримаємо наступні вирази:

$$H_m^- = R^H \cdot H_m^+; \quad (3.35, a)$$

$$H_m^{\text{пр}} = N^H \cdot H_m^+. \quad (3.35, б)$$

Коефіцієнти R^H і N^H називаються коефіцієнтами відбиття та проходження, відповідно, але тільки для магнітного поля (на це вказує верхній індекс H). Вони з виразом (3.24) виходять рівними:

$$R^H = -\frac{Z_{\text{XB2}} \cos \theta - Z_{\text{XB1}} \cos \varphi}{Z_{\text{XB2}} \cos \theta + Z_{\text{XB1}} \cos \varphi}; \quad (3.36, a)$$

$$N^H = -\frac{2Z_{\text{XB1}} \cos \varphi}{Z_{\text{XB2}} \cos \theta + Z_{\text{XB1}} \cos \varphi}. \quad (3.36, б)$$

Покажемо, що при вертикальній поляризації вектора \vec{E} існує такий кут падіння, при якому відбитої хвилі не буде. Для цього коефіцієнт відбиття R^H з виразу (3.36, a) необхідно прирівняти нулю, або забезпечити рівність нулю чисельника:

$$Z_{\text{XB2}} \cos \theta - Z_{\text{XB1}} \cos \varphi_0 = 0.$$

Виконавши перетворення:

$$\left(\frac{Z_{\text{XB2}}}{Z_{\text{XB1}}} \right)^2 = \frac{\cos^2 \varphi_0}{\cos^2 \theta} = \frac{1 - \sin^2 \varphi_0}{1 - \sin^2 \theta},$$

виражаючи синус кута заломлення ($\sin \theta$) через синус кута падіння ($\sin \varphi$) згідно з виразами (3.29) і (3.30)

$$\sin^2 \theta = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \varphi,$$

а також беручи до уваги, що

$$\left(\frac{Z_{\text{XB}2}}{Z_{\text{XB}1}} \right)^2 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2},$$

отримаємо

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{1 - \sin^2 \varphi_0}{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \varphi_0}.$$

Звідси можна отримати вираз для $\sin^2 \varphi$:

$$\sin^2 \varphi_0 = \frac{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}{1 - \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right)^2} = \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}.$$

Порівнюючи цей вираз з тригонометричною тотожністю

$$\sin^2 \varphi_0 = \frac{1}{1 + \text{ctg}^2 \varphi_0},$$

бачимо, що цей граничний кут можна визначити з рівняння:

$$\text{ctg} \varphi_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}},$$

або

$$\text{tg} \varphi_0 = \sqrt{\text{ctg} \varphi_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}. \quad (3.37)$$

Цей кут падіння φ_0 , що визначається з виразу (3.37), при якому відбиття поля з вертикальною поляризацією не буде, називається кутом Брюстера.

Видно, що при $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$ кут Брюстера буде більше 45° .

Можна показати, що для випадку горизонтальної поляризації (див. (3.33, а)), такого кута не існує і, отже, відбита хвиля з горизонтальною поляризацією існує при будь-яких кутах падіння.

Таким чином, кут Брюстера можна використати в тих випадках, коли з довільно поляризованої плоскої хвилі треба виділити хвилю з горизонтальною поляризацією. Для цього необхідно зробити кут падіння рівним куту Брюстера.

3.5. Похиле падіння плоскої хвилі на ідеально провідну поверхню

Нехай плоска хвиля з горизонтальною поляризацією вектора \bar{E} падає похило під кутом падіння φ на ідеально провідну площину (рис. 3.7). Задача полягає в тому, щоб визначити характер сумарного поля над площиною.

Поле над площиною буде являти собою суперпозицію полів двох хвиль: падаючої і відбитої, тобто

$$E = E^+ e^{-i\beta_1 z'} + E^- e^{-i\beta_1 z''},$$

де амплітуда відбитої хвилі E^- визначаються згідно виразу (3.32, а), як $E = R \cdot E^+$.

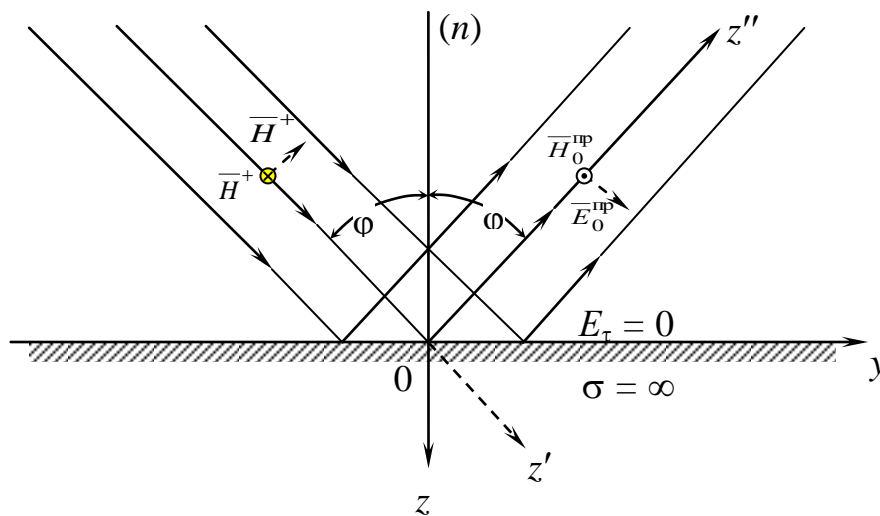


Рис. 3.7

Коефіцієнт відбиття R від ідеально провідної площини буде дорівнювати мінус один (-1) і тоді, з виразу (3.37) отримаємо

$$E = E^+ (e^{-i\beta_1 z'} - e^{-i\beta_1 z''}), \quad (3.38)$$

підставляючи сюди значення z' і z'' з виразу (3.26), маємо

$$E = E^+ \left[e^{-i(\beta_1 \cos \varphi)z} e^{-i(\beta_1 \sin \varphi)y} - e^{i(\beta_1 \cos \varphi)z} e^{-i(\beta_1 \sin \varphi)y} \right], \quad (3.39)$$

або після елементарних перетворень

$$\bar{E} = i2E^+ \cdot \sin \beta_n z \cdot e^{-i\beta_\tau y}. \quad (3.40)$$

Величина β_n має значення фазової постійної у напрямку нормалі до провідної площини (у напрямку осі z), а β_τ – фазова постійна уздовж площини (у напрямку осі y). Вони, як видно з виразу (3.39), будуть дорівнювати:

$$\text{а) } \beta_n = \beta_1 \cos \varphi, \quad \text{б) } \beta_\tau = \beta_1 \sin \varphi, \quad (3.41)$$

тобто будуть меншими у порівнянні з фазовою постійною першого середовища над площиною β_1 .

З виразу (3.40) видно, що в напрямку нормалі до площини, або в напрямку осі z , має місце стояча хвиля, амплітуда якої змінюється вздовж осі z , згідно з синусоїдальним законом. Уздовж провідної площини, або в напрямку осі y , має місце біжуча хвиля з фазовою постійною β_τ , або з фазовою довжиною хвилі

$$\lambda_\tau = \Lambda = \frac{2\pi}{\beta_\tau} = \frac{2\pi}{\beta_1 \sin \varphi} = \frac{\lambda_1}{\sin \varphi}. \quad (3.42)$$

Видно, що фазова довжина хвилі вздовж площини $\lambda_\tau = \Lambda$ виходить більшою в порівнянні з фазовою довжиною хвилі λ_1 , з якою плоска хвиля падала на площину.

Структура поля у верхньому напівпросторі над площиною зображена на рис. 3.8. Ця структура є одним із часткових прикладів неоднорідної плоскої хвилі, яка відрізняється від раніше розглянутої однорідної хвилі наступними особливостями:

1) у ній мають місце і поздовжні складові поля. Наприклад, на рис. 3.8 хвиля розповсюджується в напрямку осі y , разом з тим магнітне поле разом із поперечною складовою по осі z має і поздовжню складову по осі y ;

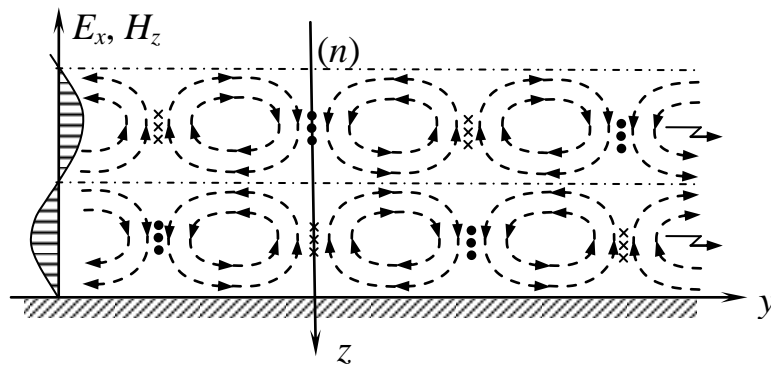


Рис. 3.8

2) амплітуди поперечних складових у площині, перпендикулярній напрямку розповсюдження, не є постійними. Відповідно до рис. 3.8 амплітуди поперечних складових електричного поля E_x і магнітного поля H_z , змінюються в поперечній площині xOz за синусоїдальним законом;

3) фазова постійна i , відповідно, фазова довжина хвилі неоднорідної плоскої хвилі уздовж напрямку розповсюдження можуть відрізнятися від цих величин у діелектрику, який входить у загальну систему. Наприклад,

якщо діелектриком над площиною буде повітря, то довжина хвилі уздовж площини $\lambda_{\tau} = \Lambda$, як видно з виразу (3.42), може істотно відрізнятись від довжини хвилі в повітрі.

Все розглянуте вище дозволяє зробити висновок, що провідна площина володіє властивістю направляти вздовж себе хвилі, які розповсюджуються. *Системи з провідних поверхонь, що володіють такою властивістю, називаються направляючими системами.* Направляючі системи можуть виступати у вигляді однієї, двох паралельних (смужкові лінії), чотирьох (прямокутні хвилеводи) провідних поверхонь та ін.

Контрольні питання до глави 3

1. Записати вирази визначення комплексних амплітуд електричного поля відбитої хвилі, та хвилі, що пройшла у друге середовище, при нормальному падінні.
2. Записати вирази визначення комплексних амплітуд магнітного поля відбитої хвилі, та хвилі, що пройшла у друге середовище, при нормальному падінні.
3. Чому дорівнює коефіцієнт відбиття при рівності хвильових опорів двох середовищ?
4. Чому дорівнює коефіцієнт відбиття, якщо хвиля падає нормально на ідеально провідну поверхню?
5. Сформулюйте граничні умови Щукіна-Леонтовича. Поясніть їх практичну цінність.
6. Запишіть закон зміни амплітуди поля у середовищі з втратами.
7. Поясніть поняття глибини проникнення поля в середовище.
8. Поясніть суть поверхневого ефекту.
9. Які практичні рекомендації можна сформулювати виходячи з оцінки глибини проникнення поля в середовище?
10. Розрахуйте глибину проникнення поля в метал на частотах 10 МГц, 100 МГц, 1 ГГц, 10 ГГц.
11. Дайте визначення площини падіння.
12. Як визначається відносний коефіцієнт заломлення?
13. Запишіть вирази для визначення коефіцієнтів відбиття та проходження при похилому падінні плоскої хвилі з горизонтальною поляризацією.
14. Дайте визначення кута Брюстера.
15. Запишіть формулу для визначення кута Брюстера.
16. Як на практиці можна застосувати знання кута Брюстера?

17. Запишіть вирази для визначення коефіцієнтів відбиття та проходження при похилому падінні плоскої хвилі з вертикальною поляризацією.

18. Особливості похилого падіння на ідеально провідну поверхню.

19. Зобразити структуру поля у верхньому напівпросторі над площиною при похилому падінні на ідеально провідну поверхню. Пояснити особливості.

20. Які системи називають направляючими?

ГЛАВА 4. ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ

Процес перетворення енергії первинних джерел поля в енергію хвилі, що розповсюджується, називається випромінюванням електромагнітних хвиль. Принципова можливість випромінювання електромагнітної енергії показується за допомогою теореми Умова-Пойнтінга, в якій випромінювання характеризується вектором Пойнтінга

$$\bar{\Pi} = \frac{1}{2} [\bar{E} \cdot \bar{E}^*].$$

Для ефективного випромінювання електромагнітних хвиль застосовуються спеціально сконструйовані пристрої, що називаються антенами. Конкретний вид антени суттєво залежить від довжини хвилі λ , на якій даний тип антени випромінює найкращим чином. На порівняно довгих хвилях ($\lambda \geq 10$ м) антена являє собою одиночний провід або систему проводів, якими протікає струм збудження. При розрахунку антен головним питанням є визначення залежності амплітуди поля випромінювання від напрямку в просторі на великих відстанях від антени.

Один з основних методів розрахунку поля випромінювання антени скінченних розмірів заснований на принципі суперпозиції, який можна розглянути на прикладі дротової антени у вигляді вертикального проводу зі струмом (штиря), зображеного на рис. 4.1.

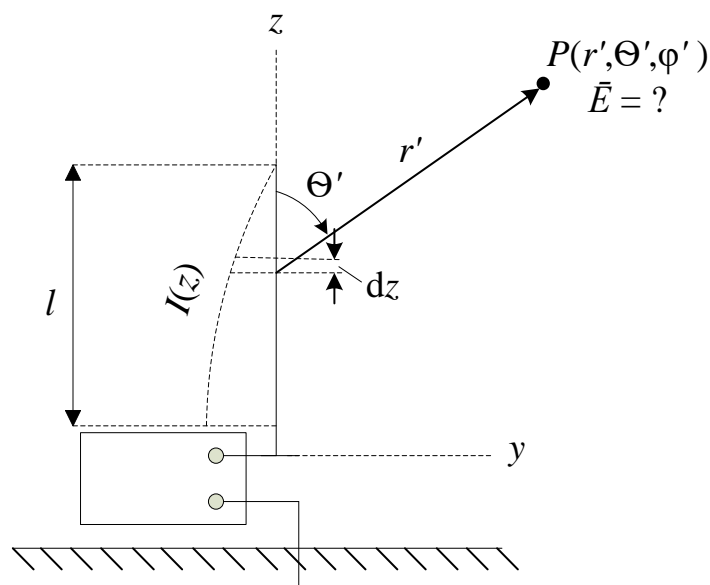


Рис. 4.1

Нехай маємо антену у вигляді відрізка проводу довжиною l , розміщеного вертикально над землею. Комплексна амплітуда струму $I(z)$ в

проводі (або комплексна амплітуда вектора щільності струму $\bar{\delta}_e$) не буде постійною по довжині проводу, а буде змінюватися за деяким законом від координати z . Однак, якщо всю довжину антени представити у вигляді сукупності елементарних ділянок dz , то можна вважати на кожному з них величину амплітуди струму $I(z)$ наближено постійною, тому чим менше довжина dz , тим прийняте наближення буде більш точним. Кожна елементарна ділянка такої антени dz буде випромінювати і створювати в точці спостереження P деяку напруженість поля dE . Амплітуда, фаза і напрямок цього поля $d\bar{E}$ будуть залежати як від амплітуди, фази і напрямку струму $I(z)$ на кожній ділянці dz , так і від взаємного розташування у просторі точки P відносно кожної ділянки dz , тобто від поточних сферичних координат r, θ, φ , які будуть різними для елементарної ділянки антени. Щоб знайти результуюче поле \bar{E} від всієї антени довжиною l , необхідно вибрати відрізок dz настільки малим, щоб амплітуду струму $I(z)$ на ньому можна було вважати постійною, і тоді поле в точці спостереження P може бути знайдено як сума (а в границі – як інтеграл) всіх елементарних полів $d\bar{E}$:

$$\bar{E}_P(r, \theta, \varphi) = \int_{(l)} d\bar{E}. \quad (4.1)$$

Така коротка суть методу суперпозиції, який застосовується при розрахунку широкого класу антенних пристроїв. При більш докладному розгляді виявляється, що умова розмірів ділянки антени dz може бути виконана у припущенні, що dz значно менше довжини робочої хвилі λ , тобто $dz \ll \lambda$. В цьому випадку говорять, що відрізок антени dz являє собою елементарний випромінювач.

Під елементарними випромінювачами розуміють такі випромінювачі, геометричні розміри яких значно менші довжини хвилі.

В розглянутій задачі в якості елементарного випромінювача виступає відрізок проводу $dz \ll \lambda$, яким протікає струм $I(z)$ (або задана щільність струму $\bar{\delta}_{ст}$). Такий випромінювач з постійною величиною амплітуди і фази струму по довжині l називається *елементарним електричним диполем* (див. рис. 1.10, а).

Другим різновидом елементарного випромінювача є *елементарний магнітний диполь*, що являє собою (див. рис. 1. 10, б) виток проводу зі струмом. Магнітне поле $\bar{H}_{ст}$ цього витка буде перпендикулярним до його площини. У відповідності з визначенням розміри витка мають бути настільки малими, щоб S_B по всій площині витка $\bar{H}_{ст}$ було б постійним, що можливо, якщо виток буде набагато менше від довжини хвилі.

Значення задачі з розрахунку поля випромінювання елементарного електричного і магнітного диполів досить важливе при вивченні процесу випромінювання антен. Пояснюється це тим, що більшість реальних антен можна вважати такими, що нібито складаються з множини елементарних

випромінювачів із заданими струмами. Таким чином, поле випромінювання реальних антен може розглядатися на основі принципу суперпозиції як сума полів випромінювання елементарних джерел (випромінювачів). Такий алгоритм розрахунку поля випромінювання реальних антен є достатньо ефективним інструментом для проведення інженерних розрахунків.

4.1. Поле випромінювання елементарного електричного диполя

Задача про поле випромінювання електричного диполя ставиться наступним чином. Нехай у вільному просторі (рис. 4.2) заданий електричний диполь довжиною $l \ll \lambda$ з електричним струмом I уздовж нього або густиною струму $\bar{\delta}_e = \delta_e \cdot \bar{z}_0$. Задачу будемо вирішувати у сферичній системі координат r, θ, φ , причому диполь направимо вздовж полярної осі z . Необхідно знайти поле випромінювання диполя \bar{E} і \bar{H} у будь-якій точці спостереження $p(r, \theta, \varphi)$. Втрати у вільному просторі при $\epsilon_k = \epsilon$ відсутні.

Така задача найпростіше вирішується методом електродинамічних потенціалів за допомогою вектора \bar{A} , через який шукане магнітне поле \bar{H} виражається так:

$$\bar{H} = \frac{1}{\mu} \text{rot} \bar{A}, \quad (4.2)$$

а електричне поле знаходиться через магнітне:

$$E = \frac{1}{i\omega\epsilon} \cdot \text{rot} \bar{H}. \quad (4.3)$$

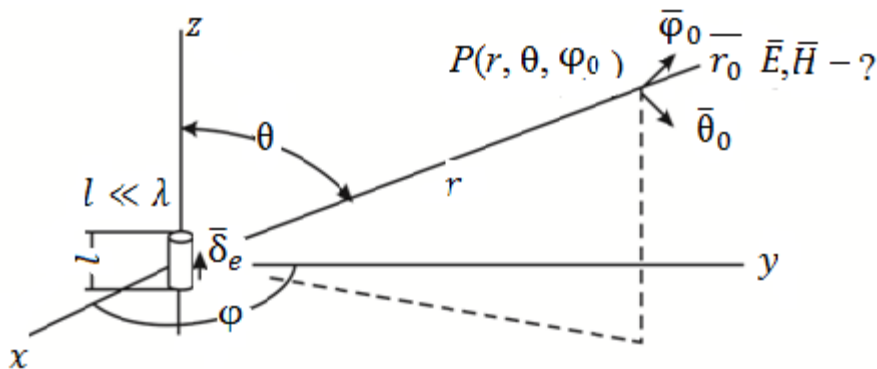


Рис. 4.2

Вектор \bar{A} за відомою величиною щільності струму $\bar{\delta}_e$ визначається за формулою:

$$\bar{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{V_d} \frac{\bar{\delta}_e e^{-ikr}}{r} dV, \quad (4.4)$$

де V_d – об'єм диполя, в якому $\bar{\delta}_e \neq 0$.

Враховуючи незначну величину об'єму V_d порівняно з відстанню до точки спостереження, вибрану орієнтацію диполя і збуджуючого струму $\bar{\delta}_e$, після ряду перетворень виразу (4.4) і підстановки результатів в (4.2) і (4.3), отримуємо вираз для складових електричного і магнітного полів:

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{I \cdot l \cdot Z_{\text{XB}}}{4\pi \cdot ik} \frac{1 + ikr - (kr)^2}{r^2} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \sin\theta; \\ E_r &= \frac{I \cdot l \cdot Z_{\text{XB}}}{2\pi \cdot ik} \frac{1 + ikr}{r^2} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \cos\theta; \\ H_\varphi &= \frac{I \cdot l}{4\pi} \frac{1 + ikr}{r} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \sin\theta, \end{aligned} \quad (4.5)$$

де $Z_{\text{XB}} = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ – хвильові опори вільного простору; $k = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \omega \sqrt{\varepsilon/\mu}$ – хвильове число.

Таким чином, отримані результати показують, що поле випромінювання елементарного електричного диполя залежить від розміру диполя (l), струму в диполі (I), кутових координат в просторі, а також від відстані в точці спостереження до джерела електромагнітних хвиль, тобто, електричного диполя.

4.2. Аналіз електричних характеристик елементарного електричного диполя

На практиці при аналізі поля випромінювання елементарного електричного диполя в залежності від відстані між ЕД і точкою спостереження розглядають ближню і дальню зони.

З отриманих виразів (4.5) видно, що в загальному випадку вони складні, не зручні для докладного аналізу. Тому їх розглядають для найбільш практично важливого випадку: область точок спостереження на порівняно великих (по відношенню до довжині хвилі) відстанях від диполя. Ця область називається *дальньою зоною*. Вона характеризує ту частину вільного простору, для якої добуток $kr \gg 1$ або $r \gg \frac{\lambda}{2\pi}$.

Якщо в співвідношеннях (4.5) врахувати умову $r \gg \frac{\lambda}{2\pi}$, тобто знехтувати одиницею порівняно з kr і kr порівняно $(kr)^2$, то отримаємо наступні вирази для складових полів в дальній зоні:

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{ikI \cdot l \cdot Z_{\text{XB}}}{4\pi} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \sin\theta; \\ H_\varphi &= \frac{ikI \cdot l}{4\pi} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \sin\theta = \frac{E_\theta}{Z_{\text{XB}}}; \\ E_r &= \frac{i \cdot l \cdot Z_{\text{XB}}}{2\pi} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r^2} \cdot \cos\theta. \end{aligned} \quad (4.6)$$

На основі (4.6) проведемо аналіз властивостей поля випромінювання електричного диполя в дальній зоні.

1. Як видно, зміна фази поля в просторі визначається множником e^{-ikr} . Звідси випливає, що поверхні рівних фаз будуть мати сферичну форму ($r = \text{const}$). Оскільки характер хвилі визначається формою її поверхні рівної фази, або формою фронту хвилі, то електричний диполь випромінює сферичні хвилі.

2. З (4.6) видно, що амплітуди складових електричного E_θ і магнітного H_φ полів зменшуються зворотно пропорційно відстані r , а складова E_r – зворотно пропорційно квадрату відстані r^2 , тобто значно швидше.

Тому в дальній зоні складовою E_r можна знехтувати і вважати, що поле електричного диполя має тільки дві взаємно перпендикулярні складові E_θ і H_φ :

$$E_\theta = \frac{ikIl \cdot Z_{\text{ХВ}}}{4\pi} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \sin\theta = H_\varphi \cdot Z_{\text{ХВ}}, \quad (4.7)$$

$$H_\varphi = \frac{ikIl}{4\pi} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \sin\theta = \frac{E_\theta}{Z_{\text{ХВ}}}.$$

Структура поля електричного диполя на сферичній поверхні з радіусом r дальньої зони в припущенні, що $E_r = 0$, зображена на рис. 4.3.

З цього рисунка видно, що вектор електричного поля в будь-якій точці спостереження перпендикулярний радіус-вектору \vec{r} , проведеному від диполя в точку спостереження p (r, θ, φ). Вектор магнітного поля дотичний до кола, яке проходить через точку спостереження і має центр на осі диполя. Випромінювання електромагнітної енергії відбувається в радіальних напрямках, оскільки вектор Пойнтінга $\vec{\Pi}$, що визначає в даному випадку потужність випромінювання на одиницю сферичної поверхні, виходить рівним

$$\vec{\Pi} = \frac{1}{2} [\vec{E}_\theta \times \vec{H}_\varphi^*] = \frac{1}{2} E_\theta \cdot H_\varphi^* [\vec{\theta}_0 \times \vec{\varphi}_0] = \frac{1}{2} E_\theta \cdot H_\varphi^* \cdot \vec{r}_0 = \frac{|E_\theta|^2}{2Z_{\text{ХВ}}} \cdot \vec{r}_0. \quad (4.8)$$

Звідси видно, що вектор $\vec{\Pi}$, направлений вздовж радіус-вектора \vec{r} з диполя в точку спостереження. Якщо напрямком радіус-вектора, вздовж якого відбувається розповсюдження енергії, прийняти за поздовжній, то можна сказати, що поле електричного диполя в дальній зоні має тільки дві поперечні цьому напрямку складові E_θ і H_φ , оскільки вони обидві дотичні до сферичної поверхні, ортогональної радіус-вектору. Враховуючи взаємну перпендикулярність E і H , можна також сказати, що вектори \vec{E}_θ , \vec{H}_φ і $\vec{\Pi}$ утворюють праву ортогональну трійку векторів, тобто можна визначити напрямком одного з них за двома відомими.

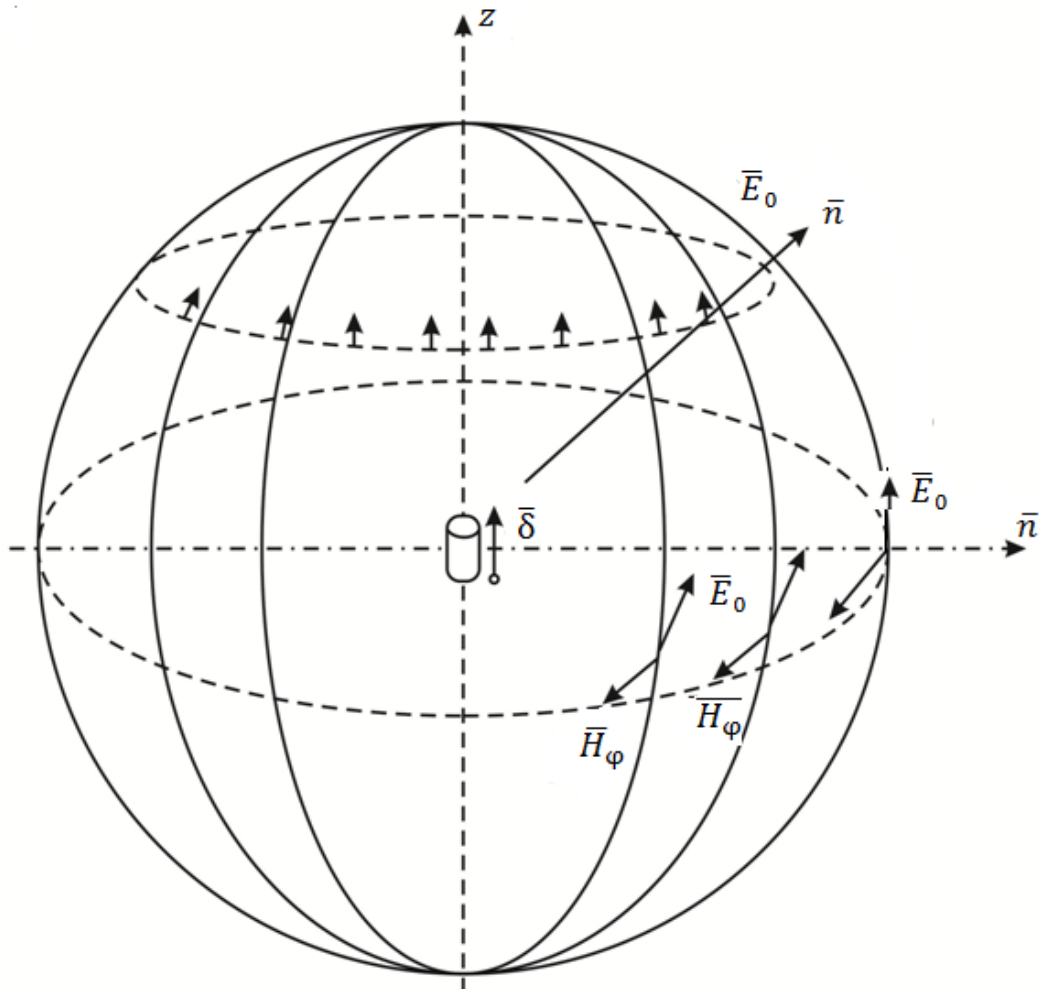


Рис. 4.3

З (4.6) і (4.7) видно, що амплітуди електричного і магнітного полів пов'язані між собою тільки через хвильовий опір $Z_{\text{хв}} = \sqrt{\mu/\epsilon}$. Тому, за відсутності втрат в середовищі, коли діелектрична проникність буде чисто дійсною, хвильовий опір буде чисто активним, і тоді електричне та магнітне поля будуть знаходитися в фазі.

В цьому випадку вектор $\bar{\Pi}$ у відповідності з (4.8) буде чисто активним, що вказує на чисто активний характер потужності випромінювання в дальній зоні.

4. Залежність амплітуд поля E_{θ} і H_{ϕ} від кута θ за законом $\sin\theta$ і, отже, величини вектора Пойнтінга за законом $\sin^2\theta$ свідчать про те, що диполь випромінює не у всі сторони однаково. Наприклад, якщо напрямок випромінювання перпендикулярний осі диполя ($\theta = 90^\circ$, $\sin\theta = 1$), то випромінювання максимальне, а якщо напрямок випромінювання співпадає з напрямком осі диполя ($\theta = 0$, $\sin\theta = 0$), то випромінювання відсутнє.

Напрямок випромінювання прийнято характеризувати залежністю амплітуди напруженості електричного поля або величини вектора

Пойнтінга від кутових координат θ і φ при фіксованій відстані $r = \text{const}$. Ця залежність називається характеристикою направленості, а її графічне зображення – діаграмою направленості. В нашому випадку нормована характеристика направленості за напруженістю, як це видно з (4.7), має вигляд:

$$F_E(\theta, \varphi) = F_E(\theta) = \sin \theta, \quad (4.9)$$

а за потужністю, згідно (4.8)

$$F_H^2(\theta, \varphi) = F_H^2(\theta) = \sin^2 \theta. \quad (4.10)$$

Діаграма направленості, побудована у відповідності з виразом (4.9), показана на рис. 4.4.

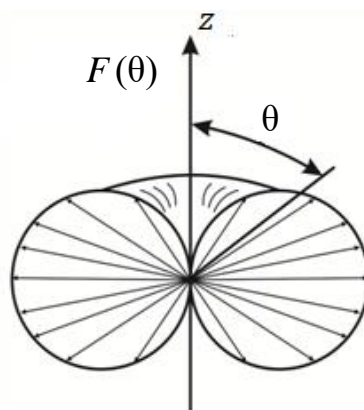


Рис. 4.4

З представлених характеристик і діаграм направленості видно, що електричний диполь випромінює направлено тільки в меридіальних площинах, тобто поле випромінювання залежить тільки від кута θ (кута місця). В площині, перпендикулярній диполю, випромінювання відбувається в усі сторони однаково, про що свідчить відсутність залежності від кута φ (азимуту). Максимум випромінювання диполя направлений перпендикулярно його осі, мінімум направлений вздовж осі диполя.

5. Середня потужність, яка випромінюється диполем через замкнену поверхню, що його оточує, називається *потужністю випромінювання* $P_{\Sigma e}$. Вона визначається, як реальна частина від потоку вектора Пойнтінга через будь-яку замкнену поверхню, що оточує диполь:

$$P_{\Sigma e} = \text{Re} \oint_S \vec{\Pi} \cdot \vec{dS} = \frac{1}{2} \text{Re} \oint_S [\vec{E} \cdot \vec{H}^*] \cdot \vec{dS}. \quad (4.11)$$

Підставивши в (4.11) вирази для E_θ і H_φ та виконавши ряд перетворень, а також враховуючи, що хвильовий опір вільного простору

$Z_{\text{хв0}} = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi$ [Ом], отримуємо формулу для потужності випромінювання електричного диполя:

$$P_{\Sigma e} \cong 400|I|^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2. \quad (4.12)$$

В цій формулі слід звернути увагу на залежність потужності випромінювання від співвідношення геометричних розмірів і довжини хвилі l/λ . Залежність $P_{\Sigma e}$ від l/λ буде мати місце для будь-якого випромінювача. Однак порівнювати ефективність випромінювання різних типів антен (випромінювачів) на основі (4.12) і тільки за потужністю випромінювання незручно. Дійсно, якщо для двох випромінювачів відомо, що потужність випромінювання першого дорівнює 100 Вт, а другого – 10 Вт, то, виходячи тільки з цих даних, ще не можна сказати, який випромінює краще, тобто створює в точці спостереження більшу потужність, оскільки потужність першого може бути отримана просто за рахунок більшого струму. Якщо б було відомо, що при однакових струмах співвідношення вказаних потужностей залишаються, то тоді можна було б сказати, що перший випромінювач має випромінюючу здатність більшу, ніж другий. Тому для порівняння ефективності випромінювання різних випромінювачів незалежно від струму в них вводять поняття опору випромінювання на основі співвідношення:

$$R_{\Sigma e} = \frac{2P_{\Sigma}}{|I|^2}. \quad (4.13)$$

Опір випромінювання – це такий активний опір, який ніби є у випромінювачі і на якому витрачається активна потужність, що дорівнює потужності випромінювання, при струмі, рівному струмі у випромінювачі.

Тепер вже на основі (4.13) можна проводити порівняння різних антен за ефективністю випромінювання.

Якщо підставити в (4.13) співвідношення (4.12), то для електричного диполя отримуємо

$$R_{\Sigma e} \cong 800 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2. \quad (4.14)$$

Звідси видно, що потужність (4.12) і опір випромінювання диполя будуть тим більше, чим більше відношення l/λ . Ця залежність вказує на те, що ефективно випромінювати будуть ті антени, у яких відношення їх геометричної довжини l до довжини хвилі λ вибране більшим. Відмітимо також, що опір випромінювання $R_{\Sigma e}$ випромінюючих систем взагалі є активною частиною вхідного опору антен:

$$R_A = R_{\Sigma e} + R_{\text{втр}}, \quad (4.15)$$

де $R_{\text{втр}}$ – опір втрат, що характеризує шкідливий ефект – теплові втрати у випромінювачі, тобто марне розсіювання потужності передавача.

Очевидно, що опір втрат в антені повинен бути якомога меншим.

Ближньою зоною називають область порівняно малих відстаней від диполя – малих настільки, що $kr \ll 1$, або $r \ll \frac{\lambda}{2\pi}$. В цьому випадку в обох виразах (4.5) величинами kr і $(kr)^2$ порівняно з одиницею можна знехтувати, а множник e^{-ikr} покласти рівним одиниці. З урахуванням цього отримаємо наступні вирази для поля в ближній зоні:

$$\begin{aligned} E_{\theta} &= -i \frac{I \cdot l \cdot Z_{\text{ХВ}} \cdot \sin\theta}{4\pi \cdot k \cdot r^3}; \\ E_r &= -i \frac{I \cdot l \cdot Z_{\text{ХВ}} \cdot \cos\theta}{2\pi \cdot k \cdot r^3}; \\ H_{\phi} &= \frac{I \cdot l \cdot \sin\theta}{4\pi \cdot r^2}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

З виразів (4.16) видно, що комплексні амплітуди електричного і магнітного полів зсунуті по фазі на $\frac{\pi}{2}$ (за рахунок впливу уявної одиниці у виразах E_{θ} і E_r). Тому потужність, що визначається полем ближньої зони, виявляється чисто реактивною. Подібно до того, як активна потужність випромінювання в дальній зоні обумовила активний опір випромінювання $R_{\Sigma e}$, реактивна потужність поля ближньої зони обумовить реактивний опір диполя або антени (X_A). Саме в цьому і заключається вплив поля ближньої зони на роботу випромінювача.

Розрахувати точно реактивну потужність, а отже, і реактивний опір, за виразами (4.11) – (4.14) не можна, оскільки вони отримані у припущенні, що відстань r набагато більше розмірів самого диполя, тому всі деталі конкретної форми диполя не враховувались. Такий розрахунок для різних антен буде проводитись у наступних розділах. Зараз обмежимося констатацією того, що поле ближньої зони обумовлює реактивний вхідний опір випромінюючих систем: елементарних – диполів і реальних – антен.

Контрольні питання до глави 4

1. Як можна сформулювати загальне визначення елементарного диполя будь-якого типу (електричного, магнітного)?

2. Що таке дальня і ближня зони? Знайти їх межі при роботі на $\lambda_1 = 300$ м і $\lambda_2 = 10$ см.

3. Зобразіть структуру поля електричного диполя в дальній зоні в сферичній системі координат.

4. Зобразити ДН електричного диполя в меридіальній та азимутальній площинах.

5. Що представляє собою діаграма направленості електричного диполя?

6. Що таке потужність випромінювання і як вона визначається?

7. Що таке опір випромінювання і яке відношення він має до вхідного опору випромінювача?

8. Визначити опір випромінювання електричного диполя довжиною 5 см на $\lambda = 1$ м (відповідь: 2 Ом).

РОЗДІЛ II

ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ РАДІОХВИЛЬ І ТЕОРІЯ АНТЕН

ГЛАВА 5. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ТЕОРІЇ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ РАДІОХВИЛЬ

5.1. Основні задачі теорії розповсюдження радіохвиль

При поширенні радіохвиль в реальних середовищах можуть виникати значні послаблення сигналів і їх спотворення, що накладають певні обмеження на параметри радіолінії. Тому необхідно узгоджувати види радіозв'язку, методи формування та обробки сигналів з особливостями розповсюдження радіохвиль різних діапазонів і правильно вибирати частоти, при роботі на яких умови розповсюдження найбільш сприятливі для здійснення надійного радіозв'язку. Умови радіоприйому визначаються формою сигналу, його енергією і рівнем радіозавад. Тому при вивченні питань розповсюдження радіохвиль виникають наступні основні завдання:

1) визначення напруженості поля радіохвилі в пункті прийому при заданій частоті або визначення оптимальної частоти при заданих умовах розповсюдження;

2) вивчення можливих спотворень сигналу, що передається, і визначення шляхів їх зменшення;

3) визначення джерел та рівня зовнішніх радіозавад природного походження, що характеризують умови, за яких здійснюється робота радіоліній.

Для розв'язання цих та подібних до них завдань необхідно вивчити електричні властивості земної поверхні, тропосфери та іоносфери, а також фізичні явища (відбиття, заломлення, дифракцію, розсіювання, поглинання, інтерференцію, зміни поляризації та ін.), що виникають при розповсюдженні радіохвиль.

Визначення електричного і магнітного полів радіохвилі в пункті прийому вимагає рішення рівнянь Максвелла. При цьому складність умов розповсюдження радіохвиль (неоднорідність середовищ і мінливість їх властивостей) робить необхідним в ряді випадків розділяти область розповсюдження на ряд більш простих елементів, для яких можливі рішення, і створювати з останніх повне рішення, відповідне реальним умовам радіозв'язку. Залежність умов розповсюдження радіохвиль від великої кількості факторів, у тому числі й недостатньо вивчених, змушує

доповнювати теоретичні дані результатами експериментальних досліджень та рекомендаціями, заснованими на узагальненні досвіду експлуатації різних радіоліній.

5.2. Класифікація радіохвиль

Електромагнітні хвилі, що вільно розповсюджуються, використовуються в радіотехніці для передачі сигналів і у зв'язку з цим називаються радіохвилями.

Радіохвилі прийнято класифікувати за радіочастотним спектром та за способом розповсюдження.

Класифікація радіохвиль за радіочастотним спектром. Відповідно до міжнародного регламенту радіозв'язку спектр радіохвиль ділять на ряд діапазонів, номери яких визначають їх нижні ($0,3 \cdot 10^n$ Гц) і верхні ($3 \cdot 10^n$ Гц) частоти. Найменування використовуваних діапазонів наведені в табл. 5.1. Хвилі в діапазоні довжин від 10 м до 1 см часто об'єднують під однією назвою – ультракороткі хвилі (УКХ).

Таблиця 5.1

№	Граничні частоти	Найменування діапазону частот	Граничні довжини хвиль	Найменування діапазону хвиль
4	3 – 30 кГц	Дуже низькі (ДНЧ)	100 – 10 км	Міріаметрові або наддовгі (НДХ)
5	30 – 300 кГц	Низькі (НЧ)	10 – 1 км	Кілометрові або довгі (ДХ)
6	0,3 – 3 МГц	Середні (СЧ)	1000 – 100 м	Гектометрові або середні (СХ)
7	3 – 30 МГц	Високі (ВЧ)	100 – 10 м	Декаметрові або короткі (КХ)
8	30 – 300 МГц	Дуже високі (ДВЧ)	10 – 1 м	Метрові (МХ)
9	0,3 – 3 ГГц	Ультрависокі (УВЧ)	100 – 10 см	Дециметрові (ДМХ)
10	3 – 30 ГГц	Надвисокі (НВЧ)	10 – 1 см	Сантиметрові (СМХ)
11	30 – 300 ГГц	Крайньо високі (КВЧ)	10 – 1 мм	Міліметрові (ММХ)
12	0,3 – 3 ТГц	Гіпервисокі (ГВЧ)	1 – 0,1 мм	Дециміліметрові (ДММХ)

З розвитком радіотехніки спектр освоєних частот розширюється в обидві сторони. Так, для зв'язку з підводними човнами та для інших цілей постійно застосовувати радіохвилі інфранизьких (0,3 – 3 кГц), наднизьких (30 – 300 Гц) і крайньо низьких (3 – 30 Гц) частот. З іншого боку, поява оптичних квантових генераторів, що створюють монохроматичні і когерентні хвилі, дала можливість використовувати в радіозв'язку електромагнітні хвилі оптичного діапазону – інфрачервоні, які прилягають до ДММХ діапазону, видимі й ультрафіолетові промені.

Класифікація радіохвиль за способами розповсюдження.

Радіопередавач з антеною, середовище розповсюдження радіохвиль і радіоприймач з антеною утворюють лінію радіозв'язку (радіолінію). Елементом, який об'єднує передавач та приймач, є середовище, область простору (радіотраса), де відбувається розповсюдження радіохвиль. На приймальну антену разом з сигналом можуть впливати зовнішні радіозавади.

Надійність проходження радіохвиль на шляху від передавальної до приймальної антен визначає стійкість роботи радіолінії. Вивчення процесів, що відбуваються на цьому шляху, має важливе практичне значення.

Радіохвилі, які випромінюються передавальною антеною, можуть розповсюджуватися в атмосфері, уздовж поверхні землі, в товщі землі і в космосі. При цьому розрізняють наступні способи розповсюдження радіохвиль.

В однорідному або слабо неоднорідному середовищі радіохвилі потрапляють в пункт прийому прямолінійними або близькими до них траєкторіями. Такі хвилі будемо називати *прямими* (рис. 5.1). Радіозв'язок прямою хвилею (або прямим променем) може здійснюватися лише за наявності прямої (або геометричної) видимості між антенами кореспондентів, як, наприклад, на радіолінії супутникового зв'язку.

При розташуванні антен кореспондентів поблизу земної поверхні дальність прямої видимості обмежена сферичністю земної поверхні та нерівностями її рельєфу і становить кілька десятків кілометрів. При радіозв'язку на більш значні відстані радіохвилі потрапляють в пункт прийому внаслідок дифракції, рефракції, відбиття і розсіювання радіохвиль. Ці явища обумовлені впливом поверхні землі, неоднорідностями тропосфери (нижній шар земної атмосфери товщиною до 15 км) та іоносфери (іонізована область земної атмосфери на висотах 60 – 1000 км).

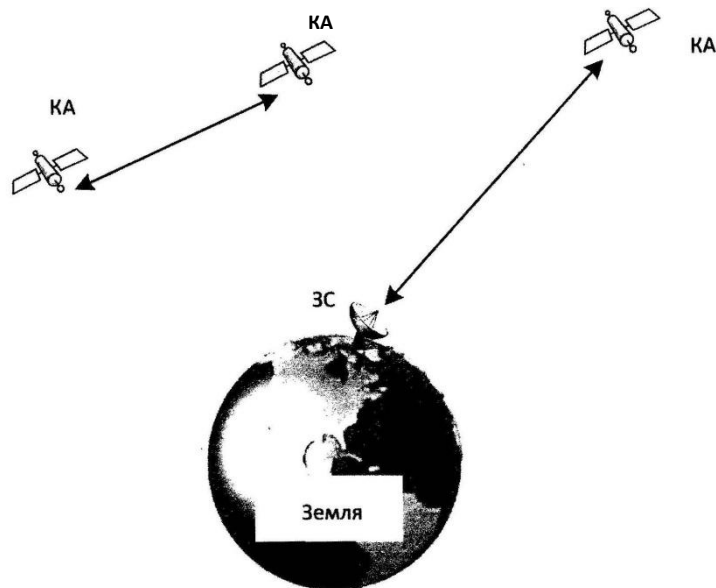


Рис. 5.1

На радіолінії з антенами, розташованими в безпосередній близькості від поверхні землі, радіохвилі можуть розповсюджуватися уздовж цієї поверхні. На всьому шляху руху хвилі відбувається поглинання її енергії в напівпровідниковій землі. До цього додається ослаблення хвилі за рахунок дифракції (огинання перешкод) на опуклості землі. Радіохвилі, що розповсюджуються поблизу земної поверхні і частково огинають її за рахунок дифракції, будемо називати *земними радіохвилями* (рис. 5.2). Чим більша довжина хвилі, тим меншими будуть втрати в землі і меншим дифракційне ослаблення. Тому радіозв'язок земною хвилею використовують в діапазонах НДХ, ДХ і СХ, а також в діапазонах КХ і МХ для роботи в русі і для зв'язку на малих відстанях.



Рис. 5.2

Розповсюдження ДХ і НДХ у вигляді земної хвилі відбувається на відстані порядку декількох сотень або тисяч кілометрів. На більш значні дальності (аж до антиподу, тобто пункту, віддаленого на максимально можливу на поверхні землі відстань) вони розповсюджуються за рахунок відбиття від іоносфери та поверхні землі. Іоносфера здатна відбивати радіохвилі, які довші приблизно 10 м. Завдяки цьому короткі хвилі можуть розповсюджуватися послідовним відбиттям від іоносфери і землі на будь-які дальності. Радіохвилі, що розповсюджуються шляхом відбиття

від іоносфери або розсіювання в ній, будемо називати *іоносферними хвилями* (рис. 5.3).

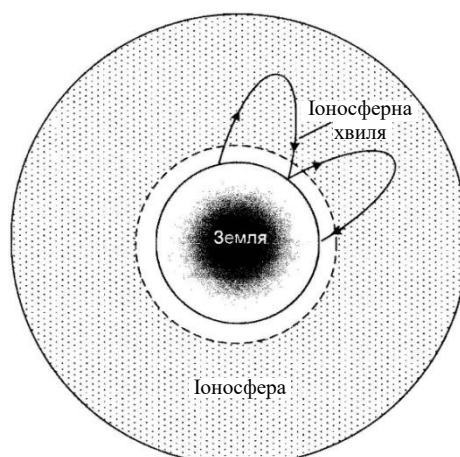


Рис. 5.3

На розповсюдження радіохвиль коротше 10 м істотний вплив здійснює тропосфера. Вона неоднорідна як у вертикальному, так і в горизонтальному напрямку. При плавному зменшенні коефіцієнта заломлення з висотою виникає рефракція радіохвиль, яка сприяє огинанню випуклості земної поверхні і збільшує дальність прямої видимості, що становить в умовах рівнини десятки кілометрів.

За деяких метеорологічних умов виникають області швидкої зміни коефіцієнта заломлення з висотою, які володіють хвилевою дією і забезпечують розповсюдження УКХ на великі відстані – до 1000 км і більше. Однак, більш важливе практичне значення має регулярне поширення УКХ на відстані до 600 – 1000 км при розсіянні на дрібних неоднорідностях тропосфери. Радіохвилі, що розповсюджуються на великі дальності (значно більше дальності прямої видимості) за рахунок розсіювання в тропосфері і її направляючої дії, будемо називати *тропосферними хвилями* (рис. 5.4).

Таким чином, тропосфера впливає на розповсюдження прямих і дифракційних хвиль і забезпечує дальнє розповсюдження тропосферних хвиль.

Однією з особливостей іоносферних і тропосферних радіохвиль є багатопробеневість їх розповсюдження. При цьому в пункт прийому потрапляє ряд променів. Через випадкові зміни довжин шляхів цих променів при їх інтерференції виникають спотворення та випадкові зміни сигналу на прийомі, які називають швидкими завмираннями. На ці завмирання накладаються повільні замирання сигналу, обумовлені змінами параметрів середовища розповсюдження. Аналогічні явища з різних причин можуть спостерігатися при інших способах розповсюдження радіохвиль.

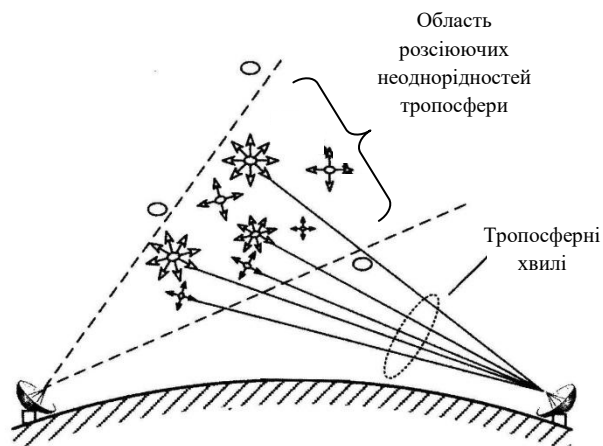


Рис. 5.4

Радіолінії класифікують за способом розповсюдження радіохвиль. Розрізняють наступні типи радіоліній:

- радіолінії земних хвиль;
- радіолінії іоносферних хвиль;
- радіолінії тропосферних хвиль;
- радіолінії прямих хвиль (до радіоліній прямих хвиль відносяться радіорелейні лінії (РРЛ), лінії супутникового зв'язку (ЛСЗ), радіолінії телевізійного та радіомовлення, радіолінії систем мобільного радіозв'язку та безпроводового доступу).

5.3. Розповсюдження радіохвиль у вільному просторі

Вільний простір являє собою однорідне непоглинаюче середовище, відносна діелектрична проникність якого дорівнює одиниці. Припустимо, що у вільному просторі поміщений уявний точковий випромінювач з потужністю P_1 , який рівномірно випромінює радіохвилі у всіх напрямках. Таке джерело поля ще називають ізотропним випромінювачем (рис. 5.5, де P_1 – вихідна потужність передавача; l_ϕ – довжина фідера; $\eta_{\phi 1}$ – ефективність фідера; P_{A1} – потужність на вході антени; $P_{\Sigma 1}$ – потужність випромінювання).

Визначимо щільність потоку потужності (вектор Пойнтінга) на відстані r від джерела, враховуючи при цьому, що енергія, яка випромінюється, рівномірно розподіляється по сфері з радіусом r . Необхідно визначити в будь-якій точці простору M , що оточує джерело ЕМП, значення напруженості електричного поля (\vec{E}).

Вибираючи потужність випромінювання $P_{\Sigma 1}$ в ватах, лінійні розміри – в метрах, отримаємо для числового значення вектора Пойнтінга вираз

$$\Pi = \frac{P_{\Sigma 1}}{4\pi r^2}, \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]. \quad (5.1)$$

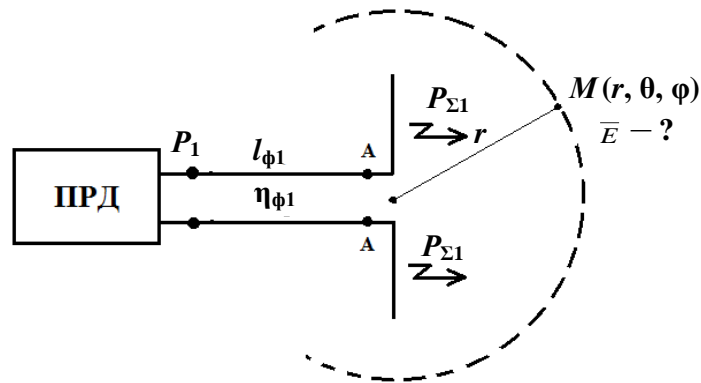


Рис. 5.5

У прийнятій системі одиниць середнє за період чисельне значення вектора Пойнтінга виражається формулою

$$\Pi = E_d \cdot H_d, \quad (5.2)$$

де E_d, H_d – діючі значення складових ЕМП.

Враховуючи, що $H_d = \frac{E_d}{Z_{\text{хво}}} = \frac{E_d}{120\pi}$, отримаємо

$$\Pi = \frac{|E_d|^2}{120\pi}. \quad (5.3)$$

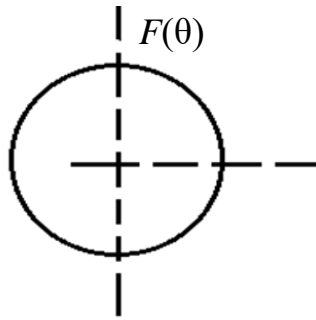
Порівнюючи вирази (5.1) і (5.3), знаходимо напруженість поля, створену ненаправленим випромінювачем

$$E_d = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma 1}}}{r} \left[\frac{\text{В}}{\text{М}} \right]. \quad (5.4)$$

Вираз (5.4) відноситься до випадку, коли використовується ізотропна антена, для якої КНД дорівнює 1 ($D_1 = 1$).

Якщо використовується реальна антена ($D_1 \neq 1$), то рівень сигналу в точці спостереження буде збільшуватися (рис. 5.6).

Діаграма направленості
направленої антени ($D = 1$)



Діаграма направленості
направленої антени ($D > 1$)

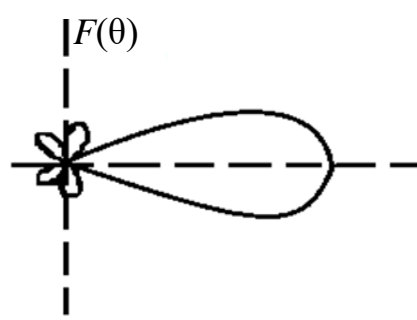


Рис. 5.6

Вираз для визначення напруженості поля в точці спостереження в даному випадку набуває наступного вигляду:

$$E_{\text{д}} = \frac{\sqrt{30P_{\Sigma 1}D_1}}{r}. \quad (5.5)$$

Амплітудне значення напруженості електричного поля з його діючим значенням пов'язані співвідношенням:

$$E_m = E_{\text{д}} \sqrt{2} = \frac{\sqrt{60P_{\Sigma 1}D_1}}{r}. \quad (5.6)$$

В подальшому будемо використовувати формулу (5.5), опускаючи індекс діючого значення.

Потужність випромінювання $P_{\Sigma 1}$ пов'язана з потужністю, що підводиться до антени P_{A1} співвідношенням

$$P_{\Sigma 1} = \eta_{A1} \cdot P_{A1}, \quad (5.7)$$

де η_{A1} – *ККД антени*, що визначає ефективність перетворення енергії високочастотних струмів в енергію радіохвиль (в передавальній антені) і в зворотному напрямку (в приймальній антені). Для одночасного врахування втрат в антені та виграшу за потужністю при направленому випромінюванні вводиться поняття коефіцієнта підсилення G_A антени, яке визначається наступним виразом:

$$G_{A1} = \eta_{A1} \cdot D_1. \quad (5.8)$$

Потужність на вході антени (P_{A1}) визначається, як

$$P_{A1} = \eta_{\phi 1} \cdot P_1.$$

Тоді кінцеву формулу для визначення *напруженості поля у вільному просторі* (5.6) можна переписати у вигляді:

$$E = \frac{\sqrt{30P_1G_1\eta_{\phi 1}}}{r}. \quad (5.9)$$

В технічній літературі цю величину прийнято позначати E_0 .

Таким чином, вираз (5.9) наглядно показує, що напруженість поля у вільному просторі залежить, по-перше, від потужності передавача, а також параметрів антенно-фідерного пристрою, по-друге, зменшується зворотно-пропорційно відстані до точки спостереження.

Отримані результати наглядно демонструють роль та місце антенно-фідерних пристроїв при забезпеченні радіозв'язку.

5.4. Множник ослаблення

Для того, щоб врахувати вплив середовища на значення амплітуди поля в точці прийому, вводять поняття *множника (або функції) ослаблення F* , який чисельно визначається

$$F = \frac{E}{E_0}, \quad (5.10)$$

де E – напруженість поля в реальному середовищі, E_0 – напруженість поля у вільному просторі.

На реальних радіолініях напруженість поля в точці спостереження буде визначатися виразом:

$$E = E_0F = \frac{\sqrt{30P_1G_1\eta_{\phi 1}}}{r} \cdot F. \quad (5.11)$$

На підставі виразу (5.11) можуть бути розраховані радіолінії всіх перерахованих вище видів. Відмінність полягатиме в методиці розрахунку множника ослаблення для конкретної радіолінії.

5.5. Рівняння ідеальної радіопередачі

На рис. 5.7 показано ідеальну радіолінію, яка включає в себе радіопередавач з потужністю P_1 , фідер з ККД η_1 , антенним пристроєм з коефіцієнтом підсилення G_1 . На відстані r від передавача знаходиться приймач з антеною (G_1) та фідером (η_2). Необхідно визначити потужність на вході приймача P_2 .

Ідеальність радіолінії полягає у наступному:

- середовище розповсюдження радіохвиль без втрат;
- рівень завад на вході приймача дорівнює нулю;
- антени від'юстовані ($F_1(\theta, \varphi) = F_2(\theta, \varphi) = 1$);
- антени на передавальній і приймальній сторонах узгоджені з фідером;
- антени на передавальній і приймальній сторонах узгоджені за поляризацією.

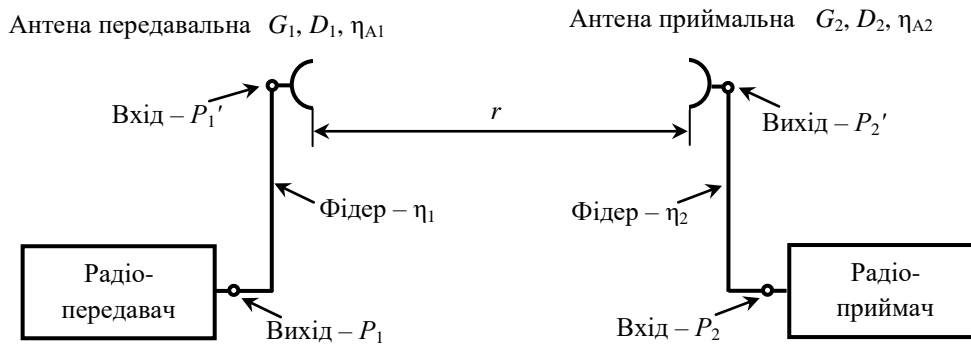


Рис. 5.7

Наведена в антені A_2 потужність визначається виразом:

$$P_{A2} = \Pi S_{A2}, \quad (5.12)$$

де S_{A2} – ефективна площа приймальної антени, тобто площа, з якої приймальна антена сприймає енергію радіохвиль, що до неї приходять.

Для будь-якої антени

$$S_{A2} = \frac{\lambda^2}{4\pi} D_2. \quad (5.13)$$

Підставляючи (5.13) в (5.12) отримаємо:

$$P_{A2} = \Pi \frac{D_2 \lambda^2}{4\pi}. \quad (5.14)$$

Рахуватимемо, що антена і фідерний тракт, а також фідерний тракт і приймач узгоджені. При роботі всіх пристроїв приймальної станції в режимі узгодження потужність, що віддається антеною в лінію передачі,

$$P_{\phi 2} = P_{A2} \eta_{A2}, \quad (5.15)$$

а потужність на вході приймача

$$P_2 = P_{\phi 2} \eta_{\phi 2} = P_{A2} \eta_{A2} \eta_{\phi 2}. \quad (5.16)$$

Підставляючи в (5.16) значення P_{A2} (5.14), Π (5.3), і E_d (5.5), знаходимо кінцевий вираз для потужності сигналу на вході приймача для випадку розповсюдження радіохвиль у вільному просторі:

$$P_2 = \frac{P_1 \eta_{\phi 1} \eta_{A1} D_1 D_2 \eta_{\phi 2} \eta_{A2}}{\left(\frac{4\pi r}{\lambda}\right)^2}. \quad (5.17)$$

Як видно з отриманого виразу величина потужності на вході приймача пропорційна потужності передавача, добутку коефіцієнтів направленої дії антен і зворотно-пропорційна квадрату відстані зв'язку.

На перший погляд може здаватися, що потужність на вході приймача росте зі збільшенням довжини хвилі. Проте, слід мати на увазі, що коефіцієнт підсилення кожної антени зворотно-пропорційний квадрату довжини хвилі. Відповідно до цього при фіксованих розмірах антен зі збільшенням довжини хвилі потужність сигналу на вході приймача зменшується.

Підставляючи в (5.17) коефіцієнт підсилення, що дорівнює добутку КНД на ККД, перетворимо вираз для потужності сигналу на вході приймача:

$$P_2 = \frac{P_1 \eta_{\phi 1} \eta_{\phi 2} G_1 G_2}{\left(\frac{4\pi r}{\lambda}\right)^2}, \quad (5.18)$$

або в децибелах

$$P_2 \text{ (дБ)} = P_1 \text{ (дБ)} + G_1 \text{ (дБ)} + G_2 \text{ (дБ)} + \eta_{\phi 1} \text{ (дБ)} + \eta_{\phi 2} \text{ (дБ)} + 20 \lg \frac{\lambda}{4\pi r}. \quad (5.19)$$

Останній доданок у лівій частині виразу (5.19) іноді називають основними втратами при розповсюдженні радіохвиль, а вирази (5.17) – (5.19) називаються *рівнянням ідеальної радіопередачі*.

Рівняння радіопередачі з урахуванням впливу середовища носить назву рівняння радіолінії і має наступний вигляд:

$$P_2 = \frac{P_1 G_1 G_2 \eta_{\phi 1} \eta_{\phi 2}}{\left(\frac{4\pi r}{\lambda}\right)^2} \times F^2. \quad (5.20)$$

Рівняння радіолінії справедливе для всіх типів радіоліній і відрізняється впливом середовища на розповсюдження радіохвиль, тобто множником ослаблення.

Співвідношення $L_0 = \left(\frac{4\pi r}{\lambda} \right)^2$ називається основними втратами радіолінії (втратами у вільному просторі).

5.6. Умови здійснення радіозв'язку

Для здійснення радіозв'язку необхідне дотримання двох умов:

1) спотворення сигналу в процесі розповсюдження не повинні перевищувати допустимих норм;

2) має бути забезпечене певне перевищення потужності сигналу над потужністю різного роду завад на вході приймача, що залежить від виду роботи, достовірності і надійності прийому.

Перша умова обмежує смугу частот неспотвореної передачі, тобто швидкість передачі інформації. Надалі вважатимемо, що вид роботи задовольняє цю вимогу, тобто узгоджений з особливостями використовуваного способу розповсюдження радіохвиль.

З ряду причин потужність завад, а в ряді випадків і потужність сигналу на вході приймача, зазнають безперервних і безладних змін (флуктуацій). Тому при формулюванні другої умови здійснення радіозв'язку доводиться оперувати середніми значеннями потужностей сигналу і завад (P_2 і P_3) і враховувати закони їх статистичного розподілу

$$P_2 \geq k^2 P_3, \quad (5.21)$$

де k – коефіцієнт перевищення по напрузі, або коефіцієнт захисту, що залежить від виду роботи, достовірності і надійності прийому.

Величина

$$P_H = k^2 P_3 \quad (5.22)$$

характеризує мінімальну необхідну потужність сигналу на вході приймача, при якій забезпечується прийом з необхідною достовірністю і надійністю.

Величина P_3 у виразі (5.22) в загальному випадку включає в себе потужність $P_{3\text{зш}}$, обумовлену зовнішніми джерелами радіозавад, і потужність $P_{\text{ш}}$ внутрішніх теплових шумів антени, фідера і приймачів:

$$P_3 = P_{3\text{зш}} + P_{\text{ш}} = B(P_{3\text{зш}}^{(1)} + P_{\text{ш}}^{(1)}),$$

де B – смуга пропускання приймача, а $P_{3\text{зш}}^{(1)}$ і $P_{\text{ш}}^{(1)}$ – спектральні щільності потужностей зовнішніх завад і внутрішніх шумів відповідно.

До зовнішніх завад природного походження відносяться: атмосферні завади – випромінювання електричних розрядів в атмосфері; космічні завади – радіовипромінювання джерел, що знаходяться за межами атмосфери і землі. Під час заметілі в полярних районах або піщаних бур в

пустелях завади створюються великою кількістю рухомих наелектризованих частинок снігу або піску.

До зовнішніх завад штучного походження відносяться промислові завади, створювані різною електроапаратурою, і завади від інших радіостанцій. Завади радіоприйому, що виникають на рухомих об'єктах (бортові завади), також можна відвести до промислових завад. Для опису радіозавад, які носять випадковий характер, користуються поняттями теорії флуктуаційних шумів.

Як відомо, потужність шуму будь-якого двополюсника визначається співвідношенням

$$P_{\text{ш}} = kTB = kT_0 F_{\text{ш}} \cdot B, \quad (5.23)$$

де $F_{\text{ш}} = T/T_0$ – коефіцієнт шуму; $T = P_{\text{ш}}/kB$ – абсолютна температура двополюсника; $T_0 = 288^\circ \text{K}$ – стандартна абсолютна температура; $F_{\text{ш}}$ – смуга частот, в якій визначається потужність шуму; $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Вт}}{\text{Гц} \cdot \text{К}}$ – постійна Больцмана.

Аналогічно, потужність зовнішніх завад $P_{\text{з зш}}$, що приймаються антеною, можна також характеризувати еквівалентною температурою антени T_A або коефіцієнтом завад F_A , які визначаються відношеннями

$$P_{\text{з зш}} = k \cdot T_A \cdot B = k \cdot T_0 \cdot B \cdot F_A. \quad (5.24)$$

Позначимо через $\eta = \eta_{A2} \cdot \eta_2$ ККД приймальної антенно-фідерної системи. Тоді величина $1 - \eta$ буде характеризувати частку потужності, що витрачається на втрати, і перевипромінюється у вигляді теплових шумів антенно-фідерної системи, термодинамічну температуру якої можна вважати рівною T_0 . Повна потужність завад на вході приймача може бути представлена у вигляді:

$$P_{\text{п}} = k \cdot B \cdot T_A \cdot \eta + k \cdot B \cdot T_0(1 - \eta) + k \cdot B \cdot T_{\text{пр}}, \quad (5.25)$$

де $T_{\text{пр}}$ – шумова температура приймача.

Відносячи потужність завад до входу антени, отримаємо вираз для ефективної антенної температури T_e і ефективного коефіцієнта шуму F_e приймального пристрою

$$T_e = T_0 \cdot F_e = \frac{P_{\text{п}}}{\eta \cdot k \cdot B} = T_A + T_0(1 - \eta)/\eta + T_{\text{пр}}/\eta. \quad (5.26)$$

Звідси випливає, що при великому рівні зовнішніх завад ($T_A \gg T_0$) і не дуже малому ККД антенно-фідерної системи теплові шуми останньої практично не впливають на прийом сигналу. Такий режим роботи має місце в діапазоні КХ і більш довгих хвиль. Тут немає необхідності отримання високого ККД приймальних антен.

У діапазоні УКХ, зазвичай, $T_A < T_0$, тому теплові шуми приймальної антенно-фідерної системи можуть помітно обмежувати чутливість приймального пристрою, особливо у випадку малошумливих приймачів ($T_{\text{пр}} \ll T_0$). Тут необхідні високі значення ККД антенно-фідерної системи.

У діапазоні коротких і більш довгих хвиль зовнішні завади часто характеризують діючою (середньоквадратичною) напруженістю поля завад $E_3^{(1)}$, віднесеною до одиничної смуги частот (зазвичай 1кГц). Величину питомої напруженості $E_3^{(1)}$ знаходять через потужність завад $P_{3\text{зш}}$ в антені без втрат, припускаючи, що завади приходять рівномірно з усіх напрямків. При цьому ефективна площа антени не залежить від коефіцієнта направленості D і для всіх антен без втрат вона дорівнює $A_{\text{п}} = \lambda^2/4\pi$. Таким чином,

$$P_{3\text{зш}} = \Pi_{\text{п}} \cdot A_{\text{п}} = (E_{\text{п}}^2/120\pi) \cdot (\lambda^2/4\pi). \quad (5.27)$$

Звідси знаходимо

$$E_3^{(1)} = \sqrt{480\pi^2 \cdot P_{3\text{зш}}/\lambda^2 \cdot B} = \sqrt{480\pi^2 k T_A/\lambda^2} = \sqrt{480\pi^2 k T_0 F_A/\lambda^2}. \quad (5.28)$$

За допомогою співвідношення (5.28) можна перерахувати величини $P_{3\text{зш}}$, T_A , F_A і $E_3^{(1)}$ від однієї до іншої величини в залежності від вихідних даних за рівнем завад. Зокрема, рівень $E_3^{(1)}$ в децибелах відносно 1 мкВ/м пов'язаний з коефіцієнтом завад F_A співвідношенням

$$E_3^{(1)}, \text{дБмкВ} = F_A, \text{дБ} + 20 \lg f, \text{МГц} - 65,5. \quad (5.29)$$

З урахуванням співвідношень (5.26) і (5.28) для мінімальної необхідної потужності сигналу на вході приймача на основі (5.23) можемо записати

$$\begin{aligned} P_{\text{н}} &= \kappa^2 k \cdot T_e \cdot B \cdot \eta = \kappa^2 \cdot k \cdot B \cdot \eta \cdot \left[T_A + \frac{T_0(1-\eta)}{\eta} + \frac{T_{\text{пр}}}{\eta} \right] = \\ &= \kappa^2 \left[B \cdot (E_3^{(1)})^2 \cdot \frac{\lambda^2}{480\pi^2} + \frac{P_{\text{ш}}}{\eta} \right]. \end{aligned}$$

Прирівнюючи потужність сигналу на вході приймача P_2 , що визначається виразом (5.15), до величини $P_{\text{н}}$, отримуємо основне рівняння для розрахунку радіолінії, що пов'язує вид і якість роботи з умовами розповсюдження радіохвиль і параметрами радіоапаратури:

$$\eta_1 \cdot P_1 \cdot G_1 \cdot D_2 \left(\frac{\lambda F}{4\pi r} \right)^2 = \kappa^2 \cdot k \cdot B \left[T_A + \frac{T_0(1-\eta)}{\eta} + \frac{T_{\text{пр}}}{\eta} \right], \quad (5.30)$$

або

$$\eta_1 \cdot P_1 \cdot G_1 \cdot D_2 \cdot \left(\frac{\lambda F}{4\pi r} \right)^2 = \kappa^2 \left[B (E_3^{(1)})^2 \cdot \frac{\lambda^2}{480\pi} + \frac{P_{\text{ш}}}{\eta} \right]. \quad (5.31)$$

Якщо рівень зовнішніх завад великий, а ККД η приймального антенно-фідерного пристрою не занадто малий (режим великих зовнішніх завад), то можна знехтувати внутрішніми шумами. При цьому рівняння радіолінії набирає вигляду:

$$30P_1 \cdot G_1 \cdot \eta(F/r)^2 = \kappa^2 (E_3^{(1)})^2 \cdot B/D_2. \quad (5.32)$$

Ліва частина виразу (5.32) визначає квадрат напруженості поля E , створюваного передавальною антеною, а права частина – квадрат необхідної напруженості поля в пункті прийому

$$E_H = \kappa \cdot E_3^{(1)} \cdot \sqrt{B/D_2}. \quad (5.33)$$

Таким чином, в режимі великих зовнішніх завад умовою здійснення радіозв'язку є

$$E \gg E_3. \quad (5.34)$$

Як вказувалося, цей режим, зазвичай, має місце в низькочастотній частині діапазону КХ і на більш низьких частотах, де великий рівень атмосферних завад. При великих зовнішніх завадах ККД приймальної антенно-фідерної системи не має значення, оскільки вимоги до рівня сигналу в пункті прийому визначаються лише коефіцієнтом направленості приймальної антени: чим більше D_2 , тим менше E_H .

У тих випадках, коли можна знехтувати тепловими шумами антени і фідера, але необхідно врахувати шуми приймача, величину E_H можна визначити за формулою:

$$E_H = \kappa \cdot \sqrt{(E_3^{(1)})^2 \cdot B/D_2 + U_0^2/\eta \cdot l_d^2}, \quad (5.35)$$

де U_0 – гранична чутливість приймача, пов'язана з його реальною чутливістю U_p співвідношенням $U_0 = U_p/\kappa_1$, де κ_1 – перевищення напруги сигналу над напругою шумів приймача, прийняте при вимірюванні чутливості.

У разі низького рівня зовнішніх завад порівняно з внутрішніми шумами приймальної системи (режим слабких зовнішніх завад) можна в правій частині рівняння (5.31) залишити лише останній член. При цьому рівняння радіолінії набирає вигляду:

$$\eta_1 \cdot \eta_2 \cdot P_1 \cdot G_1 \cdot G_2 \left(\frac{\lambda F}{4\pi r} \right)^2 = \kappa^2 P_{ш}.$$

Тут для радіозв'язку однаково важливе значення мають ККД передавальної і приймальної антенно-фідерних систем.

Контрольні питання до глави 5

1. Як класифікуються радіохвилі за діапазонами та способами розповсюдження?
2. Запишіть формулу для розрахунку напруженості поля у вільному просторі, поясніть зміст величин, що входять до неї.
3. Для чого вводиться поняття множника ослаблення, як записується з його допомогою вираз для розрахунку напруженості поля?
4. Запишіть рівняння ідеальної радіопередачі, поясніть зміст величин, що входять до нього.
5. У чому полягають умови здійснення радіозв'язку?

ГЛАВА 6. ОСНОВИ ТЕОРІЇ АНТЕН

6.1. Функції антен та відповідні їм характеристики та параметри

Як будь-яку інженерну конструкцію, антену можна характеризувати за допомогою цілого ряду загально-технічних та економічних показників, до числа яких потрібно віднести габарити, складність конструкції, вартість виготовлення, надійність роботи, довговічність і т.п. Однак вказані показники не характеризують антену з точки зору специфічних функцій, виконуваних нею, як частиною радіотехнічної системи того чи іншого призначення.

Будь-яка антена повинна виконувати дві функції.

Перша функція полягає в перетворенні енергії електромагнітного поля, пов'язаної з хвилями, що розповсюджуються в лінії передачі, або струмами генератора НВЧ, в енергію електромагнітних хвиль, що поширюються у вільному просторі (для передавальної антени). Приймальна антена повинна виконувати зворотне перетворення.

Друга функція полягає у випромінюванні радіохвиль переважно в одному заданому напрямку із заданою поляризацією (режим передачі) або виділення на фоні завад корисних сигналів, які приходять із заданого напрямку та мають визначену поляризацію (режим прийому). Успішність виконання цих специфічних функцій оцінюється рядом електродинамічних показників – характеристик і параметрів. Під *характеристиками* розуміють функціональні залежності, а під *параметрами* – чисельні величини. Наприклад, характеристика направленості – характеристика антени, коефіцієнт еліптичності – параметр антени з обертаючою поляризацією випромінюючого поля. В табл. 6.1 наведено перелік основних параметрів антен, які розділені відповідно до вказаних функцій.

Приведений перелік не є повним, а містить тільки основні параметри, які дозволяють оцінити потрібні якості будь-якої антени. Інші параметри, які зустрічаються в теорії та техніці антенних пристроїв, будуть детально розглядатися у відповідних розділах навчального посібника, присвячених різним типам антенних пристроїв.

При визначенні параметрів в більшості випадків будь-яку антену розглядають як передавальну. Параметри приймальних антен визначаються за допомогою теореми взаємності, яка застосовується до передавальних антен.

Функції антен	Характеристики і параметри	Позначення параметрів
1) Перетворення енергії високочастотного коливання (струмових полів) в енергію полів, які випромінюються в простір у вигляді електромагнітних хвиль	Вихідний опір Опір випромінювання Опір втрат ККД Електрична міцність Максимальна потужність на вході антени	Z_A R_Σ $R_{втр}$ η_A $U_{міц}$ $P_{Амакс}$
2) Формування заданих зовнішніх характеристик	Характеристика направленості (діаграма направленості) Коефіцієнт підсилення КНД Поляризаційна діаграма Діюча площа Діюча висота Фазова діаграма	$F(\theta, \varphi)$ $G(\theta, \varphi)$ $D(\theta, \varphi)$ $P(\theta, \varphi)$ S_A U_d $\Psi(\theta, \varphi)$
1 і 2	Смуга робочих частот*	f_1, \dots, f_2

*Примітка: смуга робочих частот, що характеризує діапазонні властивості антени, є загальною характеристикою для обох функцій антени.

6.2. Антена, як навантаження генератора

Розглянемо передавальну антену, підключену до виходу генератора високої частоти, яка здійснює перетворення його енергії (рис. 6.1). Являючись навантаженням генератора, передавальна антена характеризується активною, реактивною та граничною потужністю і вхідним опором.

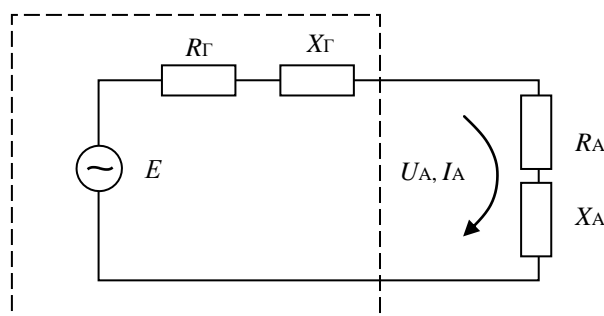


Рис. 6.1

Вхідним опором антени називається відношення комплексних амплітуд (або діючих значень) напруги та струму або повної потужності до квадрата діючого значення струму на вході антени.

$$Z_A = \frac{U_A}{I_A} = \frac{P_{\text{пов}}}{I_A^2}. \quad (6.1)$$

В загальному випадку вхідний опір представляється комплексною величиною:

$$Z_A = R_A + iX_A, \quad (6.2)$$

яка складається з активної R_A та реактивної X_A компонент.

Як відомо, повна потужність в антені складається з потужності випромінювання $P_{\text{випр}}$ та потужності втрат $P_{\text{втр}}$, які витрачаються на нагрівання металевих та діелектричних частин антени, втрати в землі та навколишніх предметах:

$$P_{\text{пов}} = P_{\text{випр}} + P_{\text{втр}}. \quad (6.3)$$

Випромінювана потужність являє собою потік вектора Пойнтінга через деяку замкнену поверхню, яка оточує антену:

$$P_{\text{випр}} = \oint_S \bar{\Pi} d\bar{S}. \quad (6.4)$$

В загальному випадку вектор Пойнтінга є комплексною величиною:

$$\bar{\Pi} = \frac{1}{2} [\bar{E} \times \bar{H}], \quad (6.5)$$

де використано комплексні амплітуди векторів електричного E та магнітного H полів.

В ближній зоні диполя Герца, на відстанях $r < \lambda/2\pi$, вектори E та H зсунуті за фазою один відносно одного. Це положення можна рахувати справедливим для кожної антени, оскільки її можна представити сукупністю диполів.

Таким чином, якщо замкнена поверхня розташована в безпосередній близькості від антени, де вектор Пойнтінга є комплексним, то і випромінювана потужність буде складатися із активної (потужності випромінювання) P_Σ і реактивної P_p частин:

$$P_{\text{випр}} = P_\Sigma + iP_p. \quad (6.6)$$

В дальній зоні диполя Герца, на відстанях $r \gg \lambda/2\pi$, де вектори складових електромагнітного поля синфазні, вектор Пойнтінга є дійсною величиною. Рахуючи, що ця умова виконується для кожної антени, яка є сукупністю диполів Герца, можна знайти тільки одну складову потужності випромінювання P_Σ . Для цього необхідно вибрати замкнену поверхню S у дальній зоні, на значній відстані від антени. Тобто, в самому загальному

випадку повну потужність в антені можна вважати рівною

$$P_{\text{повн}} = P_{\text{випр}} + P_{\text{втр}} = P_{\Sigma} + P_{\text{втр}} + iP_r. \quad (6.7)$$

Якщо обидві частини виразу розділити на I_A^2 , то отримаємо

$$Z_A = R_{\Sigma} + R_{\text{втр}} + iX_A, \quad (6.8)$$

де R_{Σ} – опір випромінювання;

$R_{\text{втр}}$ – опір втрат;

X_A – реактивний опір, причому вхідний опір та його складові знаходяться за допомогою формул (6.6) та (6.8) в тих точках антени, для яких взято значення струму I_A .

Потрібно мати на увазі, що потужність та опір втрат характеризують перетворення електричної енергії в теплову. Потужність і опір випромінювання мають електродинамічний характер. Справа в тому, що електромагнітне поле, створене антеною, наводить конкретну ЕРС в різних частинах самої антени. Фази ЕРС в різних точках антени можуть бути різними. Тому результуюча ЕРС на клеммах антени зсунута відносно струму збудження на кут, який відрізняється від 90° . Цим антена відрізняється від котушки індуктивності.

Складова ЕРС індукції, протифазна струму антени, врівноважує ЕРС генератора високої частоти, яка синфазна струмові I_A . Це і обумовлює виникнення активного опору випромінювання, як деякої витрати потужності генератора на подолання реакцій поля, тобто на утворення випромінювання. Складова ЕРС, яка зсунута відносно струму на 90° , викликає виникнення реактивного опору антени, який аналогічний дії реактивного навантаження.

З формул (6.7) та (6.8) випливає, що:

$$R_A = R_{\Sigma} + R_{\text{втр}}. \quad (6.9)$$

Активна потужність, що витрачається в антені

$$P_A = |I|_A^2 \cdot R_A = \frac{\varepsilon_{\Gamma}^2 R_A}{(R_{\Gamma} + R_A)^2 + (X_{\Gamma} + X_A)^2}, \quad (6.10)$$

що безпосередньо впливає зі схеми, показаної на рис. 6.1. В цій формулі ε_{Γ} – діюче значення ЕРС, а R_{Γ} і X_{Γ} – складові внутрішнього опору генератора.

При узгодженні опорів генератора та антени, коли виконується умова

$$Z_A = Z_{\Gamma}^*, \text{ тобто } (X_{\Gamma} = -X_A, R_{\Gamma} = R_A),$$

генератор віддає максимальну активну потужність:

$$P_{A\text{макс}} = P_{A\text{узг}} = \frac{\varepsilon_{\Gamma}^2}{4R_A}. \quad (6.11)$$

Якість узгодження характеризується *коефіцієнтом узгодження* ζ_A , рівним відношенню розвинутої потужності генератора до потужності, що віддається у повністю узгоджене навантаження

$$\zeta_A = \frac{P_A}{P_{\text{Аузг}}} = \frac{4R_A R_\Gamma}{(R_A + R_\Gamma)^2 + (X_A + X_\Gamma)^2} \quad (6.12)$$

Ефективність роботи антени як перетворювача енергії оцінюється за допомогою коефіцієнта корисної дії, введеного вперше радянським вченим професором І.Г. Кляцкіним в 1921 році. *ККД антени* дорівнює відношенню випроміненої потужності до всієї активної потужності, яка витрачається в антені:

$$\eta_A = \frac{P_\Sigma}{P_A} = \frac{P_\Sigma}{P_{\text{втр}}} = \frac{1}{1 + \frac{P_{\text{втр}}}{P_\Sigma}} \quad (6.13)$$

Таким чином, ККД показує, яка частина потужності, підведеної до антени, витрачається корисно, тобто йде на створення випромінювання.

Електричною міцністю називають ту максимальну напругу (або максимальну потужність), яка може бути підведена до антени при зберіганні нормальних умов її роботи (відсутність пробоя та неспотворена передача сигналів).

Максимальна напруга U_{max} , як правило, обмежується властивостями діелектриків самої антени та навколишнього середовища. Остання умова особливо важлива для антен літальних апаратів різного призначення, які функціонують в розріджених шарах тропосфери та іоносфери.

6.3. Параметри та характеристики антен

Характеристика направленості антени. Найважливішою зовнішньою характеристикою антени є її амплітудна характеристика направленості (ХН). Ця характеристика вводиться для того, щоб охарактеризувати розподіл енергії, яка випромінюється антенною, в навколишньому просторі (або її здатність забезпечувати заданий розподіл поля в просторі).

Характеристика направленості – це залежність напруженості електричного поля E або величини її пропорційної (потужності P) від кутових координат (θ і φ) у просторі в дальній зоні на однаковій відстані ($r = \text{const}$) від джерела випромінювання (антени).

Це визначення можна записати у наступному вигляді:

$$E(\sim P) = \Psi(\theta, \varphi) \Big|_{\substack{r = \text{const} \\ r \gg \lambda}} \cdot$$

З цього визначення випливає, що ХН можна вимірювати або за

напруженістю поля, або за потужністю. Позначення ХН може мати наступний вигляд:

$f(\theta, \varphi)$ – ненормована ХН за напруженістю;

$f^2(\theta, \varphi)$ – ненормована ХН за потужністю.

Для порівняння ХН різних антен їх нормують:

$F(\theta, \varphi) = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{\max}(\theta, \varphi)}$ – нормована ХН за напруженістю;

$F^2(\theta, \varphi) = \frac{f^2(\theta, \varphi)}{f_{\max}^2(\theta, \varphi)}$ – нормована ХН за потужністю.

У відповідності з принципом оборотності для передавальних і приймальних антен, ХН, виміряна в режимі передачі, буде такою ж, як і при роботі антени в приймальному режимі.

Графічне зображення діаграми направленості називається *діаграмою направленості* (ДН).

Діаграма направленості (ДН) дозволяє наочно представити розподіл поля в просторі (рис. 6.2). Вона є функцією двох змінних та являє собою поверхню, яка може мати один або декілька максимумів. Найбільший із максимумів, відносно якого проводиться нормування діаграми, називається головним максимумом або *головним пелюстком*. Інші максимуми називаються *бічними пелюстками*. В тих випадках, коли має місце максимум в напрямку, протилежному головному, його називають *заднім пелюстком*.

ДН можна побудувати в сферичних, полярних, декартових системах координатах.

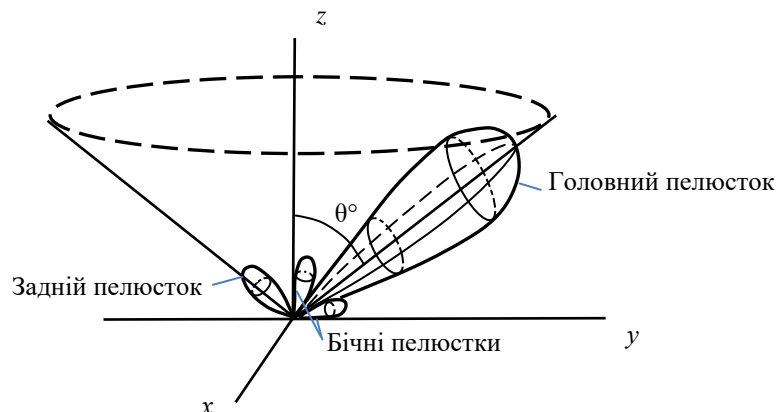


Рис. 6.2

За допомогою діаграми направленості вдається не тільки наглядно оцінити направлені властивості антени, але і розрахувати деякі інші параметри. Тому однією із основних задач дослідження антени є розрахунок або експериментальне визначення її діаграми направленості.

У практиці радіозв'язку будь-якого виду відстані, на які передаються сигнали, щонайменше в декілька разів перевищують довжину хвилі і лінійні параметри антени. Ця обставина змушує визначати діаграму направленості на відстанях, що відповідають саме дальній зоні випромінювання антени.

Просторове зображення діаграми направленості у вигляді деякої поверхні є незручним. На практиці, як правило, користуються її плоскими перерізами, які проводять через максимум головного пелюстка та точку розташування антени. Звичайно зображуються плоскі перерізи діаграми направленості в тих площинах, в яких головний пелюсток володіє найбільшою і найменшою шириною (рис. 6.2), або в площинах, які проходять через вектори напруженості електричного та магнітного поля (площина E та H).

Спрямовані властивості антени оцінюються за *шириною головного пелюстка*. Цей параметр позначається $2\Delta\theta_{0,1}^{\circ}$ або $2\Delta\theta_{0,5}^{\circ}$ та показаний на рис. 6.3.

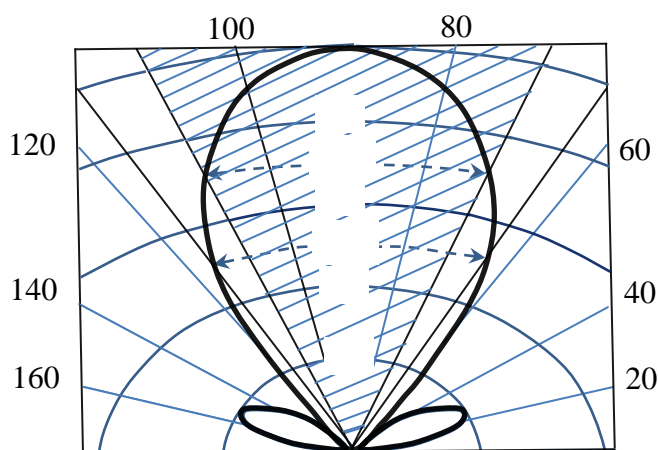


Рис. 6.3

Ширина діаграми направленості антени за рівнем половинної потужності $2\Delta\theta_{0,5}^{\circ}$ – це кутовий розкрив в межах головного пелюстка на границях якого потужність зменшується в два рази відносно максимального значення. Якщо ж ДН побудована за напруженістю поля, то відлік її ширини здійснюється за рівнем 0,707 від максимального значення.

Залежно від ширини ДН розрізняють антени:

- ненаправлені;
- слабонаправлені;
- направлені (якщо $2\Delta\theta_{0,5}^{\circ} = 10... 30^{\circ}$);
- гостронаправлені (якщо ширина ДН становить одиниці градусів).

Діаграма направленості у вибраній площині є плоскою фігурою та

зображується в полярній або декартовій системі координат, при цьому полярні координати використовуються для зображення таких діаграм направленості, які володіють достатньо широким головним пелюстком (рис. 6.3).

Діаграма направленості гостронаправлених антен, в яких ширина головного пелюстка складає декілька градусів (на практиці), а рівень бокових не перевищує декілька відсотків, зображуються в прямокутній системі координат з використанням по осі ординат квадратичного або логарифмічного масштабів.

Знання діаграми направленості дозволяє скласти повну уяву про те, яким чином змінюється в просторі навколо антени амплітуда поля випромінювання.

Коефіцієнт направленої дії. В залежності від області використання до направлених властивостей використовуваних антен висувають різні вимоги. Для того, щоб порівняти між собою направлені антени, вводиться параметр, що називається коефіцієнтом направленої дії (КНД).

Величина КНД визначається шляхом порівняння направленості реальної піддослідної антени з ідеалізованою гіпотетичною „ізотропною” антеною, яка випромінює однаково у всіх напрямках (як відомо із електродинаміки, така антена не може бути реалізована). Інколи для порівняння використовують який-небудь інший тип антен, наприклад, диполь Герца, але це завжди спеціально оговорюється.

Коефіцієнт направленої дії – параметр, який показує у скільки разів можна зменшити потужність випромінювання направленої антени $P_{\Sigma H}$, порівняно з потужністю випромінювання ненаправленої антени $P_{\Sigma 0}$, щоб на однаковій відстані від джерела поля напруженості полів, що створюються обома антенами, були однакові. Чисельно КНД визначається виразом:

$$D(\theta, \varphi) = \frac{P_{\Sigma 0}}{P_{\Sigma H}} \Big|_{r = \text{const}} \cdot \frac{E_0}{E_H}.$$

Для довільного напрямку:

$$D(\theta, \varphi) = DF^2(\theta, \varphi).$$

Якщо оточити антену сферою великого радіусу і врахувати, що елемент поверхні dS у сферичній системі координат визначається виразом

$$dS = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi,$$

можна записати вирази для $P_{\Sigma 0}$ і $P_{\Sigma H}$ наступним чином:

$$P_{\Sigma 0} = \frac{|E_m|^2}{240\pi} r^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi = 4\pi \frac{|E_m|^2}{240\pi} r^2;$$

$$P_{\Sigma H} = \oint_S \bar{\Pi} d\bar{S} = \frac{r^2 |E_m|^2}{240\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta.$$

Коефіцієнт направленої дії за відомою характеристикою направленості можна визначити з виразу

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi f^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta}, \quad (6.14)$$

або

$$D_{\max} = \frac{4\pi}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta}. \quad (6.15)$$

Дві останні формули часто застосовуються на практиці, оскільки пов'язують між собою важливі параметри будь-якої антени. Можна показати, що для лінійно протяжних антен

$$D_{\max} = \frac{30(kh_d)^2}{R_\Sigma}, \quad (6.16)$$

де R_Σ – опір випромінювання антени, $R_\Sigma = P_\Sigma / I_A^2$.

КНД може досягати декількох тисяч та навіть десятків тисяч і в першому наближенні зворотно-пропорційний ширині головного пелюстка діаграми направленості. У той же час, ширина головного пелюстка не може служити величиною, яка повністю визначає КНД. Наявність навіть незначного бокового випромінювання призводить до суттєвого зменшення КНД.

Коефіцієнт направленої дії рівний одиниці ($D = 1$) означає, що антена рівномірно випромінює у всіх напрямках, тобто мова йде про ізотропну антену. Для елементарного джерела електромагнітного поля у вигляді електричного диполя $D = 1,5$, для симетричного півхвильового вібратора $D = 1,64$, для хвильового симетричного вібратора $D = 2,4$.

Використовуючи КНД можна оцінити, який вигреш у потужності випромінювання у порівнянні з ізотропним випромінювачем отримується при використанні направленої антени. Однак потужність випромінювання представляє тільки частину активної потужності генератора, що витрачається в антені. Для оцінки виграшу в потужності генератора, підключеного до реальної антени з втратами, вводиться параметр, який називається коефіцієнтом підсилення.

Коефіцієнт підсилення. Коефіцієнт підсилення визначається, як величина, що показує у скільки разів можна зменшити потужність, підведену до антени, якщо замінити ізотропний випромінювач без втрат ($\eta_A = 1$) реальною піддослідною антеною, при умові забезпечення однакової напруженості поля в дальній зоні в заданому напрямку обома антенами. Аналітичний вираз для коефіцієнта підсилення має вигляд:

$$G(\theta, \varphi) = \frac{P_{A0}}{P_{An}} \Big|_{E_0 = E_H} r - \text{const}$$

Враховуючи, що $P_{\Sigma H} = \eta_A P_{A H}$ та $P_{\Sigma 0} = P_{A 0}$ отримуємо:

$$G(\theta, \varphi) = \frac{P_{\Sigma 0}}{P_{\Sigma H}} \eta_A = \eta_A D(\theta, \varphi). \quad (6.17)$$

З (6.17) видно, що коефіцієнт підсилення дорівнює добутку її ККД на КНД та дає можливість здійснити оцінку антени як з точки зору втрат при трансформаціях енергії поля, так із точки зору виграшу в потужності за рахунок направленої дії.

Коефіцієнт направленої дії не може бути менше одиниці ($D \geq 1$). Коефіцієнт підсилення, який враховує і ККД антени може приймати значення менше одиниці.

В залежності від того, відносно якої антени проводиться оцінка коефіцієнта підсилення, розрізняють: $G_{двi}$ – абсолютний коефіцієнт підсилення (відносно ізотропного випромінювача); $G_{двd}$ – відносний коефіцієнт підсилення (відносно диполя – півхвильового симетричного вібратора).

Поляризаційна характеристика. При вивченні поля випромінювання антени значний інтерес представляє не тільки його амплітуда, а й фаза та орієнтація векторів поля, зокрема вектора E . Для того, щоб характеризувати зміну положення в просторі вектора E у точці спостереження за період високої частоти, вводиться поняття поляризаційної характеристики.

Поляризація – орієнтація вектора напруженості електромагнітного поля E в просторі.

Розрізняють такі види поляризації:

- лінійна (вертикальна, горизонтальна);
- обертаюча (еліптична або кругова правого або лівого обертання).

У загальному випадку вектор E можна представити у вигляді суми двох лінійно поляризованих компонентів:

$$\bar{E} = \bar{\theta}^\circ E_\theta + \bar{\varphi}^\circ E_\varphi,$$

де $\bar{\varphi}$ і $\bar{\theta}$ – орти сферичної системи координат; E_θ і E_φ – комплексні амплітуди.

Відношення ортогональних складових носить назву поляризаційного коефіцієнта, який визначається виразом

$$P = \frac{E_\varphi}{E_\theta} = |P| e^{i\psi}.$$

Тоді вираз для поляризаційної діаграми можна записати у вигляді:

$$\bar{E} = \bar{\theta}^\circ E_\theta + \bar{\varphi}^\circ E_\varphi = E_\theta (\bar{\theta}^\circ + P \bar{\varphi}^\circ).$$

Характеристики та параметри поляризованої хвилі.

Площина поляризації – площина, створена вектором E і напрямком

розповсюдження електромагнітного поля.

Якщо площина поляризації не змінює своє положення в просторі при розповсюдженні радіохвиль – поляризація *лінійна*. Поляризація називається *обертаючою*, якщо площина поляризації обертається, роблячи один оберт за один період високочастотного коливання поля.

Поляризаційна діаграма – залежність напруженості електричного поля від кута повороту лінійно-поляризованої антени в площині, перпендикулярній до напрямку розповсюдження електромагнітного поля.

Поляризаційна характеристика – крива, яка описується кінцем вектора напруженості електричного поля за період коливання в площині, перпендикулярній до напрямку розповсюдження електромагнітного поля.

На рис. 6.4 показані поляризаційна діаграма і поляризаційна характеристика для лінійно поляризованого поля (рис. 6.4, а) і поля обертаючої поляризації (рис. 6.4, б).

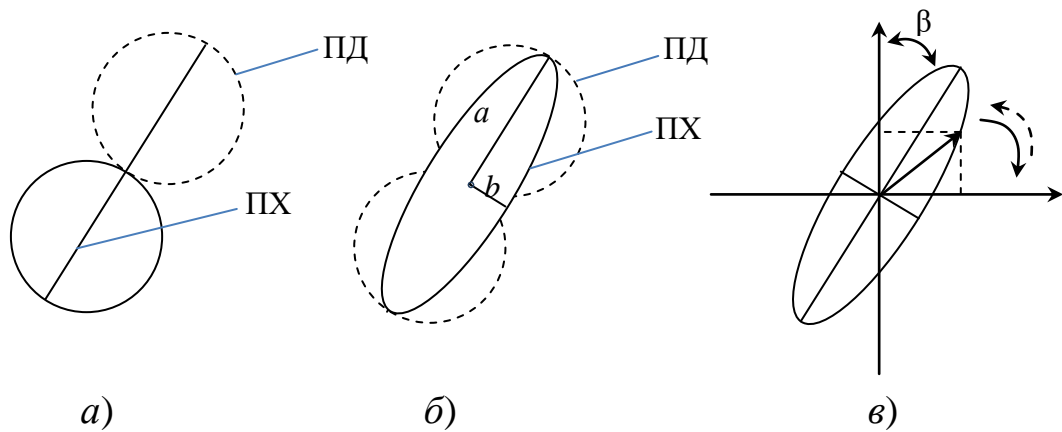


Рис. 6.4

Поляризаційна характеристика для поля обертаючої поляризації носить назву поляризаційного еліпса (рис. 6.5), який характеризується наступними параметрами:

1) коефіцієнтом рівномірності (еліптичності), рівним відношенню малої півосі до великої

$$K_e = b/a:$$

$K_e = 0$ – хвиля лінійної поляризації;

$K_e = 1$ – хвиля кругової поляризації, поляризаційні діаграма та характеристика мають форму круга;

$0 < K_e < 1$ – хвиля еліптичної поляризації;

2) кутом поляризації, утвореним великою піввіссю еліпса з напрямком орта сферичної системи координат;

3) кутом початкової фази поляризації β , який утворюється вектором E поля з великою на піввіссю еліпса в момент початку відліку часу;

4) напрямком обертання вектора E поля, яке називається правим чи

лівим в залежності від того, яку систему воно складає з напрямком розповсюдження.

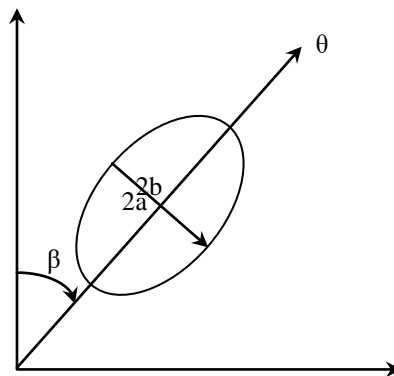


Рис. 6.5

Для отримання обертаючої поляризації необхідно виконати три умови:

- 1) $E_1 \perp E_2$ – два джерела поля ортогональні в просторі;
- 2) $E_{m1} = E_{m2}$ – рівність амплітуд полів;
- 3) $\varphi_1 - \varphi_2 = \pm \frac{\pi}{2}$ – зсув фаз полів на 90° .

Якщо усі три умови виконуються – поляризація *кругова*, якщо одна з умов виконується не в повному обсязі – *еліптична*, якщо хоча б одна умова не виконується – поляризація *лінійна* (*вертикальна або горизонтальна*).

Фазова характеристика антен. Часто при розробці антенних пристроїв виникають наступні проблеми:

1) необхідно знати ту точку в антені, звідки виходять симетричні хвилі електромагнітного поля, що випромінюється. Її називають фазовим центром антени;

2) для точного визначення положення об'єкта випромінювання необхідно створити так звані пеленгаційні діаграми, в яких фаза сусідніх з напрямком нуля діаграми пелюстків повинна відрізнятися на π .

Для вирішення обох проблем необхідно знати, що таке фазова характеристика антени та вміти її знайти. *Фазова характеристика* – це функція $f(\theta, \varphi)$, яка характеризує зміну фазового зсуву компонента головної поляризації при переміщенні точки спостереження по поверхні сфери радіуса r з центром на початку вибраної системи координат і, таким чином, суттєво залежить від положення початку координат (рис. 6.6).

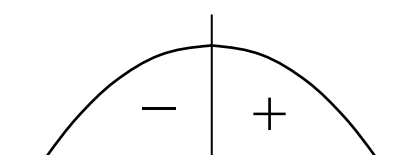


Рис. 6.6

Якщо $f(\theta, \varphi) = \text{const} \pm \pi$, то початок координат співпадає з фазовим центром антени, звідки виходять сферичні хвилі електромагнітного поля, що випромінюється. Якщо функція $f(\theta, \varphi)$ непостійна, то можливі два випадки:

- 1) антена має фазовий центр, що не співпадає з початком координат;
- 2) антена зовсім не має фазового центра.

В останньому випадку часто можна вказувати таку точку, відносно якої фазова характеристика найбільш близька до постійної функції. Цю точку називають частковим фазовим центром. Для рівних напрямків випромінювання часткові фазові центри можуть не співпадати. Це явище називають астигматизмом.

Вхідний опір та потужність випромінювання антени. Повний вхідний опір антени Z_A – повний електричний опір, вимірний на вхідних затисках антени. У загальному випадку Z_A є комплексним числом, що визначається як відношення комплексних амплітуд напруги U_A і струму I_A на затисках антени і включає реактивну X_A і активну R_A складові:

$$Z_A = \frac{U_A}{I_A} = R_A + iX_A. \quad (6.18)$$

Активна складова вхідного опору включає R_Σ і $R_{\text{втр}}$:

$$R_A = R_\Sigma + R_{\text{втр}}, \quad (6.19)$$

де R_Σ – коефіцієнт пропорційності, що пов'язує потужність випромінювання P_Σ з половиною квадрата модуля струму в даному перетині антени I_A :

$$P_\Sigma = \frac{R_\Sigma |I_A|^2}{2}.$$

Опір випромінювання можна представити у вигляді фіктивного активного опору, що розсіює потужність, рівну потужності випромінювання, за умови, що струм в електричному колі дорівнює струму антени.

Знання вхідного опору і його складових необхідне для того, щоб забезпечити узгодження антени з лінією її живлення – фідером.

Потужністю випромінювання антени називається активна складова P_Σ випромінюваної потужності $P_{\text{випр}}$, яка представляє собою корисну потужність, за допомогою якої в дальній зоні передавальної антени створюється необхідний рівень сигналу для приймальної антени.

Реактивна складова потужності P_r існує тільки поблизу антени (випромінювача) і на рівень корисного сигналу не впливає, а визначає реактивний вхідний опір антени.

Діюча довжина антени. *Діюча довжина (висота) антени* в режимі передачі – довжина уявного лінійного вібратора з синфазним і одноамплітудним розподілом струму, амплітуда якого дорівнює амплітуді струму на затисках даної антени і створює на однаковій відстані в

напрямку максимуму випромінювання ту ж напруженість поля, що і дана антена (рис. 6.7).

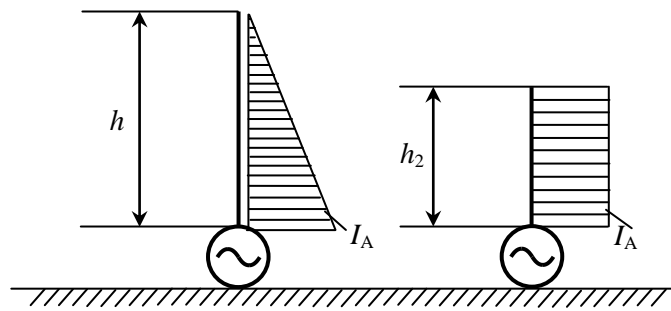


Рис. 6.7

Діюча довжина антени в режимі прийому – відношення ЕРС (ξ_A), що наводиться в антені плоскою, узгодженою за поляризацією, радіохвилею, до напруженості поля падаючої радіохвилі в місці прийому:

$$l_d = \frac{\xi_A}{E}.$$

На рис. 6.7 позначенню l_d відповідає h_2 .

Хоч для багатьох антен у вигляді випромінюючих поверхонь поняття діючої висоти втратило своє значення, але для лінійно-протяжних антен роль такого параметра в загальній характеристиці випромінювача є великою.

Ефективна площа прийому антени. Ефективна площа приймальної антени $A_{\text{еф}}$ – відношення потужності, що віддається антеною в узгоджене навантаження, до потужності, що припадає на одиницю площі падаючої плоскої хвилі, узгодженої з антеною за поляризацією.

При відомому значенні КНД в напрямку максимуму випромінювання D_{max} величина $A_{\text{еф}}$ пов'язана з робочою довжиною хвилі λ виразом:

$$A_{\text{еф}} = \frac{\lambda^2 D_{\text{max}}}{4\pi}.$$

Для антен з випромінюючим розкриттям (рупорним, параболічним) найбільше значення ефективної площі, що дорівнює геометричній площі розкриття S , досягається за умови синфазного і рівноамплітудного розподілу поля в розкритті: $A_{\text{еф}} = S$. Отже, $A_{\text{еф}}$ можна трактувати як площу розкриття уявної антени з синфазним і рівноамплітудним розподілом поля в розкритті, яка дістає з падаючої хвилі і передає в узгоджене навантаження таку ж потужність, як і дана антена.

Коефіцієнт використання площі антени – відношення ефективної площі $A_{\text{еф}}$ до геометричної площі розкриття антени S :

$$\gamma = \frac{A_{\text{еф}}}{S}.$$

Коефіцієнт використання площі антени – одна з найважливіших характеристик антени, що визначає її ефективність.

Діапазонні властивості антени. У ряді випадків суттєвим показником в оцінці якості антени є робочий діапазон хвиль, в рамках якого антена може функціонувати, зберігаючи з заданим ступенем точності свої направлені властивості та властивості трансформатора поля. Величина цього частотного діапазону визначається *частотною характеристикою антени*, під якою звичайно розуміють залежність амплітуди вектора електричного поля в дальній зоні в напрямку головного максимуму діаграми від частоти струму живлення антени при постійній амплітуді напруги на її вході. Аналітично частотна характеристика виражається функцією

$$E_{\max} = E(f, U_A)U_A = \text{const.} \quad (6.20)$$

Причиною зміни амплітуди вектора електричного поля випромінювання при варіації частоти є зміна вхідного опору. Діюча довжина та діаграма направленості, в свою чергу, залежать від частоти коливань генератора.

Діапазонні властивості антени визначаються смугою частот робочого діапазону ($2\Delta f$).

Під смугою частот робочого діапазону слід розуміти інтервал частот від f_{\min} до f_{\max} , в межах якого антена зберігає свої основні параметри та характеристики (коефіцієнт підсилення, направленість, узгодження і т. д.) з заданою точністю. Вимоги до збереження одного або декількох з розглянутих параметрів в робочому діапазоні частот залежать від конкретного типу антени. В більшості випадків потрібно зберегти узгодження антени з фідером або забезпечити необхідний коефіцієнт підсилення.

Ширина діапазону (смуга) робочих частот визначається у відсотках відносно середньої частоти діапазону:

$$\frac{2\Delta f}{f_{\text{сеп}}} = 2 \frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}} 100 \%,$$

де f_{\max} , f_{\min} – границі частотного діапазону.

За діапазонними властивостями антени класифікують наступним чином:

1) вузькосмугові (резонансні) антени, для яких

$$\frac{2\Delta f}{f_{\text{сеп}}} < 10 \%;$$

2) широкосмугові антени, для яких

$$10 \% < \frac{2\Delta f}{f_{\text{сеп}}} < 40 \%.$$

При смузі частот $\frac{2\Delta f}{f_{\text{сер}}} > 40\%$ діапазонні властивості оцінюються за коефіцієнтом перекриття, який визначається, як

$$K_{\Pi} = 2 \frac{f_{\text{max}}}{f_{\text{min}}};$$

3) широкодіапазонні (діапазонні) антени, для яких

$$2 < K_{\Pi} < 3,0;$$

4) частотно-незалежні (надширокосмугові) антени, для яких коефіцієнт перекриття може складати від декількох одиниць до декількох десятків.

В антенній техніці основну роль при дослідженні частотних властивостей випромінювача грають вхідні опори та діаграма направленості. Тому, в якості частотної характеристики використовується залежність вхідного опору антени від частоти (тобто функція $Z_A = f(\omega)$) або залежність коефіцієнта біжучої хвилі у фідері від частоти (тобто $X_G = f(\omega)$).

Робочий діапазон частот конкретної антени встановлюється виходячи з допустимих меж зміни коефіцієнта біжучої хвилі у фідері або ширини головного та рівня бокових пелюстків.

Частіше використовується перший з критеріїв, оскільки з його допомогою легше оцінити режим роботи генератора.

Так у діапазоні дециметрових та метрових хвиль мінімальна величина коефіцієнта біжучої хвилі у лінії живлення може досягати 0,5.

Для діапазону сантиметрових хвиль, де основним генератором є прилад техніки НВЧ, коефіцієнт біжучої хвилі не повинен, як правило, падати нижче величини 0,7.

Еквівалентна ізотропно випромінювана потужність і ефективна випромінювана потужність. *Еквівалентна ізотропно випромінювана потужність* ($P_{\text{еівп}}$) – добуток потужності, що підводиться до антени P_A на абсолютний (ізотропний) коефіцієнт підсилення цієї антени G_i

$$P_{\text{еівп}} = P_A \times G_i.$$

Ефективна випромінювана потужність ($P_{\text{евп}}$) – добуток потужності, що підводиться до антени P_A , на її коефіцієнт підсилення відносно півхвильового диполя G_d

$$P_{\text{евп}} = P_A \times G_d.$$

6.4. Симетричний вібратор у вільному просторі та його основні параметри і характеристики

6.4.1. Симетричний вібратор у вільному просторі. Симетричний вібратор представляє собою прямолінійний провідник, у якого в симетричних (відносно середини) точках струми рівні за величиною і мають однакові напрямки в просторі.

На рис. 6.8 показаний приклад розподілу струму для симетричного вібратора, з якого видно, що для симетричних точок Z і $(-Z)$ виконується умова

$$I(z) = I(-z). \quad (6.21)$$

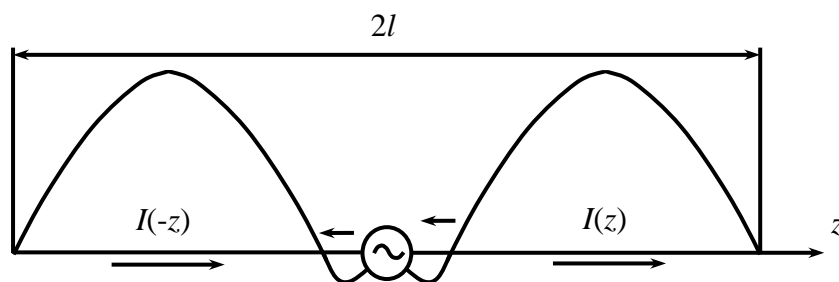


Рис. 6.8

Стрілки вздовж проводів вібратора показують, що струми в симетричних точках мають однакові напрямки для фіксованого моменту часу. Симетричний розподіл струму на вібраторі отримується при виконанні ряду умов, основними з яких є наступні:

симетрія половин вібратора за розмірами і формою відносно центру;

лінія живлення (фідер), підключена в центрі вібратора (рис. 6.8) в розрив його провідників, повинна бути також електрично симетричною.

Таким чином, симетричний вібратор – це геометрично і електрично симетричний випромінювач (антена), за умови його розташування у вільному просторі. Остання умова пов'язана з тим, що характеристики симетричного вібратора, розташованого поблизу землі, будівель, корпусів апаратних і т.п., будуть відрізнятися (в деяких випадках суттєво) від характеристик для вільного простору (нескінченного ізотропного однорідного середовища). Розглянемо симетричний вібратор у вільному просторі, який отриманий при розвороті в різні сторони під кутом 180° кінців проводів довжиною l розімкненої довгої лінії (рис. 6.9).

При цьому розподіл струму в кожному проводі майже не зміниться. Однак напрямки струмів на розгорнутих плечах буде вже однаковим (рис. 6.9, б) на відміну від регулярної лінії, у якої струми в проводах

протифазні (рис. 6.9, а). Завдяки однаковому напрямку струмів поля, що збуджуються ними, додаються у просторі синфазно.

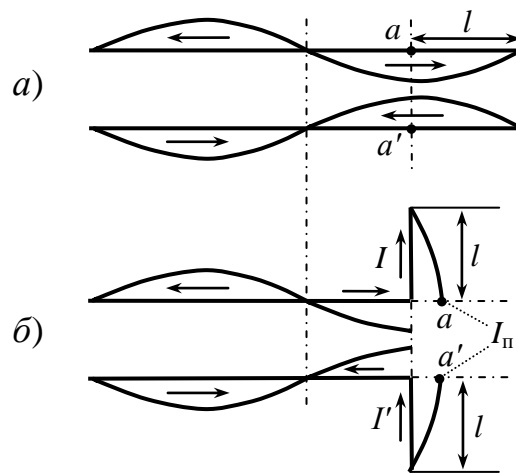


Рис. 6.9

Симетричний вібратор як самостійна антена широко застосовується в діапазонах коротких, метрових і дециметрових хвиль. В цих же діапазонах застосовуються і більш складні антени, які складаються з системи симетричних вібраторів з відповідним способом їх збудження. В конструктивному відношенні симетричний вібратор представляє собою відносно простий випромінювач, на прикладі розрахунку якого зручно ввести основні поняття з визначення електричних характеристик антен будь-якого типу.

6.4.2. Розподіл струму уздовж вібратора. Для визначення поля, що випромінюється антеною у всіх точках навколишнього простору, який її оточує, необхідно знати розподіл амплітуди і фази джерел випромінювання на самій антені. Стосовно симетричного вібратора необхідно знати закон розподілу струму в обох плечах вібратора.

Для достатньо тонких вібраторів розподіл струму на його провідниках дуже близький до синусоїдального і симетричний відносно його центру. Він має вигляд стоячої хвилі в розімкненій довгій лінії (рис. 6.9, б) з вузлами на кінцях вібратора і в точках, що знаходяться на відстанях $\frac{\lambda}{2}$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) від кінців. Максимальне значення струму досягається у пучності стоячої хвилі і позначається I_{π} . Вираз для амплітуди струму в довільному перерізі вібратора описується виразом

$$I(z) = I_{\pi} \sin k(l - |z|). \quad (6.22)$$

В точках живлення вібратора ($z = 0$) величина струму

$$I_A = I(z = 0) = I_{\pi} \cdot \sin kl. \quad (6.23)$$

Графічно розподіл струму на достатньо тонких вібраторах різної довжини показано на рис. 6.10, де суцільною лінією зображено струм, пунктирною – напругу.

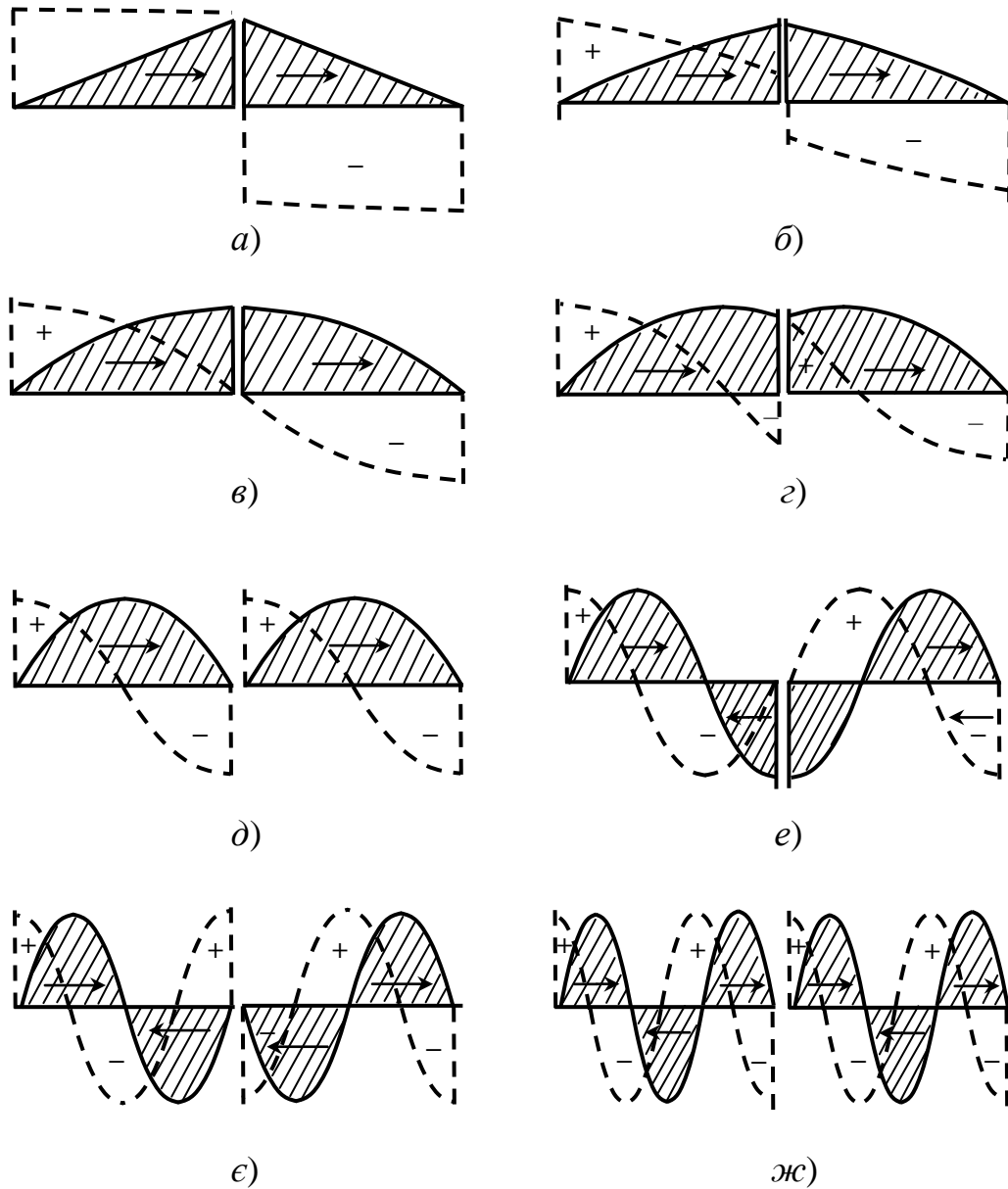


Рис. 6.10

Розглянемо декілька часткових випадків. Для цього попередньо підставимо в (6.22) значення I_{π} з (6.23). У результаті отримуємо:

$$I(z) = I_z = \frac{I_A}{\sin kl} \cdot \sin k(l - |z|). \quad (6.24)$$

1. Довжина плеча вібратора набагато менша від довжини хвилі ($l \ll \lambda$; $l/\lambda \ll 1$; $kl = (2\pi/\lambda) \cdot l \ll 1$, тоді $I(z) = I_A(1 - |z|/l)$), тобто струм вздовж вібратора розподілений за лінійним законом (рис. 6.10, а). При подальшому збільшенні вібратора ($l/\lambda < 0,25$; $kl \leq \frac{\pi}{2}$) розподіл струму вже буде близьким до синусоїдального (рис. 6.10, б).

2. Довжина плеча вібратора $l = \frac{\lambda}{4}$; $\frac{l}{\lambda} = 0,25$; $kl = \frac{\pi}{2}$. В цьому випадку розподіл струму вздовж вібратора наступний:

$$I(z) = I_{\pi} \cdot \cos kZ = \frac{I_A}{\sin kl} \cdot \cos kZ = I_A \cdot \cos kZ. \quad (6.25)$$

При довжині плеча $l = \frac{\lambda}{4}$ на ньому укладається рівно чверть хвилі (рис. 6.10, в) і пучність струму знаходиться точно біля затисків вібратора.

Симетричний вібратор з довжиною плеча $l = \frac{\lambda}{4}$ або $2l = \frac{\lambda}{2}$, називається *півхвильовим вібратором*.

3. Довжина плеча вібратора рівна половині довжини хвилі ($l = \frac{\lambda}{2}$), тобто $\frac{l}{\lambda} = 0,5$; $kl = \pi$. В цьому випадку пучність струму знаходиться точно в середині плеча вібратора (рис. 6.10, д). Симетричний вібратор з довжиною плеча $l = \lambda/2$ або $2l = \lambda$ носить назву *хвильового вібратора*.

4. Якщо довжина плеча вібратора $l > \frac{3}{2}\lambda$; $\frac{l}{\lambda} > 1,5$; $kl > \pi$, то особливістю розподілу струму в цих випадках є наявність на вібраторі ділянок з протилежними напрямками (фазами) струмів (рис. 6.10, е – ж).

Знання характеру (картин) розподілу струмів на вібраторі при різних його довжинах дозволяє не тільки здійснювати розрахунки електричних характеристик, але і дає можливість робити відповідні якісні оцінки характеристик випромінювання вібраторів різних типів.

6.4.3. Поле випромінювання симетричного вібратора. Знаючи закон розподілу струмів вздовж симетричного вібратора (або закон розподілу струму по випромінюючій поверхні антени), можна розрахувати поле випромінювання вібратора (або антени). Ця задача розв'язується у сферичній системі координат методом суперпозиції. На рис. 6.11 показано зв'язок сферичної системи координат з декартовою. Поле випромінювання симетричного вібратора в точці спостереження у дальній зоні може бути визначено як векторна сума полів, створюваних в цій точці всіма достатньо малими ділянками вібратора довжиною dZ (диполями).

Напруженість поля від кожної елементарної ділянки (електричного диполя) вібратора dZ (рис. 6.12) визначається співвідношенням

$$dE = i30kl(z) \frac{e^{-ikr'}}{r'} \cdot \sin \theta \cdot dZ, \quad (6.26)$$

де dZ – довжина диполя, $I(z)$ – const – струм в диполі, k – хвильове число, r' – відстань від диполя до точки спостереження. Всі позначення виразу (6.26) розкриті на рис. 6.12.

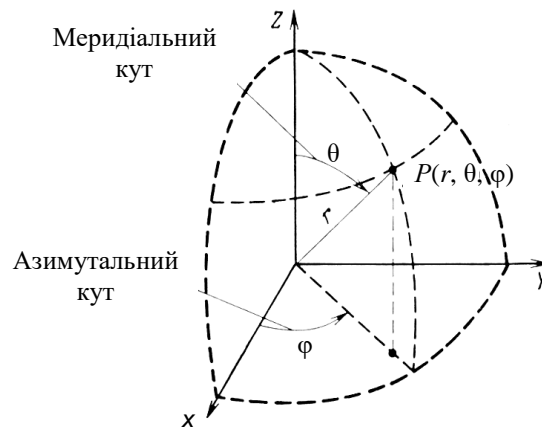


Рис. 6.11

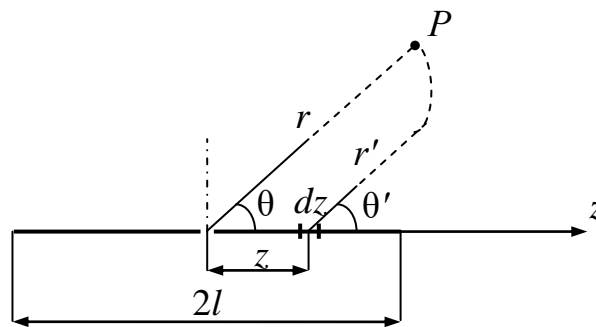


Рис. 6.12

Для точки P , що знаходиться в дальній зоні, справедливі співвідношення

$$\frac{1}{r'} \approx \frac{1}{r}; e^{-ikr} \approx e^{-ikr+ikr \cdot \cos \theta}. \quad (6.27)$$

Рахуючи, що розподіл струму на вібраторі синусоїдальний (6.22), отримуємо:

$$E(P) = i30 \cdot k \cdot \sin \theta I_{\Pi} \frac{e^{-ikr}}{r} \int_{-l}^l \sin k(l - |z|) e^{ikr \cos \theta} \cdot dZ. \quad (6.28)$$

Розрахувавши інтеграл в (6.28), остаточно отримуємо комплексну амплітуду вектора \vec{E} в точці спостереження P :

$$E(P) = i60 I_{\Pi} \cdot \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}. \quad (6.29)$$

Видно, що комплексна амплітуда вектора $E(P)$ симетричного вібратора в дальній зоні пропорційна величині струму в пучності $I_{\text{п}}$ і зворотно пропорційна відстані від середини вібратора r , а також залежить від його довжини l , кута θ і точки спостереження P . Вираз (6.29) показує, що симетричний вібратор, який знаходиться у вільному просторі, створює неоднакове поле випромінювання в різних напрямках, що визначаються кутом θ , на однакових відстанях r від нього. Отже, симетричний вібратор володіє направленими властивостями.

6.4.4. Параметри та характеристики симетричного вібратора у вільному просторі.

Характеристика направленості (ХН), діаграма направленості (ДН). Для симетричного вібратора характеристика направленості має вигляд:

$$f(\theta, \varphi) = f(\theta) = \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta}. \quad (6.30)$$

На підставі виразу (6.30) розглянемо діаграми направленості симетричного вібратора для різних співвідношень l/λ , вибираючи їх такими ж, як і для різних випадків розподілу струму (див. рис. 6.10).

1. Довжина плеча вібратора значно менша довжини хвилі, тобто $l \ll \lambda$ і $kl \ll 1$. З (6.30) в цьому випадку отримуємо, що

$$f(\theta) = 0,5(kl)^2 \sin \theta; \quad F(\theta) = \sin \theta, \quad (6.31)$$

звідки видно, що діаграма направленості симетричного вібратора описується такою ж функцією, як і для елементарного електричного диполя, і має такий же вигляд (рис. 6.13).

2. Для півхвильового вібратора ($l = \frac{\lambda}{4}$; $kl = \frac{\pi}{2}$) діаграма направленості описується виразом

$$f(\theta) = \frac{\cos(\pi/2 \cdot \cos \theta)}{\sin \theta}, \quad (6.32)$$

який, як показують розрахунки, мало відрізняється від функції $\sin \theta$ (рис. 6.13), однак випромінювання стає більш направленим.

3. Діаграма направленості хвильового вібратора ($l = \frac{\lambda}{2}$; $kl = \pi$) має вигляд

$$f(\theta) = 2 \frac{\cos^2(\pi/2 \cos \theta)}{\sin \theta} \quad (6.33)$$

і також представлена на рис. 6.13. Видно, що направленість випромінювання в цьому випадку виходить ще більш високою.

З розгляду діаграм направленості симетричного вібратора виходить, що направленість його випромінювання суттєво залежить від співвідношення l/λ . Для радіозв'язку потрібні антени, у яких явно

виражений головний пелюсток, а бокові пелюстки або відсутні, або їх інтенсивність дуже мала. Не важко помітити, що діаграми направленості симетричного вібратора при довжині плеча $l \approx \lambda$ (рис. 6.13) мало придатні для радіозв'язку. Тому на практиці знаходять застосування симетричні вібратори з довжиною плеча $l \leq 0,75\lambda$.

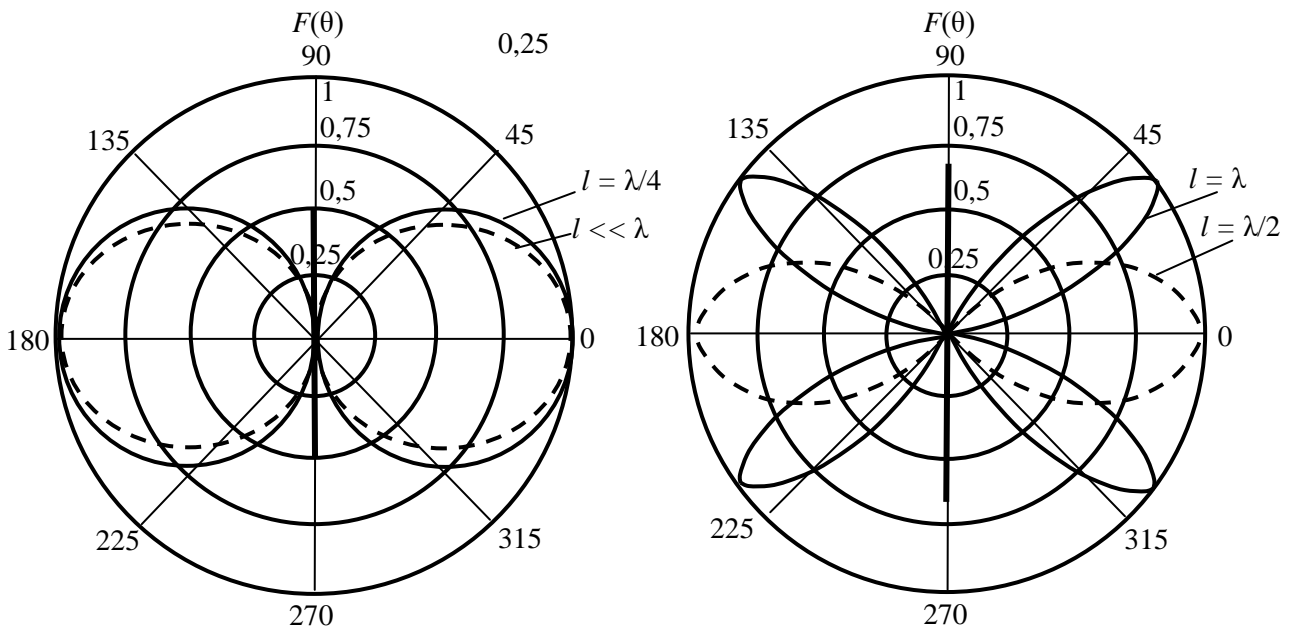


Рис. 6.13

Коефіцієнт направленої дії (КНД) та коефіцієнт підсилення симетричного вібратора. Обчислення КНД на основі (6.15) викликає в загальному випадку математичні труднощі, пов'язані зі складністю інтегрування функції $F^2(\theta, \varphi)$. Тому на практиці користуються непрямим методом, коли КНД визначається за відомим опором випромінювання $R_{\Sigma A}$ і залежністю між напруженістю поля в максимумі випромінювання E_m і струмом в антені I_A . У цьому випадку КНД дорівнює:

$$D = \frac{|E_m|^2 \cdot r^2}{30 \cdot I_A^2 \cdot R_{\Sigma A}}, \quad (6.34)$$

причому рахується, що

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{2} |I_m|^2 \cdot R_{\Sigma \Pi} = \frac{1}{2} |I_A|^2 \cdot R_{\Sigma A}. \quad (6.35)$$

Використовуючи (6.34), визначимо вираз для КНД в напрямку максимального випромінювання ($\theta = \pi/2$) симетричного вібратора. При довільному співвідношенні l/λ поле випромінювання в напрямку максимуму діаграми направленості дорівнює

$$E_m = \frac{60 I_{\Pi}}{r} (1 - \cos kl),$$

що впливає з (6.30) при $\theta = \frac{\pi}{2}$. Тоді КНД симетричного вібратора буде дорівнювати

$$D = \frac{(60I_m)^2(1-\cos kl)^2 r^2}{30I_m^2 \cdot r^2 \cdot R_{\Sigma\Pi}} = \frac{120}{R_{\Sigma\Pi}} (1 - \cos kl)^2. \quad (6.36)$$

Розрахунки, проведені на основі співвідношення (6.36) при різній довжині плеча вібратора, показують, що КНД симетричного вібратора при $D = 1,5$ і при $l \ll \lambda$ дорівнює КНД елементарного електричного диполя. Для півхвильового вібратора ($l = \lambda/4$) $D = 1,64$; для хвильового ($l = \lambda/2$) $D = 2,4$.

Графік залежності КНД симетричного вібратора в напрямку $\theta = 90^\circ$ в широкому діапазоні хвиль (при різних співвідношеннях l/λ) приведений на рис. 6.14.

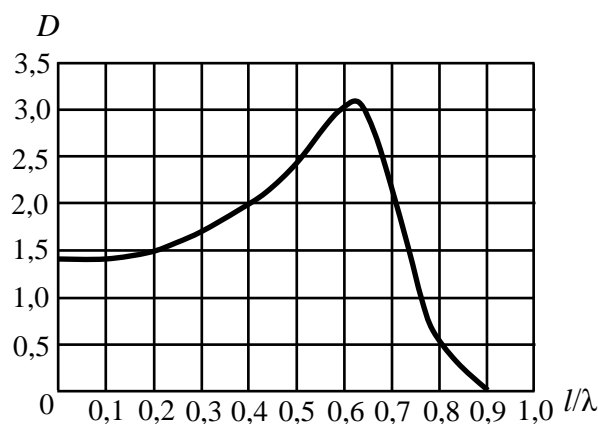


Рис. 6.14

З графіка видно, що максимум КНД досягається при $l/\lambda = 0,625$, і після цього спостерігається його швидкий спад, оскільки випромінювання в напрямку $\theta = 90^\circ$ швидко зменшується і потужність випромінювання витрачається на створення поля в інших напрямках.

Коефіцієнт направленої дії можна також визначити для будь-яких кутів θ і φ , відмінних від напрямку максимуму випромінювання за допомогою співвідношення

$$D(\theta, \varphi) = D_{\max} F^2(\theta, \varphi), \quad (6.37)$$

при цьому $D(\theta, \varphi) \leq D_{\max}$.

Для півхвильового симетричного вібратора без втрат ($R_{\text{втр}} = 0$) коефіцієнт підсилення складає: $G_{\text{дБi}} = 2,15$ дБ (відносно ізотропного випромінювача) або $G_{\text{дБд}} = 0$ дБ (відносно півхвильового симетричного вібратора).

Потужність випромінювання та вхідний опір симетричного вібратора. Визначення вхідного опору антени за виразами (6.18), (6.19) справедливе для антени з рівномірним розподілом струму.

Однак відомо, що розподіл струму вздовж симетричного вібратора (див. рис. 6.10) нерівномірний. Тому величина опору випромінювання буде залежати від того, до струму якого перерізу симетричного вібратора віднесена потужність випромінювання P_{Σ} . Якщо опір випромінювання визначається по відношенню до струму на вхідних затискачах антени I_A , то опір випромінювання позначають R_{Σ_A} і визначають як відношення подвоєної потужності випромінювання P_{Σ} до квадрату цього струму I_A

$$R_{\Sigma_A} = \frac{2P_{\Sigma}}{|I_A|^2}. \quad (6.38)$$

Якщо опір випромінювання відноситься до струму в пучності, то його позначають $R_{\Sigma_{\Pi}}$ і визначають зі співвідношення

$$R_{\Sigma_{\Pi}} = \frac{2P_{\Sigma}}{|I_{\Pi}|^2}. \quad (6.39)$$

Потужність випромінювання симетричного вібратора P_{Σ} можна визначити точно так само, як і для елементарного електричного диполя (див. вираз (4.11)), і в загальному вигляді вона дорівнює:

$$P_{\Sigma} = \frac{1}{240\pi} \cdot |E_m|^2 \cdot r^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi) \cdot \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (6.40)$$

де $F(\theta, \varphi)$ – нормована діаграма направленості симетричного вібратора, а $|E_m| = 60|I_{\Pi}| \cdot \frac{1}{r}$.

Із співвідношення (6.40) видно, що потужність випромінювання P_{Σ} буде залежати від діаграми направленості $F(\theta, \varphi)$, яка, в свою чергу, залежить від розподілу струму на вібраторі. Для часткового випадку симетричного вібратора малої електричної довжини $kl \ll 1$ потужність випромінювання P_{Σ} виходить рівною

$$P_{\Sigma} = 10|I_A|^2(kl_d). \quad (6.41)$$

При довільному співвідношенні l/λ з (6.38) отримуємо

$$P_{\Sigma} = 30I_{\Pi}^2 \cdot \int_0^{\pi} \frac{[\cos(kl \cdot \cos \theta) - \cos kl]^2}{\sin \theta} d\theta. \quad (6.42)$$

Розділивши праву і ліву частини (6.40) на I_{Π}^2 і скориставшись (6.39), знаходимо опір випромінювання, віднесений до струму в пучності:

$$R_{\Sigma_{\Pi}} = 60 \cdot \int_0^{\pi} \frac{[\cos(kl \cdot \cos \theta) - kl]^2}{\sin \theta} d\theta. \quad (6.43)$$

В результаті чисельного інтегрування в (6.43) графік $R_{\Sigma_{\Pi}}$ в залежності від електричної довжини вібратора l/λ має вигляд, показаний на рис. 6.15.

З рис. 6.15 видно, що при збільшенні l/λ спочатку $R_{\Sigma\Pi}$ (відповідно і P_{Σ}) збільшується, що пояснюється приблизною синфазністю струму по всій довжині l вібратора (див. рис. 6.10) до $l < \frac{\lambda}{2}$. Коли довжина вібратора l стає більшою за $\lambda/2$, з'являються ділянки зі струмом протилежного напрямку, що призводить до зменшення $R_{\Sigma\Pi}$ і P_{Σ} , чому відповідає перший мінімум ($l/\lambda \approx 0,75$). В подальшому крива має осцилюючий характер в залежності від того, які ділянки струмів з однаковою фазою переважають. Слід запам'ятати, що для півхвильового вібратора ($2l = \frac{\lambda}{2}$), опір $R_{\Sigma\Pi} = 73,18$ Ом, а для хвильового ($2l = \lambda$) – $R_{\Sigma\Pi} = 200$ Ом.

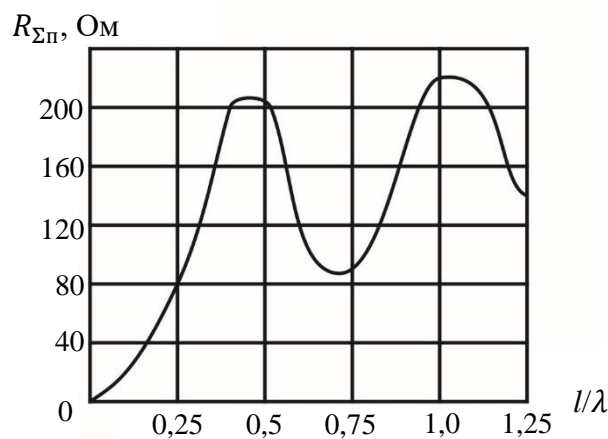


Рис. 6.15

За відомою величиною $R_{\Sigma\Pi}$ можна приблизно визначити активну складову вхідного опору вібратора. Для антени без втрат

$$P_{\Sigma\Pi} = I_{\Pi}^2 \cdot R_{\Sigma\Pi} = I_A^2 \cdot R_{\Sigma A}, \quad (6.44)$$

звідки

$$R_A = R_{\Sigma\Pi} \cdot \frac{I_{\Pi}}{I_A^2}. \quad (6.45)$$

Оскільки $I_A = I_{\Pi} \cdot \sin kl$, то

$$R_A = \frac{R_{\Sigma\Pi}}{\sin^2 kl}. \quad (6.46)$$

З (6.46) видно, що для півхвильового вібратора $2l = \lambda/2$, $R_A = R_{\Sigma\Pi} = 73,1$ Ом.

По аналогії з довгою лінією для симетричного вібратора вводиться поняття хвильового опору ρ_A , який для коротких антен визначається за формулою:

$$\rho_A = 120 \left(\ln \frac{2l}{a} - 1 \right), \quad (6.47)$$

де a – діаметр проводу вібратора, а для антени більшої довжини

$$\rho_A = 120 \left(\ln \frac{\lambda}{\pi a} - 0,578 \right). \quad (6.48)$$

Ці співвідношення показують, що зі зменшенням діаметра a проводу хвильовий опір ρ збільшується.

Якщо знехтувати втратами ($R_{втр} = 0$), то вхідний опір симетричного вібратора приблизно може бути оцінений за формулою:

$$Z_A = \frac{R_{\Sigma\Pi}}{\sin^2 kl} - i\rho_A \operatorname{ctg} kl. \quad (6.49)$$

Більш строгі розрахунки дають можливість побудувати криві активної і реактивної складових вхідного опору в залежності від тих, які приведені на рис. 6.16.

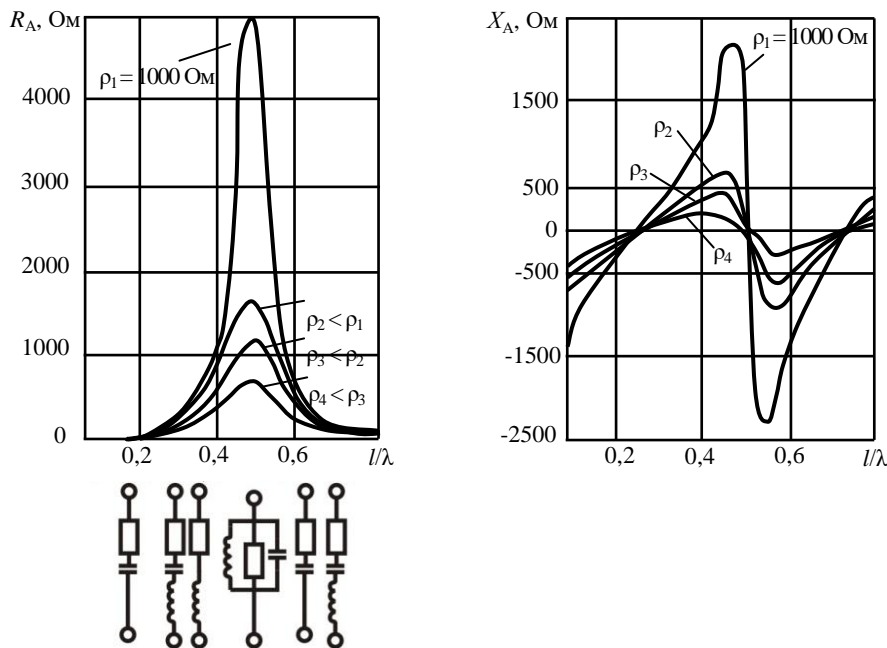


Рис. 6.16

На рис. 6.16 також приведені еквівалентні схеми симетричного вібратора для різних областей зміни відношення l/λ , які вказують на необхідність введення органів налаштування у вихідні кола передавачів з метою компенсації реактивності антени. Така компенсація необхідна для того, щоб у колі „вихід передавача – фідер – антена” встановився режим біжучої хвилі, що дозволяє забезпечити найкращі умови для випромінювання антени.

Робочий діапазон частот симетричного вібратора. Для симетричного вібратора діапазон робочих частот (смуга пропускання) може бути визначений зі співвідношення

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\rho}{R_A} \right), \quad (6.50)$$

де $f_0 = \frac{3 \cdot 10^8}{4l_{[м]}}$ – власна частота півхвильового вібратора; ρ , R_A – його хвильовий опір і активна складова вхідного опору, відповідно.

З цього співвідношення видно, що діапазон робочих частот симетричного вібратора тим вужчий, чим більший його хвильовий опір ρ і менше R_A . Тому для розширення смуги робочих частот вібратора його хвильовий опір зменшують шляхом збільшення діаметра проводу, з якого він виготовляється.

Діюча довжина симетричного вібратора. Використовуючи співвідношення (6.28), напруженість поля випромінювання симетричного вібратора в екваторіальній площині ($\theta = 90^\circ$) при його довжині $l \ll \lambda$ може бути представлена у вигляді

$$E = ik30 \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \int_{-l}^l I(Z) dZ. \quad (6.51)$$

Інтеграл, який міститься у виразі (6.51) має розмірність добутку струму на довжину і чисельно дорівнює повній площі струму в антені, що відповідає геометричному змісту визначеного інтеграла. У зв'язку з цим вібратор можна замінити деяким еквівалентним диполем з рівномірним розподілом струму, рівним струму на вхідних клеммах вібратора I_A (рис. 6.19).

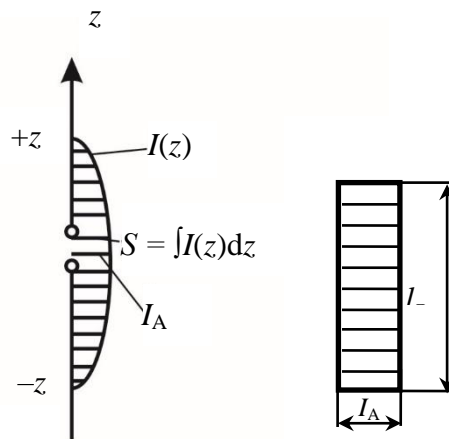


Рис. 6.17

Довжина такого еквівалентного диполя називається діючою довжиною антени l_d і знаходиться як відношення площі струму в антені до струму на початку антени I_A :

$$l_d = 2 \frac{\int_0^l I(Z) dZ}{I_A}. \quad (6.52)$$

Діюча довжина симетричного вібратора може бути розрахована з використанням формули (6.52), якщо в неї підставити вираз (6.22):

$$l_d = \frac{2 \int_0^l I_{\pi} \sin k(l-Z) \cdot dZ}{I_A} = \frac{2}{k} \operatorname{tg} \frac{kl}{2}. \quad (6.53)$$

З урахуванням того, що $I_{\Pi} = \frac{I_A}{\sin kl}$, отриманий вираз для діючої довжини симетричного вібратора в строгому сенсі справедливий тільки при $l \ll \lambda$, однак з достатньою для інженерних розрахунків точністю ним можна користуватися аж до $l \leq \frac{\lambda}{4}$. В частковому випадку для вібраторів малої довжини ($l \ll \lambda$) $\text{tg} \frac{kl}{2} \approx \frac{kl}{2}$, тому $l_{\text{д}} = \frac{2}{k} \text{tg} \frac{kl}{2} \approx \frac{2}{k} \cdot \frac{kl}{2} \approx l$, тобто діюча довжина рівна половині його геометричної довжини. Для півхвильового вібратора ($2l = \lambda/2$)

$$l_{\text{д}} = \frac{2}{k} \text{tg} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{4 \cdot 2} \right) = \frac{\lambda}{\pi} = \frac{4l}{\pi} \approx 0,64 \cdot 2l.$$

Використовуючи поняття діючої довжини, вираз (6.51) виявляється рівним

$$E = \frac{30k \cdot I_A}{r} \cdot l_{\text{д}}. \quad (6.54)$$

З цього виразу видно, що діюча довжина антени зв'язує в екваторіальній площині напруженість поля E , що випромінюється антеною, зі струмом антени I_A .

Поняття діючої довжини симетричного вібратора втрачає сенс при довжині плеча $l > \lambda/4$.

6.5. Принципи побудови антенних решіток

Антенними решітками (АР) у даний час прийнято називати випромінюючі системи у виді великого числа дискретних випромінювачів, розташованих упорядкованим чином. Окремі випромінювачі, що складають решітки, що є, як правило, слабонаправленими антенами, називаються елементами решіток. Їх збудження може бути здійснене з визначеним зсувом за фазою і довільними рівнями відносно деякого елемента, узятого у якості опорного. Як правило, АР складаються з однотипних, однаково орієнтованих по максимуму випромінювання елементів.

Основними цілями побудови антенних решіток є:

1) збільшення направленості антени у порівнянні з елементом решітки;

2) створення антен з керованими діаграмами направленості.

При цьому в більшості практичних випадків необхідно, щоб гостра направленість антени поєднувалась з високою швидкістю переміщення антенного променя у просторі в заданому секторі кутів за визначеним законом. Таке переміщення головного пелюстка ДН називають скануванням.

Розглянемо структурну схему АР (рис. 6.18). Потужність з виходу передавача надходить на діаграмоутворюючу схему (ДУС), де здійснюється її розподіл у потрібній пропорції між випромінювачами решітки, а також забезпечення необхідних фазових зсувів між струмами у них.

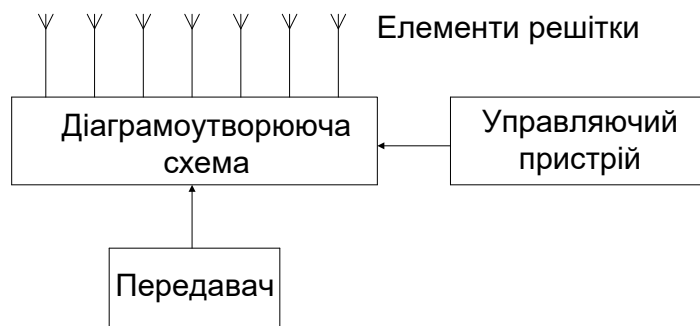


Рис. 6.18

Для вирішення цих завдань в ДУС використовуються дільники потужності, фазообертачі, комутатори, атенюатори та інші елементи, відомі з техніки НВЧ. В АР з керованою ДН (скануючих і багатопроменевих) управління станом цих елементів здійснюється спеціальним управляючим пристроєм (УП).

За способом розміщення елементів у просторі решітки поділяють на такі види:

- 1) лінійні, коли елементи розташовані на одній прямій;
- 2) плоскі, коли елементи розташовані на площині,
- 3) поверхневі, коли елементи АР розміщені на поверхні складної форми.

За способом збудження АР поділяють на синфазні (фази полів (струмів) на розкритті елементів збігаються) і не синфазні.

За напрямком максимального випромінювання лінійні решітки поділяють на *поперечні* (максимальне випромінювання збігається з нормаллю до лінії розташування елементів) і *поздовжні* (випромінювання збігається з лінією розташування елементів).

Розглянемо закономірності, властиві усім антенним решіткам, на прикладах найбільш простих.

Поле випромінювання лінійної системи дискретних випромінювачів. Розглянемо лінійну систему N дискретних випромінювачів, фазові центри яких розташовані уздовж осі Z , як це показано на рис. 6.19. Початок координат сполучено з фазовим центром першого випромінювача.

Нехай відстані від початку координат до фазових центрів відповідних випромінювачів будуть $d_1, d_2, \dots, d_n, \dots, d_N$. Нехай випромінювачі

збуджуються струмами, амплітуди яких $I_1, I_2, \dots, I_n, \dots, I_N$ а фази – $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n, \dots, \varphi_N$.

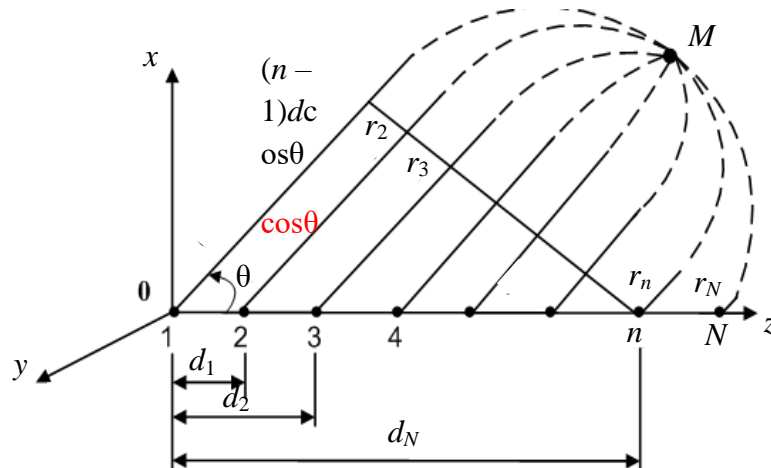


Рис. 6.19

Розрахуємо амплітуду вектора напруженості електричного поля, створюваного описаною випромінюючою системою в дальній зоні.

Вважаючи, що вектори полів, створюваних окремими випромінювачами (елементами антени) у точці M колінеарні, знайдемо комплексну амплітуду поля підсумовуванням комплексних амплітуд полів окремих випромінювачів

$$E(M) = \sum_{n=1}^N E_n(M). \quad (6.55)$$

Нехай елементами АР для визначеності будуть симетричні вібратори. Як відомо, поле вібратора можна описати виразом:

$$E_n(M) = -i60I_{m1} \frac{e^{-ikr_1}}{r_1} f_0(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^N A_n e^{-i(kdnc \cos \theta + \psi_n)}. \quad (6.56)$$

Будемо вважати, що усі вібратори мають однакові розміри, а для дальньої зони виконуються звичайні умови:

$$\frac{1}{r_n} \approx \frac{1}{r_1} = \frac{1}{r_0}; \quad r_n \approx r_1 - dnc \cos \theta. \quad (6.57)$$

Введемо також амплітудний і фазовий розподіли відносно 1-го випромінювача:

$$A_n = \frac{I_{mn}}{I_{m1}}, \quad \psi_n = \varphi_n - \varphi_1. \quad (6.58)$$

Тоді сумарне поле лінійної решітки

$$E_n(M) = -i60I_{m1}e^{-i\varphi_1} \frac{e^{-ikr}}{r_n} f(\theta, \varphi). \quad (6.59)$$

Вираз, що стоїть перед знаком суми, являє собою поле вібратора, розташованого на початку координат, а сума – комплексний множник системи дискретних ізотропних випромінювачів. Таким чином, комплексна амплітуда вектора поля в дальній зоні дискретної випромінюючої системи дорівнює добутку комплексної амплітуди поля випромінювача $E_0(M)$, розташованого в центрі системи координат, на комплексний множник дискретної системи ізотропних випромінювачів $f_c(0, \varphi)$, названий *множником решітки*:

$$E(M) = E_0(M) \cdot f_c(0, \varphi), \quad (6.60)$$

а діаграма направленості з точністю до постійного множника дорівнює добутку діаграм одиночного випромінювача $F_c(0, \varphi)$ і системи випромінювачів:

$$F_M(0, \varphi) = F_0(0, \varphi) \cdot F_c(0, \varphi). \quad (6.61)$$

Це правило для розрахунку діаграми направленості системи випромінювачів, яке називається правилом перемножування діаграм, було сформульоване вперше М.А. Бонч-Бруєвичем.

Розглянемо ряд окремих випадків, що представляють практичний інтерес.

Спрямовані властивості лінійних решіток. В антенній техніці найбільш часто використовуються так названі еквідистантні решітки з лінійним фазовим і рівномірним амплітудним розподілом. У таких решітках випромінювачі знаходяться на рівній відстані один від одного (див. рис. 6.20), тобто

$$d_n = nd_1 = nd; \quad (6.62)$$

$$\psi_n = -n \psi_0. \quad (6.63)$$

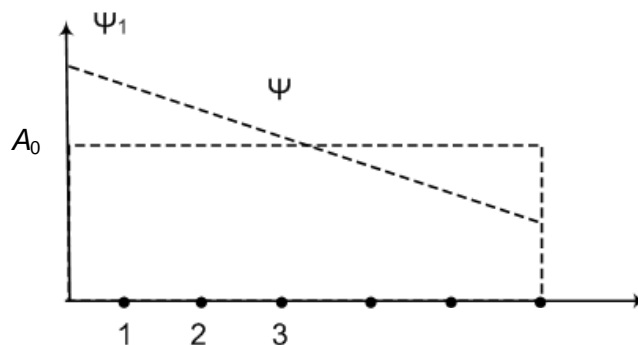


Рис. 6.20

Тоді комплексний множник решітки

$$f_0(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N A_n e^{in(kd \cos \theta - \varphi_0)} = A_0 = \sum_{n=1}^N e^{in\psi}, \quad (6.64)$$

де $\psi = kd \cos \theta - \varphi_0$ – фазовий зсув між полями випромінювання від сусідніх вібраторів у точці спостереження.

Значною мірою направлені властивості розглянутої антени залежать від комплексного множника (6.64), оскільки елементи решітки є слабонаправленими випромінювачами. Будемо вважати, що $A_0=1$, одержуємо:

$$\sum_{n=1}^N e^{in\psi} = e^{i\psi} + e^{i2\psi} + \dots + e^{in\psi} + e^{iN\psi}. \quad (6.65)$$

Як видно, комплексний множник у розглянутому випадку виражається сумою N членів геометричної прогресії, у якій перший член $a_1 = e^{i\psi}$, знаменник $q = e^{i\psi}$. Використовуючи формулу для суми членів геометричної прогресії $a_n = a_1 q^n$ отримуємо:

$$S = a_1(1 - q^N)/1 - q, \quad (6.66)$$

далі знаходимо, що

$$\sum_{n=1}^N e^{in\psi} = \frac{e^{i\psi} (1 - e^{iN\psi})}{(1 - e^{i\psi})} = \frac{e^{\frac{iN}{2}\psi} \left(e^{-\frac{iN}{2}\psi} - e^{\frac{iN}{2}\psi} \right)}{e^{\frac{i\psi}{2}} \left(e^{-\frac{i\psi}{2}} - e^{\frac{i\psi}{2}} \right)} e^{i\psi} = \frac{\sin \frac{N}{2} \psi e^{\frac{i(N+1)}{2}\psi}}{\sin \frac{\psi}{2}}. \quad (6.67)$$

В отриманому виразі, насамперед, можна виділити фазову діаграму лінійної решітки

$$\varphi_c(\theta) = \frac{N+1}{2} \psi = \frac{N+1}{2} (kd \cos \theta - \varphi_0), \quad (6.68)$$

яка збігається з фазою поля, створюваного випромінювачем, розташованим у центрі всієї системи. Це означає, що решітка створює сферичну хвилю, як і окремий випромінювач, а її фазовий центр розташований у геометричному центрі. Причому у фазовому центрі може і не бути випромінювача. Дійсно, у випадку непарного N є центральний вібратор, а при парному N – він відсутній.

Амплітудна діаграма

$$|f_c(\theta)| = \frac{\sin \frac{N}{2} \psi}{\sin \frac{1}{2} \psi} \quad (6.69)$$

при $\psi = 0$ досягає свого максимального значення, рівного N . Таким чином, нормована діаграма направленості лінійних решіток

$$F_c(\theta) = \frac{1}{N} \cdot \frac{\sin \frac{N}{2} \psi}{\sin \frac{1}{2} \psi} \quad (6.70)$$

є періодичною функцією, що складається з головних максимумів однакової величини і бічних максимумів, що збільшуються за абсолютним значенням при наближенні до головного і досягають мінімального значення всередині інтервалу між головними максимумами (рис. 6.21). Головні максимуми з'являються в тих точках, де збігаються нулі чисельника і знаменника функції (6.70). Інші максимуми і всі нулі визначаються чисельником. Як правило на бічні максимуми впливає і знаменник, трохи зсуваючи їх до головного пелюстка і спотворюючи форму.

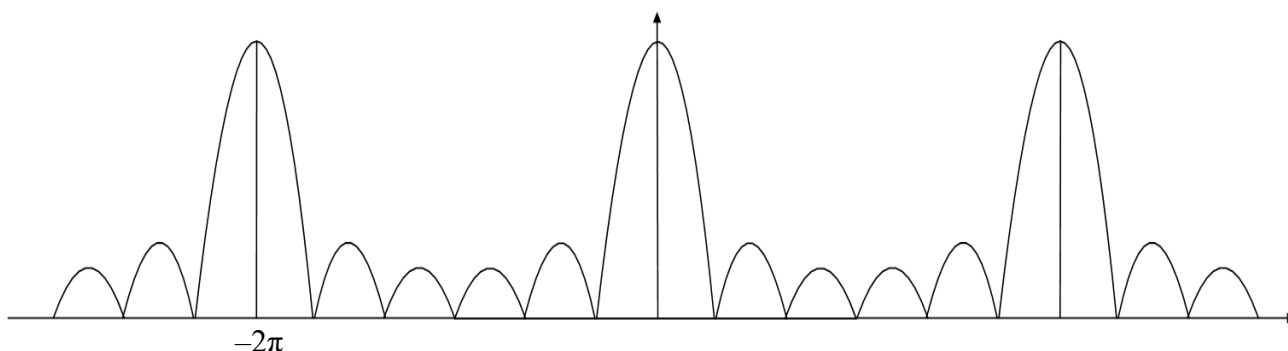


Рис. 6.21

Змінюючи величину постійного фазового зсуву між струмами в сусідніх вібраторах ψ_0 , можна змінювати орієнтацію головного максимуму решітки.

Нехай спочатку $\psi_0 = 0$. Тоді при $\psi = 0$ кут θ , при якому має місце головний максимум, приймає значення 90° . Таким чином, синфазно збуджена лінійна решітка є поперечно випромінюючою антеною.

Фізичні межі зміни кута θ складають від 0 до 180° . Це означає, що діаграма направленості описується ділянкою періодичної кривої, зображеної на рис. 6.20, що лежить у межах

$$-kd \leq \psi \leq kd. \quad (6.71)$$

Природно зажадати, щоб діаграма направленості складалася з одного головного пелюстка і монотонно убуючих бічних пелюстків. Як видно з рис. 6.21 ця вимога задовольняється, якщо

$$|kd| = 2\pi \frac{d}{\lambda} \leq \pi, \text{ або } d \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (6.72)$$

Отже, для досягнення кращого вигляду діаграми направленості, відстань між випромінювачами синфазних решіток не повинна перевищувати половини довжини хвилі.

Доведено, що при виконанні умови (6.72) антенні решітки цілком еквівалентні випромінювачу з лінійним розміром $L = Nd$ і безупинним розподілом по ньому струму (амплітуди поля).

Досить жорстку умову (6.72) можна трохи послабити, якщо необхідно, щоб у діапазоні кутів від 0° до 180° не з'являвся другий головний максимум.

Це досягається при виконанні умови

$$|kd| = 2\pi \frac{d}{\lambda} \leq 2\pi - \theta_0, \quad (6.73)$$

де θ_0 – половина ширини пелюстка „по нулях”. Тоді

$$\frac{\lambda}{2} \leq 1 - \frac{\theta_0}{2\pi}. \quad (6.74)$$

При досить вузьких головних пелюстках можна зневажити від'ємником у правій частині

$$\frac{d}{\lambda} \leq 1. \quad (6.75)$$

Звичайно, рівень потужності випромінювання, що міститься в бічних пелюстках, у цьому випадку стає вище, але число випромінювачів, необхідне для реалізації лінійних решіток заданої довжини, зменшується майже в два рази. Співвідношення (6.73) виражає умову відсутності вторинних максимумів для синфазних решіток.

Введемо деякий фазовий зсув ψ . Тоді головний максимум буде спостерігатися при

$$\psi = kd \cos \theta_m - \psi_n = 0, \quad (6.76)$$

де

$$\theta_m = \arccos \frac{\psi_n}{kd} \neq 90^\circ. \quad (6.77)$$

Як видно, наявність фазових зсувів лінійного характеру між струмами збудження в сусідніх випромінювачах призводить до повороту діаграми направленості і формула (6.76) визначає величину кута повороту.

На рис. 6.21 поворот діаграми направленості еквівалентний зсуву всієї періодично повторюваної картини вправо чи вліво. Це буде означати, що з'являється велика можливість для потрапляння другого головного максимуму в область кутів від 0° до 180° . Для того, щоб існував тільки один головний пелюсток накладемо умову на відстань між випромінювачами. Виразимо з (6.76) ψ_0 і запишемо умову одиничності головного пелюстка, нехтуючи шириною діаграми направленості. При цьому будемо вважати, що в області кутів $0 < \theta < \pi$ має місце тільки один головний максимум, наприклад, з нульовим номером. Тоді умова відсутності максимуму з номером „1” має вигляд:

$$kd \cos \theta - kd \cos \theta_{\text{пов}} \geq 2\pi, \quad (6.78)$$

де $\theta_{\text{пов}}$ – кут повороту головного пелюстка, а умова відсутності максимуму з номером „1”:

$$kd \cos \theta - kd \cos \theta_{\text{пов}} \leq -2\pi. \quad (6.79)$$

Підставимо крайні значення кута θ і скоротимо на 2π :

$$\left. \begin{aligned} 1 - \cos \theta_{\text{пов}} &\geq \frac{\lambda}{d} \\ 1 - \cos \theta_{\text{пов}} &\leq -\frac{\lambda}{d} \end{aligned} \right\} \quad (6.80)$$

Об'єднаємо ці нерівності в одну:

$$\frac{d}{\lambda} \leq \frac{1}{1 + (\cos \theta_{\text{пов}})}. \quad (6.81)$$

За допомогою фазового зсуву можна перейти від решітки поперечного випромінювання до решітки осьового випромінювання, підбираючи величину зсуву фаз струмів і відстань між випромінювачами d відповідно до (6.81).

Синфазні решітки випромінювачів з рівномірним збудженням мають найбільш вузький головний пелюсток, але і найвищий рівень бічних. Одночасно ці решітки характеризуються самим високим значенням КНД. У випадку ізотропних випромінювачів

$$D_{\text{max}} = 2 \frac{Nd}{\lambda},$$

якщо

$$d = \frac{\lambda}{2}; \quad D_{\text{max}} = N.$$

При відхиленні максимуму випромінювання відбувається зменшення КНД. Його можна оцінити вважаючи, що значення D пропорційне

проекції розкриву на лінію, ортогональну напрямку випромінювання $D = D_{\max} \sin \theta_{\text{пов}}$. Цей вираз справедливий при $\theta_{\text{пов}} < 45^\circ$.

До таких випадків, насамперед, варто віднести найпростіші антенні решітки, що представляють собою систему з двох вібраторів, розташованих у просторі на визначених відстанях, збудження яких здійснюється струмами рівної амплітуди, але з різними фазами. На основі пар таких вібраторів можуть бути побудовані більш складні системи – як антенні решітки різних типів, так і цілий клас антенних пристроїв – антен вібраторного типу, що знайшли широке застосування в техніці зв'язку та телевізійного мовлення.

Контрольні питання до глави 6

1. Перерахуйте основні параметри антен.
2. Поясніть основні функції антен.
3. Дайте визначення характеристики та діаграми направленості антени.
4. Дайте визначення та поясніть фізичний зміст коефіцієнта направленої дії та коефіцієнта підсилення антени. Який існує зв'язок між цими величинами?
5. Поясніть поняття ізотропного випромінювача.
6. Наведіть класифікацію антен в залежності від ширини робочого діапазону частот.
7. Фізичний зміст поляризаційної та фазової характеристики антени.
8. Дайте визначення симетричного вібратора. Намалюйте його електричну схему.
9. У чому полягає відмінність та схожість симетричного вібратора та довгої лінії?
10. Намалюйте розподіл струму на симетричному вібраторі при різних співвідношеннях l/λ .
11. Для яких цілей вводять поняття нормованої діаграми направленості, і як визначають її ширину?
12. Що таке діюча довжина антени і чому вона рівна для симетричного вібратора при $l \ll \lambda$ при $2l = \lambda/2$?
13. Дайте визначення потужності та опору випромінювання симетричного вібратора. Чому дорівнює $R_{\Sigma\Pi}$ півхвильового і хвильового вібратора?
14. Як визначити діапазон робочих частот антени?
15. Дайте визначення та поясніть принцип роботи антенної решітки.
16. Наведіть класифікацію антенних решіток.
17. Поясніть основні завдання побудови антенних решіток.

РОЗДІЛ III

ЛІНІЇ РАДІОЗВ'ЯЗКУ ТА АНТЕНИ

ГЛАВА 7. ЛІНІЇ РАДІОЗВ'ЯЗКУ ЗЕМНИХ ХВИЛЬ

7.1. Електричні параметри земної поверхні

При розповсюдженні радіохвиль поблизу земної поверхні електричні властивості останньої здійснюють значний вплив на процес формування поля біля приймальної антени. Електричні властивості будь-якого середовища визначаються діелектричною проникністю ϵ (або відносною діелектричною проникністю ϵ') і питомою провідністю σ .

За електричними властивостями земна поверхня дуже різноманітна, її діелектрична проникність і провідність змінюються в значних межах і залежать від характеру ґрунту, його вологості, вмісту солей температури і т. п.

Середні значення дійсних і еквівалентних електричних параметрів різних видів земної поверхні приведені в табл. 7.1.

Таблиця 7.1

Види середовищ та поверхонь	ϵ'	σ , см/м
Море в спокійному стані	80	4
Прісна вода озер і рік	80	10^{-2}
Дуже вологий ґрунт (солончаки, заболочена земля влітку, вологі торф'яники)	20	10^{-1}
Вологий ґрунт (глинистий, чорноземний, каштановий при рівнинній та слабопересіченій місцевості з лісом, що місцями чергується, та заповнює до 1/3 траси)	10	10^{-2}
Сухий ґрунт (піщаний і суглинистий, скелі, ліс)	4	10^{-3}
Дуже сухий ґрунт (піщані пустелі, промерзлий ґрунт на МХ і КХ, вічно мерзлий ґрунт, крупні міста і сильно забудована місцевість, гірська місцевість)	4	10^{-4}

Різновиди земної поверхні можна розділити на дві групи. До першої відносяться ті види земної поверхні, які характеризуються незначними нерівностями, тому вони безпосередньо можуть бути замінені згладженою поверхнею з тими ж електричними параметрами; до другої групи відносяться поверхні зі значними нерівностями, які повинні бути замінені згладженою поверхнею з еквівалентними електричними параметрами.

Еквівалентні електричні параметри ґрунту вибирають з тих міркувань, щоб поглинання земних радіохвиль, викликане реальною нерівною поверхнею, відповідало поглинанню, створеному еквівалентною згладженою поверхнею.

7.2. Структура поля земної хвилі на границі розділу повітря-земля

Земна вертикальна поляризована хвиля, випромінювана вертикальною антеною (рис. 7.1) має електричні і магнітні поля в першому середовищі, пов'язані співвідношенням

$$H_{1\Gamma} = \frac{E_{1B}}{Z_{XB1}}, \quad (7.1)$$

де Z_{XB1} – хвильовий опір першого середовища (повітря).

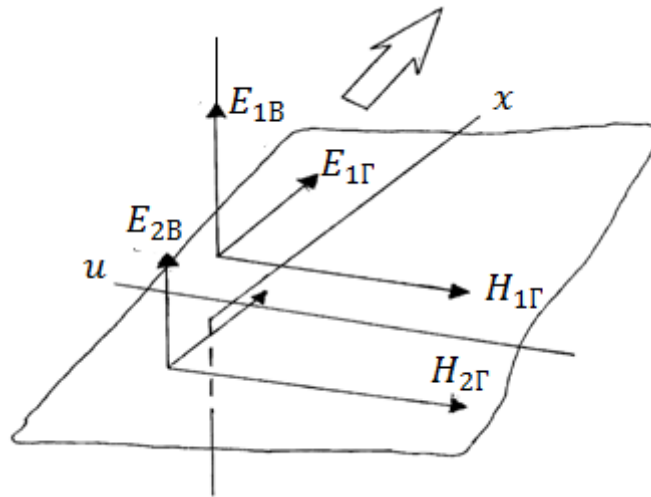


Рис. 7.1

$$Z_{XB1} = Z_{XB0} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\epsilon_1}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \text{ (Ом)}. \quad (7.2)$$

Тоді вираз (7.1) запишеться так:

$$H_{1\Gamma} = \frac{E_{1XB}}{120\pi}. \quad (7.3)$$

В той же час в силу наближених граничних вимог Щукіна-Леонтовича, справедливих при $|\epsilon'_k| \gg 1$ (ϵ'_k – відносна комплексна діелектрична проникність $\epsilon'_k = \epsilon' - i60\sigma\lambda_0$), що виконується майже завжди, на границі розділу в першому середовищі виконується рівність

$$H_{1\Gamma} = \frac{E_{1\Gamma}}{Z_{XB2}}, \quad (7.4)$$

де Z_{XB2} – хвильовий опір другого середовища (землі).

$$Z_{\text{XB2}} = \sqrt{\frac{\mu_2}{\epsilon_{k2}}} = \frac{Z_{\text{XB0}}}{\sqrt{\epsilon'_{k2}}}, \quad (7.5)$$

де ϵ_{k2} – комплексна діелектрична проникність землі ($\epsilon_{k2} = \epsilon'_{k2}\epsilon_0$); μ_2 – магнітна проникність землі ($\mu_2 = \mu_0$).

З урахуванням вказаного вираз (7.4) запишеться так:

$$H_{1\Gamma} = \frac{E_{1\text{XB}}}{120\pi} \sqrt{\epsilon'_{k2}}. \quad (7.6)$$

Ця умова встановлює зв'язок між компонентами поля в першому середовищі через параметри другого середовища.

З рівнянь (7.3) і (7.6) випливає, що:

$$E_{1\Gamma} = \frac{E_{1\text{B}}}{\sqrt{\epsilon'_{k2}}}. \quad (7.7)$$

З виразу (7.7) видно, що складові $E_{1\Gamma}$ не співпадають за фазою з $E_{1\text{B}}$, а зсунені на деякий кут φ .

Оскільки $E_{1\Gamma}$ та $E_{1\text{B}}$ за фазою не співпадають, то поле біля поверхні землі стає еліптично поляризованим у вертикальній площині розповсюдження хвилі (рис. 7.2).

На основі строгої граничної умови для вертикальних складових електричного поля в землі біля поверхні маємо

$$E_{2\text{B}} = \frac{E_{1\text{B}}}{\sqrt{\epsilon'_{k2}}}. \quad (7.8)$$

Дотичні складові електричного і магнітного полів на границі розділу рівні одна одній

$$E_{2\Gamma} = E_{1\Gamma} = \frac{E_{1\text{B}}}{\sqrt{\epsilon'_{k2}}}; H_{1\Gamma} = H_{2\Gamma}. \quad (7.9)$$

Підставляючи $E_{1\text{B}}$ з (7.7) в (7.9), маємо:

$$E_{2\text{B}} = \frac{E_{2\Gamma}}{\sqrt{\epsilon'_{k2}}}. \quad (7.10)$$

З виразів (7.9) і (7.10) слідує, що випромінювана вертикальною антеною біля поверхні землі вертикально поляризована хвиля в дальній зоні має дві складові вектора електричного поля – поздовжню горизонтальну і вертикальну, а результуючий вектор \vec{E} нахилений в сторону розповсюдження хвилі на деякий кут ψ (рис. 7.2, а). Таким чином, в загальному випадку поле земної хвилі буде мати еліптичну поляризацію

з нахилом в сторону розповсюдження хвилі (тобто вектора Пойнтінга) (рис. 7.2, б).

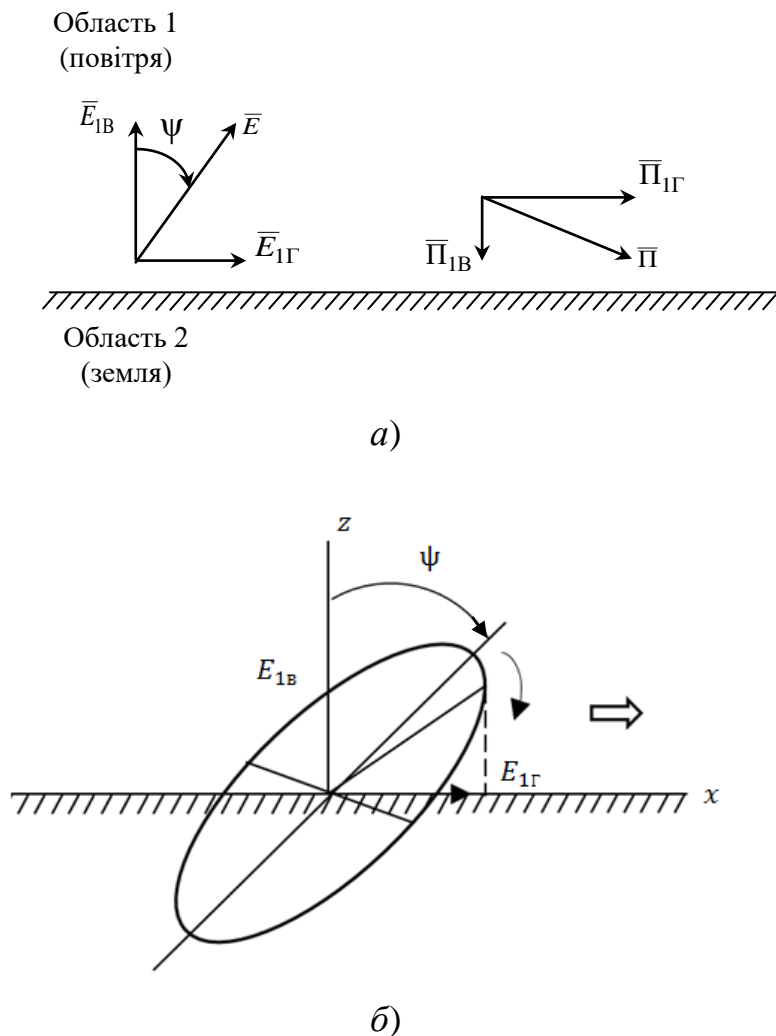


Рис. 7.2

Біля поверхні розділу в повітрі вертикальна складова електричного поля значно більша за горизонтальну, а в землі, навпаки, горизонтальна у тому ж відношенні перевищує вертикальну. Наявність в земній хвилі поздовжньої горизонтальної складової $E_{1Г}$ дозволяє використовувати для прийому поздовжні горизонтальні антени.

Величина $E_{1Г}$ зростає при зменшенні ϵ'_{k2} , тобто при зменшенні ϵ'_2 і σ_2 і зі зменшенням довжини хвилі.

Нахил вектора \vec{E} в сторону розповсюдження означає нахил до землі вектора Пойнтінга \vec{P} , який має в цьому випадку також 2 складові – паралельну та нормальну до земної поверхні. Паралельна складова $P_{1Г} = E_{1B} \cdot H_{1Г}$ характеризує розповсюдження енергії вздовж землі; нормальна $P_{1В} = E_{1Г} \cdot H_{1Г}$ – розповсюдження в землю, де вона перетворюється в тепло.

7.3. Розповсюдження земних радіохвиль уздовж плоскої поверхні землі

Якщо відстань між кореспондентами задовольняє умові

$$r_{\text{км}} \leq 7 \times \sqrt[3]{\lambda_{\text{м}}}, \quad (7.11)$$

то поверхню Землі можна вважати *плоскою*, тобто задачу розповсюдження радіохвиль вздовж поверхні Землі можна вирішити без урахування явища дифракції. Вираз (7.11) називають *критерієм Фейнберга* – критерієм плоскої Землі.

Строге рішення задачі по визначенню поля хвилі, яка розповсюджується від вертикального випромінювача над плоскою поверхнею з параметрами ϵ'_2 , σ_2 , потребує розв'язання рівняння Максвелла в двох середовищах (повітря і земля), а також щоб вони задовольняли граничним умовам, що призводить до складних і малоприматних для практики інтегральних виразів. Зазвичай розрахунок подібних радіоліній виконують за *методом Шулейкіна-Ван-дер-Поля*, що визначає напруженість поля в дальній зоні через множник ослаблення F , тобто

$$E = E_0 \cdot F = \frac{\sqrt{30P_{\text{АГ}}}}{R} \cdot F. \quad (7.12)$$

Множник ослаблення $F(x)$ є функцією деякого безрозмірного параметра x , який називається числовою відстанню, і визначається шляхом ділення дійсної відстані r на так званий масштаб відстаней S , який виражається формулою:

$$S = \frac{\lambda(\epsilon'_{k2})^2}{\pi(\epsilon'_{k2}-1)}. \quad (7.13)$$

У загальному випадку масштаб відстаней S є комплексною величиною. На практиці, зазвичай, користуються модулем цієї величини

$$|S| = \frac{\lambda}{\pi} \left| \frac{(\epsilon'_{k2})^2}{(\epsilon'_{k2}-1)} \right|. \quad (7.14)$$

Чисельна відстань x буде визначатися формулою

$$x = \frac{r}{S} = \frac{\pi r}{\lambda} \left| \frac{(\epsilon'_{k2})^2}{(\epsilon'_{k2}-1)} \right|. \quad (7.15)$$

Враховуючи, що $\epsilon'_{k2} = \epsilon'_2 - i60\sigma\lambda_0$, отримуємо

$$x = \frac{\pi r}{\lambda} \frac{\sqrt{(\epsilon'_{k2}-1)^2 + (60\sigma\lambda_0)^2}}{(\epsilon'_2)^2 + (60\sigma\lambda_0)^2}. \quad (7.16)$$

При $|\varepsilon'_2| \gg 1$ можна вважати, що $(\varepsilon'_2 - 1)^2 \simeq (\varepsilon'_2)^2$ і тоді формула (7.16) приймає вигляд

$$x = \frac{\pi r}{\lambda} \frac{1}{(\varepsilon'_2)^2 + (60\sigma\lambda)^2}. \quad (7.17)$$

За знайденою числовою відстанню x множник ослаблення F визначається за допомогою графіків, побудованих в логарифмічному масштабі для різних значень параметра $Q = \frac{\varepsilon'_2 + 1}{60\sigma\lambda}$. Ці графіки побудовані Берроузом і носять його ім'я. Крім того, множник ослаблення можна визначити за наближеною формулою:

$$F = \frac{2+0,3x}{2+x+0,6x^2}, \quad (7.18)$$

яка при $x \geq 25$ приймає вигляд

$$F = \frac{1}{2x}. \quad (7.19)$$

Формули плоскої землі придатні до використання для відстаней, що визначаються за критерієм Фейнберга.

З приведених співвідношень можна зробити наступні висновки:

1) при малих значеннях числової відстані множник ослаблення $F(r) \rightarrow 1$ і напруга поля змінюється, як і у вільному просторі, обернено пропорційно відстані. При великих значеннях чисельної відстані ($x > 25$) напруженість поля земної хвилі обернено пропорційна квадрату відстані;

2) при збільшенні провідності середовища і довжини хвилі числова відстань зменшується, множник послаблення і напруженість поля зростає.

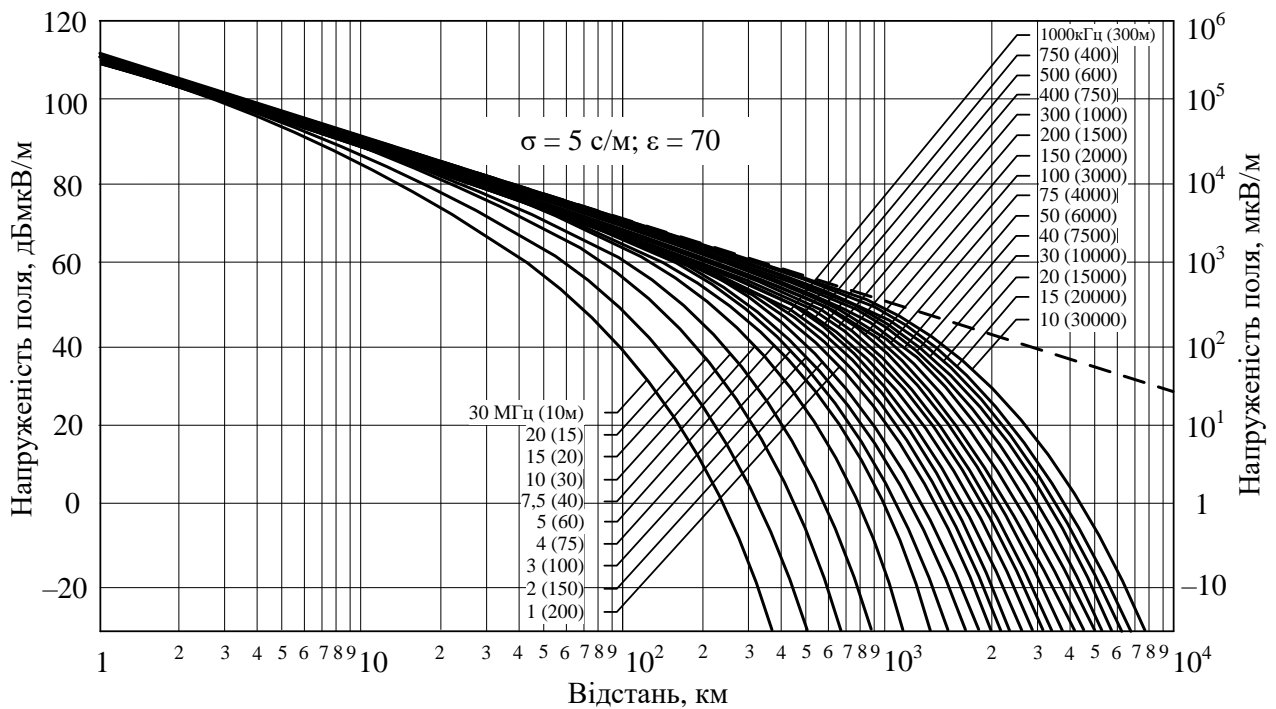
7.4. Розповсюдження земних радіохвиль уздовж сферичної поверхні землі

Якщо критерій Фейнберга не виконується, тобто

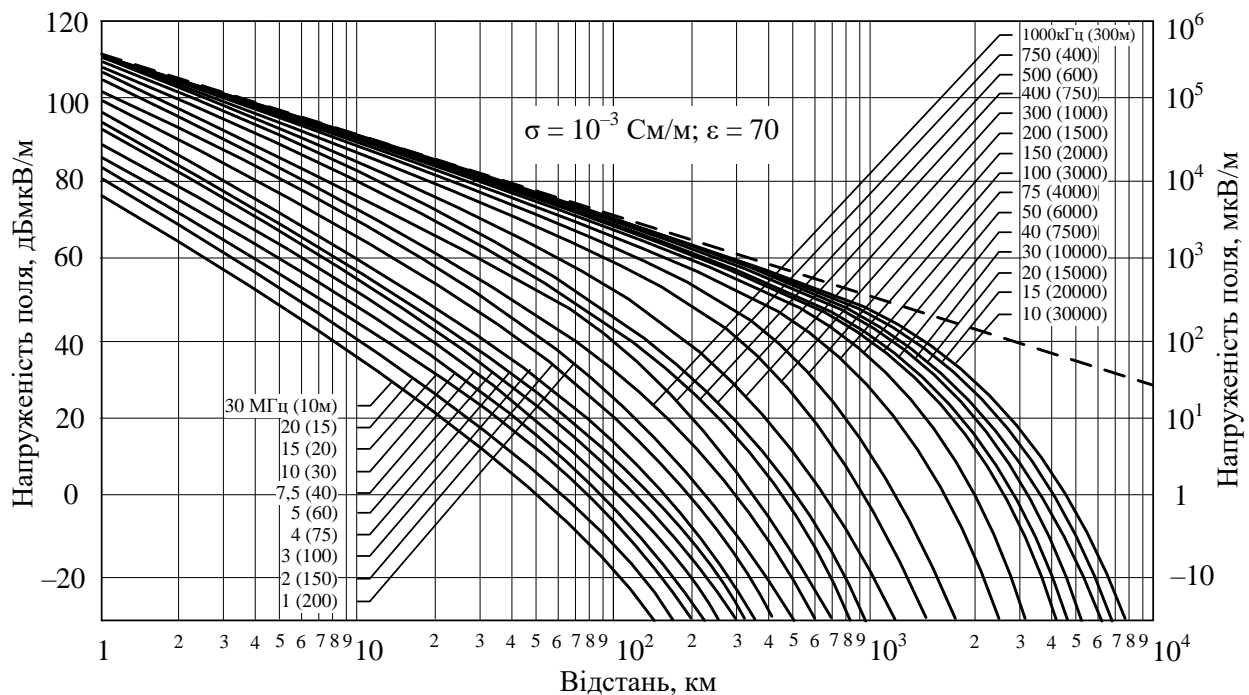
$$r_{\text{км}} > 7\sqrt[3]{\lambda_{\text{м}}},$$

поверхню Землі вже неможна вважати плоскою. Задачу розповсюдження радіохвиль вздовж поверхні Землі в даному випадку потрібно вирішувати з урахуванням явища дифракції. На основі дифракційних співвідношень (які були отримані радянським фізиком академіком В.А. Фоком в 1945 – 1948 роках) для найбільш характерних видів земної поверхні розраховані і побудовані графіки залежності напруженості поля $E^{(1)}$ від відстані r при використанні передавача з потужністю $P_1 = 1$ кВт, антенним пристроєм АШ- h з КНД рівним 3 і різними електромагнітними параметрами (ε' і σ) земної поверхні (рис. 7.3). Ці графіки рекомендовані Міжнародним консультативним комітетом по радіо (МККР) для розрахунку ліній радіозв'язку земними хвилями і носять відповідні назви

(графіки МККР). Графіки МККР дозволяють розрахувати напруженість поля як для плоскої, так і для сферичної поверхні Землі, тобто з урахуванням явища дифракції.



a)



b)

Рис. 7.3

Якщо потужність передавача $P_1 \neq 1$ кВт, а коефіцієнт направленої дії $D \neq 3$, то для розрахунку поля використовується *формула перерахунку*, яка має вигляд

$$E = E^{(1)} \sqrt{\frac{P_1 \times G_1 \times \eta_{\phi 1}}{3000}} = E^{(1)} \sqrt{\frac{P_{A1} \times G_1}{3000}}, \quad (7.20)$$

або

$$E_{,дБ} = E^{(1)} + 10 \lg \frac{P_{A1} G_1}{3000}, \quad (7.21)$$

де $E^{(1)}$ – величина напруженості поля (в мкВ/м або в дБ відносно 1 мкВ/м), отримана за графіками МККР.

Якщо необхідно визначити дальність радіозв'язку при заданих параметрах радіолінії, потрібно з формули перерахунку (7.20) визначити $E^{(1)}$ і за графіками МККР знайти відстань між кореспондентами.

На рис. 7.3 показані криві розповсюдження земної хвилі на частотах 10 кГц... 30 МГц над водною поверхнею, морська вода середньої солоності: $\sigma = 5$ с/м; $\epsilon = 70$ (а) і над суходолом, ґрунт середньої сухості: $\sigma = 10^{-3}$ См/м; $\epsilon = 15$ (б).

Контрольні питання до глави 7

1. Перерахуйте електромагнітні параметри земної поверхні.
2. Поясніть структуру поля земної хвилі на границі розділу земля – повітря, якщо $\sigma \neq \infty$.
3. Зобразіть вектор Пойнтінга на межі земля – повітря для двох випадків: $\sigma = \infty$ та $\sigma \neq \infty$.
4. Запишіть критерій плоскої землі.
5. Перерахуйте методики розрахунку поля земних хвиль з урахуванням явища дифракції та без його урахування.

ГЛАВА 8. АНТЕНИ ДЛЯ РАДІОЗВ'ЯЗКУ ЗЕМНОЮ ХВИЛЕЮ

8.1. Вимоги до антен для радіозв'язку земною хвилею

Позитивною якістю радіозв'язку земною хвилею є стійкість напруги поля у пункті прийому, величина якої майже не змінюється незалежно від часу доби, року і метеорологічних умов. Але дальність радіозв'язку земною хвилею суттєво залежить від параметрів ґрунту, довжини хвилі, рівня завад в точці прийому і порівняно слабо від потужності передавача і коефіцієнтів підсилення антен (приблизно пропорційно кореню четвертого ступеня від добутку цих величин). В силу цього можна тільки орієнтовно говорити про дальності дії радіостанцій (при певній достатній потужності передавача та достатньо ефективних антенах): в діапазоні хвиль 5–10 м – 10–20 км, в діапазоні 10–100 м – 100–500 км і на хвилях понад 1000 м – до 1000 км і більше.

Основні вимоги, які пред'являються до антен земних хвиль, що впливають з особливостей їх розповсюдження, полягають у наступному:

1) антена повинна випромінювати максимально уздовж поверхні землі;

2) антена повинна створювати вертикальну поляризацію поля уздовж поверхні землі, оскільки поле з горизонтальною поляризацією загасає швидше;

3) при роботі в заданому напрямку (азимуті) антена повинна володіти направленістю випромінювання в горизонтальній площині.

Самою простою антеною, що задовольняє переліченим вимогам, є вертикальний несиметричний вібратор (рис. 8.1), який в технічній літературі позначається як АШ- h – антена штирєва з висотою випромінюючої апертури (провідника) h . Провід (плече) вертикального несиметричного вібратора підключається до одної з вихідних клем передавача, друга клема якого під'єнується до заземлення або до противаги (корпусу автомобіля, бронетранспортера, танка і т.п.). В такому вигляді штир працює в умовах дзеркального зображення, коли уявне відображене плече такої ж довжини l ніби знаходиться в землі (рис. 8.1, б).

Для забезпечення більш рівномірного розподілу струму вздовж вертикальної частини несиметричного вібратора до його верхнього краю приєднується один, два або декілька проводів, розташованих горизонтально або під деяким кутом до вертикальної частини. Ця система проводів називається верхнім навантаженням (або „дахом”), і тому такі антени називають антенами з верхнім навантаженням. В залежності від конфігурації верхніх проводів розрізняють вібратори: Г-подібні (рис. 8.2, а, б), Т-подібні (рис. 8.2, в, г) і парасолькові (рис. 8.2, д).

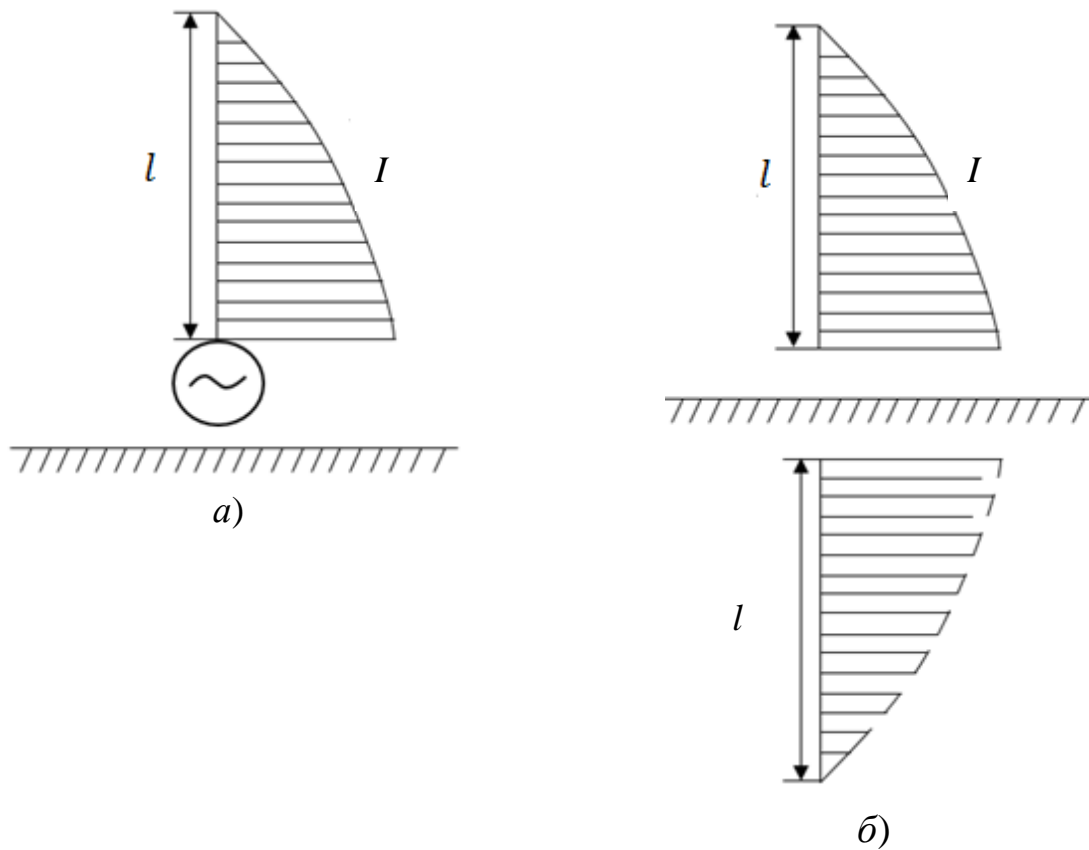


Рис. 8.1

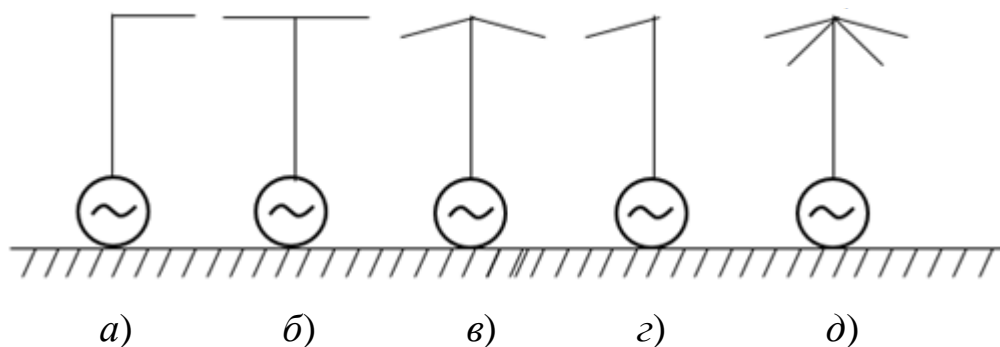


Рис. 8.2

8.2. Основні характеристики вертикального несиметричного вібратора

Вертикальний несиметричний вібратор (штир) у вигляді відрізка дроту довжиною l і розподіл струму на ньому зображені на рис. 8.1, *a*. Такі антени застосовуються в діапазоні довгих і середніх хвиль у вигляді металевих башт і щогл, а також на коротких і ультракоротких хвилях у вигляді пружних сталістих проводів або трубок і розташовуються безпосередньо на корпусі апаратних машин, бронетранспортерів, танків. При розрахунку електричних характеристик штирьових антен, що

застосовуються на довгих і середніх хвилях, землю можна вважати ідеально провідною і замінити її дією дзеркального зображення.

Перше наближення для опису характеристик штиря дає передбачення про ідеальну провідність землі. При цьому за допомогою методу дзеркальних зображень можна замінити дію землі дією синфазного зображення і прийти до симетричного вібратора у вільному просторі. Тому для визначення параметрів штиря можна використати теорію симетричного вібратора у вільному просторі.

Діаграма направленості штиря в горизонтальній площині – коло, а у вертикальній площині буде визначатися виразом:

$$f(\theta) = [\cos(kl \cos \theta) - \cos kl] / \sin \theta. \quad (8.1)$$

Тут змінено початок відліку кута θ , який відкладається не від осі вібратора, а від поверхні землі.

В режимі подовження при $kl \ll 1$

$$F(\theta) = \sin \theta. \quad (8.2)$$

При збільшенні l/λ ДН звужується (рис. 8.3), досягаючи найбільшого притиснення до землі при $l = 0,625\lambda$. Подальше збільшення l/λ призведе до зростання бічних пелюстків, які при $l > 0,75\lambda$ вже перевищують основний пелюсток, направлений вздовж землі. При $l = \lambda$ (вузол струму в середині штиря) випромінювання вздовж землі немає, штир випромінює в простір під кутом до горизонту.

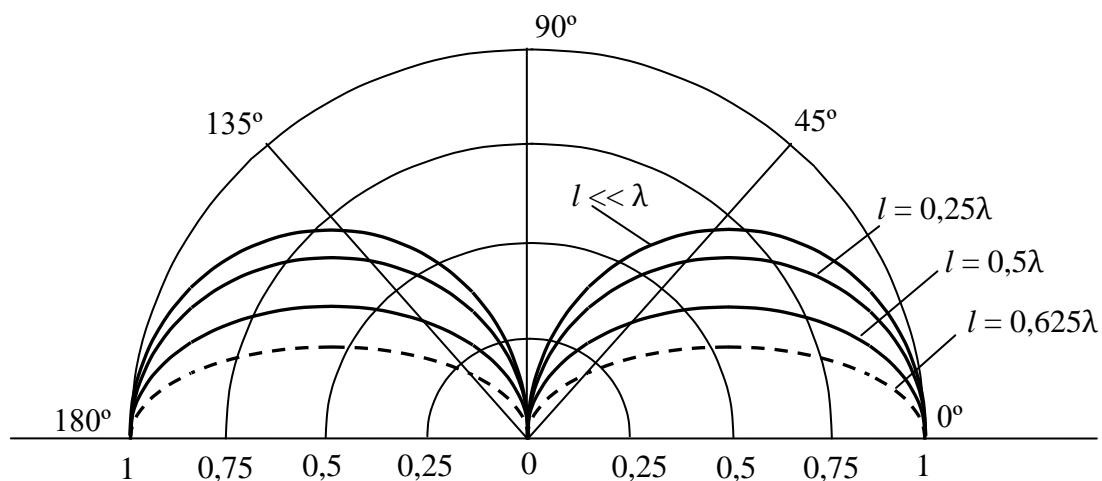


Рис. 8.3

Оскільки випромінювана потужність розподіляється тільки у верхньому півпросторі, то КНД штиря виявляється вдвічі більшим, ніж у відповідного симетричного вібратора. Так, в режимі подовження $D = 3$, для чвертьхвильового штиря ($l = 0,25\lambda$) $D = 3,28$, для півхвильового ($l = 0,5\lambda$) $D = 4,8$. Найбільший КНД $D = 6,2$ має місце при $l = 0,625\lambda$.

Діюча довжина штиря, що визначається як відношення площі струму на провіднику до струму в його основі, буде вдвічі меншою, ніж у відповідного симетричного вібратора:

$$l_d = \frac{1}{k} \cdot \operatorname{tg} \frac{kl}{2} \quad (8.3)$$

і в режимі подовження складе $l_d = 0,5l$.

Опір випромінювання штиря визначається за формулами й графіками для симетричного вібратора зі зменшенням результату вдвічі. Зокрема, для режиму подовження:

$$R_{\Sigma A} = 160\pi^2 (l_d/\lambda)^2. \quad (8.4)$$

Ємність штиря, що визначається відносно провідної площини з нульовим потенціалом, а не другого плеча, як у симетричного вібратора, подвоюється. Тому його хвильовий опір стає вдвічі меншим:

$$\rho = 60(\ln(l/a) - 1), \quad (8.5)$$

як і реактивна складова вхідного опору.

8.3. Несиметричні антени з верхнім навантаженням

В тих випадках, коли підвищення ефективності несиметричних вібраторів за рахунок збільшення їх висоти неможливе або недоцільне через конструктивні або економічні міркування, застосовують несиметричні антени з верхнім навантаженням (рис. 8.2). Це навантаження робить більш рівномірним розподіл струму на вертикальному провіднику, що збільшує діючу довжину, опір випромінювання і, відповідно, коефіцієнт корисної дії (ККД) антени.

Розглянемо особливості таких антен порівняно зі штирем на прикладі Г-подібної антени (рис. 8.4, а). В загальному випадку хвильовий опір вертикальної частини ρ_1 не дорівнює хвильовому опором „даху” ρ_2 , і для розрахунків антену зручно замінити деякою еквівалентною їй однорідною довгою лінією. Для цього замінимо ділянку l_2 з хвильовим опором ρ_2 ділянкою l_{2e} з тим же хвильовим опором, що і вертикальна частина. При такій заміні не повинен змінюватися розподіл струму на вертикальній частині антени. Для цього необхідно, щоб вхідний реактивний опір горизонтальної частини довжиною l_2 з хвильовим опором ρ_2 дорівнював вхідному реактивному опором еквівалентної ділянки l_{2e} з хвильовим опором ρ_1 , тобто повинна виконуватися рівність

$$-\rho_2 \cdot \operatorname{ctg} kl_2 = -\rho_1 \operatorname{ctg} kl_{2e}, \quad (8.6)$$

звідки впливає співвідношення для визначення l_{2e} :

$$\operatorname{tg} kl_{2e} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \operatorname{tg} kl_2. \quad (8.7)$$

Еквівалентна довжина антени буде дорівнювати:

$$l_e = l_1 + l_{2e}, \quad (8.8)$$

а вхідний реактивний опір –

$$X_A = -\rho_1 \operatorname{ctg} kl_e. \quad (8.9)$$

Таким чином, еквівалентною довжиною антени з верхнім навантаженням називають довжину АШ- h з хвильовим опором, рівним хвильовому опору вертикальної частини (зниження) антени, і таким же реактивним вхідним опором. Розподіл струму в проводах Г-подібної антени та в еквівалентній антені АШ- h показано на рис. 8.4, б, в.

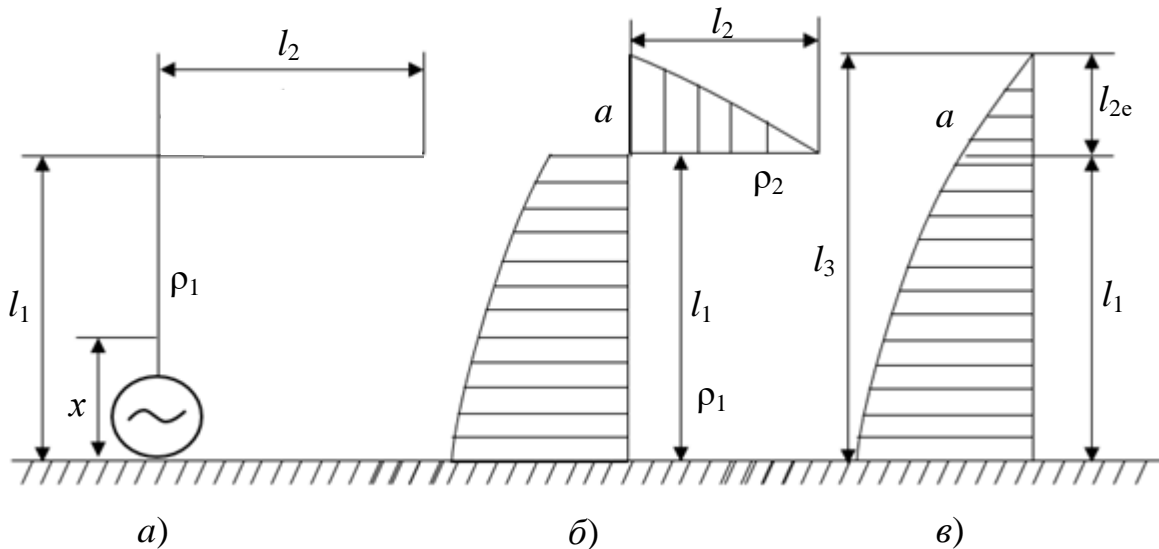


Рис. 8.4

Якщо дах містить n проводів, то співвідношення (8.7) запишеться у вигляді:

$$\operatorname{tg} kl_{2e} = \frac{n\rho_1}{\rho_2} \cdot \operatorname{tg} kl_2. \quad (8.10)$$

Розподіл струму в Г- і Т- подібній антенах для випадку роботи на власній хвилі показано на рис. 8.5.

Зі співставлення антени з верхнім навантаженням з вертикальним несиметричним вібратором такої ж висоти видно, що перша має такі особливості:

1) більш рівномірний розподіл струму на вертикальній частині (на її кінці струм $I_{\text{ст}} = 0$);

2) менший реактивний опір ($l_e = l_1 + l_{2e} > l_1$, тому $\operatorname{ctg} kl_e < \operatorname{ctg} kl_1$).

Ці обставини забезпечують більш високу ефективність антен з верхнім навантаженням при роботі в режимі подовження. Про діаграми направленості антен з верхнім навантаженням можна сказати, що вона залежить від конфігурації розташування горизонтальних проводів.

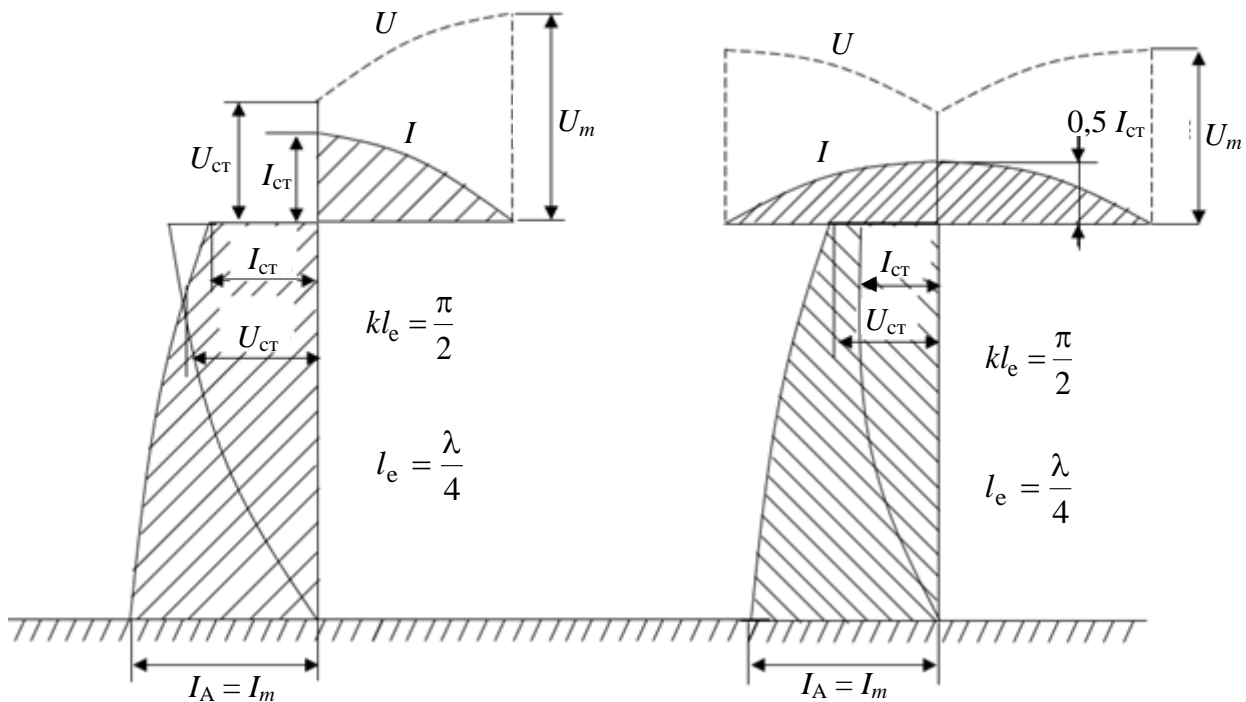


Рис. 8.5

Якщо горизонтальні проводи розташовані симетрично відносно вертикального дроту, як, наприклад, в Т-подібній антені на рис. 8.2, б, то ДН антени з верхнім навантаженням буде точно такою ж, як у вертикального штиря, тобто в горизонтальній площині ДН буде у вигляді круга, а у вертикальній – у вигляді симетричної напіввісімки.

Якщо ж горизонтальні проводи розміщені несиметрично, як, наприклад, у Г-подібної антени (рис. 8.2, а), то в горизонтальній площині ДН буде мати вигляд овалу, витягнутого в сторону, протилежну горизонтальному проводу, а у вертикальній площині – вигляд несиметричної вісімки без провалу до нуля в напрямку осі вертикального проводу.

8.4. Однопроводова антена біжучої хвилі

Однопроводова антена біжучої хвилі (АБХ) складається (рис. 8.6) з проводу довжиною l , що складає 5–7 довжин хвиль, підвішеного горизонтально на невеликій висоті h над землею і навантаженого в кінці на активний опір, що дорівнює хвильовому опору проводу $R_n = \rho_{пр}$.

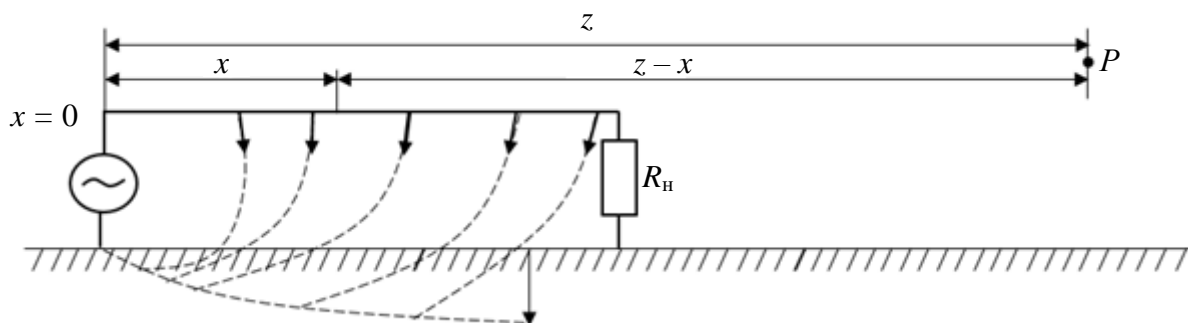


Рис. 8.6

Таку антену в технічній літературі позначають ОБ $\frac{l}{h}$.

Відомо, що коли опір навантаження дорівнює хвильовому опору провідника, в антені виникає режим біжучої хвилі, що забезпечує її односпрямовану дію і відносну постійність входного опору в широкому діапазоні хвиль. У режимі біжучої хвилі в лінії з втратами струм $I(x)$ в будь-якому перерізі проводу антени буде змінюватися за законом:

$$I(x) = I_A \cdot e^{-\gamma x} = I_A \cdot e^{-(\alpha+i\beta)x} = I_A \cdot e^{-(\alpha+ik\eta)x}, \quad (8.11)$$

де I_A – амплітуда струму на початку проводу антени; $\eta = \frac{\beta}{k}$ – коефіцієнт заміщення; $\gamma = \alpha + i\beta$ – постійна розповсюдження уздовж проводу антени.

Розглянемо якісно роботу антени при використанні її в режимі передачі, коли в проводі антени виникає біжуча до навантаження хвиля струму. Струми зміщення, які відгалужуються від кожного елемента проводу, переходять в землі в струми провідності і зміщення і занурюються на тим більшу глибину, чим менша провідність ґрунту.

Горизонтальні складові цих струмів створюють горизонтально поляризоване поле, яке компенсується випромінюванням протифазного струму самого проводу. Випромінювання вертикально-поляризованих хвиль уздовж поверхні землі створюють лише вертикальні складові струмів в землі. Якщо фазова швидкість розповсюдження хвилі в антені близька до швидкості світла, то в напрямку опору навантаження R_n поля, які створюються всіма елементами струмів, будуть додаватися у фазі.

Дійсно, нехай елемент випромінюючого струму біля входних затисків антени ($x = 0$) створює в цьому напрямку на відстані r в точці P поле $dE \cdot e^{-ikr}$. Визначимо фазу поля, яке створюється іншим елементом струму, віддаленим від входних затисків антени на відстань x . Фаза цього елемента струму відносно фази струму на вході антени буде запізнюватися на величину $k\eta$ (рис. 8.6). Тому створюване ним поле з урахуванням більш близького розташування до точки P дорівнюватиме:

$$dE \cdot e^{-ik\eta x} \cdot e^{-ik(\eta-x)r} = dE e^{-ikr} \cdot e^{-ikx(\eta-1)}. \quad (8.12)$$

Якщо уповільнення $\eta \approx 1$, то поля, створювані всіма елементами струму, співпадають за фазою і в точці P будуть додаватися арифметично.

В інших напрямках, в тому числі й у зворотному kR_H , поля від всіх елементів антени будуть приходити з довільними фазами і результуюче поле буде слабким.

Характеристику направленості АБХ, зазвичай, визначають в режимі прийому, припускаючи, що параметри ґрунту $\epsilon'_k = \epsilon' - i60\sigma\lambda_0$. Вираз для характеристики направленості антени в горизонтальній площині має вигляд:

$$f(\varphi) = \cos \varphi \cdot \sin \left[\frac{kl}{2} (\eta - \cos \varphi) \right] / \frac{kl}{2} (\eta - \cos \varphi). \quad (8.13)$$

З цієї формули випливає, що при $\varphi = 0$, максимум ДН буде досягатися при $\sin \left[\frac{kl}{2} (\eta - 1) \right] = 1$. З цього співвідношення легко визначити оптимальну довжину антени:

$$l_{\text{опт}} = \frac{\pi}{k(\eta-1)} = \frac{\lambda}{2(\eta-1)}. \quad (8.14)$$

Величина η залежить від параметрів ґрунту і висоти підвісу антени h . При звичайно використовуваних висотах $h = 0,5 - 2$ м можна вважати $h = 1,05 - 1,1$. Але загальна залежність така, що чим менше h , тим більше η .

Якщо довжину проводу антени l зробити більше $l_{\text{опт}}$, то головний пелюсток ДН матиме провал у напрямку $\varphi = 0$, а при $l = \frac{(2n+1)\cdot\lambda}{\eta-1}$, де $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, провал у цьому напрямку буде досягати максимального рівня, тобто прийом з напрямку $\varphi = 0$ буде взагалі відсутнім.

Про направлені властивості АБХ можна судити з рис. 8.7, на якому показані діаграми направленості антени довжиною $l = 150$ м з висотою підвісу $h = 2,8$ м над сухим ґрунтом ($\epsilon' = 6, \sigma = 10^{-3}$ см/м) при роботі на хвилях $\lambda = 300, 100, 40$ м.

Коефіцієнт підсилення АБХ може бути визначеним за допомогою виразу:

$$G_{\varphi=0} = \frac{640\pi^2}{\lambda^2} \cdot \frac{1}{R_A} \cdot \frac{e^{-\alpha l}}{|\epsilon'_k|} \cdot (\text{sh}^2 \alpha l / 2 + \sin^2 [kl/2(\eta - 1)]). \quad (8.15)$$

В літературі приводяться дані про коефіцієнт підсилення АБХ для різних параметрів ґрунту і довжини хвилі. Загальна тенденція тут така, що G_0 збільшується зі зростанням частоти, але його абсолютна величина по відношенню до штиря складає, наприклад, на частоті $f = 5$ МГц $G = 0,05 - 1$, і ця величина залежить від параметрів ґрунту (рис. 8.8).

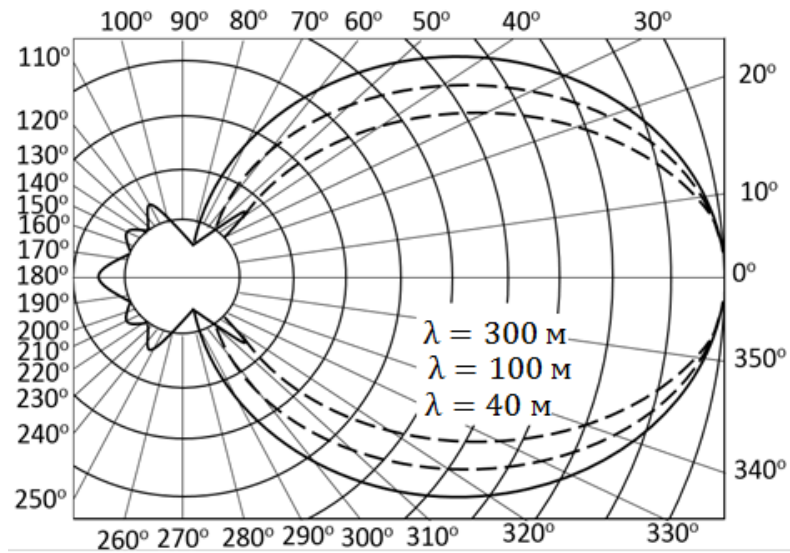


Рис. 8.7

Через те, що коефіцієнт підсилення АБХ становить в ДХ – КХ діапазонах одиниці – десятки відсотків, то антена в цих діапазонах використовується, головним чином, для прийому. Високі направлені властивості антени (КНД = 10 – 60) дозволяють значно знизити рівень зовнішніх радіозавад при прийомі.

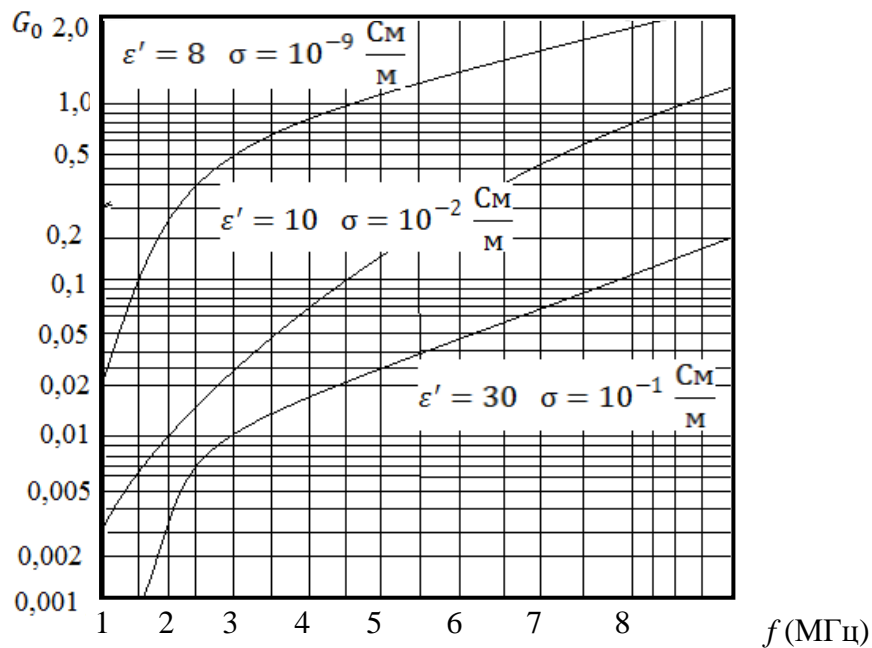


Рис. 8.8

В діапазоні УКХ коефіцієнт підсилення антени становить 2 – 10. Тому в цьому діапазоні АБХ використовується і на передачу. Ефективність антени можна підвищити, виконавши її з декількох проводів, рознесених на деяку відстань один від одного.

8.5. Напівромбічна та Λ -подібна антени

Головний недолік АБХ полягає в її вельми малому коефіцієнті підсилення внаслідок значних втрат в землі і, крім того, антена приймає тільки горизонтальну складову поля. Ефективність такої антени може бути підвищена шляхом підняття проводу на деяку висоту h і перетворення її в напівромбічну (рис. 8.9, а) або Λ -подібну (рис. 8.9, б).

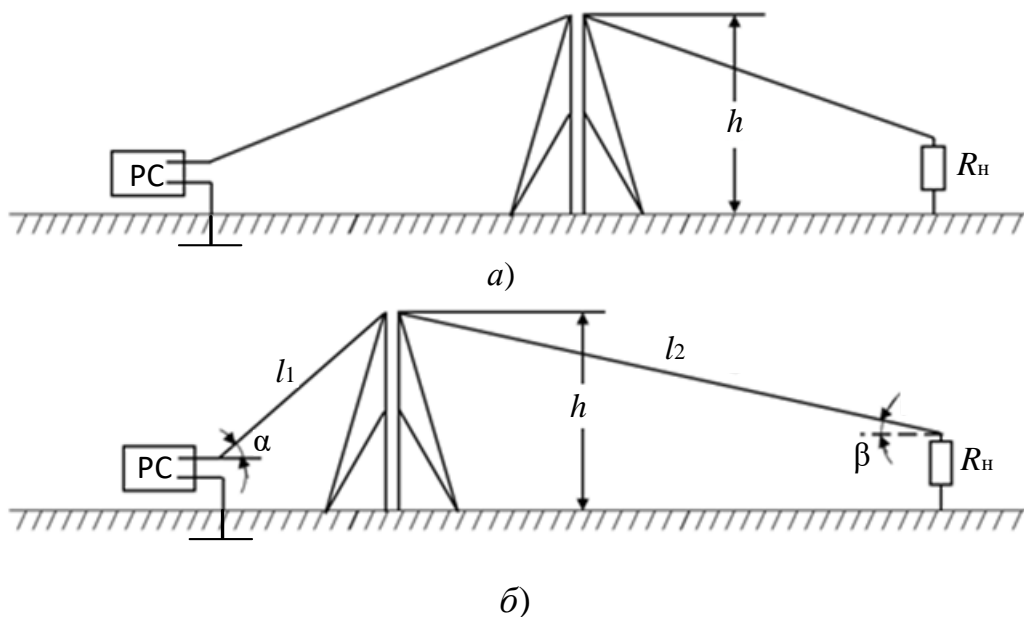


Рис. 8.9

У КХ діапазоні антена піднімається на опору висотою 15–25 м і навантажується на опір $R_n = 400 - 500$ Ом. При цьому $KП = 2 - 6$, тобто набагато більше, ніж у горизонтальної АБХ. Тому напівромбічна і Λ -подібна антени можуть використовуватися в якості направленої передавальної антени. Однак порівнянню з горизонтальною антеною такі антени володіють меншою направленістю, оскільки ДН має більш широкий головний пелюсток або невеликий провал в напрямку на кореспондента (рис. 8.10).

В УКХ діапазоні виграш у збільшенні ефективності при підйомі проводу на висоту $h = 6 - 8$ м має місце лише при дуже вологому ґрунті.

При не дуже вологому ґрунті Λ -подібна антена має дещо кращі параметри, ніж напівромбічна.

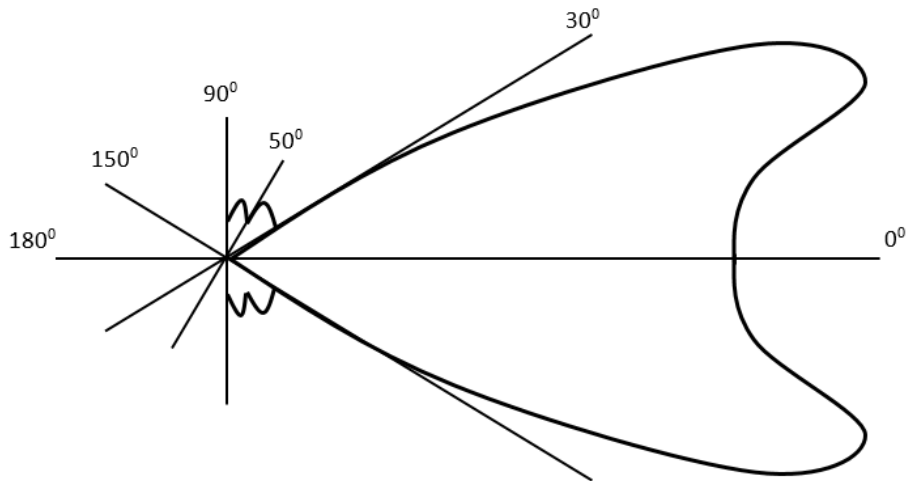


Рис. 8.10

Контрольні питання до глави 8

1. Зобразити розподіл струму у вертикальному несиметричному вібраторі, розташованому над поверхнею землі ($\sigma = \infty$), якщо $h = 0,25\lambda$.
2. Зобразити діаграми направленості АШ- h для випадків $h \ll \lambda$, $h = 0,5\lambda$, $h = \lambda$, $h = 2\lambda$.
3. Що називається діючою довжиною антени і з якою метою водять це поняття?
4. Перерахуйте і намалюйте конструкції основних типів несиметричних антен з верхнім навантаженням.
5. З якою метою застосовується верхнє навантаження в несиметричних антенах? Проведіть порівняння між АШ- h та антеною з верхнім навантаженням.
6. Яку форму мають діаграми направленості у Т- та Г-подібних антен?
7. Зобразіть конструкцію та поясніть принцип роботи однопроводнової антени біжучої хвилі.
8. Чому АБХ у діапазоні коротких та більш довгих хвиль використовується як приймальна?
9. Поясніть особливості конструкцій напівромбічної та Λ -подібної антен.
10. Сформулюйте вимоги до антен земних хвиль.

9. ЛІНІЇ РАДІОЗВ'ЯЗКУ ІОНОСФЕРНОЮ ХВИЛЕЮ

9.1. Загальні відомості про іоносферу

Іоносферою називається частина атмосфери землі з підвищеним вмістом заряджених частинок, які знаходяться на висотах приблизно від 60 до 600 км. По відношенню до радіохвиль іоносфера поводить себе як напівпровідникове середовище, від якого хвилі можуть заломлюватися в сторону земної поверхні. Заломлення радіохвилі іоносферою відбувається завдяки наявності у ній електронів та іонів, що утворюються з газів зі складу іоносфери. Теоретичні розрахунки показують, що від іоносфери, зазвичай, заломлюються хвилі довжиною понад 10 м. При однократному відбитті від іоносфери (рис. 9.1) радіохвилі можуть перекрити відстань, яка не перевищує приблизно 4000 км (далі під терміном відбиття радіохвиль від іоносфери будемо розуміти їх заломлення у напрямку Землі). Однак хвилі, які потрапляють на напівпровідну поверхню Землі, також відбиваються від неї і можуть знову відбитися від іоносфери. В результаті подібного багатократного відбиття від іоносфери і поверхні Землі радіохвилі можуть потрапити як завгодно далеко і навіть декілька разів обігнути земну кулю. На рис. 9.2 схематично показано траєкторію розповсюдження радіохвиль на багатострибковій радіолінії.

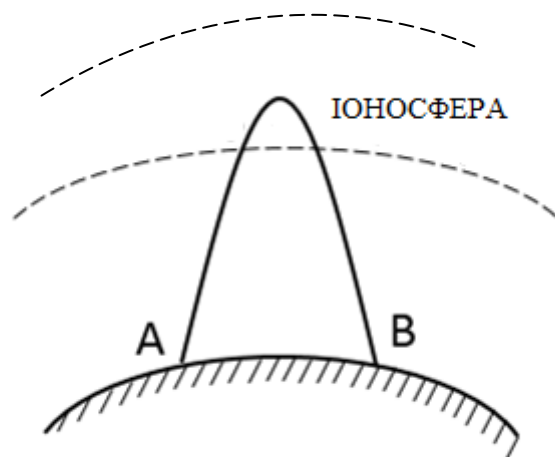


Рис. 9.1

Окрім здатності заломлювати радіохвилі, іоносфера, завдяки наявності в ній дрібних неоднорідностей, володіє властивістю розсіювати радіохвилі, які падають на неї. Крім того, іоносфера представляє собою утворення, властивості якого неперервно змінюються. На повільні зміни

накладаються більш швидкі неупорядковані флуктуації. Такі флуктуації притаманні, зокрема, локальним неоднорідностям, утвореним в іоносфері.

Радіохвилі, які розповсюджуються на великі відстані в результаті одноразового чи багаторазового відбиття від іоносфери (в діапазоні хвиль від 10 до 100 м), отримали назву *іоносферних хвиль*.

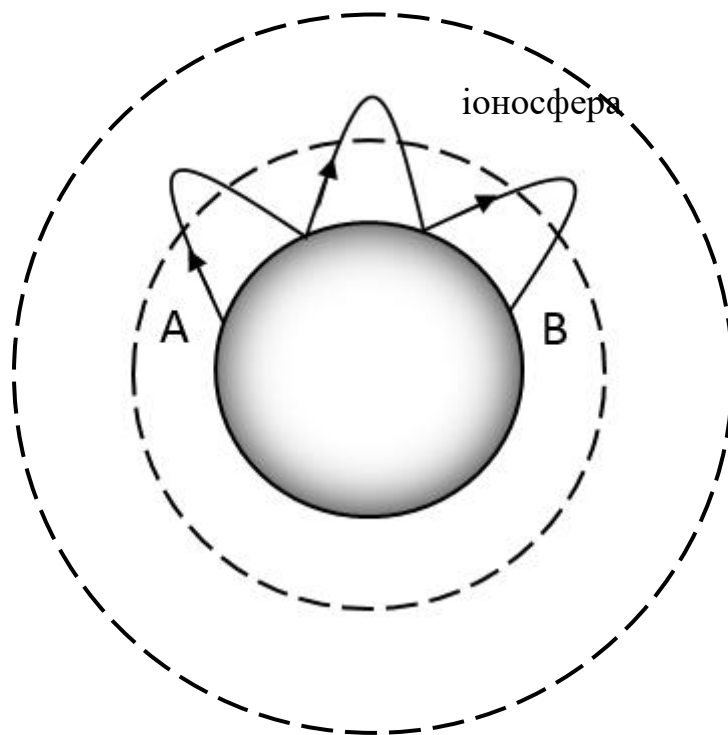


Рис. 9.2

Будова іоносфери визначається величиною і характером залежності концентрації заряджених частинок від координат (перш за все, від висоти) і часу.

Залежність концентрації заряджених частинок від висоти, обумовлена поглинанням в атмосфері іонізуючих сонячних випромінювань і зміною щільності атмосферного газу, призводить до неоднорідності іоносфери по висоті. Неоднорідність земної атмосфери проявляється у тому, що концентрація заряджених частинок має декілька максимумів, серед яких є головний. На висотах понад 80 км основними носіями негативних зарядів є електрони, нижче – негативні іони.

Електронна концентрація зростає до висот порядку 200 – 400 км, де розташований головний максимум концентрації. Вище головного максимуму концентрація убуває аж до верхньої границі атмосфери. Графічне подання середніх закономірностей розподілу електронної концентрації показано на рис. 9.3 для мінімуму та максимуму сонячної активності (криві 1 і 2). Виходячи з цього графіка, іоносферу прийнято ділити на дві частини: зовнішню, яка лежить вище головного максимуму

електронної концентрації, і внутрішню, що розташована нижче цього максимуму.

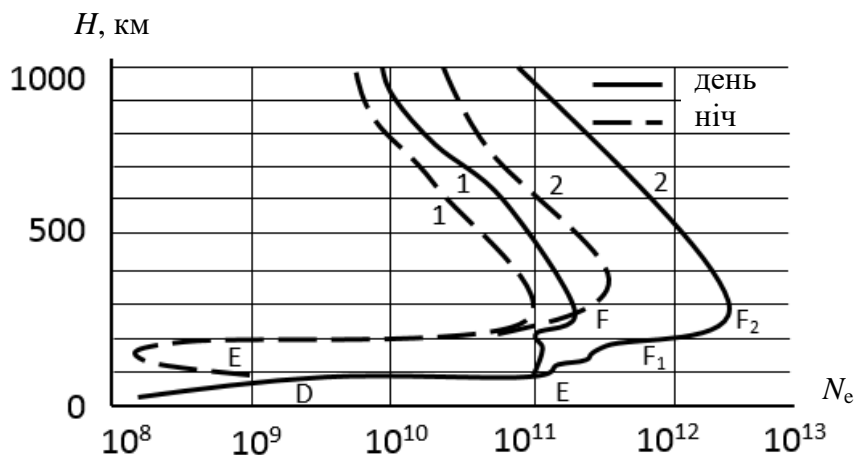


Рис. 9.3

У внутрішній іоносфері виявлено декілька максимумів електронної концентрації, відповідно до яких її поділяють на області D , E і F . Частина іоносфери нижче 90 км називається областю D , від 90 до 150 км – областю E і вище 150 км – областю F , яка складається вдень з областей F_1 і F_2 (рис. 9.4).

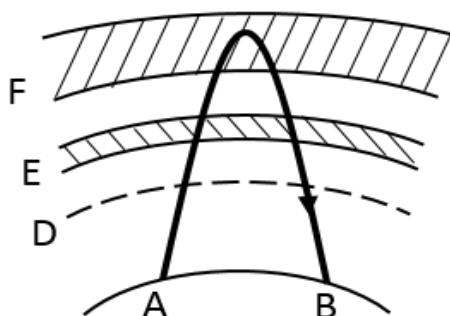


Рис. 9.4

Частина області, що містить відносний максимум електронної концентрації або характеризується різкою зміною концентрації, називається *шаром*. У іоносфері виділяють чотири регулярних шари: D , E , F_1 і F_2 . Крім того, нерегулярно можуть з'являтися так звані спорадичні шари, наприклад, шар E_s , що виникає на висотах шару E .

Стан іоносфери в кожній точці спостереження зазнає регулярних добових, місячних, сезонних змін, а також змін протягом 11-річного циклу сонячної активності. Так шар F_1 найчастіше з'являється вдень у літній час. З настанням темряви практично зникає шар D . Різко змінюється протягом доби стан шарів E і особливо F_2 . Параметри іоносфери залежать також від географічних і геомагнітних координат точки спостереження. Крім того, на середні зміни електронної концентрації N_e , ел/м³, накладаються

випадкові флуктуації, що призводить до появи неоднорідностей. Розміри цих неоднорідностей можуть бути різними (від декількох метрів до сотень кілометрів), вони змінюються в часі, хаотично або регулярно переміщуючись (дрейфуючи) в горизонтальній і вертикальній площинах.

Всі перераховані фізичні процеси, що відбуваються в іоносфері, справляють істотний вплив на розповсюдження в ній радіохвиль.

Земну іоносферу в радіочастотному діапазоні можна вважати суцільним середовищем, оскільки середня відстань між частинками набагато менша за довжину хвилі.

Встановлено, що відносна магнітна проникність іоносфери дуже мало відрізняється від одиниці. Тому в якості електромагнітних параметрів іоносфери як середовища розповсюдження радіохвиль розглядають її відносну діелектричну проникність ϵ_i і питому провідність σ_i , хвильове число k_i , яке визначається через ці параметри, а також складові k_i – коефіцієнти заломлення n_i і поглинання δ_i .

Величини ϵ_i та σ_i знаходяться з виразу для щільності повного струму \bar{J} , який виникає в середовищі під впливом зовнішнього поля хвилі, що розповсюджується. Щільність повного струму визначається формулою:

$$\bar{J} = -i\omega\epsilon_0\epsilon_i\bar{E} + \sigma_i\bar{E}. \quad (9.1)$$

Детальний аналіз виразу (9.1) дає наступні співвідношення:

$$\epsilon_i = 1 - \frac{\omega_{\pi}^2}{v_{\text{еф}}^2 + \omega^2}; \quad \sigma_i = \frac{v_{\text{еф}} \cdot \epsilon_0 \omega_{\pi}}{v_{\text{еф}} + \omega^2}, \quad (9.2)$$

де ω_{π} – так звана плазмова частота, яка дорівнює:

$$\omega_{\pi} = \frac{e^2 \cdot N_e}{\epsilon_0 \cdot m};$$

$v_{\text{еф}}$ – число пружних зіткнень електронів з нейтральними молекулами; e і m – заряд і маса електрона відповідно.

Хвильове число k_i і коефіцієнти ϵ_i і σ_i , які характеризують умови розповсюдження радіохвиль через середовище, визначається формулою:

$$k_i = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \cdot \sqrt{\epsilon_i - i60 \cdot \lambda\sigma_i} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) \cdot n_i + i\sigma_i. \quad (9.3)$$

У короткохвильовому діапазоні для областей E , F_1 і F_2 можна вважати, що $\omega^2 \gg v_{\text{еф}}^2$ і $\epsilon_i \gg 60\lambda\sigma_i$, тоді

$$\begin{aligned} \epsilon_i &= 1 - f_{\pi}^2/f^2 = 1 - 80,8 \cdot N_e/f^2; \\ \sigma_i &= v_{\text{еф}} \cdot \epsilon_0 f_{\pi}^2/f^2 = 7,17 \cdot 10^{-9} \cdot N_e \cdot v_{\text{еф}}/f^2; \end{aligned} \quad (9.4)$$

$$\omega_{\pi} = 2\pi f_{\pi} = 2\pi\sqrt{80,8 \cdot N_e}.$$

Отримані вирази показують, що в загальному випадку параметри іоносфери залежать від частоти. З її збільшенням значення параметрів ϵ_i і

n_i зростають, і на частотах понад 100 МГц вони приблизно рівні одиниці. Провідність іонізованого газу убиває зі зростанням частоти, а коефіцієнт поглинання δ_i має максимальне значення на частоті $f \cong 1,5$ МГц, на частотах понад 100 МГц поглинання можна знехтувати.

Таким чином, реальна іоносфера становить собою неоднорідний іонізований газ з діелектричною проникністю, яка змінюється по висоті і, отже, змінним коефіцієнтом заломлення. Вплив такої неоднорідності іоносфери проявляється в тому, що радіохвилі у зазначеному середовищі поширюються не по прямолінійних траєкторіях, а по криволінійних і за певних умов будуть, зазнаючи повного внутрішнього віддзеркалення від іоносфери, повертатися до землі. Розглянемо траєкторію розповсюдження хвилі в неоднорідній іоносфері (рис. 9.5), представивши її у вигляді сукупності тонких шарів, всередині яких коефіцієнт заломлення постійний і змінюється стрибком на границі розділу на Δn .

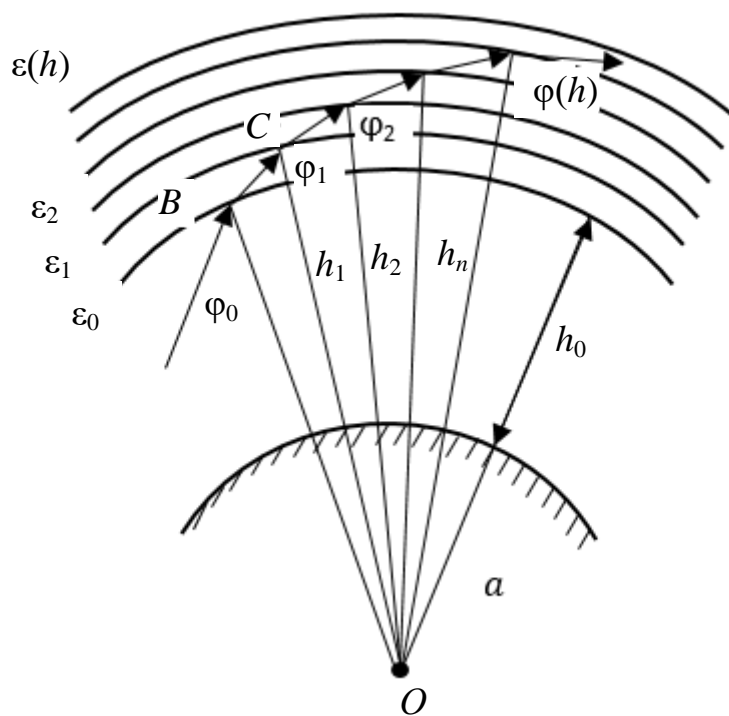


Рис. 9.5

Припустимо, що над сферичною поверхнею на висоті h розташована сукупність тонких шарів висотою Δh . Поблизу нижнього краю іоносфери коефіцієнт заломлення дорівнює n_0 і зі збільшенням висоти змінюється у відповідності з формулою:

$$n_i = \sqrt{\varepsilon_i} = \sqrt{1 - \frac{80,8 \cdot N_e [\text{ел/м}^2]}{f^2 [\text{кГц}]}}, \quad (9.5)$$

стрибками від шару до шару.

Нехай на самий нижній шар з області неіонізованого повітря падає промінь частоти f під кутом φ_0 . Зі збільшенням висоти електронна концентрація N_e зростає, значить, величини відносної діелектричної проникності і коефіцієнта заломлення зменшуються. Внаслідок цього промінь буде відхилятися до землі. З трикутника OBC (рис. 9.5) за теоремою синусів запишемо:

$$\frac{\sin \varphi_0}{a+h_0} = \frac{\sin(\pi-\varphi_1)}{a+h_0+\Delta h}, \quad (9.6)$$

а у відповідності з законом заломлення для кожного шару маємо:

$$\frac{\sin \varphi_0}{n_0+\Delta n} = \frac{\sin \varphi_1}{n_0}. \quad (9.7)$$

Підставимо (9.6) в (9.7) і після нескладних перетворень отримаємо:

$$(n_0 + \Delta n) \cdot (a + h_0 + \Delta h) \cdot \sin \varphi_1 = n_0(a + h_0) \cdot \sin \varphi_0. \quad (9.8)$$

В правій частині (9.8) зібрані всі параметри, що характеризують шар, що передує іоносфері. Очевидно, що для виділених шарів іоносфери кожна з частин рівності (9.8) буде постійним числом. На підставі цього ліва частина для довільної (поточної) точки іоносфери запишеться у вигляді:

$$n(a + H) = n_0(a + h_0) \cdot \sin \varphi_0, \quad (9.9)$$

де $H = h_0 + \Delta h$.

У формулі (9.9) величини n , H і φ_0 є змінними, і тому співвідношення (9.9) називають *рівнянням траєкторії радіохвилі в іоносфері*.

Відповідно до принципу забезпечення зв'язку іоносферною хвилею необхідно визначити умову, за якої відбудеться повне відбиття променя від іоносфери. Визначити цю умову можна на основі наступного міркування. При убуванні ε_1 з висотою хвиля буде падати на кожний наступний шар під усе більшим кутом φ . На деякій висоті на границі шару, де відбудеться відбиття, хвиля повинна піти паралельно цій границі, це означає, що кут φ стане рівним 90° , тобто в (9.9) необхідно покласти $\varphi_0 = 90^\circ$, і, враховуючи (9.1), можна записати:

$$n_{\text{відб}} = \sqrt{1 - 80,8 \frac{N_e}{f^2}} = n_0 \cdot \sin \varphi_0 \frac{a+h_0}{a+h_0+\Delta h}. \quad (9.10)$$

Оскільки $n_0 \approx 1$, і відповідно до рис. 9.5 $a \gg h_0$ і $a \gg h$, то

$$\sin \varphi_0 = \sqrt{1 - 80,8 \frac{N_e}{f^2}}. \quad (9.11)$$

Зауважимо також, що радіус кривизни променя ρ повинен бути меншим за відстань від центру землі до точки відбиття, тобто $\rho < a + h_0 + h$.

З отриманих виразів можна зробити наступні висновки:

1) відбиття радіохвиль в іоносфері відбувається в товщі іонізованого газу, а не на границі самого близького до землі шару;

2) відбиття може відбутися тільки в тій області іоносфери, де електронна концентрація зростає з висотою, тобто нижче максимуму (рис. 9.3) електронної концентрації іоносферного шару. Радіохвилі відбиваються в тій точці, де електронна концентрація N_e , частота f і напрям променя φ пов'язані залежністю (9.11);

3) відбиття радіохвилі від іоносфери визначає можливість здійснення зв'язку на радіолінії. Для роботи такої радіолінії необхідно точно знати електронну концентрацію N_e в будь-який момент часу, вміти правильно вибрати частоту і напрям променя;

4) оскільки відбиття радіохвиль відбувається всередині іоносферного шару, то при проектуванні іоносферної радіолінії необхідно враховувати додаткове загасання радіохвиль, викликане проходженням кінцевої відстані всередині шарів.

9.2. Траєкторія розповсюдження радіохвиль в іоносфері. Поняття про максимально застосовну частоту, оптимальну робочу частоту, найменшу застосовну частоту

З'ясуємо співвідношення між електронною щільністю N_e , кутом падіння φ_0 хвилі на нижню границю іоносфери і робочою частотою f , яке має бути виконане для того, щоб відбулося відбиття радіохвилі від іоносфери.

Ця залежність встановлюється за допомогою співвідношення (9.9), з якого випливає, що при певній електронній щільності N_e хвиля даної частоти f відіб'ється тільки в тому випадку, якщо кут падіння φ_0 дорівнює або перевищує величину, яка визначається формулою (9.9). Мінімальний кут падіння хвилі на іоносферу, для якої при заданій частоті ще можливе відбиття, називається *критичним кутом* (рис. 9.6).

Зі співвідношення (9.9) також випливає наступне:

1) чим більше величина електронної концентрації N_e , тим при менших кутах φ_0 можливе відбиття;

2) співвідношення (9.11) може бути переписане в наступному вигляді:

$$f_{\varphi} = \frac{\sqrt{80,8N_e}}{\cos \varphi_0}, \quad (9.12)$$

звідки випливає, що при $N_e \approx \text{const}$ чим більш круто падає промінь, тим при меншій частоті f_{φ} можливе відбиття;

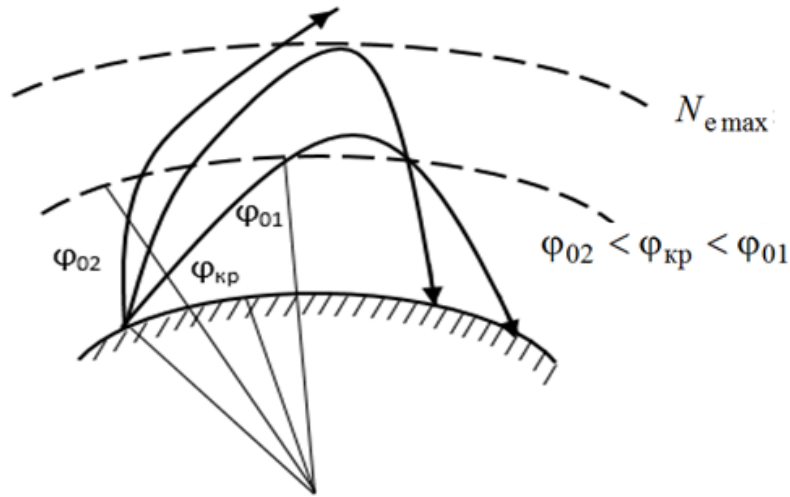


Рис. 9.6

3) чим більше кут падіння хвилі на іоносферу, тим менша електронна щільність потрібна для відбиття, і тим на меншій висоті відбувається відбиття (рис. 9.6).

З рис. 9.6 очевидно, що при виконанні умови відбиття дальність зв'язку іоносферними хвилями залежить від кута φ_0 , причому таким чином, що кожному куту падіння відповідає при незмінній частоті своя відстань, на яку хвиля поширюється.

У зв'язку з цим вводиться поняття *максимально застосовної частоти* (МЗЧ), що представляє собою найбільшу частоту, яка ще відбивається від іоносфери, перекриваючи задану дальність. Величина МЗЧ залежить тільки від протяжності радіолінії (або кута падіння на іоносферу) та стану іоносфери на шляху розповсюдження радіохвиль. Проте, зважаючи на безперервну зміни властивостей іоносфери МЗЧ є медіанним значенням частоти, що відбивається від іоносфери, тобто радіохвиля з МЗЧ відбивається від іоносфери в 50 % випадків.

Кут падіння, як і електронна концентрація, є обмеженою величиною. Найбільший кут падіння виходить тоді, коли промінь спрямований по дотичній до земної поверхні, тобто

$$\sin\varphi_{\max} = \frac{a}{a+h_0}. \quad (9.13)$$

З (9.12) можна визначити найбільшу робочу частоту хвилі, яка відіб'ється від іоносфери:

$$f_{\varphi_{\max}} = \frac{\sqrt{80,8N_{e\max}}}{\cos\varphi_{0\max}}. \quad (9.14)$$

Якщо хвиля падає нормально ($\varphi = 0$), то

$$f_{\perp} = \sqrt{80,8N_{e\max}} = f_0, \quad (9.15)$$

тобто відбиття відбувається на тій висоті, де робоча частота дорівнює власній частоті іонізованого газу (де діелектрична проникність іоносфери $\epsilon_i = 0$).

Максимальна частота, при якій вертикально падаюча на іоносферний шар хвиля відбивається, називається *критичною частотою* $f_{кр}$, тобто

$$f_{кр} = \sqrt{80,8N_{e_{max}}} \quad (9.16)$$

Відбиття при цьому відбувається поблизу максимуму іонізації. Якщо робоча частота більша за критичну ($f_{роб} > f_{кр}$), то при нормальному падінні на іоносферу відбиття не відбувається, і хвиля йде в космічний простір (рис. 9.7).

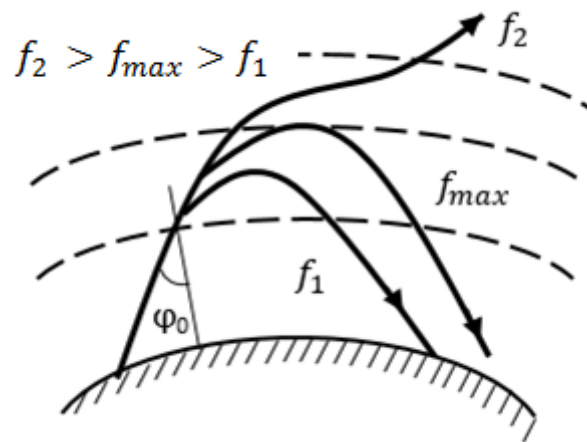


Рис. 9.7

У випадку однієї і тієї ж електронної концентрації іоносфери при похилому падінні може відбитися хвиля, частота якої, як випливає з (9.9) і (9.15), в $\sec\varphi_0$ разів перевищує частоту хвилі, що відбивається при вертикальному падінні на шар

$$f_\varphi = f_0 \cdot 1/\cos\varphi_0 = f_0 \cdot \sec\varphi_0 \quad (9.17)$$

Це співвідношення називається *законом секанса*. Воно показує, що при визначенні робочих частот для іоносферного зв'язку на задані відстані треба знати критичні частоти.

Таким чином, для організації стійкого і надійного радіозв'язку необхідно правильно вибрати параметри іоносферної радіолінії. Для цього потрібно:

- 1) знати стан іоносфери і критичну частоту кожного іоносферного шару;
- 2) правильно вибрати (призначити) робочу частоту передавача;
- 3) вибрати таку антену, яка випромінювала б радіохвилі під заданим кутом.

Хвилі, які поширюються в іоносфері, зазнають поглинання. У результаті напруженість поля в точці прийому може зменшитися до неприпустимої межі. В діапазоні коротких хвиль ($10 \text{ м} < \lambda < 100 \text{ м}$), який використовується у військових системах радіозв'язку, величина коефіцієнта поглинання може бути оцінена за допомогою формули:

$$\delta \approx 1,35 \cdot 10^{-7} \frac{N_e \cdot \nu}{f^2} \left[\frac{1}{\text{м}} \right]. \quad (9.18)$$

З цього співвідношення видно, що коефіцієнт поглинання в іоносфері збільшується із зменшенням частоти. Тому вводиться поняття *найменшої застосовної частоти* (НЗЧ), яка є тією мінімальною частотою, при якій напруженість поля сигналу E_c в місці прийому даної радіолінії ще дорівнює необхідній напруженості поля E_n . Іншими словами, НЗЧ визначає нижню межу діапазону частот для КХ радіозв'язку іоносферними хвилями за поглинанням радіохвиль. Величина НЗЧ залежить від тих же факторів, що і МЗЧ, але, крім того, вона залежить від потужності випромінювання передавальної радіостанції, поглинання на шляху розповсюдження радіохвиль, параметрів радіоприймачів, рівня завад в місці прийому, виду роботи і вимог до зв'язку.

Для здійснення радіозв'язку напруженість поля корисного сигналу E_c повинна бути не менше необхідної E_n . Відповідно до розглянутих закономірностей відбиття радіохвиль в іоносфері і з урахуванням їх поглинання якісний характер залежності E_n від частоти має вигляд, показаний на рис. 9.8, де ОРЧ – оптимальна робоча частота.

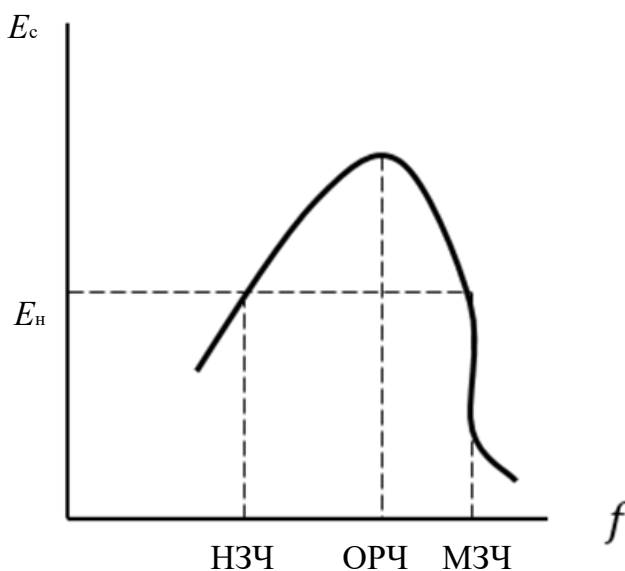


Рис. 9.8

Отже, радіозв'язок іоносферними хвилями на КХ можливий тільки в певному *діапазоні робочих частот* між НЗЧ і МЗЧ. Вибір робочих частот

на майбутній час зв'язку проводиться на основі прогнозованих середньомісячних медіанних значень максимальної і мінімальної застосовних частот. Ці значення в окремі періоди часу можуть відрізнятися від істинних, але для радіозв'язку особливо небезпечні зміни МЗЧ. При виборі робочого діапазону, зазвичай, керуються наступними якісними міркуваннями. Робота на частотах понад НЗЧ покращує радіозв'язок за рахунок зменшення поглинання, проте, перебудовуючись по робочому діапазону, вибирати частоту поблизу МЗЧ не слід, оскільки зв'язок може погіршитися через порушення умов відбиття і зростання ролі розсіювання радіохвиль в іоносфері. Тому верхню частотну границю робочого діапазону знижують щодо МЗЧ до величини, що забезпечує необхідну стійкість відбиття радіохвиль відповідно до необхідної надійності зв'язку. Найбільші частоти з ймовірністю відбиття 90 % називають *оптимальними робочими частотами* (ОРЧ). На практиці ОРЧ вибирають таким чином, щоб забезпечити радіозв'язок із заданою надійністю як за умовами відбиття (9.9), так і за умовами перевищення напруженості поля сигналу над полем завад.

9.3. Особливості ліній радіозв'язку іоносферними хвилями. Вимоги до антен для зв'язку іоносферною хвилею

Вимоги до діаграм направленості антен впливають з того, що для стійкої роботи КХ радіоліній максимум діаграми орієнтують під кутом нахилу траєкторії, по якій розповсюджується найбільш інтенсивна за напруженістю поля радіохвиля. Ширина головного пелюстка діаграми вибирається з урахуванням регулярних добових і сезонних змін кутів нахилу цієї траєкторії у вертикальній площині та її девіації в горизонтальній площині. Замість потрібної ширини пелюстка у вертикальній площині, зазвичай, задають верхню і нижню границі кутів нахилу траєкторії (θ_{\min} і θ_{\max}). На радіолініях протяжністю менше 2000 км верхня границя кутів різко змінюється при невеликій зміні довжини радіолінії. Тому кути підвищення головного пелюстка слід визначати для кожної лінії з урахуванням однократного відбиття від шару F_2 . Орієнтовні значення цих кутів на радіолініях до 300 км складають від 90 до 50°, що вимагає застосування антен, які випромінюють в зеніт (антен зенітного випромінювання – АЗВ). Із збільшенням дальності кут зменшується і при дальності близько 1500 км має значення 18 – 28°.

Для радіоліній протяжністю більше 2000 км є узагальнені рекомендації по вибору кутів θ , наведені в табл. 9.1.

Таблиця 9.1

Довжина радіолінії, км	θ_{\min}	θ_{\max}
2000 – 3000	2 – 3	20
3000 – 4000	2 – 3	15 – 18
5000 – 10000	2 – 3	10 – 12

У горизонтальній площині ширина головного пелюстка діаграми направленості антени повинна бути не менше $\pm 3 - 6^\circ$ відносно головного напрямку.

Антени для КХ радіозв'язку іоносферними хвилями повинні бути досить широкосмуговими, оскільки оптимальні робочі частоти зазнають суттєвих змін навіть протягом доби.

Антени іоносферних хвиль повинні працювати з полями горизонтальної поляризації, оскільки горизонтально поляризований по відношенню до землі вектор \vec{E}_T менше поглинається, ніж вертикальний. Крім того, атмосферні та індустриальні завади різного походження мають вертикально поляризований вектор \vec{E}_V . Тому застосування антен з горизонтальною поляризацією дозволяє розв'язатися по поляризації із зазначеними завадами.

9.4. Антени для КХ радіоліній ближньої та середньої дальності

Для короткохвильового радіозв'язку просторовою хвилею на відносно невеликі відстані у військових радіостанціях широко застосовується *горизонтальний симетричний вібратор*. Ця антена (рис. 9.9) являє собою розглянутий раніше симетричний вібратор, але перебуває він не у вільному просторі, а підвішений над землею на деякій висоті h . Полотно горизонтального вібратора, що випромінює, виконане з тонкого мідного або біметалевого провідника діаметром 2 – 6 мм. Хвильовий опір такого вібратора складає величину порядку 1000 Ом. У технічній літературі вібратор позначається $V\Gamma \frac{l}{h}$, наприклад, $V\Gamma \frac{20}{10}$, де $l = 20$ – довжина плеча, $h = 10$ м – висота підвісу відносно землі.

Раніше було з'ясовано, що направлені властивості симетричного вібратора залежить від відношення l/λ , причому при $l \leq \frac{\lambda}{2}$ діаграма направленості вібратора має вигляд вісімки, а при $l \approx \frac{3}{4}\lambda$ в діаграмі направленості з'являються бічні пелюстки, які виявляються більшими за пелюсток, перпендикулярний вібратору. Через це діапазон використання вібратора по частоті обмежують вимогою збереження максимуму

випромінювання в напрямку, перпендикулярному осі, тобто вибирають $l \leq 0,7\lambda_{\min}$, де λ_{\min} – найменша довжина хвилі робочого діапазону.

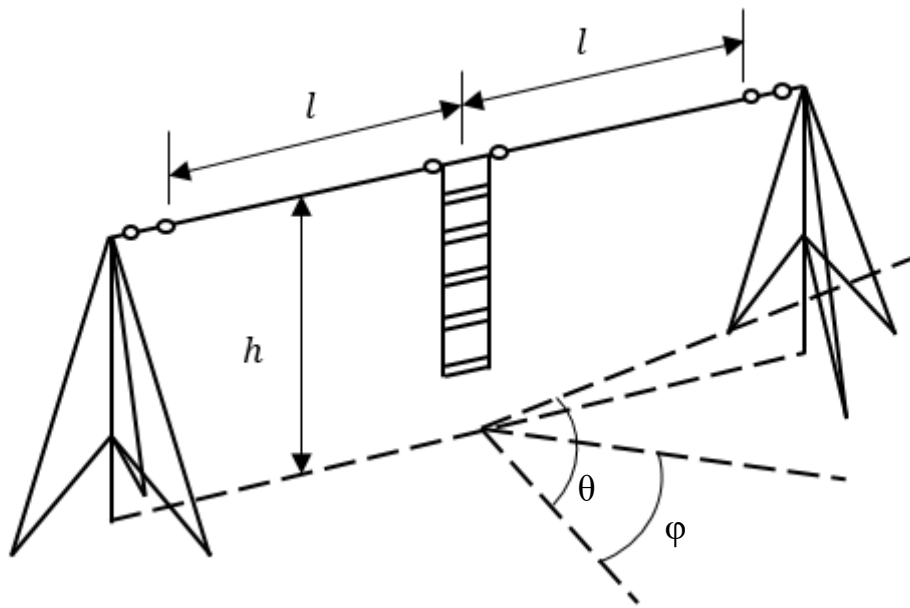


Рис. 9.9

Направлені властивості горизонтального вібратора істотно залежать від висоти його підвісу над землею. Пов'язано це з тим, що при роботі на передачу в пункті прийому крім поля самої антени буде створюватися поле, відбите від поверхні землі. В залежності від висоти підвісу h ці поля у певних напрямках будуть додаватися синфазно, що призведе до підсилення результуючого поля, або в протифазні, що дає ослаблення поля сигналу.

Тому, розв'язуючи задачу про направлені властивості горизонтального вібратора, можна вважати землю ідеально провідною і замінити її вплив дією дзеркального зображення, тобто вібратором з протилежним напрямком струму (рис. 9.10).

Зауважимо, що у вертикальній площині, перпендикулярній осі вібратора (площина H), антена створює горизонтально-поляризоване поле (рис. 9.9), а у вертикальній площині, що проходить через вісь вібратора (площина E) – вертикально поляризоване поле. В інших площинах поле антени буде містити обидві складові.

Визначимо поле випромінювання горизонтального симетричного вібратора в площині H (рис. 9.10, a), тобто у площині горизонтальної поляризації. Це поле в деякій точці спостереження P буде являти собою суму двох полів: поля вібратора E_1 і поля його дзеркального зображення E_2 .

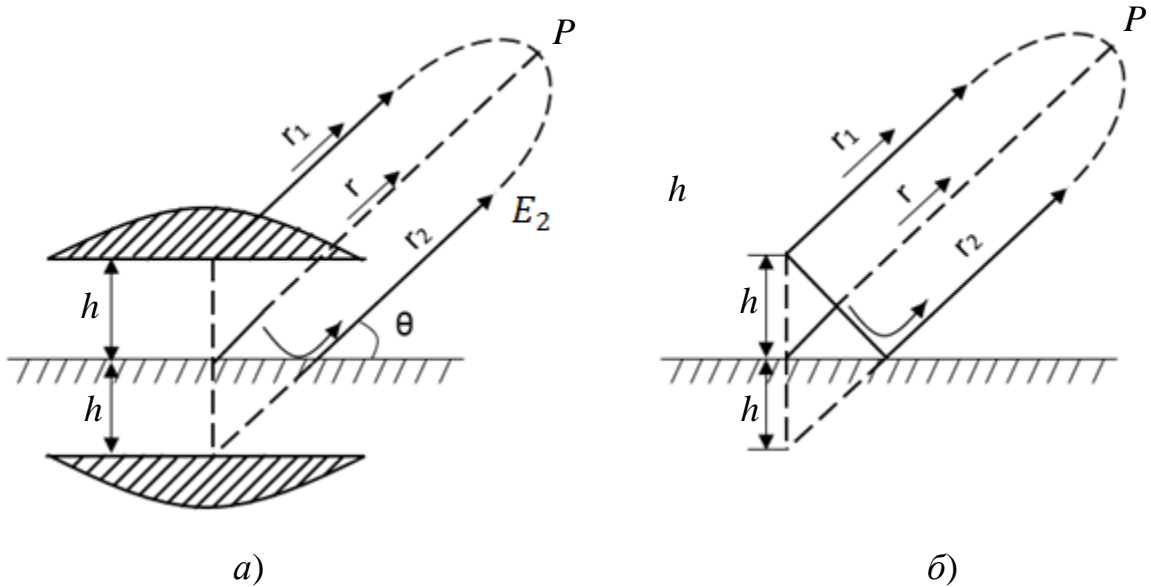


Рис. 9.10

Скориставшись виразом для діаграми направленості симетричного вібратора у вільному просторі і поклавши (у нашому випадку) $\theta = 90^\circ$, отримаємо:

$$E_1 = i60 \cdot I_m \frac{e^{-ikr_1}}{r_1} (1 - \cos kl), \quad (9.19)$$

$$E_2 = i60 \cdot I_m \frac{e^{-ikr_2}}{r_2} (1 - \cos kl).$$

Враховуючи, що точка спостереження P знаходиться в дальній зоні, можна покласти в амплітудних множниках $r_1 \approx r_2 \approx r$, а при визначенні фаз поля необхідно взяти

$$r_1 = r - h \cdot \sin \theta; \quad r_2 = r + h \cdot \sin \theta. \quad (9.20)$$

З урахуванням (9.19) і (9.20) сумарне поле

$$E = E_1 + E_2 = -120 I_m \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \sin(kh - \sin \theta). \quad (9.21)$$

Таким чином, вплив землі призводить до появи направленості вібратора в площині H , яка описується виразом

$$f(\theta) = \sin(kh \cdot \sin \theta). \quad (9.22)$$

З виразу (9.22) видно, що при малих висотах підвісу ($h < \frac{\lambda}{4}$) максимум випромінювання буде направлений в zenit (рис. 9.11, a).

При збільшенні висоти підвісу в межах $\frac{\lambda}{4} < h < \frac{\lambda}{2}$ випромінювання в zenit убуває, а максимум у міру зростання h виявляється під все меншим

кутом піднесення θ° . При $h = \frac{\lambda}{2}$ випромінювання в зеніт зникає, оскільки прямий і відбитий промені в цьому напрямку знаходяться в протифазі і компенсують один одного (рис. 9.11, б). Подальше збільшення h з метою зменшення кута піднесення максимуму діаграми направленості призводить до багатопелюсткової характеристики направленості (рис. 9.11, в). Саме тому горизонтальний симетричний вібратор використовується для забезпечення зв'язку на ближніх (до 300 км) та середніх відстанях (до 1000 км). Для визначення висоти підвісу ГСВ над землею використовується вираз:

$$h = \lambda / (4 \cdot \sin \theta_0), \quad (9.23)$$

де θ_0 – кут нахилу траєкторії розповсюдження іоносферної хвилі.

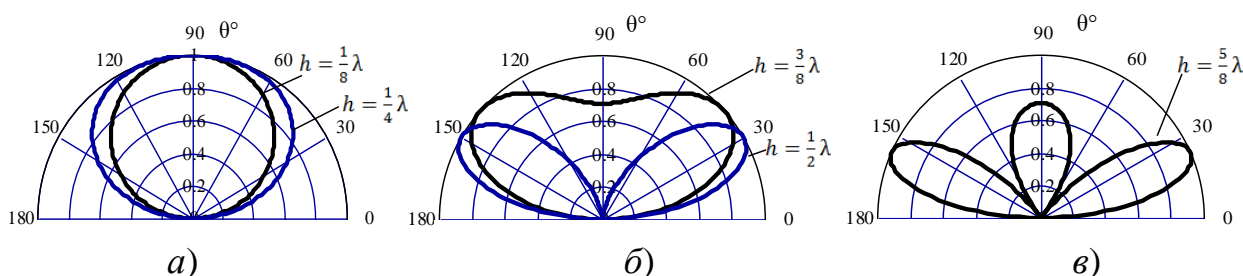


Рис. 9.11

Діаграма направленості вібратора в площині вектора E (9.23) описується виразом

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl \cos \theta - \cos kl)}{\sin \theta} \cdot \sin(kl \cdot \sin \theta). \quad (9.24)$$

Цей вираз представляє собою характеристику направленості симетричного вібратора у вільному просторі (6.30), помножену на множник $\sin(kl \sin \theta)$, який враховує вплив землі.

Зазвичай, при організації радіозв'язку вказуються відстані до кореспондентів та їх азимуту, що характеризуються кутом φ (рис. 9.9). Якщо азимуту кореспондентів невідомі та потрібно забезпечити зв'язок в певному радіусі дії з декількома кореспондентами, то стосовно аналізованої антени потрібно знати її характеристику направленості в горизонтальній площині, тобто при змінному куті φ і при $\theta = \theta_0 = \text{const}$. Характеристика направленості горизонтального симетричного вібратора для цього випадку має вигляд:

$$f(\theta, \varphi) = \frac{\cos(kl \cos \theta \cdot \sin \varphi) - \cos kl}{\sqrt{1 - \cos^2 \theta \cdot \sin^2 \varphi}} \cdot \sin(kl \sin \theta), \quad (9.25)$$

та представляє собою просторову характеристику направленості антени. Поклавши в (9.25) $\varphi = 0$ і $\varphi = \frac{\pi}{4}$, отримуємо, відповідно, (9.22) і (9.24). При постійному куті θ співвідношення (9.25) визначає характеристику

направленості антени в горизонтальній площині. На рис. 9.12 наведені розраховані за формулою (9.25) діаграми направленості в горизонтальній площині півхвильового та хвильового горизонтального симетричного вібратора при різних кутах θ . З рисунка видно, що горизонтальний вібратор для кутів $\theta \approx 60 - 90^\circ$, тобто для відстаней до 300 км, є всенаправленою антеною, тому спеціально орієнтувати вібратор по азимуту на кореспондентів немає необхідності. По мірі зменшення кута підвищення θ в діапазонах направленості в напрямку осі вібратора з'являються провали, а при малих кутах $\theta \approx 30 - 10^\circ$ ДН наближається до вісімки. Тому горизонтальний вібратор необхідно орієнтувати на місцевості так, щоб перпендикуляр до його осі був направлений по азимуту найбільш віддалених кореспондентів.

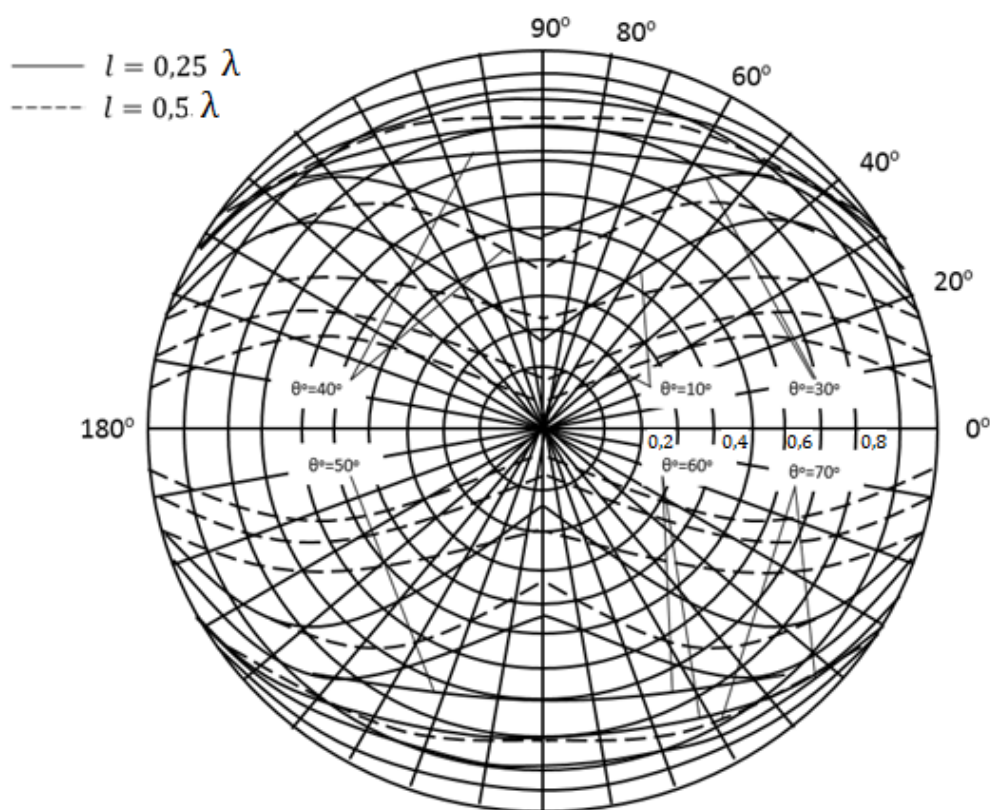


Рис. 9.12

Коефіцієнт направленої дії горизонтального симетричного вібратора може бути обчислений за формулою:

$$D = \frac{1920}{R_{\Sigma\Pi}} \cdot \sin^4 \frac{kl}{2} \cdot \sin^2(kh \cdot \sin \theta), \quad (9.26)$$

і становить, зазвичай, $D = 4 - 14$. Величини коефіцієнтів підсилення вібратора для ідеальної провідної землі ($\sigma \rightarrow \infty$) і для випадків різних підстилаючих поверхонь наведено на рис. 9.13.

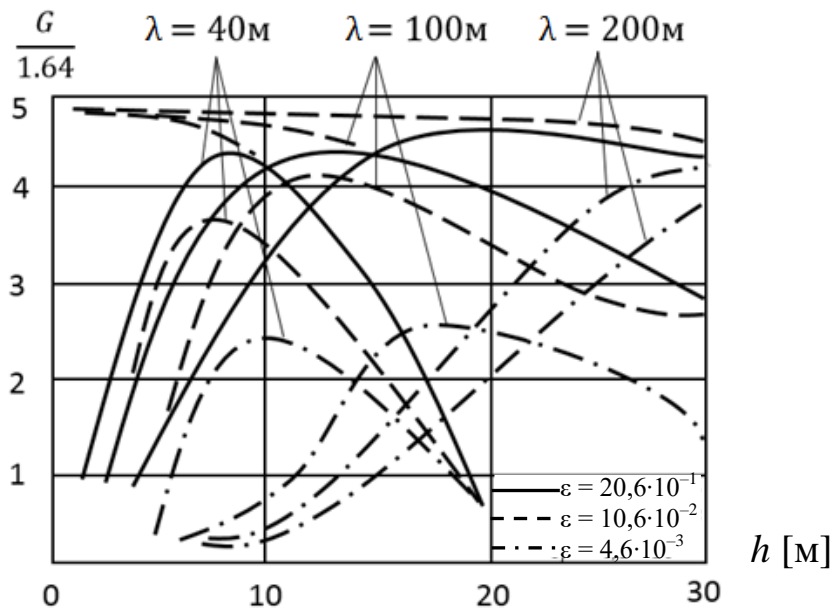


Рис. 9.13

У техніці зв'язку знаходять застосування різні модифікації горизонтального симетричного вібратора.

Найбільш простий за будовою (рис. 9.14) *вібратор зі слабо нахиленими плечима* (позначається ВН), який широко застосовується в рухомих КХ радіостанціях для зв'язку на відносно невеликі відстані. Його електричні характеристики не гірше характеристик вібратора з горизонтальними плечима, але для його розгортання потрібна тільки одна щогла.

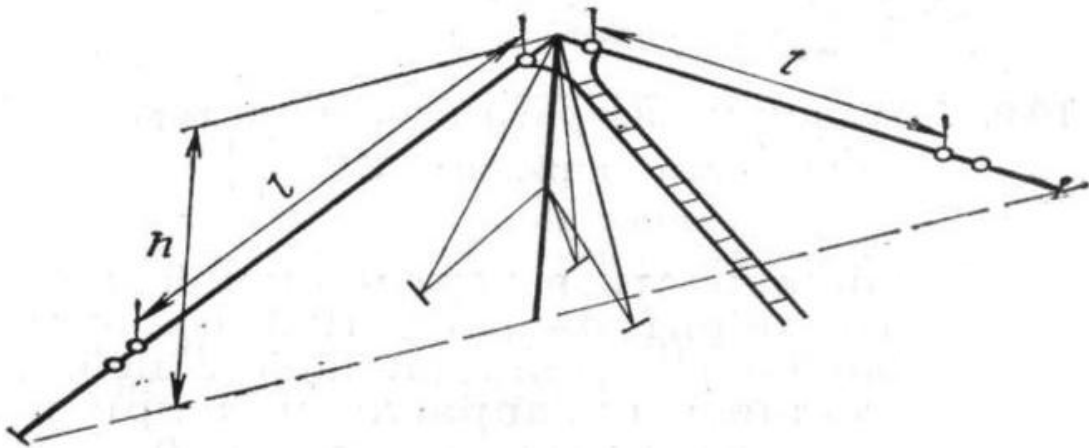


Рис. 9.14

Покращення діапазонності по вхідному опорі, а також зниження напруги в антені та фідері досягається зменшенням хвильового опору вібратора. Вперше вібратор зі зниженим хвильовим опором – вібратор горизонтальний діапазонний (ВГД) у вигляді товстого циліндра застосував А. Л. Мінц. Пізніше С. І. Надененко запропонував виконувати

вібратор з ряду проводів, що розташовуються по поверхні кругового циліндра (рис. 9.15), а для зменшення ємності між торцями дріт'яних циліндрів в середині вібратора і для поліпшення узгодження проводи плавно по конусу сходяться до фідера. Цю антену в літературі ще називають диполем Надененко.

Як видно з рис. 9.15 вібратор зі зниженим хвильовим опором є більш громіздким, вимагає для установки більш міцних і важких щогл, ніж однопроводовий вібратор (див. рис. 9.9). Тому основне застосування антена ВГД отримала на стаціонарних центрах, а також для роботи при значних потужностях.

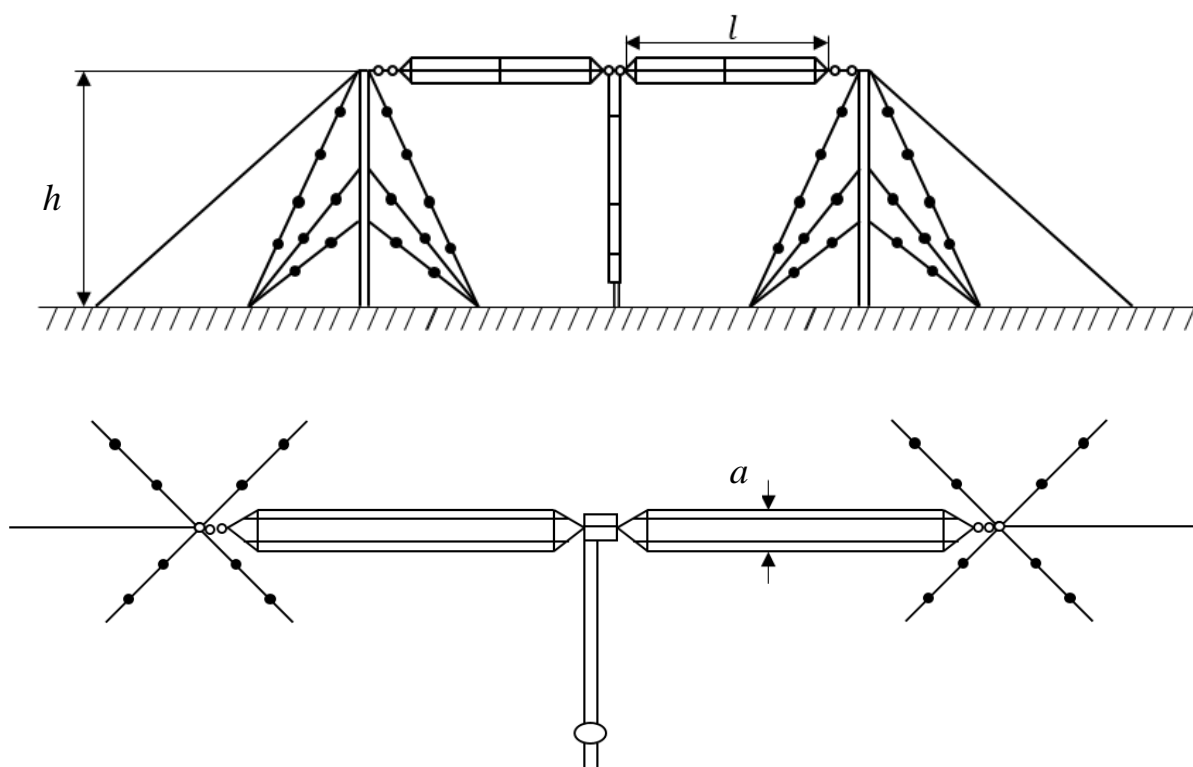


Рис. 9.15

9.5. Дахові антени (антени зенітного випромінювання)

Застосування для зв'язку іоносферними хвилями симетричних антен в радіостанціях з несиметричною схемою виходу викликає ряд труднощів, оскільки виникає необхідність використання спеціальних симетрувальних трансформаторів. Якщо не передбачити режим симетрування, то антена буде збуджуватися асиметрично, що викличе спотворення її діаграми направленості, з'явиться паразитне випромінювання фідера, збільшаться втрати в землі, що призведе до втрати підсилення.

Однак існує кілька типів антен, які можуть створювати характеристики направленості, аналогічні горизонтальному симетричному вібратору при безпосередньому живленні від радіостанції з несиметричним виходом (рис. 9.16).

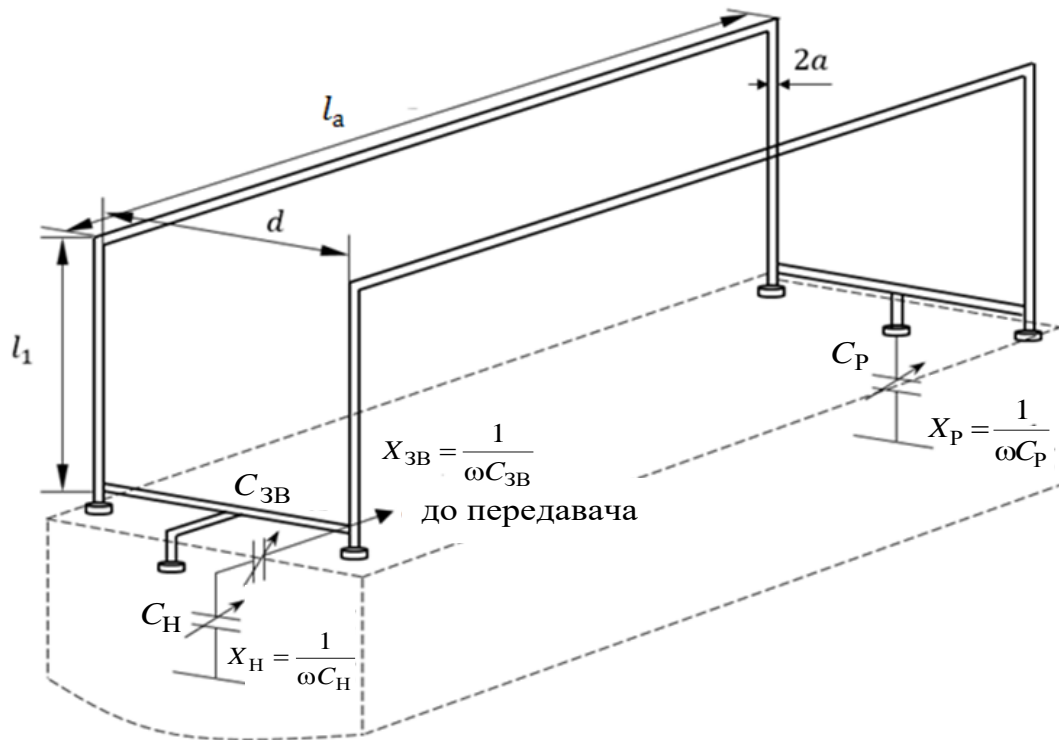


Рис. 9.16

Розглянемо одну з таких антен, що отримала назву П-подібної рамкової антени зенітного випромінювання (АЗВ) або дахової антени зенітного випромінювання магнітного типу. Принцип роботи АЗВ можна пояснити за допомогою схеми, зображеної на рис. 9.17.

П-подібна один кінець антени підключений до генератора (передавача) високочастотної потужності P , а другий – навантажений на ємність C_p .

Змінюючи значення ємності C_p можна домогтися такого розподілу струму на провідниках антени, при якому його пучність буде розташовуватися всередині горизонтальної частини антени завдовжки l_2 . При такому симетричному розподілі струму по периметру проводів горизонтальний провідник („дах”) буде діяти аналогічно горизонтальному симетричному вібратору. При висоті зниження $l_1 \leq 0,25$ антена буде створювати максимум випромінювання в зеніт, що і потрібно для забезпечення зв'язку на відносно невеликі відстані.

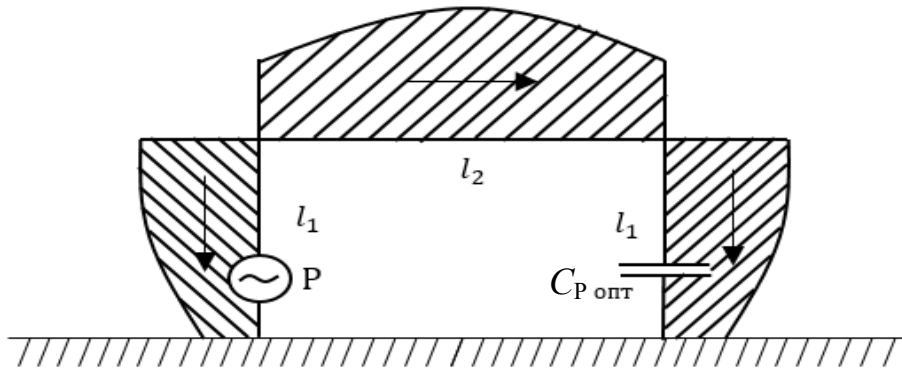


Рис. 9.17

При зміні робочої частоти для збереження симетричного розподілу струму по периметру провода антени необхідно перебудувувати конденсатор C_p , при цьому допустиме його ступінчасте перемикання. Величина цієї ємності визначається зі співвідношення

$$\omega p C_{p \text{ опт}} = \text{ctg}k \left(l_1 + \frac{l_2}{2} \right). \quad (9.27)$$

П-подібні антени застосовуються в якості малогабаритних дахових антен зенітного випромінювання КХ радіостанцій, що встановлюються на рухомих об'єктах.

Для збільшення ефективності КХ дахових антен застосовують спеціальні заходи. З метою зменшення втрат у металі провідники АЗВ виконують з мідних або латунних трубок діаметром 20 – 40 мм. Реально застосовувана конструкція антени складається з паралельно рознесених двох елементів (рамок), які живляться синфазно, як це показано на рис. 9.16.

Рознесення між рамками d повинне бути порядку 1 м для того, щоб реактивний опір кожного з елементів не зростав через взаємний вплив елементів один на одного.

Важливою перевагою малогабаритних П-подібних АЗВ перед короткими низькорозташованими над дахом об'єкта симетричними вібраторами є можливість їх налаштування за допомогою конденсаторів, а не варіометрів.

Змінні вакуумні конденсатори мають добротність 10 000 та 100 000, що на кілька порядків перевищує добротність варіометрів. Їх застосування дозволяє зменшити втрати в органах налаштування до таких, якими можна знехтувати. Змінні вакуумні конденсатори відрізняються великим коефіцієнтом перекриття по ємності (порядку 100) і високою електричною міцністю. Завдяки цьому можна здійснити налаштування та узгодження АЗВ з радіостанцією при малих втратах. Ретельно виконана малогабаритна АЗВ магнітного типу має добротність порядку 100 і 300, а

активний опір – одиниці і навіть частки Ома. Для її узгодження з фідером ($\rho = 50 - 100 \text{ Ом}$) застосовують конденсатори $C_{ЗВ}$ і $C_{Н}$ (див. рис. 9.16).

9.6. Антени для магістральних КХ радіоліній

В якості гостронаправленої діапазонної антени з горизонтальною поляризацією для КХ радіозв'язку іоносферними хвилями на великі відстані застосовується горизонтальна ромбічна антена (РГ), яка входить до складу антен радіостанцій великої потужності та стаціонарних радіоцентрів.

Ромбічна антена (рис. 9.18) являє собою систему з чотирьох горизонтальних проводів у формі ромбічної лінії, навантаженої на опір $R_{Н}$, що дорівнює хвильовому опорі фідера ρ_{ϕ} .

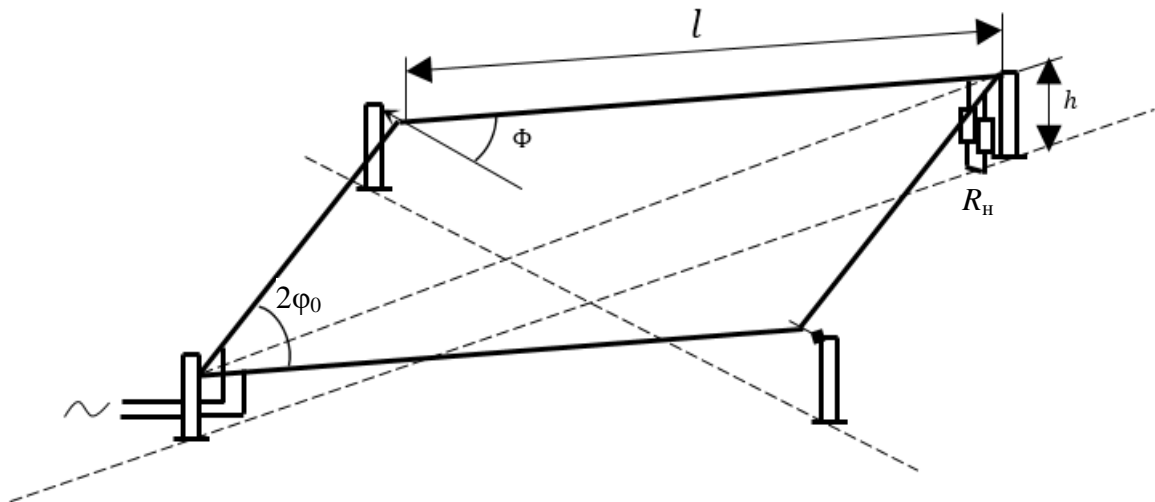


Рис. 9.18

Геометрію антени (рис. 9.19) характеризують стороною ромба ($l = 50 - 150 \text{ м}$), висотою підвісу h , величиною φ_0 (половиною гострого кута ромба) або величиною $\Phi_0 = 90 - \varphi_0$.

Оскільки в кожному перерізі, перпендикулярному до великої діагоналі ромба, поперечні проєкції струмів синфазні (рис. 9.20), а поздовжні – попарно протифазні, то горизонтальна ромбічна антена буде випромінювати (приймати) в поздовжній вертикальній площині (у напрямку головної діагоналі) поле горизонтальної поляризації.

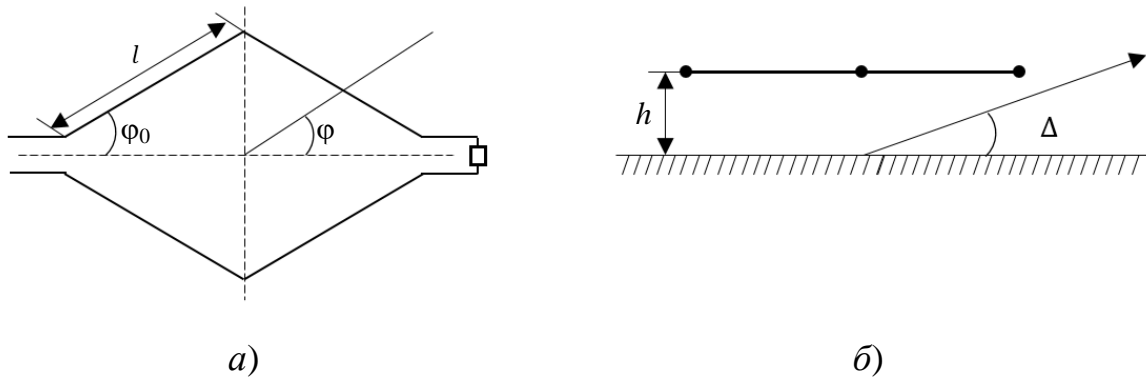


Рис. 9.19

Ступінь направленості випромінювання залежатиме від раціонального вибору кута φ_0 , при якому орієнтація і фаза парціальних діаграм випромінювання всіх чотирьох сторін ромба з урахуванням їх дзеркальних зображень в землі будуть забезпечувати додавання полів під заданим кутом піднесення θ у вертикальній площині, а в горизонтальній – уздовж більшої діагоналі. У силу того, що антена підвішується на висоті h (15 – 30 м) від поверхні землі, то максимум діаграми направленості буде припіднятий на деякий кут (рис. 9.20, в) над площиною землі (і над площиною антени).

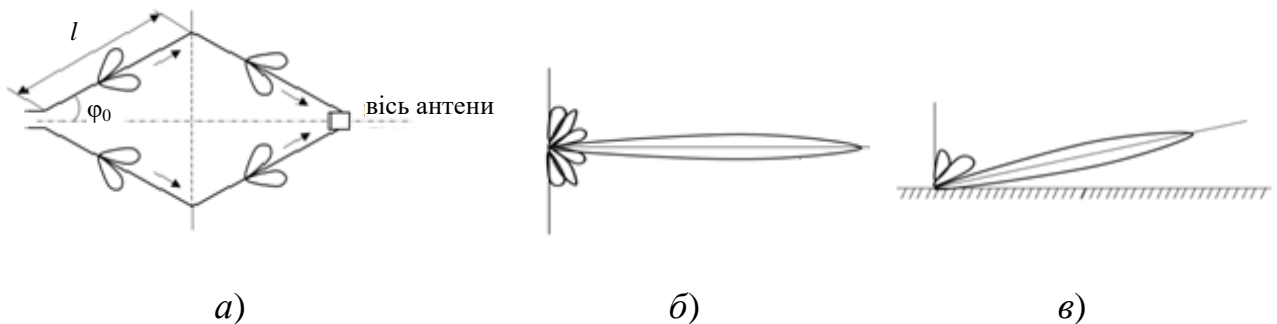


Рис. 9.20

Для довгого проводу з біжучою хвилею напрямок максимуму відносно осі проводу мало змінюється при зміні довжини хвилі. Тому діаграма направленості ромбічної антени добре зберігається у двох-і трикратному діапазоні частот. Діаграма направленості в горизонтальній площині (рис. 9.20, б) розраховується за наступною формулою:

$$f(\varphi) = \frac{1}{\cos \varphi - \cos \varphi_0} \cdot \sin \left\{ \frac{kl}{2} [1 - \cos(\varphi_0 - \varphi)] \right\} \cdot \sin \left\{ \frac{kl}{2} [1 + \cos(\varphi_0 - \varphi)] \right\}, \quad (9.28)$$

де l – довжина сторони ромба, φ_0 – половина його гострого кута, φ – азимутальний кут, який відкладається відносно більшої діагоналі (рис. 9.19, а).

Діаграма направленості антени у вертикальній площині:

$$f(\theta) = \frac{\sin\varphi_0}{1 - \cos\varphi_0 \cos\theta} \cdot \sin^2 \left[\frac{kl}{2} (1 - \cos\varphi_0 \cos\theta) \right] \cdot \sin(kh \cdot \sin\theta), \quad (9.29)$$

де h – висота підвісу антени над землею, θ – кут у вертикальній площині, що відкладається від поверхні землі (див. рис. 9.19, б). Діюча довжина антени

$$L_d = 4l \cdot \sin\varphi_0, \quad (9.30)$$

а коефіцієнт направленої дії

$$D = 480(kl \cdot \sin\varphi_0)^2 / \eta \cdot R_n; R_n = \rho_\phi, \quad (9.31)$$

де R_n – опір навантаження на кінці антени (зазвичай 600 – 800 Ом); η – ККД ромбічної антени, який має величину 0,6 на більш довгих хвилях КХ діапазону (3 – 18 МГц) і 0,75 – в більш короткохвильовій частині (8 – 20 МГц).

Для середніх типових розмірів антени величина D досягає декількох десятків. Коефіцієнт підсилення антени

$$G = \eta \cdot D = 480 (kl \cdot \sin\varphi_0) / \rho_\phi. \quad (9.32)$$

Наприклад, при $\rho_\phi = 600$ Ом, $\sin\varphi_0 = 0,4$ ($\varphi_0 = 24^\circ$), для $l = 2\lambda$ отримуємо $G = 20$ а для $l = 5\lambda$ матимемо $G = 125$.

До недоліків ромбічної антени належать: значний рівень бічних пелюстків, менший ККД у порівнянні з налаштованими антенами, значна громіздкість.

Однак ромбічна антена володіє великими перевагами: значна діапазонність, легкість узгодження з двопроводовим фідером, що має хвильовий опір близько 600 Ом і, як наслідок, легкість налаштування вихідного каскаду передавача, простота конструкції і експлуатації. Саме тому ромбічні антени знаходять широке застосування в магістральному КХ радіозв'язку.

Для розгортання горизонтальних ромбічних антен потрібні чотири високі щогли, що не завжди прийнятно в польових умовах. Прагнення до зменшення числа щогл і, отже, до прискорення процесу розгортання антен КХ діапазону призвело до створення ряду однощоглових конструкцій.

При цьому враховувалося, що заміна горизонтальної ромбічної антени з чотирма щоглами на похилу однощоглову того чи іншого типу неминуче супроводжується зниженням ефективності. Це підтверджує приклад *V-подібної антени* з нахиленими плечима ($VH - \frac{2 \times l}{h}$), показаної на рис. 9.21, а.

V-подібна антена з нахиленими плечима (VH) завдяки простоті конструкції знаходить досить широке застосування в польових

радіостанціях, як у варіанті з однопроводовими узгодженими на кінцях сторонами, так і у варіанті з неузгодженими розбіжними до кінців проводами (експоненціальна нахилена V-подібна антена – VHE, рис. 9.21, б).

На підставі проведених розрахунків і багаторічної експлуатації визначені рекомендації щодо побудови та діапазонів використання таких антен.

Так при висоті щогли $h = 20$ м і довжині плеча $l = 200$ м для діапазону 12 – 25 МГц рекомендуються кути розкриття $2\varphi_0 = 20^\circ$, для діапазону 6 – 12 МГц – $2\varphi_0 = 40^\circ$, для діапазону 3 – 6 МГц – $2\varphi_0 = 60^\circ$. При цьому V-подібна антена значно (приблизно в 6 разів) поступається за підсиленням ромбічній антені тієї ж довжини, має характеристики направленості з більшим рівнем бічних пелюстків у горизонтальній і вертикальній площинах. Однак час її розгортання приблизно в 3 – 4 рази менше ромбічної, конструкція простіше, і тому V-подібна антена широко застосовується в КХ станціях середньої та великої потужності.

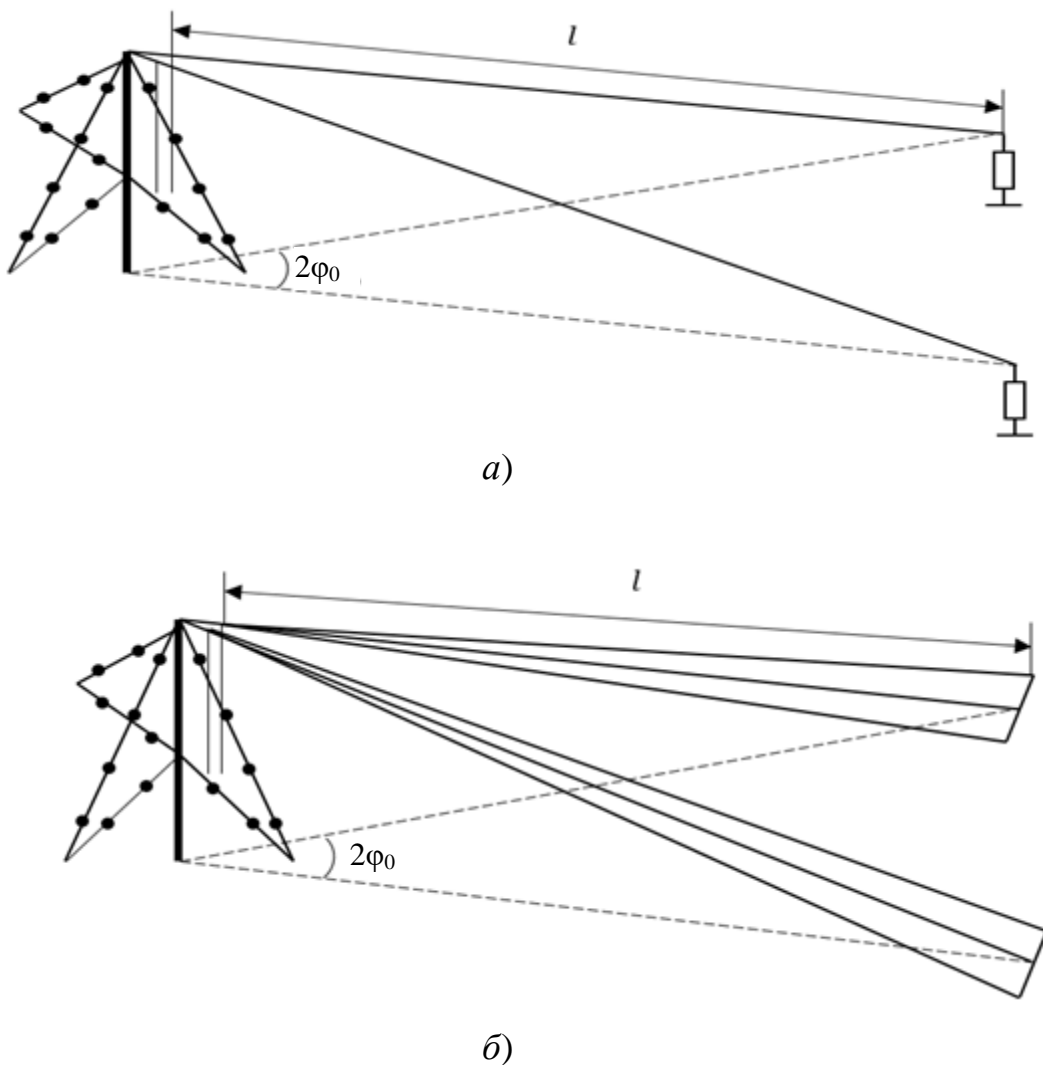


Рис. 9.21

Контрольні питання до глави 9

1. Що називають іоносферою і у чому полягає принцип побудови іоносферних радіоліній?
2. Поясніть будову і перерахуйте основні параметри іоносфери.
3. Отримайте співвідношення для рівняння траєкторії радіохвилі в іоносфері, проведіть його аналіз та сформулюйте висновки.
4. Який кут називають критичним?
5. Що таке максимально застосовна і критична частоти?
6. Сформулюйте закон секанса.
7. Що таке найменша застосовна частота?
8. З яких міркувань вибирається діапазон робочих частот для іоносферного зв'язку? Дайте визначення ОРЧ.
9. Сформулюйте вимоги до антен іоносферних хвиль.
10. Поясніть будову і принцип роботи горизонтального симетричного вібратора (ГСВ).
11. Як залежать направлені властивості ГСВ від висоти підвісу?
12. Як потрібно орієнтувати ГСВ при роботі з дальніми кореспондентами?
13. Зобразіть конструкцію і поясніть принцип роботи ГСВ.
14. Зобразіть конструкцію, поясніть принцип роботи і основні характеристики горизонтальної ромбічної антени.
15. Зобразіть конструкцію V-подібної антени і поясніть, чому вона широко застосовується в рухомих радіостанціях.

ГЛАВА 10. ЛІНІЇ РАДІОРЕЛЕЙНОГО, ТРОПОСФЕРНОГО ТА СУПУТНИКОВОГО ЗВ'ЯЗКУ

У системах військового зв'язку широке застосування знаходять радіозасоби, що працюють в діапазоні УКХ на частотах метрових, дециметрових і сантиметрових хвиль. Для зменшення втрат у землі при розповсюдженні УКХ антени потрібно розташовувати на значній порівняно з довжиною хвилі відстані над поверхнею землі. Антени, висота розташування яких набагато більша за довжину хвилі називають високопіднятими.

Високопідняті антени використовуються на радіорелейних, тропосферних радіолініях, а також на лініях радіо- та телевізійного мовлення, систем мобільного радіозв'язку.

10.1. Розповсюдження радіохвиль при високопіднятих антенах

На радіолініях з високопіднятими антенами мають місце такі явища, як інтерференція, дифракція та атмосферна рефракція.

Для розрахунку радіоліній з високо піднятими антенами в УКХ діапазоні вводиться поняття відстані прямої видимості. Відстань прямої видимості – це пряма між фазовими центрами високопіднятих антен, дотична до поверхні землі (рис. 10.1).

При заданих висотах підйому антен h_1 і h_2 дальність прямої видимості $r_{пр}$ визначається за формулою, яка виведена з рис. 10.1, у припущенні, що Земля – це ідеальна сфера з радіусом a та для висот $h_1 \ll a$, $h_2 \ll a$:

$$r_{пр}, \text{ км} = \sqrt{2a} \left(\sqrt{h_1 [\text{М}]} + \sqrt{h_2 [\text{М}]} \right). \quad (10.1)$$

Враховуючи, що $a = 6370$ км, отримуємо

$$r_{пр}, \text{ км} = 3,57 \left(\sqrt{h_1 [\text{М}]} + \sqrt{h_2 [\text{М}]} \right). \quad (10.2)$$

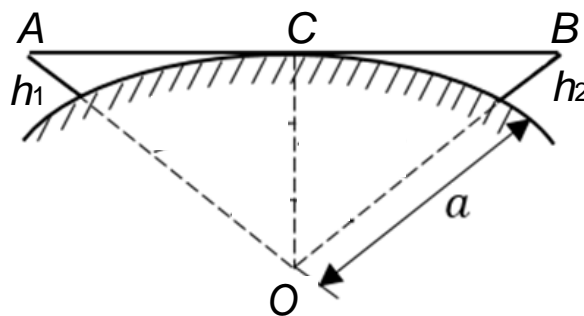


Рис. 10.1

В залежності від співвідношення відстані між кореспондентами і відстанню прямої видимості розрізняють наступні області (рис. 10.2):

- область прямої видимості (коли довжина радіолінії $r < 0,8 r_{пр}$);
- область півтіні ($0,8 r_{пр} < r < 1,2 r_{пр}$);
- область тіні ($r > 1,2 r_{пр}$).

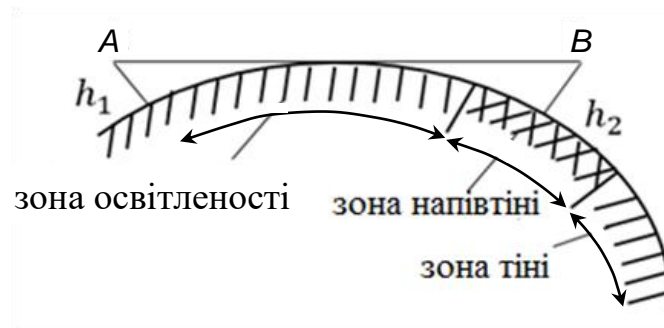


Рис. 10.2

З цього рисунка зрозуміло, що величина напруженості поля, створювана передавальною антеною А (h_1) у кожній із зазначених областей буде різною. Так, в зоні освітленості радіохвилі розповсюджуються на основі інтерференційного принципу, а у зонах напівтіні і тіні – на основі явища дифракції.

Суть явища *інтерференції* полягає у тому, що в точку прийому крім прямого променя приходять промені, відбиті від поверхні землі, що може призводити як до збільшення, так і до зменшення напруженості поля, створюваної прямим променем.

Явище *дифракції* – це здатність радіохвилі огинати перешкоди на шляху їх розповсюдження. Чим більша частота (менша довжина хвилі), тим гірше буде проявлятися здатність до огинання перешкод (вплив явища дифракції зменшується).

Крім цього, при розповсюдженні УКХ радіохвиль з використанням високопіднятих антен, в тропосфері траєкторія розповсюдження радіохвиль викривляється за рахунок явища *рефракції* (рис. 10.3).

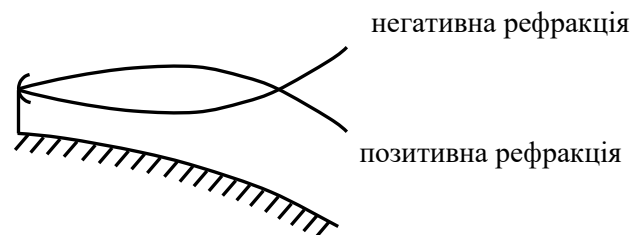


Рис. 10.3

Явище *атмосферної рефракції* виникає внаслідок непостійності діелектричної проникності повітря тропосфери між передавальною та приймальною антенами.

Розрізняють негативну атмосферну рефракцію – випуклістю вниз, і позитивну – випуклістю вгору.

Для врахування явища рефракції вводять поняття *еквівалентного радіуса землі* a_e , який для нормальної (позитивної) рефракції дорівнює 8500 км. Тоді, з урахуванням рефракції вираз для відстані прямої видимості буде мати вигляд:

$$r_{\text{пр}}, \text{ км} = 4,12 \left(\sqrt{h_1 [\text{м}]} + \sqrt{h_2 [\text{м}]} \right). \quad (10.3)$$

З виразу (10.1) випливає, що при позитивній нормальній рефракції відстань прямої видимості збільшується, що підкреслює можливість збільшення дальності радіозв'язку.

У відповідності з принципом Гюйгенса-Френеля введемо поняття зони (області), суттєвої для розповсюдження радіохвиль.

Під *область, суттєвою для розповсюдження радіохвиль* розуміють область простору у вигляді еліпсоїда обертання, у фокусах якого розташовані антени (рис. 10.4).

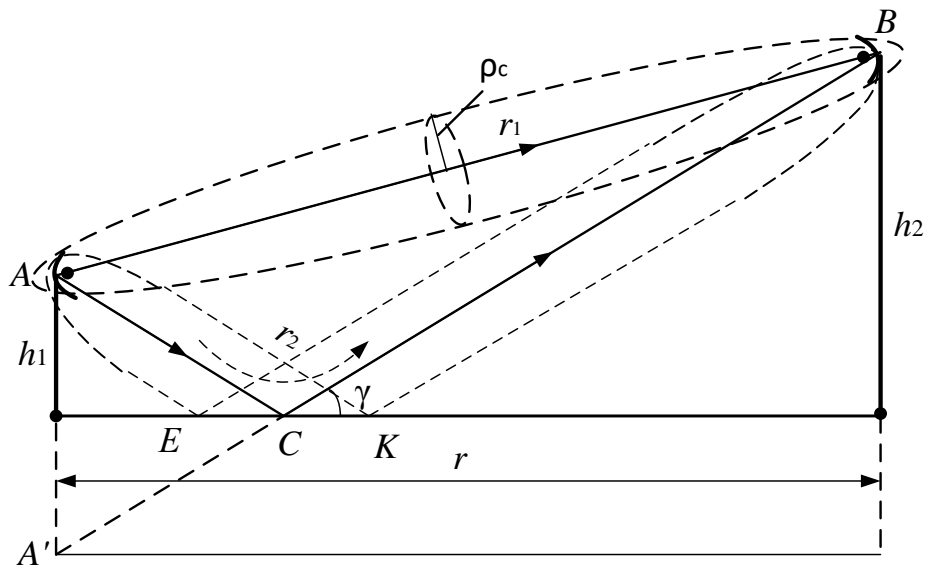


Рис. 10.4

Розміри області, суттєвої для РРХ визначаються вісьмома-дванадцятьма зонами Френеля (рис. 10.5).

Вираз для розрахунку радіуса зони, суттєвої для РРХ, має вигляд:

$$\rho_c = \sqrt{(8 - 12)\lambda \frac{r' \cdot r''}{r}}, \quad (10.4)$$

де λ – довжина хвилі, а сенс інших позначень зрозумілий з рис. 10.5.

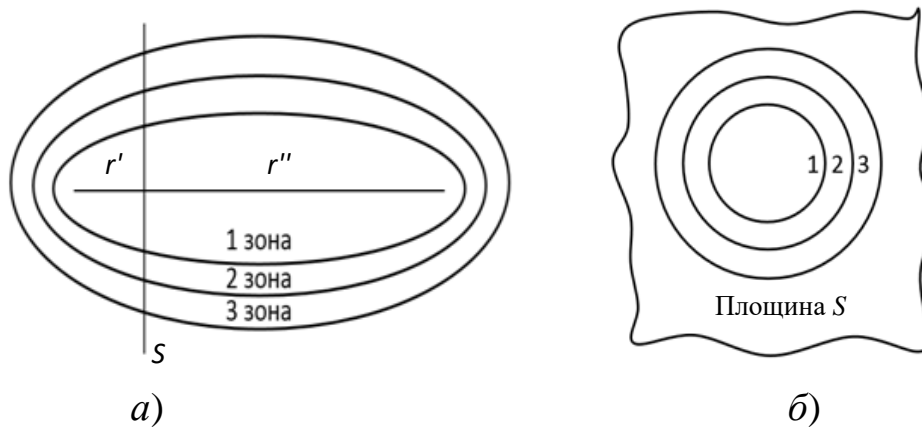


Рис. 10.5

На практиці при розрахунку реальних радіоліній використовують третину першої зони Френеля, радіус якої визначається виразом:

$$\rho_{c \min} = \sqrt{\frac{1}{3} \lambda \frac{r' \cdot r''}{r}}. \quad (10.5)$$

Крім прямого променя AB в точку прийому приходить хвиля, сформована ділянкою EK (рис. 10.4), яку називають ділянкою, суттєвою для формування відбитої хвилі.

10.2. Методика розрахунку напруженості поля в зоні освітленості

При невеликій відстані між передавальною та приймальною антенами кривизною землі можна знехтувати і вважати, що радіохвилі розповсюджуються над плоскою напівпровідниковою поверхнею. Подальша ідеалізація полягає в тому, що поверхня землі вважається абсолютно гладкою і однорідною впродовж усієї траси.

Вперше задача про функціонування таких радіоліній була сформульована і вирішена в кінці 20-х років ХХ століття академіком Б.А. Введенським (рис. 10.4).

Задані геометричні параметри: відстань r між основами антен, висоти підйому передавальної h_1 та приймальної h_2 антен, електричні параметри – потужність, що підводиться до передавальної антени P_{A1} , коефіцієнти підсилення передавальної G_1 і приймальної G_2 антен, довжина хвилі λ , вид поляризації, відносна діелектрична проникність ґрунту ϵ_2' та її електрична провідність σ_2 . Необхідно знайти напруженість електричного поля в точці розташування приймальної антени.

Рішення цієї задачі було одержано з урахуванням наступних міркувань. При високопіднятих антенах еліпс області, суттєвої для розповсюдження радіохвиль, не торкається земної поверхні. Тому радіохвиля, що поширюється від передавальної до приймальної антени шляхом AB , є прямою. Крім неї в точку прийому приходить хвиля, віддзеркалена від точки C (ця хвиля приходить нібито від дзеркального відображення передавальної антени A). Падаючу хвилю в точці C можна вважати плоскою і для визначення амплітуди поля відбитої хвилі з урахуванням втрат в землі використовувати метод геометричної оптики.

У відповідності з ним у точку B приходить один прямий промінь та як мінімум один віддзеркалений.

Отримане рішення має наступний вигляд:

$$E = \frac{\sqrt{30P_{A1} \cdot G_1}}{r} \sqrt{1 + R^2 + 2R \cdot \cos(k\Delta r + \psi)}, \quad (10.6)$$

де R – модуль комплексного коефіцієнта віддзеркалення \mathcal{R} від земної поверхні, ψ – фаза коефіцієнта віддзеркалення, $\Delta r = r_2 - r_1 = \frac{2h_1 h_2}{r}$ – різниця ходу відбитого та прямого променів. При цьому вираз

$$F = \sqrt{1 + R^2 + 2R \cdot \cos(k\Delta r + \psi)}$$

є множником ослаблення.

Вираз (10.6) називається *повною інтерференційною формулою*. Вона показує, що в точці B величина напруженості поля визначається як результат дії двох променів з урахуванням їх фазових співвідношень. Найбільше значення множника ослаблення отримується при $k\Delta r + \psi = 2n\pi$: $F_{\max} = 1 + R$. Найменше значення множника ослаблення – $F_{\min} = 1 - R$, отримується при $k\Delta r + \psi = (2n + 1)\pi$. Отже, при зміні відстані множник ослаблення і величина напруженості поля в точці B проходять послідовно через ряд максимумів і ряд мінімумів (рис. 10.6). Причиною цього є синфазність або протифазність прямого і відбитого променів. На рис. 10.6 верхня пунктирна лінія є обвідною максимумів, а нижня – обвідною мінімумів F , що вказує на інтерференційну структуру напруженості поля. Саме через це формула (10.6) отримала назву „інтерференційної”. При цьому необхідно мати на увазі, що як модуль коефіцієнта віддзеркалення, так і його фаза залежать від відстані. Це відбувається внаслідок зміни з відстанню значення кута ковзання γ , а отже і значень вказаних величин.

Формули для розрахунку коефіцієнта віддзеркалення для випадків вертикальної та горизонтальної поляризації мають вигляд:

$$R_{\Gamma} = \frac{\sin \gamma - \sqrt{\epsilon_{k2} - \cos^2 \gamma}}{\sin \gamma + \sqrt{\epsilon_{k2} - \cos^2 \gamma}},$$

$$R_{\text{В}} = \frac{\epsilon_{k2} \sin \gamma - \sqrt{\epsilon_{k2} - \cos^2 \gamma}}{\epsilon_{k2} \sin \gamma + \sqrt{\epsilon_{k2} - \cos^2 \gamma}},$$

де ϵ_{k2} – комплексна діелектрична проникність земної поверхні.

На практиці, як правило, значення кута γ має порядок 10^{-3} , тобто значення $\gamma < 1^\circ$. При таких значеннях кута ковзання можна вважати $R = 1$, $\psi = 180^\circ$, тобто $R = -1$. Формула для розрахунку множника ослаблення в цьому випадку суттєво спрощується:

$$F = \sqrt{1 + 1 + 2 \cos(k\Delta r + 180)} = 2 \left| \sin \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} \right|. \quad (10.7)$$

Напруженість поля в точці прийому при цьому рівна

$$E = \frac{\sqrt{30 P_{\text{А1}} \cdot G_1}}{r} 2 \left| \sin \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} \right|. \quad (10.8)$$

Вираз (10.8) називається *спрощеною інтерференційною формулою* і, як і повна інтерференційна формула він характеризує інтерференційну структуру поля. В цьому випадку, на відміну від більш загального, максимальні значення множника ослаблення дорівнює двом, а мінімальні – нулю. Це пов'язано з тим, що втрат при відбитті від землі не відбувається (рис. 10.6).

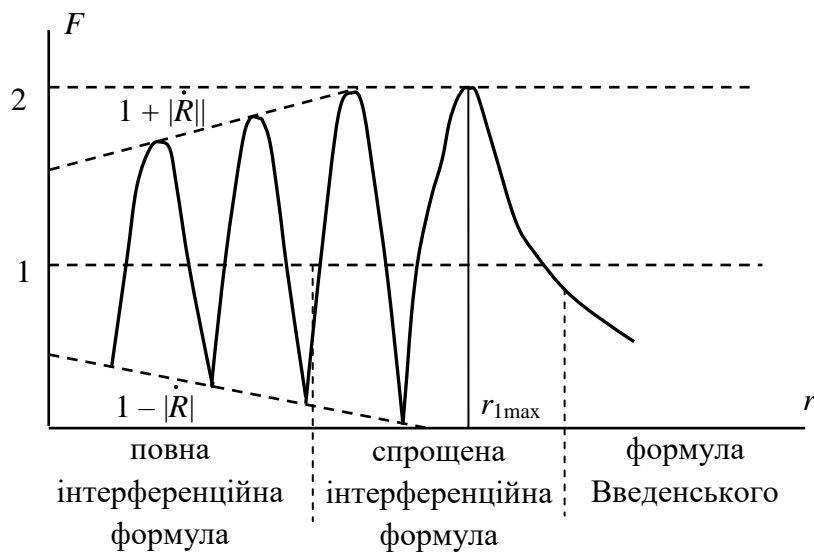


Рис. 10.6

На деякій відстані $r_{1\max}$ аргумент функції синус приймає значення $\pi/2$,

$$r_{1\max} = \frac{4h_1h_2}{\lambda},$$

що відповідає останньому максимуму множника ослаблення.

Таким чином, у випадку розповсюдження радіохвиль при високо піднятих антенах над плоскою поверхнею землі на відстанях $r < r_{1\max}$ спостерігається осциляція напруженості поля, викликана інтерференцією прямого і відбитого променів. Максимуми напруженості поля мають місце в тому випадку, коли прямий і відбитий промені співпадають за фазою, нульові значення напруженості – коли прямий і відбитий промені протифазні.

При подальшому збільшенні відстані у формулі (10.7) стає справедливим наближення

$$\sin \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} \approx \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r}.$$

Воно виконується при $k\Delta r < \pi/3$. Тоді

$$F = \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r},$$

$$E = \frac{4\pi h_1 h_2 \sqrt{30P_{A1} \cdot G_1}}{\lambda r^2}. \quad (10.9)$$

Формула (10.9) називається *формулою Введенського*. Для неї характерне квадратичне убавання напруженості поля з відстанню, тобто більш швидке, ніж у вільному просторі. Тому цю формулу ще називають „квадратичною”. Пояснюється таке убавання тим, що відбита хвиля приходить майже в протифазі з прямою, причому, чим більша відстань, тим менше різниця ходу між прямою та відбитою хвилями відрізняється від 180° і, відповідно, більше послаблюється поле в точці спостереження. Множник ослаблення убуває без осциляцій, як і при низько піднятих антенах (рис. 10.6). Область застосування формули Введенського починається з відстаней $r > \frac{18h_1h_2}{\lambda}$.

Як видно з формули для множника ослаблення, напруженість поля залежить і від висот підйому антен h_1 і h_2 . При деяких значеннях висот прямий і відбитий промені можуть бути синфазними, напруженість поля в точці прийому досягає максимального значення. Можливі і протифазні співвідношення. При цьому, якщо побудувати залежність величини множника ослаблення від висоти h_2 при незмінній висоті h_1 , отримаємо,

що глибина інтерференційних мінімумів зменшується зі збільшенням h_2 внаслідок зростання значення кута ковзання γ і зменшення при цьому R .

При розрахунку напруженості поля за інтерференційними формулами достатньо знати електричні параметри землі в районі ділянки віддзеркалення, оскільки інша частина поверхні практично не впливає на напруженість поля в точці прийому.

10.3. Розповсюдження радіохвиль на радіорелейних лініях зв'язку

Радіорелейні лінії зв'язку складаються з послідовності переприймальних (ретрансляційних) станцій, розташованих на місцевості з інтервалом 30 – 50 км, які працюють в діапазоні УКХ (рис. 10.7).

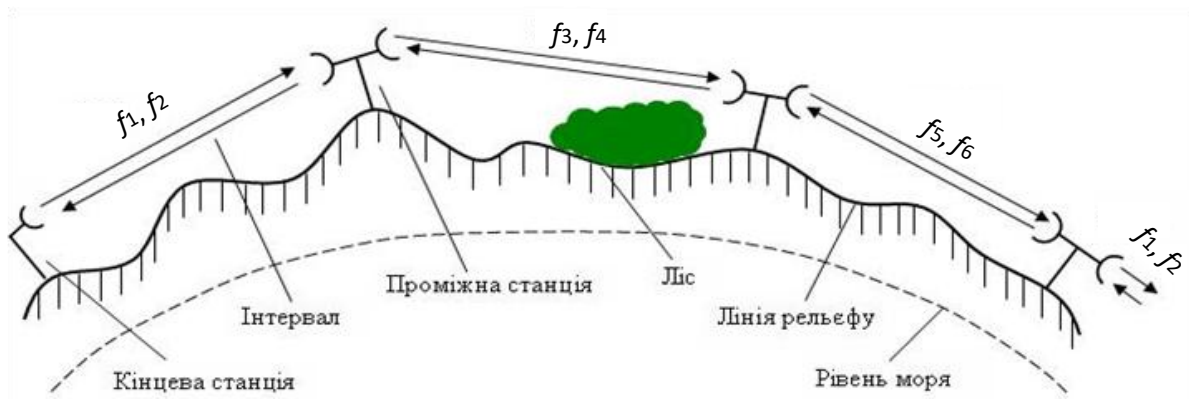


Рис. 10.7

Для зменшення втрат при розповсюдженні і збільшення дальності зв'язку антенні пристрої радіорелейних станцій встановлюються на досить високих опорах (щоглах): для мобільних засобів 20 – 30 м, а для стаціонарних – до 100 м.

Здійснюючи такий підйом антенних пристроїв, прагнуть забезпечити роботу кожного з інтервалів радіорелейної лінії в області прямої видимості. Проте реальні ділянки місцевості містять підвищення, ліс, різні споруди та інші перешкоди для вільного розповсюдження УКХ. Тому при організації радіорелейної лінії заданої протяжності для кожного інтервалу будують профіль траси (рис. 10.8), що представляє собою плавну лінію, що сполучає висотні позначки точок місцевості, по якій проходить радіолінія. Ці дані знімаються з топографічної карти і переносяться на лист з масштабною розміткою (наприклад, на міліметровий папір), на якому в точках розташування станцій A і B позначаються висоти підняття їх антен h_1 і h_2 . При цьому при відкладанні висот рельєфу місцевості враховується кривизна поверхні Землі, для чого попередньо будується відповідна лінія.

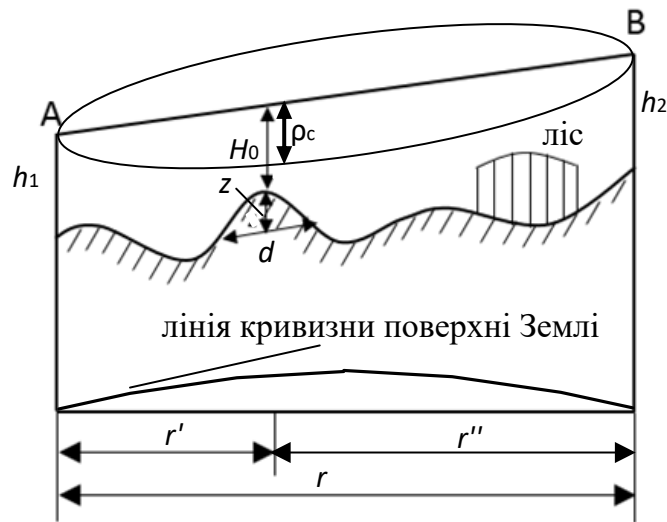


Рис. 10.8

Після з'єднання антен лінією AB визначають просвіт (або закриття) H_0 між цією лінією і найбільш високими точками профілю траси. Траса вважається *відкритою*, якщо просвіт H_0 виявляється не менше радіуса ρ_c області, суттєвої для розповсюдження радіохвиль, для всіх найбільш високих точок профілю, тобто $H_0 > \rho_c$. При виконанні умови $0 < H_0 < \rho_c$ траса називається *напіввідкритою*, а при $H_0 < 0$ – *закритою*.

При виборі місць розташування станцій всієї радіорелейної лінії зупиняються на трасах кожної ділянки, розміщеної в зоні прямої видимості. Остаточно довжина кожного інтервалу зв'язку і висоти підйому антен вибирають такими, щоб середнє значення множника ослаблення $F(r)$ на інтервалі зв'язку мало відрізнялось від одиниці для стаціонарних і було не менше 0,5 – 0,7 для мобільних засобів. За таких умов великі коефіцієнти підсилення антен (35 – 45 дБ) для стаціонарних і близько 30 дБ для мобільних засобів дають можливість застосовувати передавачі невеликої потужності (одиниці і десятки ват) і приймачі з помірно високою чутливістю. Слід зазначити, що для розгортання радіорелейної лінії зазначеної дальності потрібна велика кількість станцій.

З перерахованих особливостей роботи радіорелейних станцій впливають вимоги до їх антенних пристроїв. Антени повинні забезпечувати:

- 1) максимально можливу для конкретного діапазону частот направленість головного пелюстка діаграми направленості та мати малий рівень бічних пелюстків;

- 2) одночасну роботу ретрансляційних станцій на прийом та передачу в обидві сторони радіолінії на вертикальній і горизонтальній поляризаціях для розв'язки каналів прийому та передачі;

3) стійкість до вітрових навантажень при піднятті на максимальну висоту з метою збереження незмінною орієнтації головного пелюстка діаграми направленості.

10.4. Розповсюдження радіохвиль на тропосферних лініях зв'язку

Робота радіоліній *дальнього тропосферного зв'язку* заснована на використанні ефектів розсіювання та відбиття радіохвиль дециметрового і сантиметрового діапазонів частот турбулентними і шаруватими неоднорідностями тропосфери. При регулярному дальньому тропосферному розсіянні УКХ визначальну роль відіграють неоднорідності тропосфери в об'ємі V , утвореному при перетині тілесних кутів діаграм направленості передавальної і приймальної антен (рис. 10.9).

Потік енергії високої щільності прямої хвилі майже повністю пронизує тропосферу. Лише мала частина цієї енергії частково розсіюється і відбивається неоднорідностями тропосфери в напрямку точки прийому. Складова поля, утворена при розсіюванні на турбулентних неоднорідностях тропосфери, зазнає швидких флуктуацій за амплітудою і фазою через рухливість та мінливість цих неоднорідностей.

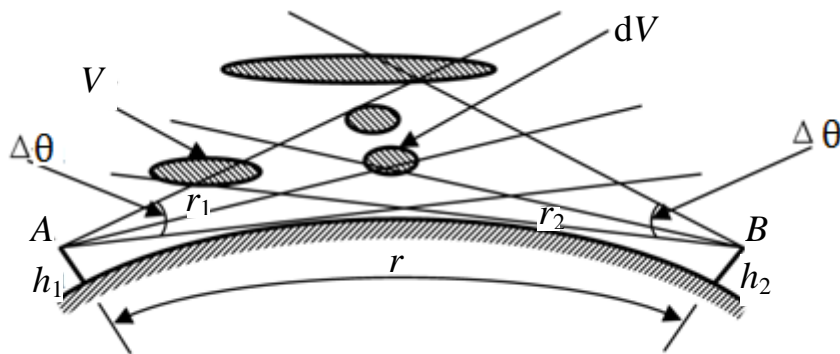


Рис. 10.9

Оскільки середні розміри неоднорідностей виявляються більшими порівняно з довжиною хвилі, то середня характеристика направленості перевипромінення має вигляд сигари, витягнутої в напрямку падаючої хвилі (рис. 10.10, *a*). При цьому інтенсивність перевипроміненої (розсіяної) хвилі убуває зі зростанням кута розсіювання θ_0 . Поля, розсіяні окремими неоднорідностями, мають випадкові фази і додаються в точці прийому некогерентно, тобто за потужністю без урахування фаз. Складова поля дальнього тропосферного розсіювання (ДТР), утворена на шаруватих неоднорідностях (рис. 10.10, *б*), також випадково змінюється за

амплітудою і фазою, але повільніше, ніж розсіяна складова, через меншу рухливість шарів.

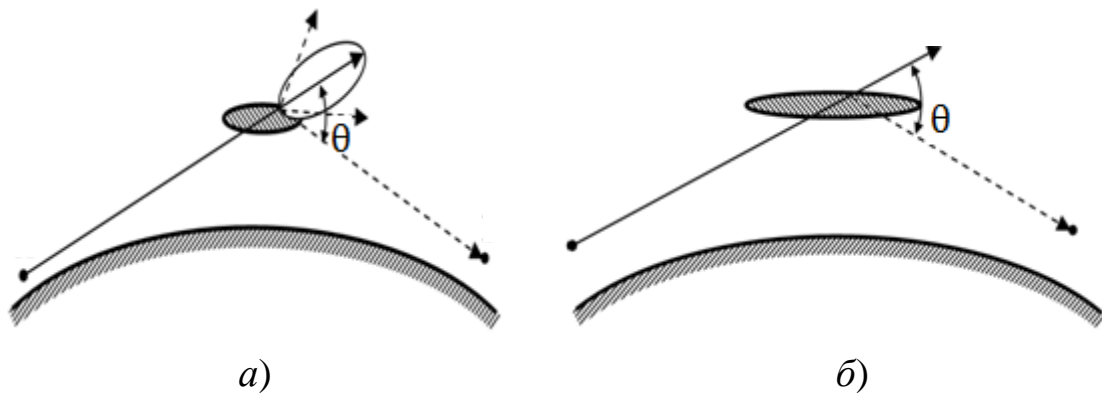


Рис. 10.10

Всі ці обставини призводять до того, що поле в точці прийому досить невелике і зазнає сильних флуктуацій по амплітуді і фазі. Тому тропосферний радіозв'язок забезпечується ціною великих енергетичних витрат шляхом використання потужних передавачів, чутливих приймачів і великих гостронаправлених антен. Однак, за допомогою тропосферного зв'язку організуються прямі радіолінії, які значно перевищують дальність прямої видимості. Гранична дальність прямого тропосферного зв'язку обмежується кривизною земної поверхні і висотою тропосфери і визначається за формулою:

$$r_{\max} = 2\sqrt{2a_e \cdot h_T},$$

де $a_e = 8500$ км – еквівалентний радіус Землі; $h_T = 15$ км – висота тропосфери. В результаті підстановки цих даних в (10.3) отримуємо $r_{\max} \approx 1000$ км.

Рухомі тропосферні станції мають передавачі потужністю від декількох сотень Вт до декількох кВт, приймачі з коефіцієнтом шуму $K_{\text{ш}} = 2 - 10$ дБ. При дво- або чотирикратному рознесеному прийомі на одному інтервалі здійснюється зв'язок на відстань 150 – 300 км і більше.

Подібно до радіорелейних, при необхідності, будують тропосферні лінії зв'язку (рис. 10.11). Очевидно, що, тропосферний зв'язок, порівняно з радіорелейним, дозволяє організовувати лінії зв'язку великої протяжності з використанням меншої кількості ретрансляцій. В той же час, оскільки ефективність розсіювання і відбивання УКХ неоднорідностями тропосфери дуже низька, апаратура тропосферних станцій складніша, в першу чергу, через використання багатократного рознесеного прийому.

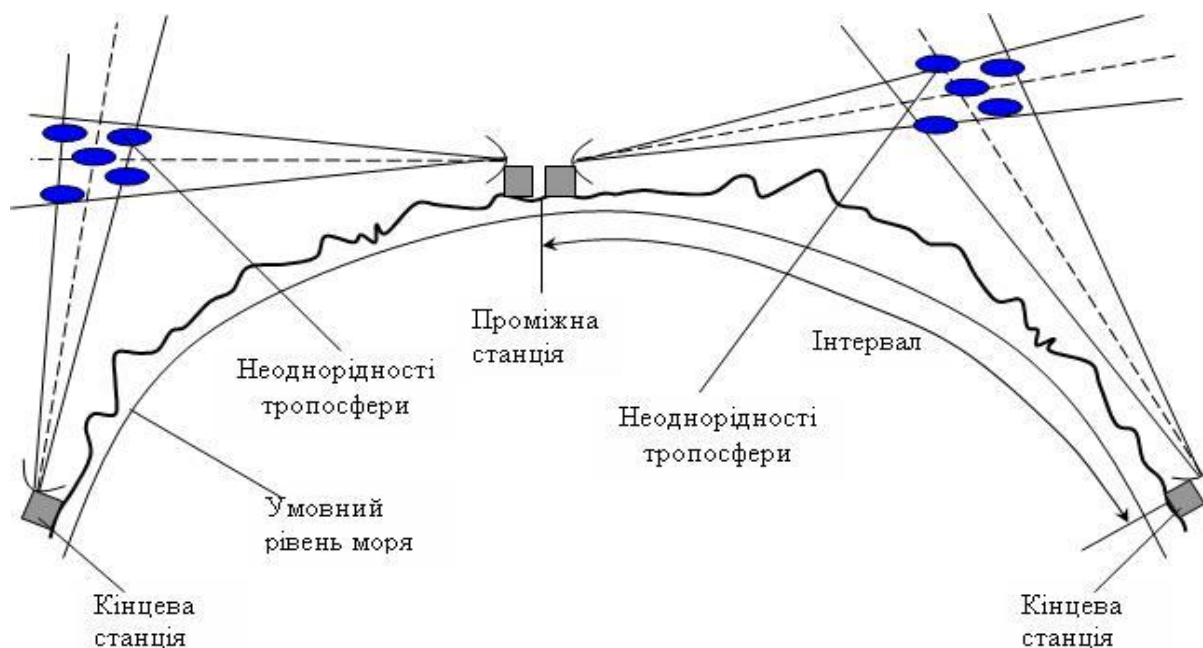


Рис. 10.11

Сучасні ТРС дозволяють забезпечити швидкості передачі даних до одиниць – десятків Мбіт/с, у той же час сучасні цифрові РРС – до декількох сотень Мбітс.

В останні десятиліття намітилася тенденція до створення малогабаритних радіорелейно-тропосферних станцій, які, при можливості забезпечення прямої видимості, можна використовувати, як радіорелейні, а у іншому разі – як тропосферні. При цьому погіршення якості прийому за рахунок зменшення кратності рознесеного прийому та зменшення коефіцієнта підсилення антени, компенсується сучасними технологіями цифрової обробки сигналів.

До антен тропосферних станцій ставлять наступні вимоги:

1) гостра направленість випромінювання в напрямку об'єму перевипромінювання і велике значення коефіцієнта підсилення в напрямку головного пелюстка ДН, малий рівень бічного і заднього випромінювання.

Однак антени з дуже гострою направленістю в робочому діапазоні частот станції тропосферного зв'язку не повністю реалізують підсилення, оскільки при звуженні ДН зменшується об'єм перевипромінювання (див. рис. 10.9). Тому коефіцієнт підсилення мобільних засобів не перевищує 40 дБ, що відповідає ширині ДН порядку 2° ;

2) для забезпечення заданої кратності рознесення з метою підвищення завадостійкості тропосферних радіоліній необхідно одну станцію комплектувати хоча б двома антенами.

10.5. Розповсюдження радіохвиль на лініях супутникового зв'язку

В 1960-х роках почав стрімко розвиватися *супутниковий зв'язок*, заснований на використанні штучних супутників землі (ШСЗ) в якості активних ретрансляторів. В систему супутникового зв'язку входять земні станції і супутники-ретранслятори, які обертаються навколо Землі на великих висотах по заданих орбітах (рис. 10.12). Радіозв'язок між двома земними станціями через ШСЗ здійснюється прямими хвилями, які вільно розповсюджуються через атмосферу, але зазнають значного послаблення внаслідок значного віддалення від ретранслятора. Для ведення зв'язку необхідна постійна видимість супутника з обох земних станцій.

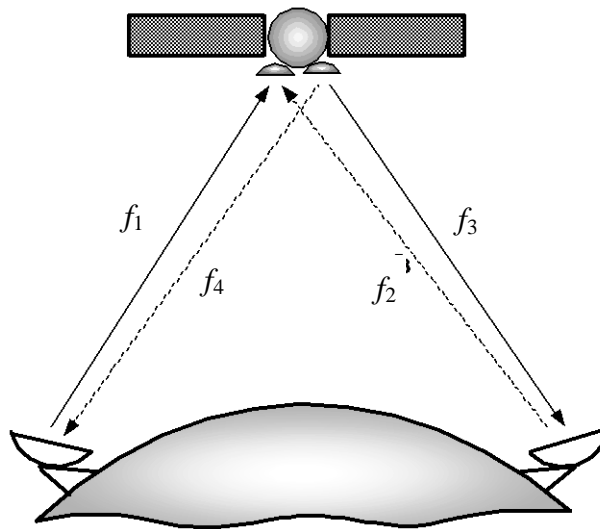


Рис. 10.12

Для виключення екрануючого впливу іоносфери робота супутникових радіоліній ведеться на частотах понад 100 МГц. При виборі робочого діапазону частот і енергетичному розрахунку супутникової радіолінії враховуються умови розповсюдження радіохвиль – вплив атмосфери на проходження прямих радіохвиль і рівень зовнішніх шумів. Вплив атмосфери на супутникових радіолініях проявляється в поглинанні, рефракції, флуктуаціях амплітуди і фазового фронту й у змінах поляризації хвиль, а при роботі з широкосмуговими сигналами враховується обмеження смуги частот сигналу. Останнє явище виникає через залежність коефіцієнта заломлення атмосфери від частоти. Тому при розповсюдженні широкосмугового сигналу через атмосферу виникають відносні фазові зсуви між його різними частотними складовими. Розрахунками та експериментом показано, що широкосмуговість атмосфери на частоті 1 ГГц становить близько 25 МГц, а в діапазоні 4 – 6 ГГц – 500 МГц.

Для супутникових радіоліній зв'язку характерним є низький рівень сигналу, що приймається земної станцією. Це обумовлено обмеженням потужності бортових джерел живлення, великим віддаленням супутника від земної станції та неприпустимістю випромінювання у бік землі потужних сигналів, які можуть створювати завади іншим системам зв'язку. Тому для прийому сигналу на земній станції, як правило, застосовуються гостронаправлені антени з великим підсиленням (40 дБ і більше) і високочутливі приймачі з малощумливими підсилювачами на вході. У зв'язку з цим діапазон частот для супутникового зв'язку визначається не тільки характером впливу атмосфери на розповсюдження радіохвиль, а й рівнем зовнішніх космічних завад, тепловими шумами атмосфери і землі, від яких залежить шумова температура антени. Встановлено, що найменший рівень сумарних зовнішніх завад виявляється в діапазоні 1 – 10 ГГц, причому нижня межа визначається рівнем космічних завад, а верхня – тепловими шумами атмосфери.

Орбіти ШСЗ (рис. 10.13) характеризуються нахилом (кутом α між площиною екватора і орбіти), формою (кругова або еліптична), висотою в апогеї (точка орбіти, найбільш віддалена від Землі) і перигеї (точка орбіти, найближча до Землі) і періодом обертання ШСЗ. Все це впливає на величину і положення зони спільного бачення ШСЗ кореспондентами, на швидкість і напрямок зміщення цієї зони, що визначають дальність, тривалість і періодичність зв'язку.

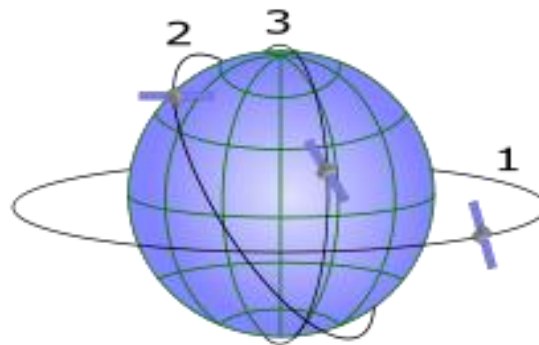


Рис. 10.13

При круговій орбіті лінійна швидкість ШСЗ не змінюється. По еліптичній орбіті супутник рухається швидше в районі перигею, повільніше – в районі апогею, причому, це розходження збільшується в міру витягування еліпса. Застосування витягнутої еліптичної орбіти дозволяє вище підняти супутник і збільшити час його знаходження на великих висотах, що збільшує дальність і тривалість зв'язку.

При орієнтації відносно екватора розрізняють наступні типи орбіт (рис. 10.13): 1 – екваторіальні ($\alpha = 0^\circ$); 2 – похилі; 3 – полярні ($\alpha =$

90°). Найбільше застосування знайшли ШСЗ з періодом обертання 24 години по екваторіальній круговій орбіті з висотою 35786 км (при русі в напрямку обертання Землі супутник нерухомий відносно точок на її поверхні) і похилі еліптичні орбіти, вигідні для високоширотних районів.

Особливістю ліній супутникового зв'язку є поворот площини поляризації під впливом магнітного поля Землі (*ефект Фарадея*) через переміщення супутника по орбіті. Тому доцільно використовувати на прийом і передачу поля обертаючу поляризацію (правого або лівого напрямів обертання) для того, щоб виключити можливі ослаблення сигналу за рахунок неузгодженості за поляризацією приймальної антени та радіохвилі, яка приймається.

Вимоги до антен станцій супутникового зв'язку впливають із зазначених вище особливостей і полягають у наступному:

1) антена земної станції повинна мати достатньо високе підсилення і низьку шумову температуру, що забезпечується вузькою діаграмою направленості ($1 - 2^\circ$ і менше) і низьким рівнем бічних і задніх пелюстків;

2) антенно-фідерний пристрій повинен забезпечувати роботу з сигналами кругової поляризації обох напрямків обертання для каналів прийому і передачі та електричну розв'язку цих каналів, здійснювати виділення пеленгаційних сигналів для визначення положення ШСЗ у просторі в будь-який момент часу;

3) опорно-поворотний пристрій антени і її система управління повинні забезпечувати безперервне наведення максимуму діаграми направленості на рухомий супутник і його автоматичне супроводження.

Контрольні питання до глави 10

1. Перерахуйте основні види радіоліній в діапазоні УКХ.
2. Особливості радіоліній при високо піднятих антенах в діапазоні УКХ.
3. Як визначається дальність прямої видимості при високопіднятих антенах?
4. Типи радіорелейних трас.
5. Сформулюйте вимоги до антен радіорелейних станцій.
6. Поясніть особливості розповсюдження радіохвиль при дальньому тропосферному зв'язку.
7. Сформулюйте вимоги до антен тропосферних станцій.
8. Поясніть принцип побудови супутникової лінії зв'язку.
9. Сформулюйте вимоги до антен станцій супутникового зв'язку.

ГЛАВА 11. АНТЕНИ УКХ

Для радіорелейного, тропосферного і супутникового зв'язку використовуються ультракороткі хвилі (УКХ). До діапазону УКХ відносяться радіохвилі, довжина хвилі яких менше 10 м ($f > 30$ МГц). У діапазоні УКХ електричні характеристики антенних пристроїв (ДН, КНД, коефіцієнт підсилення, поляризація) багато в чому визначають експлуатаційні показники як окремої станції, так і всієї системи зв'язку в цілому. Вимогами до антен УКХ є: по-перше, високі направлені властивості, оскільки $L/\lambda \gg 1$, де L – найбільший розмір антени; по-друге, як випромінювачі (трансформатори) можуть виступати не тільки провідники, але і поверхні (розкриття).

Класифікація УКХ антен. Різні типи антен УКХ можна розділити на чотири великих класи. Кожний з основних класів, у свою чергу, може бути розбитий на численні підкласи (рис. 11.1).



Рис. 11.1

Особливе місце серед антен УКХ приділяється антенним пристроям, призначеним для роботи в нижній його частині, тобто в діапазоні метрових хвиль (МХ). МХ ($\lambda = 1 \dots 10$ м) займають проміжне положення між декаметровими хвилями (КХ) (10...1000 м) і дециметровими (ДЦХ). У діапазоні КХ, як відомо, використовуються дротяні антенні, у діапазоні ДЦХ і вище – антенні з плоскими розкриттями. В принципі, у діапазоні МХ можуть бути і дротяні антенні, і антенні з плоским розкриттям. Однак дротяні антенні у діапазоні МХ мають малі направлені властивості (мале значення КНД), а антенні у вигляді випромінюючих розкриттів – великі геометричні розміри. Отже, у діапазоні МХ зазначені типи антен застосовувати недоцільно. Тому в діапазоні МХ знайшли широке застосування антенні, виконані у вигляді системи провідників (вібраторів), так звані антенні вібраторного типу. Такі антенні прості у виготовленні, мають

малу вагу і парусність, високі направлені властивості, надійні в експлуатації.

11.1. Антени вібраторного типу

До антен вібраторного типу відносяться антена „хвильовий канал” (директорна антена), зигзагоподібні антени, логарифмічно-періодичні антени (ЛПА).

11.1.1 Антена „хвильовий канал”. В 1926 році професор Токійського університету Шінтаро Уда запропонував конструкцію антени вібраторного типу у вигляді півхвильових симетричних вібраторів, паралельно розташованих в просторі, яка в подальшому отримала назву антена „хвильовий канал” (АХК).

Антена „хвильовий канал”, як найбільш розповсюджений зразок антени вібраторного типу, являє собою решітки поздовжнього випромінювання з рівнобіжних півхвильових вібраторів, закріплених на діелектричній або металевій штанзі (траверсі) (рис. 11.2).

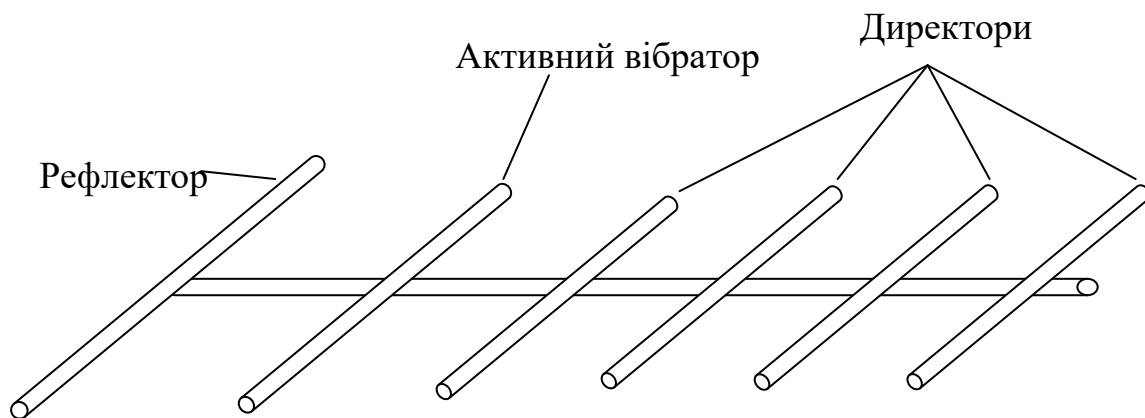


Рис. 11.2

Антени звичайно мають один *активний вібратор* (АВ), тобто вібратор до якого підключений фідер, один пасивний вібратор – *рефлектор* (Р) і декілька пасивних вібраторів – *директорів* (Д) – у напрямку яких формується поле випромінювання.

Відомо, що для того, щоб у системі випромінювачів (в антенній решітці) одержати односпрямоване випромінювання, необхідно забезпечити заданий амплітудно-фазовий розподіл струмів у випромінювачах.

Відмінною особливістю АХК як антенної решітки є те, що живлення підведене тільки до одного випромінювача (активного вібратора).

На рис. 11.3 представлена трьохелементна АХК. Зміст позначень, введених на рисунку, очевидний. Припустимо, що відстані між вібраторами однакою дорівнюють чверті довжини хвилі, тобто

$$d_{P-AB} = d_{AB-D} = \frac{\lambda}{4}.$$

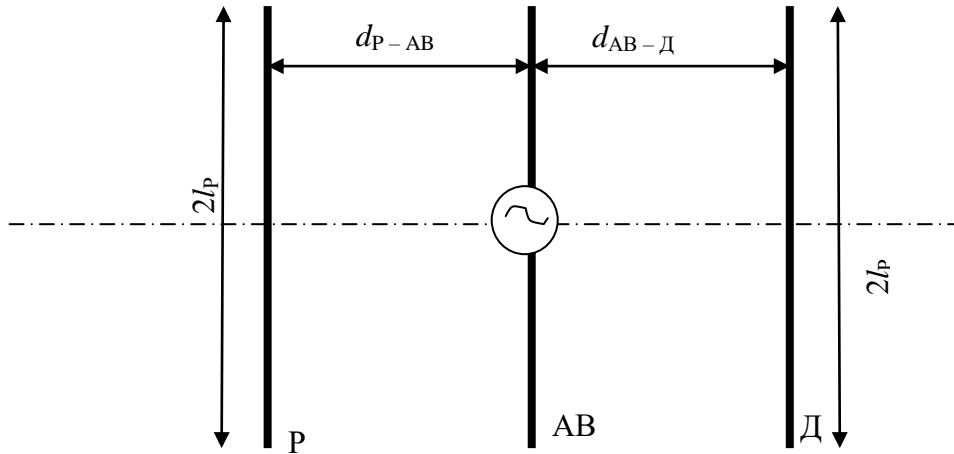


Рис. 11.4

Під дією струму I_{AB} в АВ у безпосередній близькості від провідника створюється магнітне поле H , фаза якого збігається з фазою I_{AB} . За початкове положення приймемо положення вектора \vec{H} .

Магнітне поле, поширюючись у бік рефлектора, і у бік директора отримує фазовий зсув, рівний

$$\psi = kd = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{4} = \frac{\pi}{2}. \quad (11.1)$$

Під дією магнітного поля \vec{H} у рефлекторі й директорі наводиться ЕРС взаємної індукції, причому фаза наведеної ЕРС затримується на $\frac{\pi}{2}$ від поля, що її породжує.

Довжина рефлектора $2l_p$ вибирається на 3 – 5 % довшою від активного вібратора. Тоді реактивна частина вхідного опору рефлектора буде мати індуктивний характер. Фаза струму в рефлекторі в цьому випадку визначається:

$$I_p = \frac{E}{x_L} = \frac{1}{\omega L} E e^{-i\frac{\pi}{2}}, \quad (11.2)$$

тобто буде запізнюватися на $-\frac{\pi}{2}$ від ЕРС.

Довжина директора $2l_d$ вибирається на 5 – 10% коротше довжини $2l_{AB}$, чим досягають його ємнісного настроювання. Фаза струму в директорі в цьому випадку визначається:

$$I_A = \frac{E}{x_c} = iwCE = wCE e^{+i\frac{\pi}{2}}, \quad (11.3)$$

тобто буде випереджати на $\frac{\pi}{2}$ фазу ЕРС.

Таким чином, розподіл струмів в вібраторах буде мати вигляд, показаний на рис. 11.5. Струм в рефлекторі на 90° буде випереджати струм в активному вібраторі, а фаза струму в директорі буде запізнюватися відносно струму в активному вібраторі на 90° .

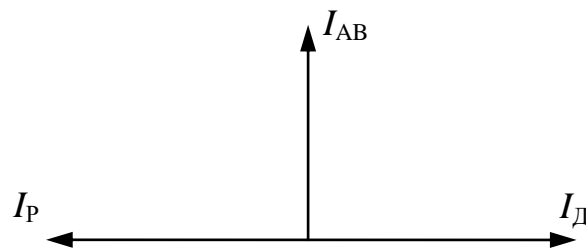


Рис. 11.5

При такому амплітудно-фазовому розподілі струмів в вібраторах поле формується в напрямку директора і не випромінюється в напрямку рефлектора.

Електричні характеристики АХК. ДН антени „хвильовий канал”, що складається з декількох вібраторів (рис. 11.6), з урахуванням впливу землі визначається виразом:

$$F(\theta; \varphi) = F_1(\theta; \varphi) \cdot F_2(\theta; \varphi) \cdot F_3(\theta; \varphi), \quad (11.4)$$

де $F_1(\theta; \varphi)$ – ДН одиночного півхвильового симетричного вібратора;

$F_2(\theta; \varphi)$ – ДН системи вібраторів (множника решітки).

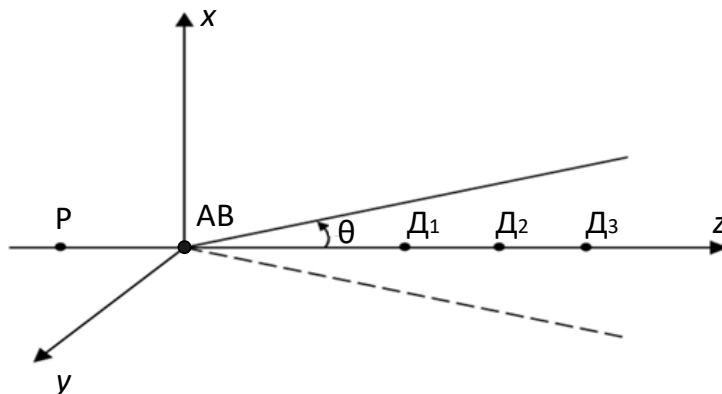


Рис. 11.6

У площині E (площина $Y0Z$) $\varphi = 90^\circ$, характеристика направленості симетричного вібратора описується виразом:

$$F_1(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\sin \theta}. \quad (11.5)$$

Відповідна діаграма направленості зображена на рис. 11.7, *а*.

У площині H (площина $X0Z$) $\varphi = 0^\circ$, характеристика направленості симетричного вібратора описується виразом:

$$F_1(\theta) = 1. \quad (11.6)$$

Відповідна діаграма направленості зображена на рис. 11.7, *б*.

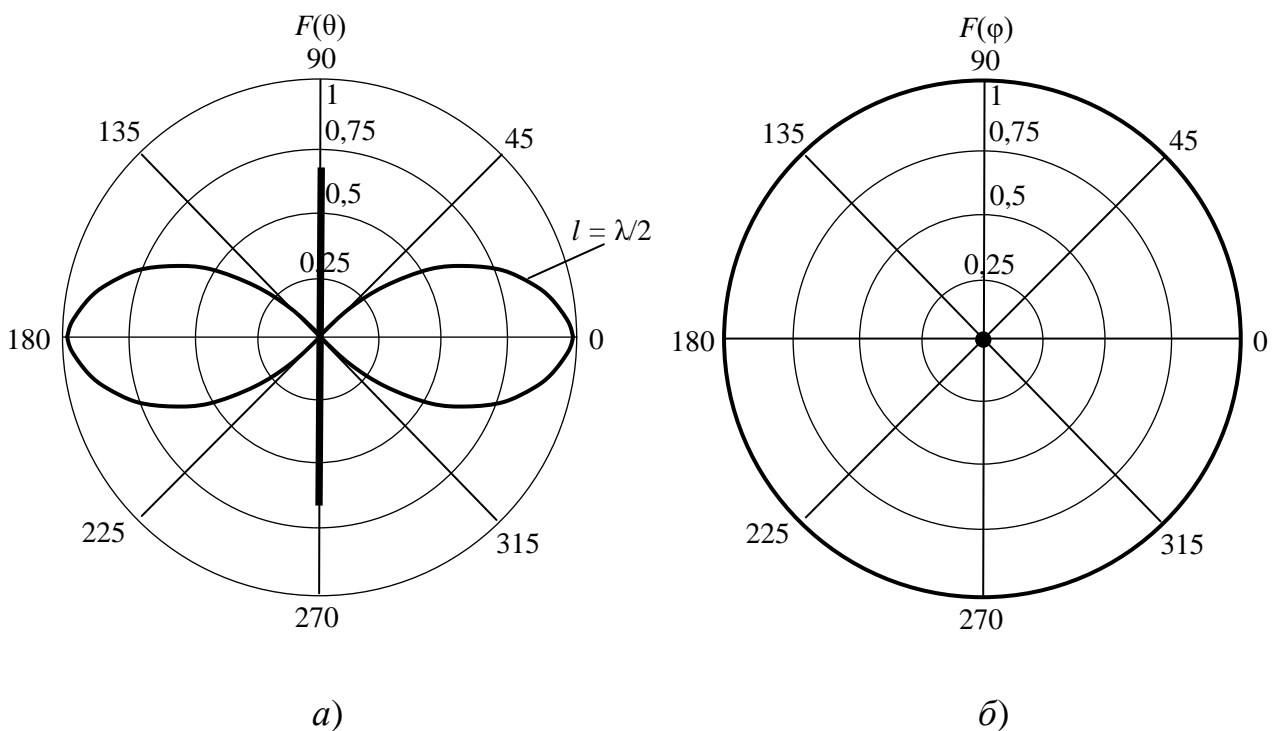


Рис. 11.7

При великому числі директорів АХК можна розглядати як антену біжучої хвилі осьового випромінювання з уповільненою фазовою швидкістю. Тоді вираз $F_2(\theta)$ можна записати у наступному вигляді:

$$F_2(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{kl}{2}(\xi - \cos \theta)\right]}{\frac{kl}{2}(\xi - \cos \theta)}, \quad (11.7)$$

де $\xi = 1 - \frac{\lambda}{2L}$ – коефіцієнт уповільнення хвилі; L – довжина АХК; $F_3(\theta; \varphi) = \cos(kh \sin \theta)$ – множник, що враховує вплив землі, де θ° – кут між траверсою та земною поверхнею.

Типова ДН антени „хвильовий канал” з восьми елементів приведена на рис. 11.8.

Ширина ДН директорної антени визначається кількістю директорів. На практиці число директорів $N \leq 8 \dots 10$, оскільки подальше їх збільшення не призводить до поліпшення спрямованих властивостей АХК. Крім того, велике число директорів ускладнює налаштування антени, зменшує міцність її конструкції. На рис. 11.9 показана залежність ширини ДН від довжини АХК.

Коефіцієнт направленої дії можна оцінити за співвідношенням

$$D \approx 8 \frac{L}{\lambda} \quad (11.8)$$

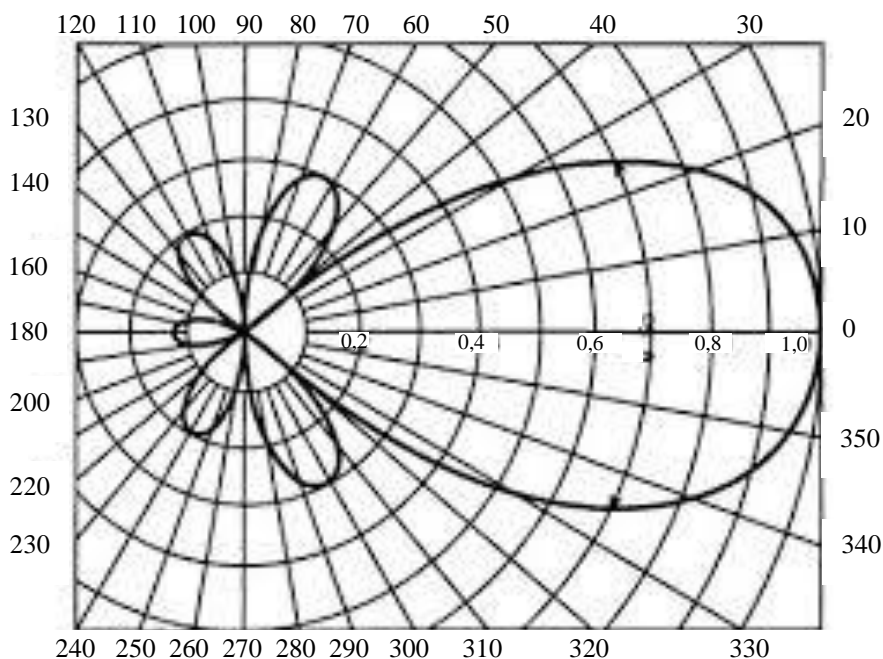


Рис. 11.8

Як видно з графіка на рис. 11.9, ширина ДН директорної антени на рівні половинної потужності не може бути меншою $15 \dots 20^\circ$.

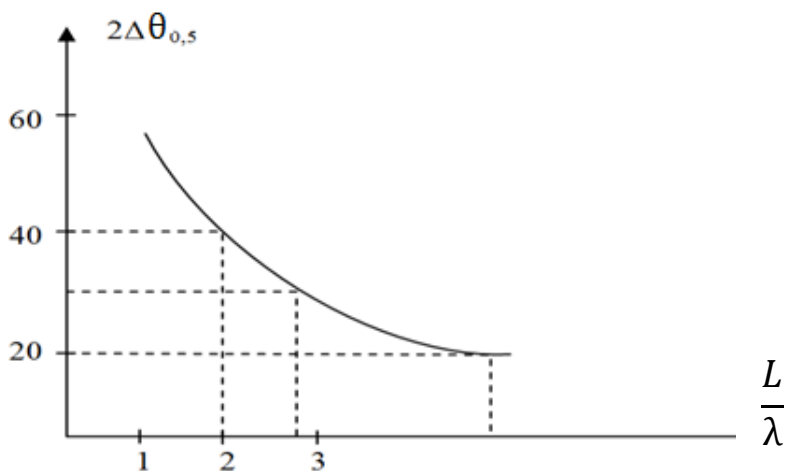


Рис. 11.9

Важливим параметром АХК є коефіцієнт захисної дії (КЗД), тобто максимального значення відношення величини напруженості поля в прямому напрямку (убік директора) до тієї ж величини в зворотному напрямку:

$$\text{КЗД} = \frac{E(0^\circ)}{E(180^\circ)}.$$

11.1.2. Логарифмічно-періодична антена. Ідея побудови логарифмічно-періодичних антен (ЛПА), що відносяться до частотно незалежних антен, заснована на принципах електродинамічної подібності.

ЛПА складається з ряду рівнобіжних лінійних вібраторів, розташованих в одній площині уздовж лінії живлення і приєднаних до неї певним чином. Зовнішній вигляд ЛПА показано на рис. 11.10. Розміри елементів (вібраторів) утворюють геометричну прогресію (рис. 11.10, б).

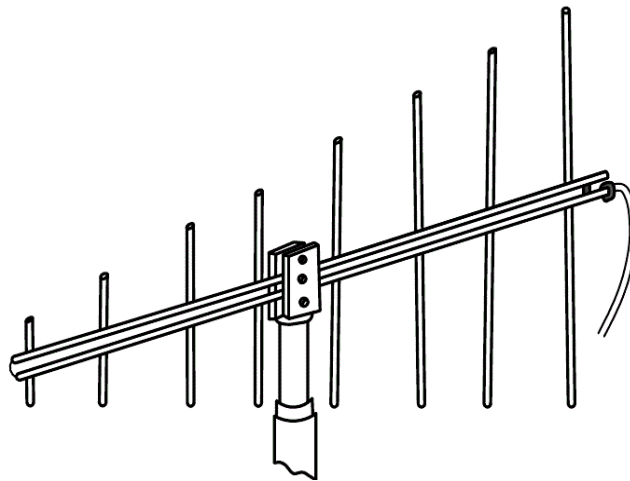


Рис. 11.10

Довжина вібраторів і відстані між ними змінюються в геометричній прогресії зі знаменником τ , який називається *періодом структури* (рис. 11.11):

$$\tau = \frac{R_n}{R_{n-1}} = \frac{L_n}{L_{n-1}} < 1. \quad (11.9)$$

Розглянемо принцип роботи антени. На частоті f_1 в антені є один з вібраторів, довжина якого найменш відрізняється, припустимо, від величини рівної $\lambda/2$ (вібратор $l_n^1 = \frac{\lambda}{4}$). Його вхідний опір дорівнює 73 Ом. У близько розташованих вібраторів $Z_i = 73 \pm iX_A$, тобто при зміні розмірів у невеликих межах, насамперед змінюється реактивна складова вхідного опору. Близько розташовані вібратори (3 – 5), включаючи резонансний, взаємодіють як рефлектор. Активний вібратор і директор в антені хвильовий канал і утворюють так звану *активну область*, у якій в

основному витрачається потужність генератора. Активну область можна представити, як 3-елементну антену „хвильовий канал”, у якої короткий вібратор виконує роль директора, довгий – рефлектора, а середній – активного випромінювача.

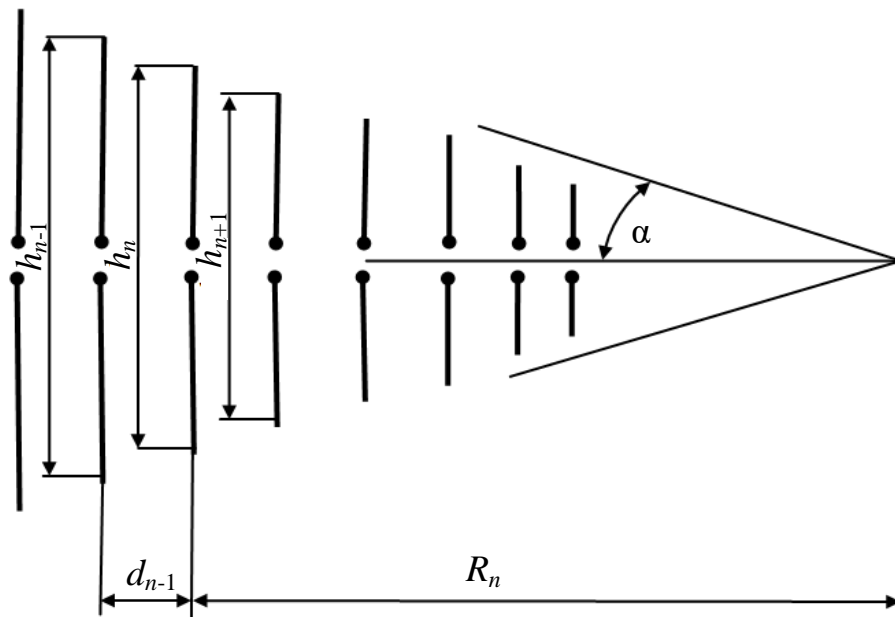


Рис. 11.11

З урахуванням взаємного впливу реактивного опору вібраторів активної області відстані між ними беруть менше $\frac{\lambda}{4}$.

Якщо частоту зменшити так, що $f_{n-1} = \tau f_n$, тоді для нової частоти знайдеться вібратор з $l_{n-1} \approx \frac{\lambda_{n-1}}{4}$. У результаті резонансним стане наступний елемент ЛПА й активна область зміститься вправо. При $f_{n+1} = \frac{1}{\tau} f_n$ знайдеться таке $l_{n+1} < l_n$, що резонансним виявиться наступний більш короткий вібратор, і вся активна область антени зміститься вліво. Для вібратора з номером n резонансною частотою буде:

$$f_n = \frac{f_1}{\tau^{n-1}} l_n f_1 = \ln f_n + (n - 1) \ln \tau l_n f_1 = -(n - 1) \ln \tau + \ln f_1. \quad (11.10)$$

Тому назва антени – логарифмічно періодична (її параметри є періодичною функцією логарифма частоти).

Антенна працює практично без зміни своїх параметрів на ряді дискретних частот.

У проміжку $f_n \dots f_{n+1}$ параметри змінюються, але підбором τ і α домагаються того, що ці зміни несуттєві.

Активною областю випромінюється основна частина енергії (близько 90 %).

Наявністю активної області в ЛПА можна пояснити активний характер її вхідного опору. На хвилю струму, що розповсюджується по розподільних проводах ЛПА мало впливають короткі вібратори, розташовані між точками живлення і вібраторами активної області, оскільки вони мають великий ємнісний опір і в них відгалужується невелика частина струму. Основним навантаженням є вібратори, розташовані в активній області. Крім того, з боку коротких вібраторів через перехресне підключення до лінії живлення і малої відстані між вібраторами в порівнянні з довжиною хвилі поля, створювані цими вібраторами, виявляються майже в протифазі, створюються умови для взаємної компенсації схрещених від них хвиль, а отже, реактивних опорів (у лінії).

Частина антени утворена вібраторами з $l > \frac{\lambda}{4}$ утворює зону відсічення струмів. Причин відсічення дві:

– різкий спад енергії струмів високої частоти після проходження через активну область;

– стрибок хвильового опору в структурі, за рахунок якого відбувається додаткове відображення енергії струмів високої частоти.

Ширина смуги частот, що пропускаються антеною, з боку довгих хвиль обмежується припустимими максимальними габаритами антени, а з боку коротких хвиль – можливою точністю виконання вібратора поблизу точок збудження. Після резонуючих крайніх вібраторів повинні бути ще по 1 – 2 довших та коротших.

Параметри антени розраховують за наступними формулами.

Період структури:

$$\tau = N - 2 \sqrt{\frac{f_{\min}}{f_{\max}}}, \quad (11.11)$$

де N – число вібраторів.

Довжина розподільної (збірної) лінії:

$$L = \frac{\lambda_{\max}}{4} \left(1 - \frac{l_{\min}}{l_{\max}}\right) \operatorname{ctg} \alpha N = 1 + \frac{\lg \frac{l_{\max}}{l_{\min}}}{\lg \frac{1}{\tau}} \operatorname{ctg} \frac{\lambda}{2} = \frac{0,2}{1-\tau} L_{\min} = 0,6 \lambda_{\max}. \quad (11.12)$$

Відстань між провідниками збірної лінії

$$H \approx (1 - 2)d_0, \quad (11.13)$$

де d_0 – діаметр трубок збірної лінії.

Вхідний опір ЛПА дорівнює приблизно 60λ . Строгий розрахунок електричних характеристик ЛПА складний. Тому на практиці для інженерних розрахунків доцільно використовувати спрощені формули напівемпіричного характеру. Так, для розрахунку зовнішніх

характеристик ЛПА в двох ортогональних площинах можна використовувати наступні вирази:

$$f_E(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} \sin \left[\frac{\pi}{4} (1 - \tau) \operatorname{ctg} \alpha (1 + \cos \theta) \right]; \quad (11.14)$$

$$f_H(\theta) = \sin \left[\frac{\pi}{4} (1 - \tau) \operatorname{ctg} \alpha (1 + \cos \theta) \right]. \quad (11.15)$$

КНД логарифмічно-періодичної антени можна розрахувати за формулою:

$$D = \frac{41253}{2\theta_{0,5E}^\circ 2\theta_{0,5H}^\circ}, \quad (11.16)$$

де $\theta_{0,5E}^\circ$ і $\theta_{0,5H}^\circ$ – ширина ДН антени за рівнем 0,5 за потужністю в площинах E і H , відповідно.

11.1.3. Зигзагоподібна антена. У діапазоні УКХ знаходять широке застосування зигзагоподібні антени, що працюють у широкому діапазоні частот із коефіцієнтом перекриття $K_{\Pi} = 2 - 2,5$.

Основу конструкції такої антени складає рамковий елемент квадратної чи ромбічної форми, який одержується шляхом деформації петлевого вібратора розтягуванням його в точках живлення і нульового потенціалу (рис. 11.12).

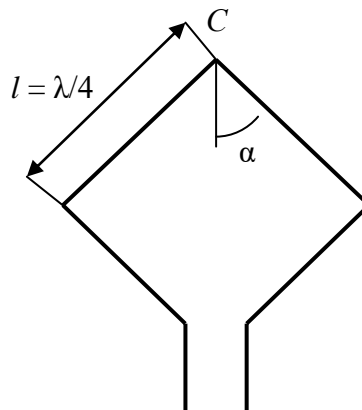


Рис. 11.12

Таким чином, загальна довжина рамки $L = \lambda$, а плеча $l = \frac{\lambda}{4}$, $R_{\text{вх}}$ рамкового елемента як і в петлевого вібратора при $a_1 = a_2$ дорівнює близько 300 Ом. ДН залежить від кута α і може бути забезпечена однакою за шириною в площинах E і H .

Дві з'єднані паралельно рамки утворюють зигзагоподібну антену (ЗА) із $Z_{\text{вх}} \approx 150$ Ом. Живлення такої антени здійснюється коаксіальним кабелем у центрі. Центральна жила приєднується до однієї половини

конструкції, екран – до іншої. Оскільки $\rho_{\phi} = 75 \text{ Ом}$, іноді використовують дві ЗА, з'єднані паралельно. ЗА легко кріпиться до екрана за допомогою ізоляторів, які встановлюються у точках $C - C$, і не вимагає застосування симетрувальних пристроїв. Антена є широкодіапазонною ($K_{\Pi} > 2 - 2,5$), випромінює поле горизонтальної поляризації (рис. 11.13).

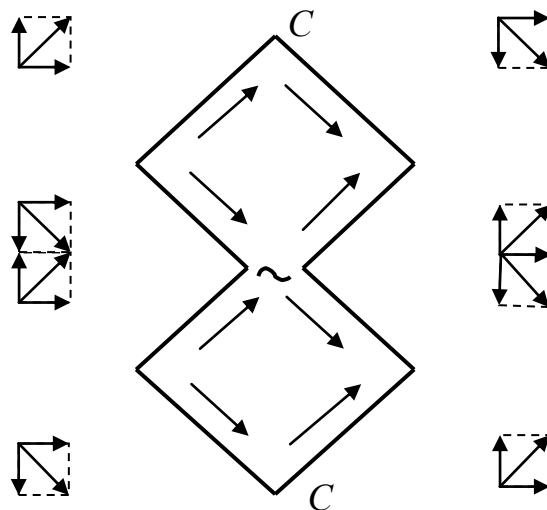


Рис. 11.13

Якщо розкласти струми на провідниках на вертикальну і горизонтальну компоненти, то вертикальні складові компенсуються, і випромінюється практично горизонтально поляризована хвиля (рис. 11.14).

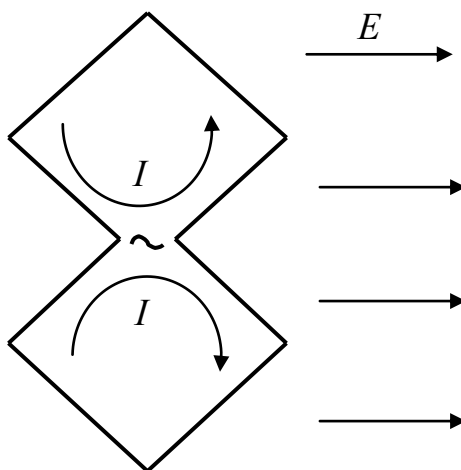


Рис. 11.14

В усій смузі частот коефіцієнт подавлення паразитної поляризації складає близько 26 дБ.

Для збільшення спрямованості ЗА використовується плоский екран-рефлектор, що відбиває енергію випромінювання в одну частину півпростору. Він виконується з ряду провідників, паралельних вектору E .

Відстань між провідниками вибирається виходячи з умови відбиття хвилі та складає приблизно $0,1\lambda_{\min}$, а довжина провідників повинна дорівнювати $0,52\lambda_{\max}$.

$$d = 0,1\lambda_{\min}; \quad L = 0,52\lambda_{\max}. \quad (11.17)$$

За наявності екрана коефіцієнт підсилення (КП) збільшується у 2 рази. В діапазоні частот з коефіцієнтом перекриття 2 – 2,5 ЗА антена при КБХ $\sim 0,5$ має КП близько 9 дБі. Подальше збільшення спрямованих властивостей досягається за допомогою побудови антенної решітки на зигзагоподібних випромінювачах.

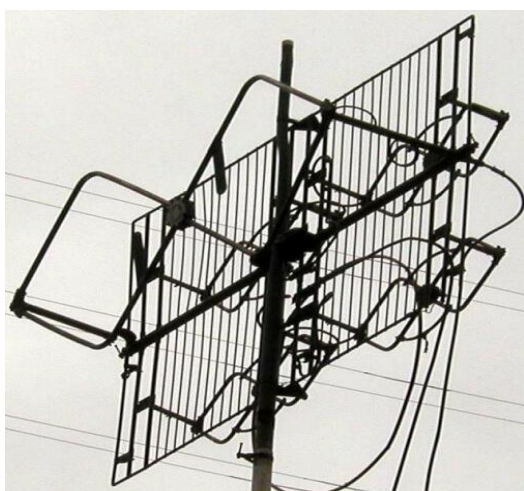
В радіорелейних станціях старого парку (Р-409, Р-419, Р-415), що працюють у діапазоні метрових і дециметрових хвиль, широко використовуються ЗА та антенні решітки на їх основі. Так, у РРС Р-409 використовуються дві ЗА, змонтовані на одному рефлекторі (рис. 11.15, а), які забезпечують роботу в діапазонах – Б і В.

В діапазоні Б (120 – 240 МГц) ширина діаграми направленості в площинах E і H складає, відповідно:

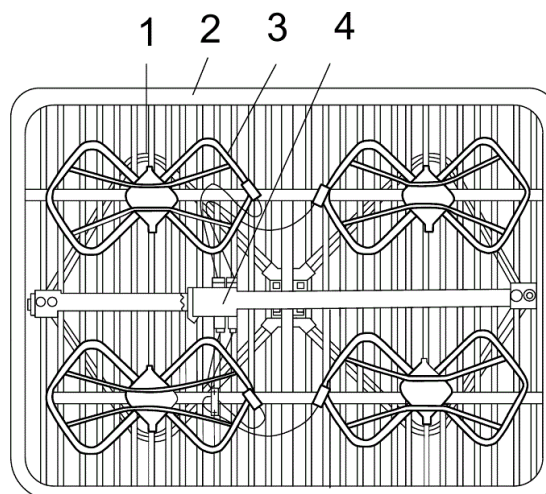
$$\theta_{0,5E}^{\circ} \approx 68 \div 70^{\circ}; \quad \theta_{0,5H}^{\circ} \approx 36 \div 65^{\circ}.$$

У діапазоні В (240 – 480) МГц використовується синфазна антенна решітка з чотирьох Z-подібних рамкових антен. Для поліпшення узгодження з фідером в області нижніх частот на кожному випромінювачі кріпляться металеві дуги (у діапазоні Б – штирі).

Антена аналогічної конструкції застосовується в РРС Р-419 (рис. 11.15, б): Z-подібна антена – в діапазоні 160 – 320 МГц (1); зчетверена Z-подібна антена – у діапазоні 320 – 645 МГц (3), рефлектор (2), дільник потужності (4).



а)



б)

Рис. 11.15

11.2. Дзеркальні параболічні антени

11.2.1. Принцип роботи антени з параболічним рефлектором.

Антенa складається з металевого дзеркала у вигляді параболоїда обертаннн та опромінювача, розміщеного в його фокусі. Сумістимо центр параболоїда з початком прямокутної системи координат (рис 11.16) і доведемо, що для виконання завдання перетвореннн сферичного хвильового фронту електромагнітного поля опромінювача в плоский на розкритті S_0 дзеркало повинно бути параболічним.

Розглянемо два промені: центральний і той, який поширюється довільним шляхом. Для синфазності поля в розкритті необхідно забезпечити виконання умови

$$FO + OF = FA + AF,$$

або

$$2f = \rho + \rho \cos \psi = \rho(1 + \cos \psi).$$

Тоді

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi}.$$

Останній вираз – це рівняння параболи в полярній системі координат. Поверхня відображеннн – параболоїд обертаннн, утворюється обертанннм центрального перетину щодо осі Z . Параболоїд описується рядом геометричних характеристик: O – вершина параболи; F – фокус; OF – фокусна відстань; Z_0 – глибина параболоїда; R_0 – радіус розкриття, $2\psi_0$ – кут розкриття, OZ – фокальна вісь, а площину, перпендикулярну фокальній осі, що проходить через фокус, називають фокальною площиною.

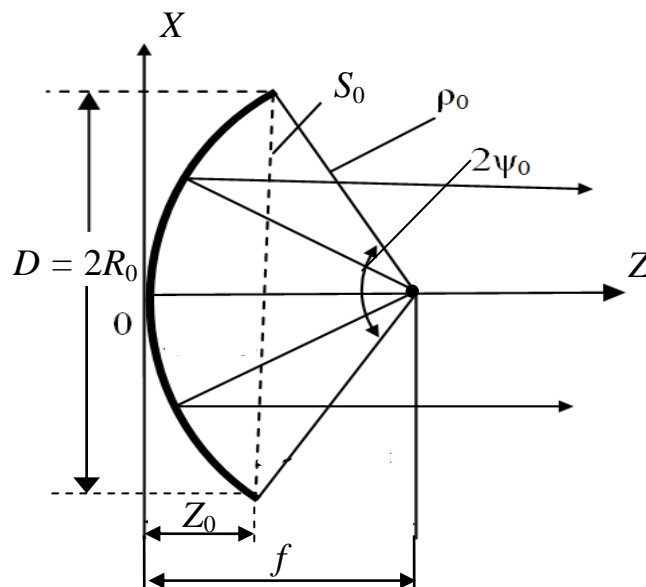


Рис. 11.16

Радіус дзеркала (R_0) з кутом розкриття пов'язані співвідношенням:

$$R_0 = \rho \sin \psi_0, \quad (11.18)$$

де ρ – радіальна координата полярної системи координат. З рівнянь параболи можна записати:

$$\rho_0 = \frac{2f}{1 + \cos \psi_0}, \quad (11.19)$$

де ρ_0 – периферійне положення радіальної координати. Зі співвідношення (11.19) випливає, що

$$\frac{R_0}{2f} = \operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2}. \quad (11.20)$$

З рівняння параболи в декартовій системі координат ($X^2 = 4Zf$) визначається глибина дзеркала:

$$Z_0 = \frac{R_0^2}{4f}. \quad (11.21)$$

Таким чином, вирази (11.18) – (11.21) дозволяють визначити всі характеристики параболічного дзеркала. За кутом розкриття $2\psi_0$ параболічні дзеркала класифікуються таким чином:

- мілкі довгофокусні параболоїди ($\psi_0 > 90^\circ$, $R_0 > 2f$);
- глибокі або короткофокусні ($\psi_0 < 90^\circ$, $R_0 < 2f$);
- дзеркала середньої глибини ($\psi_0 = 90^\circ$, $R_0 = 2f$).

На практиці параболічні дзеркала за глибиною або кутом розкриття вибираються в залежності від за призначення радіостанції.

11.2.2. Типи дзеркальних антен. Дзеркальні антени можуть класифікуватися за рядом ознак, а саме: за профілем дзеркала, за кількістю дзеркал, за принципом побудови, за частотним діапазоном і т. д.

Розглянемо типи параболічних дзеркальних антен, що відрізняються кількістю дзеркал.

Одnodзеркальна параболічна антена. Розглянутий принцип дії дзеркальної параболічної антени покладений в основу реальних конструкцій. Такі антени називаються одnodзеркальними параболічними антенами. Вони знаходять широке застосування в різних радіостанціях. Ці антени відрізняються простотою конструкції та забезпечують високу направленість випромінювання.

Однак, необхідність підведення живлення до опромінювача через розкриття дзеркала призводить до його затінення як лінією живлення, так і самим опромінювачем, що зумовлює додаткові і небажані втрати, а також погіршує шумові властивості всього АФП. Так, наприклад, збільшення втрат на 0,1 дБ в сантиметровому діапазоні збільшує шумову температуру приймача до 70°K .

Саме з цих причин, а також в силу того, що функціональні можливості АФП розширюються, у техніці тропосферного та супутникового зв'язку знаходять застосування інші типи дзеркальних антен.

Дводзеркальні параболічні антени. Перераховані вище недоліки однодзеркальних антен значною мірою усуваються в дводзеркальній антені, плоский фронт хвилі в розкритті якої формується за допомогою двох відбивань (рис. 11.17) малого дзеркала (2) і основного дзеркала (1), у вершині якого розташований опромінювач (3). У більшості випадків у якості великого дзеркала (1) використовується параболоїд, у фокусі якого розташовується мале гіперболічне дзеркало (2), у фокусі якого F , у свою чергу, розташовується опромінювач (3). Антену такого типу (рис. 11.17, а) називають ще антенною Кассегрена на честь винахідника цієї схеми для оптичного телескопа (1672 р.). Іншим типом дводзеркальних антен є антена Грегорі (1663 р.), відмінною рисою якої є мале дзеркало еліптичної форми (рис. 11.17, б).

Принцип дії дводзеркальної антени цього типу полягає в перетворенні сферичного хвильового фронту опромінювача у сферичний же хвильовий фронт після відбиття від гіперболи. Причому через те, що другий фокус гіперболи F_r співпадає з фокусом параболоїда F , відбита від гіперболи сферична хвиля взаємодіє з основним дзеркалом так, як і в однодзеркальній схемі, що видно з траєкторії відображених променів. На розкритті параболоїда формується плоский синфазний фронт, який і забезпечує отримання вузької діаграми направленості.

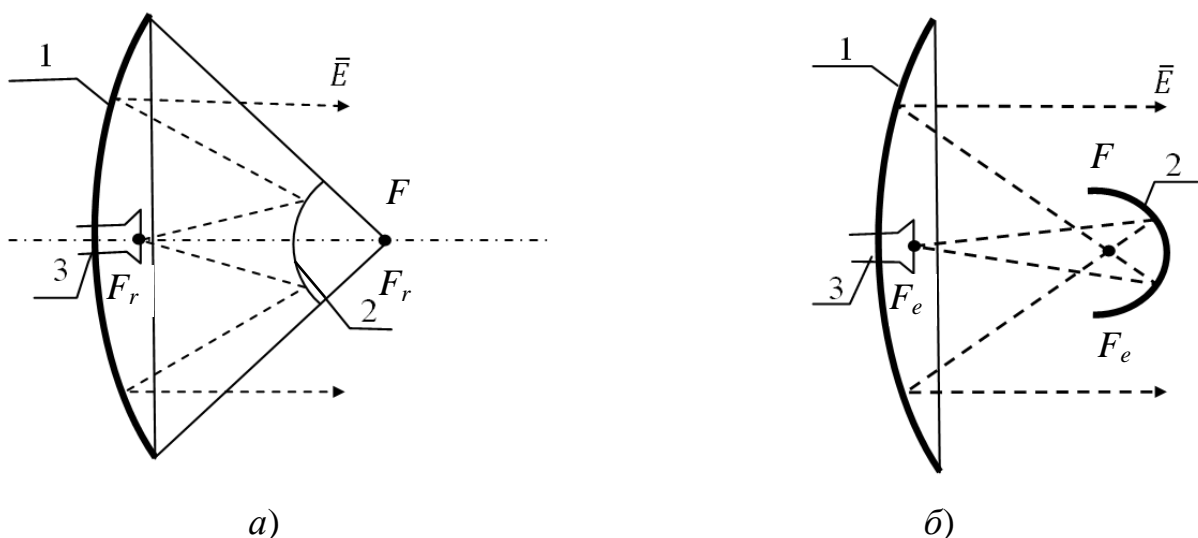


Рис. 11.17

Основні переваги дводзеркальних антен у порівнянні з однодзеркальними:

- 1) менші поздовжні розміри при однакових типах опромінювачів;

2) виключення впливу відбитої від дзеркала хвилі на опромінювач, усунення ефекту затінення;

3) опромінювач будь-якої конструктивної складності можна розташовувати спільно з малошумливим підсилювачем (МШП) у вершині дзеркала. Тим самим скорочується протяжність НВЧ тракту;

4) можливість реалізації додаткових функцій в АФП – здійснення поляризаційної розв'язки каналів прийому і передачі, забезпечення режимів автосупроводження рухомих об'єктів (наприклад, ШСЗ) і компенсації завади, реалізувати багатодіпазонну роботу.

Схемам Кассегрена і Грегорі притаманна реакція опромінювача на перевідбиття малим дзеркалом поля. Цей недолік усунуто в антенах зі зміщеною фокальною віссю (рис. 11.18). Така антена називається антеною дводзеркальною з еліптичною твірною малого дзеркала (АДЕ). У якості опромінювача АДЕ використовують розфазований рупор, який має широку ДН.

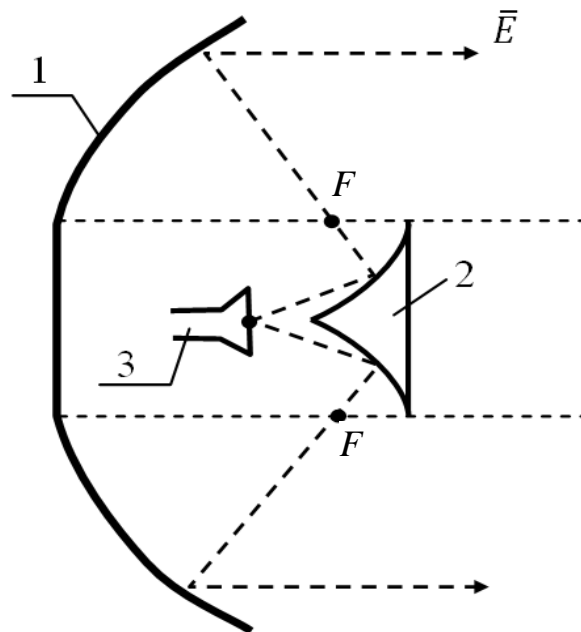


Рис. 11.18

Особливості антени АДЕ:

- 1) неопромінений об'єм основного дзеркала;
- 2) має місце перекидання енергії з центру ДН опромінювача на краї дзеркала;
- 3) амплітудний розподіл має крутий спад на краях основного дзеркала;
- 4) відсутня реакція опромінювача, немає затінювання, вище рівномірність поля, можна кріпити рупор ближче до контррефлектора;
- 5) АДЕ має менший осьовий розмір при однаковому ψ_0 .

11.2.3. Опромінювачі параболічних антен. Найважливішим елементом параболічних антен є опромінювач, за допомогою якого реалізуються високі електричні характеристики дзеркальних антен, а також виконуються всі основні функції, що виконуються АФП.

Вибір типу опромінювача визначається довжиною робочої хвилі, вимогами до діапазонності, будовою фідера і величиною потужності.

Виходячи з цього опромінювач повинен задовольняти наступним вимогам:

- 1) формувати однонаправлену осесиметричну діаграму направленості з малим рівнем бічних пелюстків;
- 2) створювати хвилю з сферичним фазовим фронтом;
- 3) мати задані широкосмуговість, електричну міцність і ККД;
- 4) володіти необхідною стійкістю до механічних, метеорологічних та інших зовнішніх факторів.

У техніці зв'язку застосовуються наступні типи опромінювачів: вібраторні, рупорні, спіральні та ін. Вибір опромінювача визначається, в першу чергу, діапазоном робочих частот. Наприклад, в діапазоні дециметрових хвиль, в основному, використовуються вібраторні опромінювачі, в сантиметровому – рупорні.

Конструкції *вібраторних опромінювачів* зображені на рис. 11.19. Вібраторні опромінювачі призначені для роботи в дециметровому діапазоні довжин хвиль і виконані у вигляді симетричного опромінювача з контррефлектором у вигляді екрана або у вигляді двох елементів антени хвильовий канал. Відстані h між даними елементами суттєво впливають на ДН опромінювача і антени в цілому і вибирається у межах $0,25 < h < 0,375$.

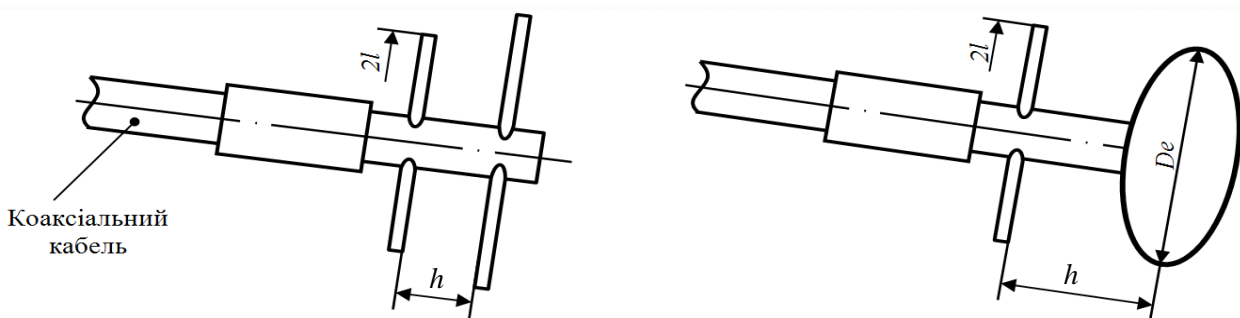


Рис. 11.19

Такі опромінювачі забезпечують роботу на прийом і передачу з поляризаційним рознесенням трактів, якщо вібратори розташувати перпендикулярно один до одного. В такому разі розв'язка між трактами прийому і передачі буде не менше 45 дБ.

Основні переваги вібраторних опромінювачів: незначний тіньовий ефект; жорсткість конструкції, її простота і зручність монтажу усередині дзеркала.

До недоліків вібраторних опромінювачів слід віднести такі: далекий від сферичного фронт хвилі; відносно невеликі потужність, що пропускається, і смуга робочих частот.

Вібраторні опромінювачі найбільш зручні в дециметровому діапазоні ($\lambda = 8 \dots 40$ см). Проте, в сантиметровому діапазоні хвиль виникають значні труднощі з застосуванням вібраторних опромінювачів, тому переходять до дифракційних, які ще називають хвилеводно-рупорними.

Хвилеводно-рупорні опромінювачі застосовуються в діапазоні сантиметрових та міліметрових довжин хвиль і є або відкритими кінцями хвилеводів, або рупорами невеликих розмірів, приєднаними до кінця хвилеводів. Існує значне число опромінювачів цього типу. На рис. 11.20 показані конструкції опромінювачів, виконаних у вигляді відкритих кінців хвилеводів круглого або прямокутного поперечного перерізу: відкритий кінець круглого хвилеводу з ребристою структурою; багатомодовий опромінювач; опромінювач зворотного випромінювання або кінець хвилеводу з контррефлектором.

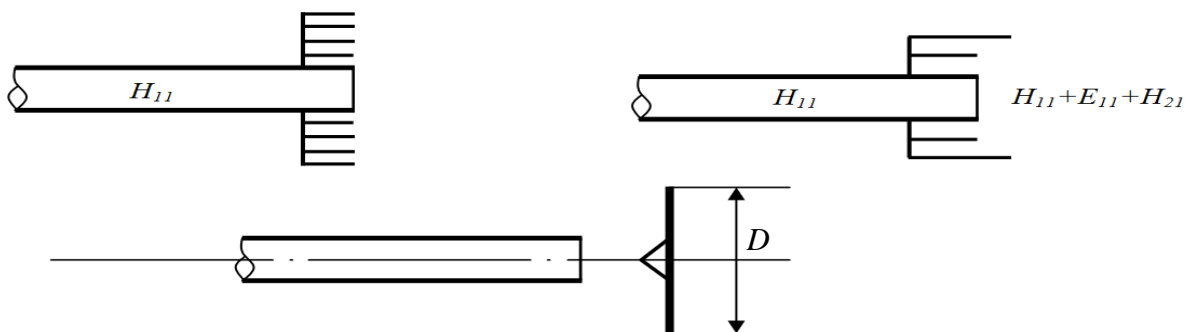


Рис. 11.20

Найбільшого поширення отримали опромінювачі, виконані у вигляді рупорних антен (рис. 11.21). Головною перевагою *рупорних опромінювачів* є можливість формування необхідних діаграм направленості для конкретних типів дзеркальних відбивачів за рахунок зміни їх геометричних розмірів (розкриття рупора, його довжини і т. д.). На рис. 11.21 показані секторіальні рупорні опромінювачі (а, б), пірамідальний (в), конічний (г) рупор, а також геометрія рупорної антени (д). Опромінювачі даних типів застосовуються в станціях тропосферного і супутникового зв'язку.

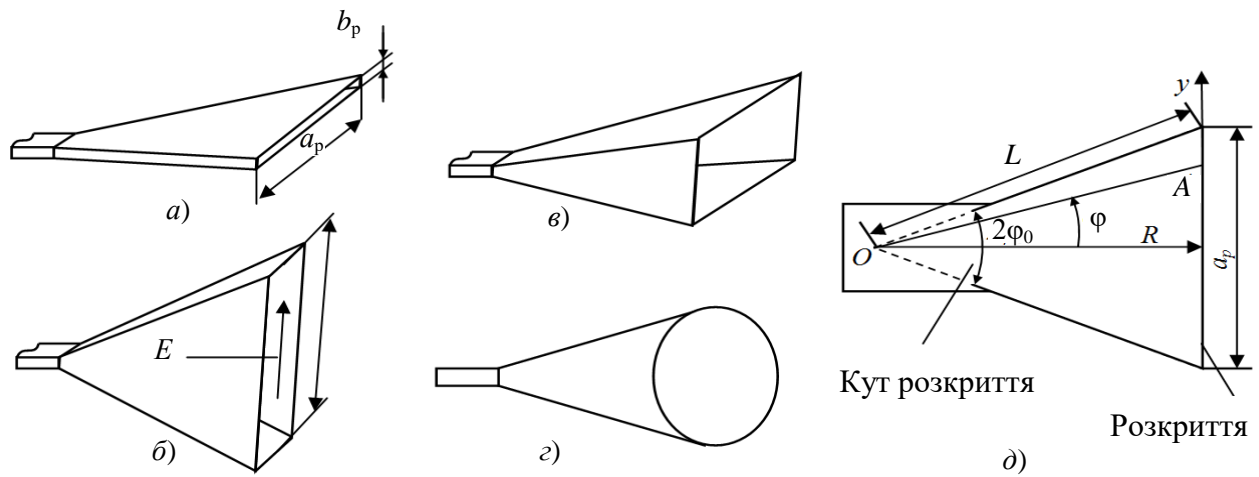


Рис. 11.21

До переваг рупорних опромінювачів можна віднести наступні:

- 1) створення хвилі з сферичним фазовим фронтом;
- 2) простота конструкції і висока електрична міцність в широкому діапазоні частот;
- 3) можливе створення на їх основі багатофункціональних опромінювачів.

Зрозуміло, що розглянуті типи опромінювачів дзеркальних антен не вичерпують їх різноманіття. На практиці знаходять застосування щілинні опромінювачі (опромінювач Катлера), спіральні, опромінювачі на основі логоперіодичних антен, багатодіапазонні опромінювачі і т. д.

Підвищення ефективності дзеркальних антен нерозривно пов'язане з модернізацією і розробкою нових типів опромінювачів.

Контрольні питання до глави 11

1. Конструкція антени „хвильовий канал”.
2. Поясніть переваги та недоліки антени „хвильовий канал”.
3. Поясніть переваги та недоліки логоперіодичної антени.
4. Зобразіть конструкцію зигзагоподібної антени.
5. Який вид поляризації випромінює (приймає) зигзагоподібна антена?
6. Конструкція та основні геометричні характеристики дзеркальної параболічної антени.
7. Сформулюйте вимоги до опромінювачів дзеркальних антен. Перерахуйте їх основні типи.
8. Класифікація дзеркальних антен за схемою побудови та кількістю дзеркал.

ГЛАВА 12. ЖИВЛЕННЯ АНТЕННИХ ПРИСТРОЇВ ВІЙСЬКОВИХ РАДІОСТАНЦІЙ

12.1. Вимоги до ліній передачі, їх класифікація і типи

У загальному випадку до фідера пред'являються наступні вимоги:

1) для фідера передавальної антени – мінімізація втрат енергії у фідері. Є два види втрат енергії у фідері: втрати на нагрівання дротів, ізоляторів, навколишнього середовища і втрати унаслідок випромінювання. Зменшення втрат на нагрівання досягається вживанням дротів з високою провідністю (мідь, біметал), спеціальних ВЧ ізоляторів, а також віддаленням відкритого фідера від землі і навколишніх предметів. Для зменшення втрат на випромінювання застосовують симетричні фідери з близько розташованими один до одного дротами, якими передаються протифазні хвилі струму, або екрановані фідери;

2) фідери повинні володіти достатньою електричною міцністю, тобто мають бути розраховані на передачу необхідної потужності без побоювання пробою;

3) забезпечення належної механічної міцності, зручності обслуговування і ремонту вузлів фідера;

4) фідери приймальної антени повинні бути вільні від антенного ефекту, тобто не приймати електромагнітну енергію. Прийом енергії фідером призводить до спотворення ДН антени і збільшує інтенсивність прийому завад. Зниження антенного ефекту досягається екрануванням фідерів;

5) фідерні лінії повинні мати просту конструкцію і бути по можливості дешевими.

Міра важливості кожної з вказаних вимог залежить від характеру роботи радіостанції. Так, наприклад, для приймальних антен питання про перенапруження природно відпадає, тоді як роль антенного ефекту для них зростає. Дійсно, антенний ефект приймального фідера може звести нанівець всі переваги направленої антени і призвести до різкого зростання рівня зовнішніх завад на вході приймача. Для приймальних антен довгих і середніх хвиль, коли зовнішні завади значні, втрати в лініях не грають істотної ролі; у діапазоні ж УКХ, особливо на НВЧ, коли потужність внутрішніх шумів приймальних пристроїв перевищує потужність зовнішніх завад, ККД ліній необхідно по можливості збільшити.

Основні типи, будова і параметри фідера. Для живлення антен застосовуються різні типи фідерів. На рис. 12.1 наведені різні типи ліній фідерів, використовуваних у різних діапазонах хвиль. Основними з них є

наступні: симетричні (двопроводові і чотирьохпроводові), несиметричні (концентричні і коаксіальні).



Рис. 12.1

На коротких, метрових і частково дециметрових хвилях застосуються дротяні лінії фідерів і радіочастотні кабелі. При переході до сантиметрових і коротших хвиль вказані лінії передачі стають непридатними. Відкриті лінії непридатні через те, що відстань між дротами стає співрозмірною з довжиною хвилі й лінії починають помітно випромінювати. Коаксіальні ж лінії не забезпечують достатньої електричної міцності або передачі великих імпульсних потужностей. Із зростанням частоти збільшується коефіцієнт загасання екранованих ліній, який досягає на сантиметрових хвилях 1 дБ. Тому в діапазоні НВЧ у якості ліній передачі застосовують закриті хвилеводи (головним чином, прямокутного і круглого перерізу) і відкриті у вигляді так званих смужкових ліній.

Живлення передавальних симетричних короткохвильових антен, таких як горизонтальний симетричний вібратор, вібратор з нахиленими плечима, ромбічна горизонтальна антена та інші, зазвичай, здійснюється *симетричними фідерами*: повітряними і екранованими. *Повітряні симетричні* двопроводові фідери призначені для роботи при відносно невеликих значеннях потужності (до 15...25 кВт) і повинні мати хвильовий опір 600 Ом. Такі фідери виконуються у трьох варіантах, що відрізняються відстанню між дротами та їх діаметрами (рис. 12.2).

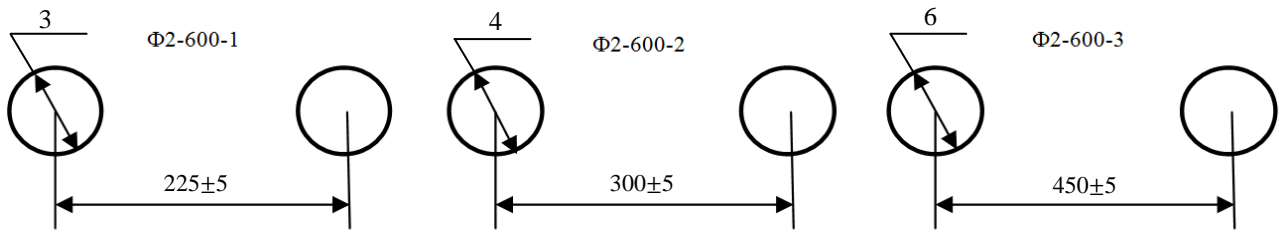


Рис. 12.2

Умовне позначення симетричних фідерів складається з літер „Ф” (фідер), цифр і літер, що позначають число проводів (чисельник), число проволочок у дроті (знаменник), хвильовий опір, літери „К” (якщо фідер перехрещений). Приклад умовних позначень фідерів на рис. 12.2: Φ2-600-1; Φ2-600-2; Φ2-600-3, де 1, 2, 3 – варіанти виконання.

Двопроводові фідери виконуються з біметалічної проволочки діаметром 3, 4 або 6 мм. В польових радіостанціях середньої потужності допускається виготовлення двопроводових фідерів з гнучких багатожильних проводів (антенних канатиків) з іншими номіналами хвильових опорів, відстанями між провідниками та їх діаметрами. В таких випадках хвильовий опір ρ_{Φ} можна розрахувати за формулою:

$$\rho_{\Phi} = 120 \ln \left[\frac{d}{2a} + \sqrt{\frac{d^2}{4a^2} - 1} \right], \quad (12.1)$$

де d – відстань між дротами; a – радіус дроту.

Хвильовий опір двопроводового фідера при $d \gg a$ визначається за формулою:

$$\rho_{\Phi} \approx 120 \ln \frac{d}{a}. \quad (12.2)$$

Двопроводовий фідер володіє значним антенним ефектом і для приймальних антен застосовується рідко.

Симетричні чотирьохпроводові фідери (рис. 12.3) призначені для передачі потужності від 25 до 120 кВт. У такому фідері дроти попарно з'єднуються між собою перемичками і утворюють симетричну лінію зі знизеним хвильовим опором. Хвильовий опір чотирьохпроводового фідера розраховується за формулою:

$$\rho_{\Phi} = 60 \ln \left[\frac{d_1}{a} \times \sqrt{1 + \frac{d_1^2}{d_2^2}} \right]. \quad (12.3)$$

У чотирьохпроводовому фідері хвильовий опір знижується приблизно вдвічі порівняно з двопроводовим фідером тих же розмірів. Знаходять застосування 300-омні чотирьохпроводові передавальні фідери з наступними розмірами: $d_1 = 250$ мм; $d_2 = 400$ мм; $2a = 4$ мм; і

$d_1 = 300$ мм; $d_2 = 300$ мм; $2a = 6$ мм. Можливість передачі по чотирьохпроводовому фідеру більшої потужності, ніж по двопроводовому, досягається за рахунок зниження удвічі хвильового опору і зменшення удвічі щільності заряду на провідниках. Тому по чотирьохпроводовому фідеру з тією ж відстанню між дротами, що і в двопроводовому, можна передавати у 8 разів більшу потужність.

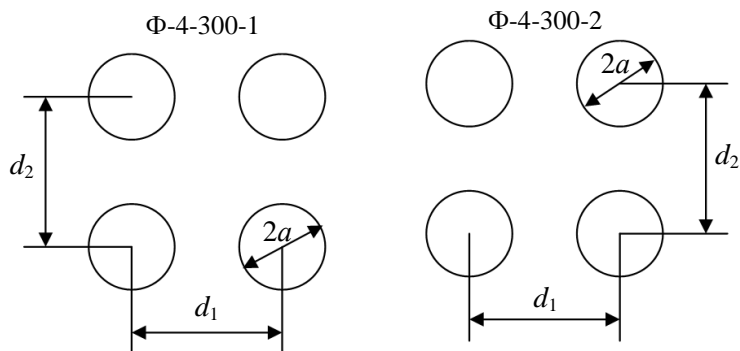


Рис. 12.3

Чотирьохпроводовий фідер, як і двопроводовий, володіє антенним ефектом. Для зменшення антенного ефекту приймальних фідерів застосовують спеціальні чотирьохпроводові перехрещені фідери. Такий фідер складається з чотирьох сполучених перемичками хрест-навхрест дротів (рис. 12.4).

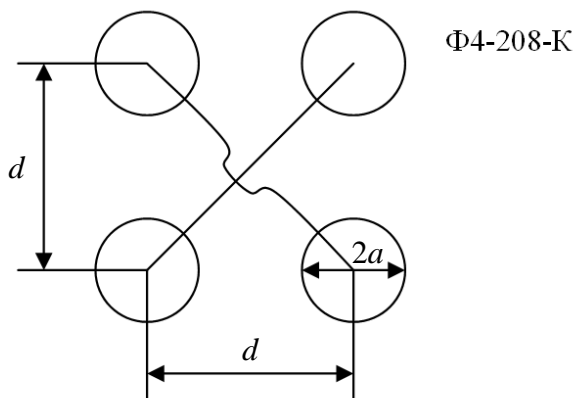


Рис. 12.4

Електричні центри двох виконаних таких чином двопроводових протифазних ліній співпадають, що еквівалентно начебто зменшенню відстані між проводами двопроводової лінії до нуля. Такі фідери виконуються з хвильовим опором 200 Ом. Хвильовий опір такого чотирьохпроводового фідера розраховується за формулою:

$$\rho_{\Phi} = 60 \ln \frac{d}{\sqrt{2}a}. \quad (12.4)$$

Довжина повітряних фідерних ліній може досягати 600 – 1000 м.

У тих випадках, коли потрібно зменшити вплив кліматичних умов на параметри фідера, забезпечити безпеку обслуговуючого персоналу, застосовують *симетричні екрановані фідери*. Екрановані симетричні фідери повністю усувають антенний ефект, якщо забезпечена симетрія їх навантаження і збудження та немає витікання струмів на екранну оболонку. В залежності від форми екрана такі фідери бувають трубчасті та коробчасті (рис. 12.5).

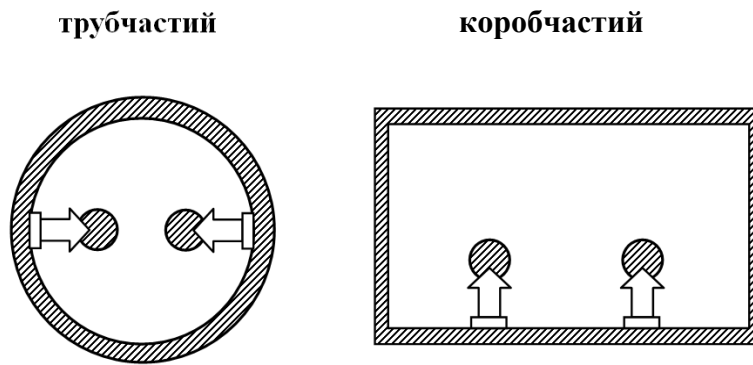


Рис. 12.5

Кабельні лінії передачі. Великі експлуатаційні зручності дає заміна повітряних і екранованих фідерів кабельними. Кабельні фідери можуть прокладатися в землі, у приміщеннях, не вимагають опор, звільняють територію антенного поля, спрощують введення в будівлі, гарантують безпеку обслуговування.

У якості кабельних фідерів використовують коаксіальні та симетричні кабелі. У коаксіальному кабелі (рис. 12.6) внутрішній провідник є мідною жилою (суцільною або з тонких провідників). Зовнішній провідник складається з мідного обплетення у вигляді сітки. Простір між жилою і мідним обплетенням заповнюється діелектриком.

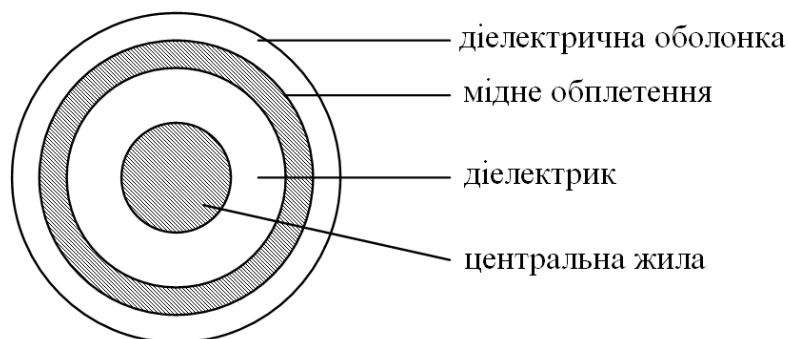
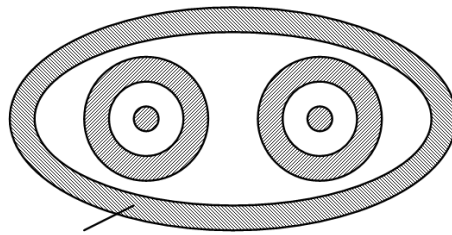


Рис. 12.6

Симетричний кабельний фідер виконується з двох коаксіальних кабелів у спільній захисній оболонці або з двох дротів у спільному екрані (рис. 12.7).



захисна оболонка

Рис. 12.7

Коаксіальні кабелі позначають РК – $\rho_{\Phi} - d - N_1 N_2$, симетричні – РД – $\rho_{\Phi} - d - N_1 N_2$, де ρ_{Φ} – величина хвильового опору; d – діаметр ізоляції в мм; N_1 – тип діелектрика (1 – поліетилен, 2 – фторопласт, 3 – напівповітря та ін.); N_2 – номер розробки.

Випускаються коаксіальні кабелі з номіналами хвильового опору 50; 75; 100; 150 Ом; симетричні екрановані кабелі – з $\rho_{\Phi} = 75; 100; 200; 300$ Ом.

Кабельні фідери мають більші втрати, ніж відкриті фідерні лінії. Внаслідок цього довжина кабельних фідерів не повинна перевищувати 250...300 м

Хвильовий опір коаксіального фідера, порожнина якого заповнена діелектриком з діелектричною проникністю ϵ' , розраховується за формулою:

$$\rho = \frac{60}{\sqrt{\epsilon'}} \ln \frac{D}{d}, \text{ або } \rho = \frac{138}{\sqrt{\epsilon'}} \lg \frac{D}{d},$$

де d – діаметр центрального провідника (рис. 12.8).

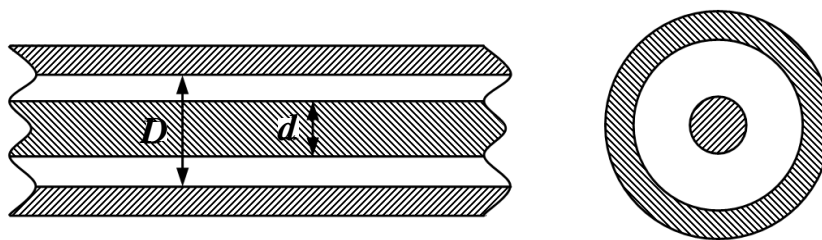


Рис. 12.8

Залежно від вимог, що пред'являються до фідера, існують різні оптимальні співвідношення між діаметрами екрана D і центрального провідника d .

Мінімум загасання за рахунок втрат у металі досягається при $D = 3,6d$ ($\rho = \frac{77}{\sqrt{\epsilon'}}$, при $\epsilon' = 1$ $\rho = 77$ Ом). На практиці стандартний хвильовий опір складає 75 [Ом].

Максимальна електрична міцність досягається при співвідношенні $\frac{D}{d} = 2,72$, що відповідає $\rho = \frac{60}{\sqrt{\epsilon'}}$ [Ом].

Максимальній пропускну потужності відповідає співвідношення $\frac{D}{d} = 1,65$, тоді $\rho = \frac{30}{\sqrt{\epsilon'}}$ [Ом].

На рис. 12.9 показані нормовані значення розглянутих величин. Зразки військової техніки радіозв'язку старого парку, які досі широко представлені у ЗСУ, використовують коаксіальні кабелі з хвильовим опором $\rho = 75$ [Ом]. Сучасні військові засоби радіозв'язку використовують фідери з хвильовим опором $\rho = 50$ [Ом].

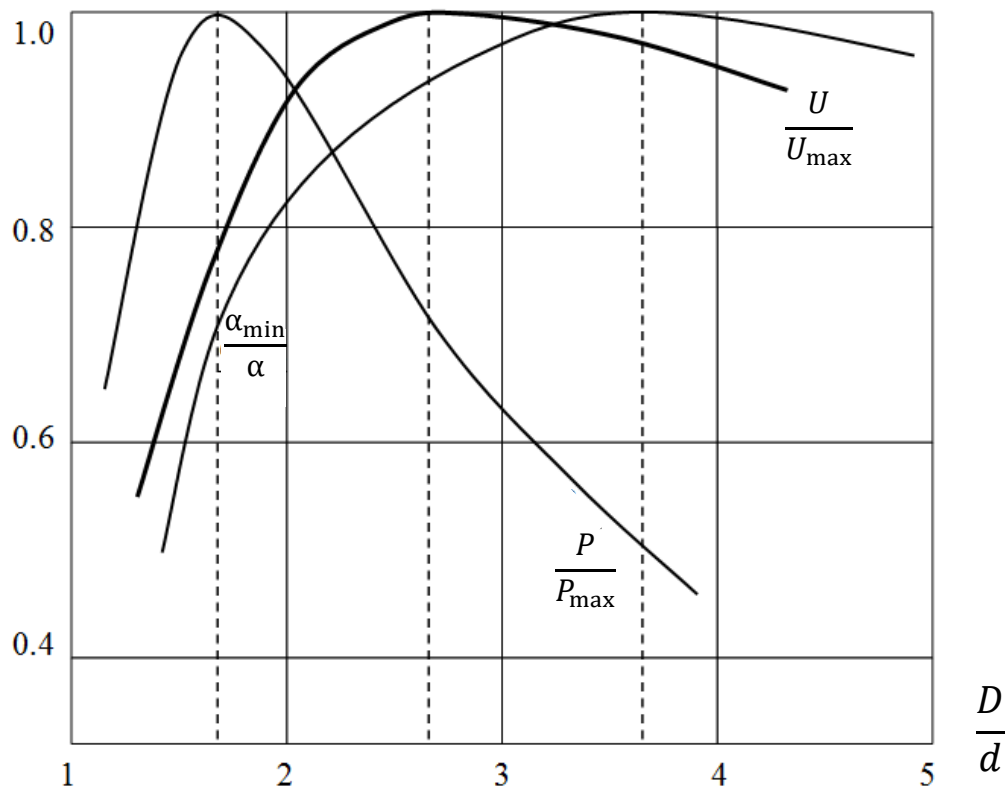


Рис. 12.9

12.2. Узгоджувальні пристрої

12.2.1. Необхідність узгодження фідера з антеною. На рис. 12.10 показаний загальний випадок підключення антени через фідер до передавача, де введені наступні позначення: P_1 – потужність на виході

передавача, ρ_Φ , η_Φ – параметри фідера (хвильовий опір та ККД), P_A – потужність на вході антени, $Z_A = R_A + iX_A$ – вхідний опір антени.

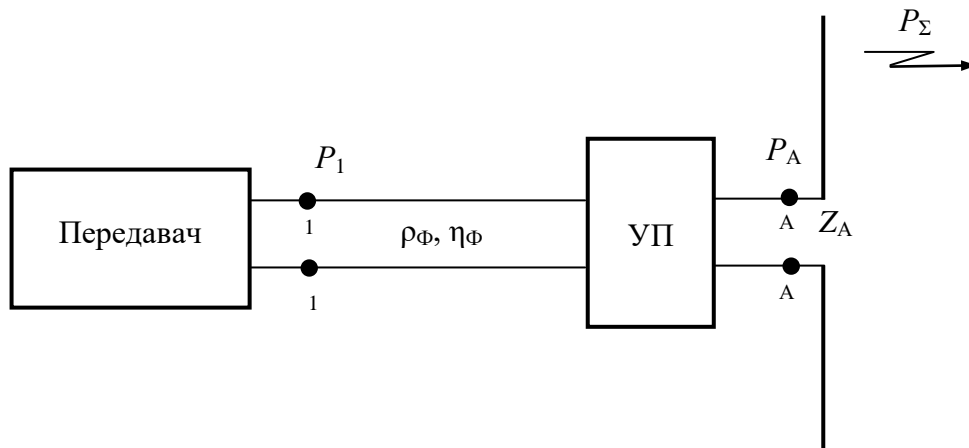


Рис. 12.10

З рис. 12.10 видно, що антена з вхідним опором $Z_A = R_A + iX_A$ виступає навантаженням для фідера. З курсу „Теорії електричних кіл” відомо, що для забезпечення у фідері режиму біжучої хвилі необхідно, щоб він був узгоджений з навантаженням (антеною). Умова узгодження фідера з антеною має вигляд:

$$\begin{aligned} Z_A &= \rho_\Phi; \\ X_A &= 0. \end{aligned}$$

У цьому випадку коефіцієнт відбиття P , який визначається з виразу

$$|P| = \frac{Z_A - \rho_\Phi}{Z_A + \rho_\Phi},$$

буде дорівнювати нулю, а параметри, які характеризують режим роботи фідера, а саме коефіцієнт біжучої хвилі (КБХ) та коефіцієнт стоячої хвилі (КСХ) будуть дорівнювати одиниці:

$$\text{КСХ} = \frac{1}{\text{КБХ}} = \frac{1 - |P|}{1 + |P|} = 1.$$

Таким чином, під *узгодженням* мається на увазі перетворення опору навантаження фідера, тобто вхідного опору антени Z_A , в опір, рівний хвильовому опору фідера ρ_Φ , внаслідок чого у ньому встановлюється режим біжучої хвилі.

Необхідність узгодження фідера з антеною обумовлена *наступними факторами*.

1. Передача без втрат потужності від передавача до антени.

Потужність на вході антени визначається виразом:

$$P_A = P_1(1 - |P|^2),$$

де P – коефіцієнт відбиття. З цього виразу слідує, що при $P = 1$, $P_A = 0$, тобто від передавача відсутня передача потужності в антену. Якщо $P = 0$, то $P_A = P$, тобто вся потужність передавача поступає в антену. Цей випадок показує, що антена повністю узгоджена з фідером.

2. Максимальне значення напруги в фідері визначається його режимами роботи і залежить від узгодження антени з фідером. Ця залежність демонструється виразом:

$$U_{\max} = U^+ / \sqrt{K_6},$$

де U^+ – амплітуда напруги падаючої хвилі; K_6 – коефіцієнт біжучої хвилі у фідері. Якщо $K_6 = 0$ (узгодження відсутнє), $U_{\max} = \infty$. Це призводить до електричного пробоя і виходу фідера з ладу.

3. Втрати у фідері визначаються не тільки погонними втратами, а і режимом розповсюдження хвилі у ньому. Залежність втрат у фідері можна визначити через його ККД, який визначається наступним виразом:

$$\eta_{\Phi} = \frac{\eta_{\Phi \max}}{1 + \eta_{\Phi \max}^2 \left(K_6 + \frac{1}{K_6} \right) (1 - K_6^2)}, \quad (12.5)$$

де $\eta_{\Phi \max} = e^{-2\alpha l}$ – ККД фідера в режимі узгодження; $\alpha \left[\frac{\text{дБ}}{\text{м}} \right]$ – погонні втрати; l – довжина фідера.

Практика показує, що ККД фідера мало залежить від режиму його роботи до значень КБХ $K_6 = 0,4 \dots 0,5$, але при значеннях $K_6 < 0,2 \dots 0,5$ (КСХ $> 3 \dots 5$) ККД швидко зменшується.

4. Максимальна потужність, яка передається по фідеру, залежить від ступеня його узгодження з антенною. Ця залежність представлена у вигляді виразу:

$$P_{\Phi \max} = K_6 \cdot P_{\text{доп}}, \quad (12.6)$$

де $P_{\text{доп}}$ – допустима потужність згідно паспорту на даний тип фідерної лінії.

Таким чином, якщо умови узгодження між фідером та антенною не виконуються, то радіотехнічна система не тільки не виконує свої функції, а й втрачає працездатність. Для усунення цього негативного явища необхідно у антенно-фідерному тракті (між фідером та антенною) передбачити так званий узгоджувальний пристрій.

12.2.2. Типи узгоджувальних пристроїв. Тип узгоджувального пристрою визначається, в першу чергу, діапазоном робочих частот.

У діапазоні нижніх частот (ДХ, СХ, КХ) використовуються узгоджувальні пристрої з зосередженими параметрами у вигляді антенних трансформаторів.

У верхньому діапазоні частот (УКХ) узгоджувальні пристрої виконуються на відрізках довгих ліній.

12.2.3. Антенні трансформатори для узгодження на реактивних елементах L і C . При роботі в діапазоні ДХ, СХ і КХ узгоджувальні пристрої доцільно виконувати з елементів із зосередженими параметрами – індуктивностей і ємностей. Для забезпечення високого ККД елементи чотирьохполюсника мають бути реактивними при якомога вищій добротності (для зниження втрат в УП).

Найпростіші схеми УП із зосереджених елементів наведено на рис. 12.11.

Умовою узгодження цих схем є рівність нулю реактивної складової на затискачах 1 – 1, а активна складова повинна дорівнювати хвильовому опору фідера, таким чином, $Z_{\text{вх}11} = \rho_{\Phi}$ при $R_{\text{вх}11} = \rho_{\Phi}$ і $X_{\text{вх}11} = 0$.

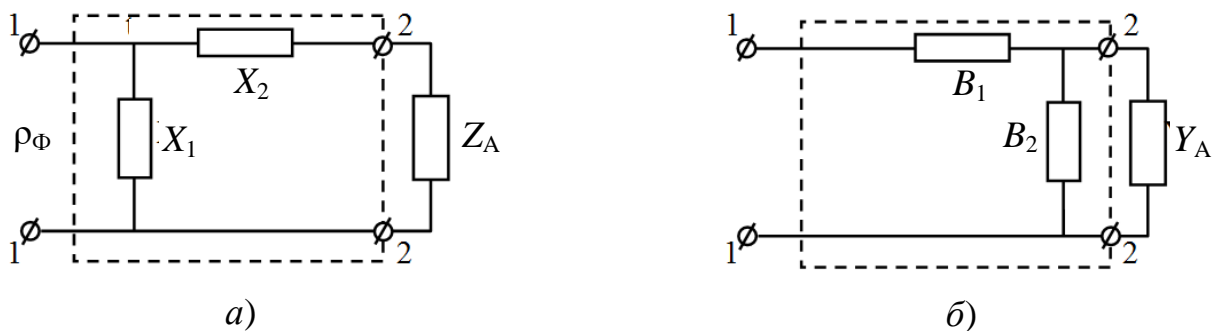


Рис. 12.11

Отримаємо умову узгодження для схеми, наведеної на рис. 12.11, *a*. Оскільки до X_1 паралельно підключаються два послідовно з'єднаних опори X_2 і Z_A , то умову узгодження можна записати:

$$\frac{1}{R_A + i(X_A + X_2)} + \frac{1}{iX_1} = \frac{1}{\rho_{\Phi}}. \quad (12.7)$$

Використовуючи це співвідношення, отримаємо вирази для величин X_1 і X_2 , при яких забезпечується узгодження антени з фідером.

Прирівнюючи дійсні частини (12.7) між собою, а реактивну частину до нуля, приходимо до системи рівнянь:

$$\begin{cases} R_A^2 + (X_A + X_2)^2 = R_A \rho_{\Phi}; \\ R_A^2 + (X_A + X_2)^2 = -X_1 (X_A + X_2). \end{cases}$$

Рішення цієї системи рівнянь має вигляд:

$$X_2 = -X_A \pm \sqrt{R_A(\rho_{\Phi} - R_A)}; \quad X_1 = \pm \frac{\rho_{\Phi} R_A}{\sqrt{R_A(\rho_{\Phi} - R_A)}}.$$

Два знаки перед коренями приводять до двох значень X_1 і X_2 .

Отримане рішення показує, що дана схема узгоджувального пристрою придатна при виконанні умови:

$$R_A \leq \rho_\Phi. \quad (12.8)$$

Інакше схема (рис. 12.11, *a*) з чисто реактивних елементів фізично не може бути реалізована.

Для схеми, наведеної на рис. 12.11, *б*, умова узгодження має вигляд:

$$\frac{1}{G_A + i(B_A + B_2)} + \frac{1}{iB_1} = \rho_\Phi = \frac{1}{G_\Phi}. \quad (12.9)$$

Умова (12.9) зовні не відрізняється від умови (12.7). Різниця між ними полягає в тому, що умова (12.9) записана для провідностей. Тому аналогічно схемі, наведеній на рис. 12.11, *a*, отримаємо наступні вирази:

$$B_2 = -B_A \pm \sqrt{G_A(G_\Phi - G_A)}; \quad B_1 = \pm \frac{G_\Phi G_A}{\sqrt{G_A(G_\Phi - G_A)}}.$$

З отриманих виразів випливає, що схема (рис. 12.11, *б*) фізично реалізується при виконанні умови

$$G_A \leq G_\Phi.$$

Якщо виразити провідність через опір –

$$G_A = \frac{R_A}{R_A^2 + X_A^2},$$

отримаємо

$$\frac{R_A}{R_A^2 + X_A^2} \leq \frac{1}{\rho_\Phi}, \quad \text{або} \quad R_A + \frac{X_A^2}{R_A} \geq \rho_\Phi. \quad (12.10)$$

Зобразимо графічно область застосування схем, наведених на рис. 12.13, *a*) і *б*), в декартовій системі координат (рис. 12.12): $X = R_A/\rho_\Phi$; $Y = X_A/\rho_\Phi$.

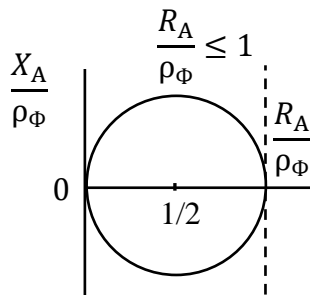


Рис. 12.12

Межею області, де не виконується нерівність (12.8), є пряма $\frac{R_A}{\rho_\Phi} = 1$, а область реалізації схеми (рис. 12.11, *a*) лежить зліва від цієї прямої.

Межа області, де не виконується нерівність (12.10), описується виразом

$$R_A + \frac{X_A^2}{R_A} \geq \rho_\Phi.$$

Опускаючи проміжні математичні перетворення, запишемо кінцевий вираз для використання схеми, наведеної на рис. 12.11, б):

$$\left(\frac{R_A}{\rho_\Phi} - \frac{1}{2}\right)^2 + \frac{X_A^2}{\rho_\Phi^2} > \left(\frac{1}{2}\right)^2. \quad (12.11)$$

Вираз (12.11) представляє собою рівняння кола з радіусом 1/2 в декартовій системі координат. Тому межею області, де не виконується нерівність (12.10) є коло з радіусом 1/2, відповідно, областю, де реалізується схема (рис. 12.11, б) лежить поза межами цього кола.

Оскільки області реалізації схем, наведених на рис. 12.11, а) та б) не перекриваються, то з їх допомогою можна узгоджувати будь-який хвильовий опір фідера з будь-яким вхідним опором антени.

Практично схеми 12.11 а) та б) можуть бути реалізовані за допомогою чотирьохполосників, наведених на рис. 12.13 а) і б), відповідно.

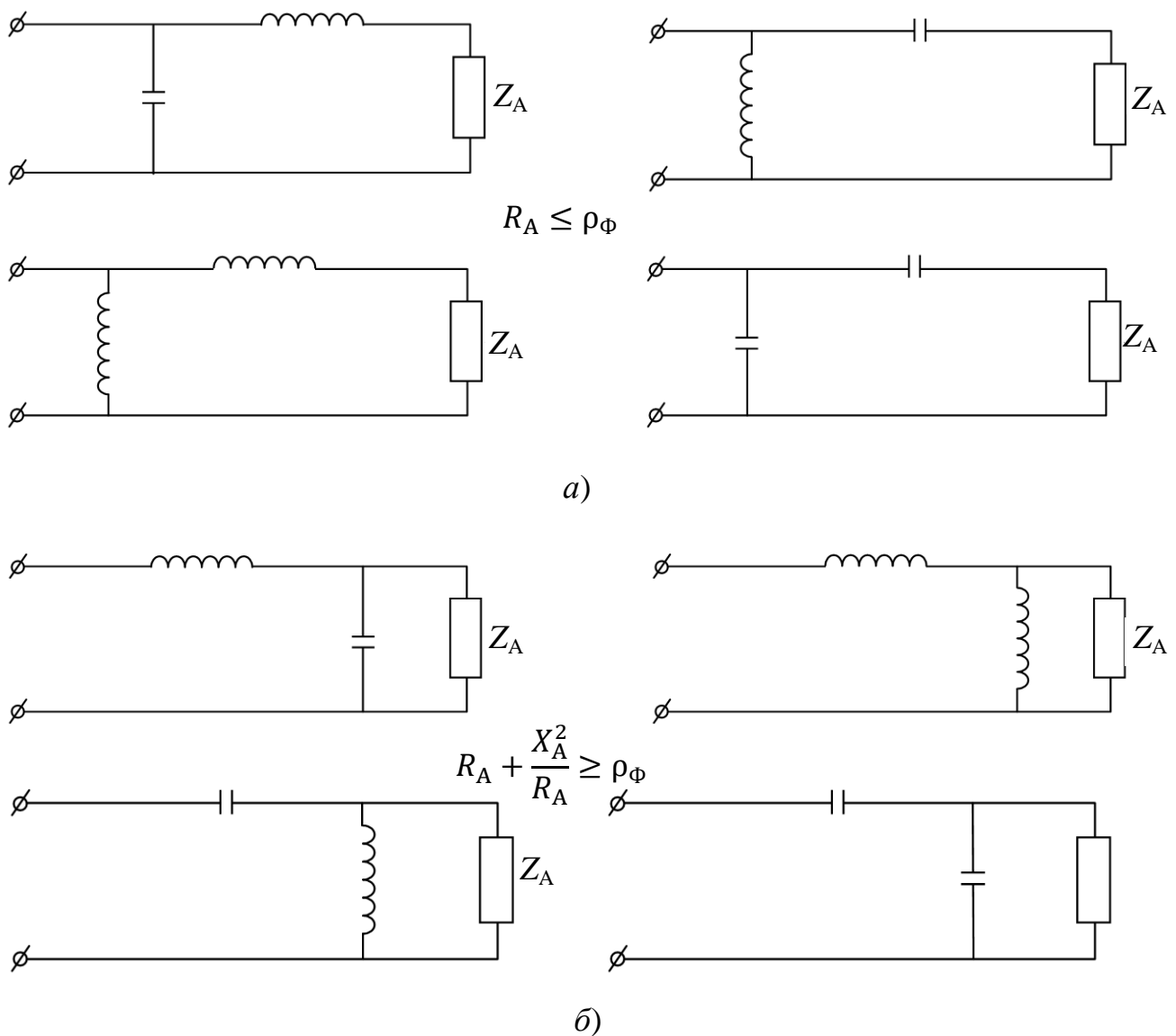


Рис. 12.13

Якщо вхідний опір антени такий, що виконуються нерівності як для схеми 12.13, а), так і 12.13, б), то можна застосовувати будь-яку з вказаних на рис. 12.15 схем.

Якщо обидва елементи узгоджувального чотирьохполюсника будуть регульованими, то при досить широких межах регулювання, перемикаючи послідовний реактивний елемент на сторону фідера або на сторону антени, можна забезпечити узгодження антени з фідером в широкому діапазоні частот.

Узгоджувальні пристрої подібного виду придатні для узгодження несиметричних антен з несиметричним (коаксіальним) кабелем, оскільки самі УП є несиметричними.

При живленні симетричних антен симетричним фідером УП має бути симетричним. Можливі наступні варіанти симетричних схем (рис. 12.14).

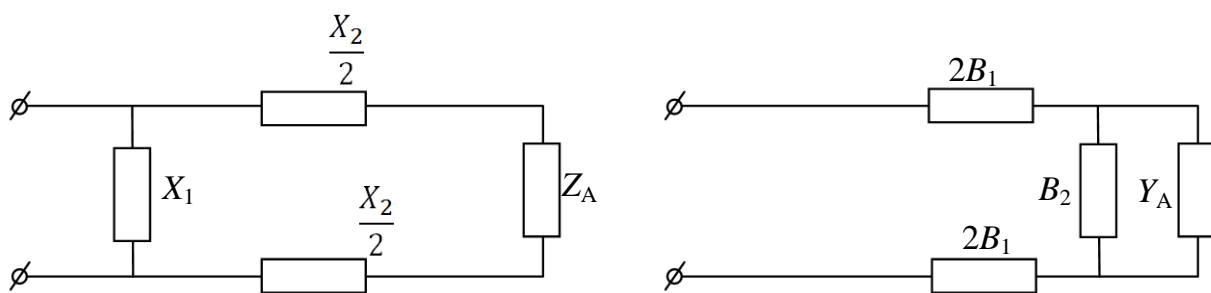


Рис. 12.14

Великою гнучкістю при використанні в якості узгоджувальних пристроїв володіють так звані *резонансні антенні трансформатори* (рис. 12.15), первинні і вторинні ланцюги яких налаштовуються конденсаторами.

Доцільність використання даних схем залежить від співвідношення між хвильовим опором фідера і активною складовою вхідного опору антени R_A .

При налаштуванні в резонанс 1-го і 2-го контурів останні вноситимуть один до одного лише чистий активний опір. Причому величина опору, що вноситься, залежатиме від коефіцієнта зв'язку M . Шляхом зміни коефіцієнта зв'язку можна добитися рівності вхідного опору першого контура хвильовому опором фідера.

Для схем з трансформаторним зв'язком величина коефіцієнта зв'язку M може бути забезпечена до 0,3 – 0,4, великі значення M не реалізуються. Для забезпечення невеликих значень M значення добутку $R_A \rho_\Phi$ має бути невеликим. Відповідно схему рис. 12.15, а) доцільно застосовувати для забезпечення узгодження невеликого хвильового опору ρ_Φ з невеликими значеннями активної складової вхідного опору антени R_A .

Схему рис. 12.15, б) доцільно застосовувати для забезпечення узгодження великих значень R_A з невеликим ρ_Φ .

Схему рис. 12.15, в) доцільно застосовувати при великих R_A та великих ρ_Φ .

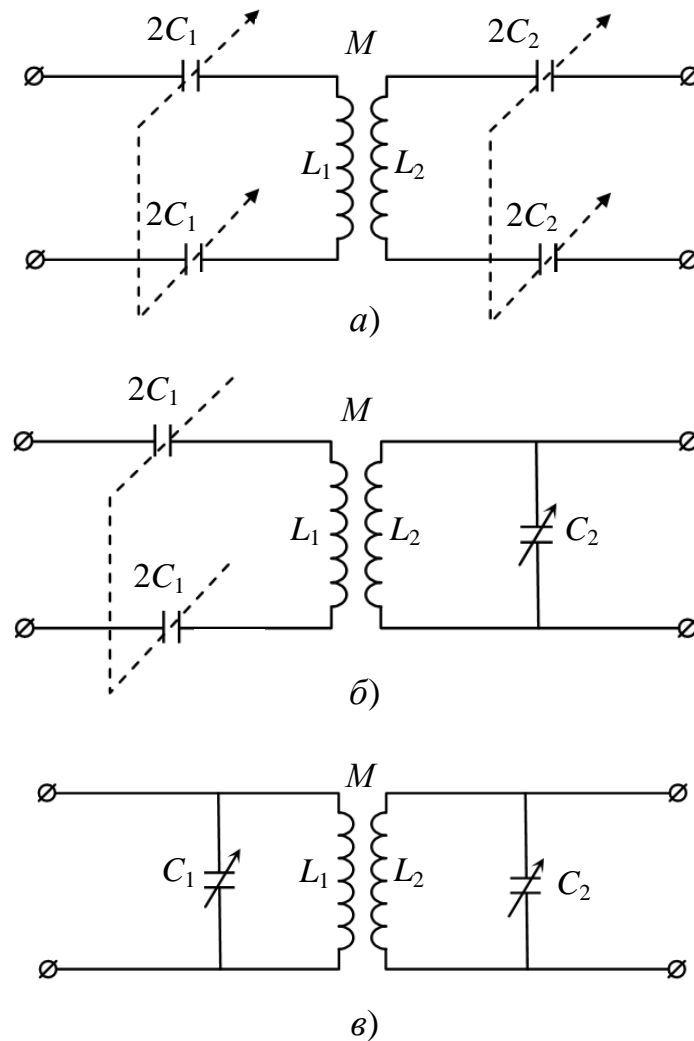


Рис. 12.15

Окрім розглянутих вище трансформаторних схем чотирьохполюсників, для резонансного узгодження антени з фідером можуть також застосовуватись різні схеми автотрансформаторних схем чотирьохполюсників.

12.2.4. Реактивні шунти. При роботі у верхній частині діапазону КХ і особливо в діапазоні УКХ узгоджувальні трансформатори доцільно виконувати у вигляді пристроїв, що складаються з відрізків ліній з розподіленими параметрами. Це дає можливість отримати вищий ККД, ніж при використанні чотирьохполюсників з елементів із зосередженими параметрами, втрати у яких зростають зі збільшенням частоти. Крім цього, у ряді випадків конструкції УП з відрізків ліній виявляються зручніші у експлуатаційному відношенні та не обмежують величини потужності, що передається, у порівнянні з чотирьохполюсниками, для яких величини напруги пробою можуть виявитися недостатніми при прийнятних розмірах.

Одним з найпростіших УП, виконаним з відрізків довгих ліній, є реактивний шунт, запропонований в 1931 р. В.В. Татаріновим. Він складається з шунта у вигляді відрізка замкненої на кінці лінії довжиною $l_{\text{ш}}$ та відрізка фідера завдовжки l в між антеною і точкою підключення шунта (рис. 12.16).

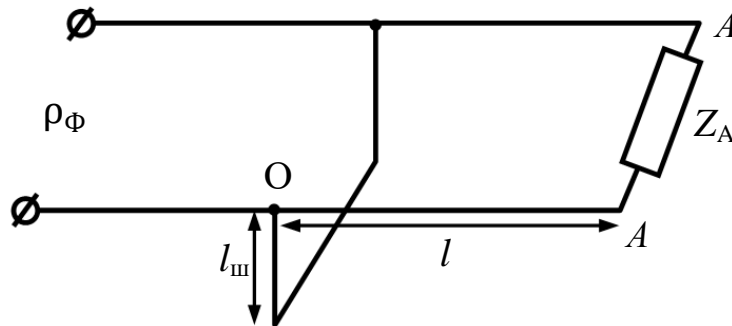


Рис. 12.16

Довжину l вибирають так, щоб активна частина вхідної провідності лінії, навантаженої на опір Z_A антени, дорівнювала хвильовій провідності фідера $G_{\Phi} = \frac{1}{\rho_{\Phi}}$. Довжину шунта $l_{\text{ш}}$ вибирають з умови компенсації реактивної частини трансформованої відрізком лінії l провідності антени:

$$\frac{1}{\rho_{\Phi}} \times \frac{\rho_{\Phi} + iZ_A \operatorname{tg} kl}{Z_A + i\rho_{\Phi} \operatorname{tg} kl} = \frac{1}{\rho_{\Phi}} + \frac{1}{\rho_{\text{ш}}} i \operatorname{ctg}(kl_{\text{ш}}). \quad (12.9)$$

Місце включення шунта визначається співвідношенням

$$\operatorname{tg}(kl) = \frac{\rho_{\Phi} X_A \pm \sqrt{\rho_{\Phi} R_A [(R_A - \rho_{\Phi})^2 + X_A^2]}}{\rho_{\Phi} (R_A - \rho_{\Phi})}, \quad (12.10)$$

або за діаграмою Вольперта.

Довжина шунта визначається зі співвідношення

$$\operatorname{ctg}(kl_{\text{ш}}) = \pm \frac{\rho_{\text{ш}}}{\rho_{\Phi}} \sqrt{\frac{R_A^2 + X_A^2 + \rho_{\Phi}^2 - 2R_A \rho_{\Phi}}{\rho_{\Phi} R_A}}. \quad (12.11)$$

Видно, що вирази (12.10) і (12.11) дають по два значення $\operatorname{tg}(kl)$ та $\operatorname{ctg}(kl_{\text{ш}})$, тому при визначенні l та $l_{\text{ш}}$ необхідно вибрати найменші з можливих значень.

Для забезпечення зміни $X_{\text{ш}}$ від $-\infty$ до $+\infty$ досить, щоб виконувалась умова: $0 \leq l_{\text{ш}} \leq \lambda/2$.

При узгодженні антени з фідером за допомогою реактивного шунта необхідно підбирати довжину шунта і місце його включення кожного разу при зміні робочої частоти незалежно від того, змінюється з частотою вхідний опір антени чи ні.

При використанні коаксіальних фідерів не представляє труднощів регулювати довжину шунта (поршня), але важко здійснити переміщення шунта уздовж фідера, не порушуючи стійкості його екрана. Тому при живленні коаксіальним фідером замість одиночного застосовують подвійний шунт (рис. 12.17).

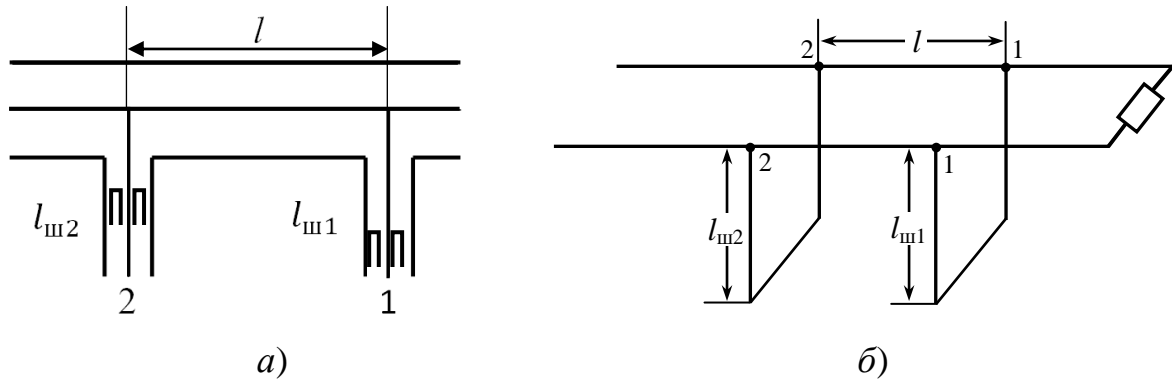


Рис. 12.17

Подвійний реактивний шунт складається з двох короткозамкнених відрізків ліній регульованої довжини, нерухомо підключених до фідера на відстані l один від одного.

Довжина першого шунта $l_{ш1}$ регулюється так, щоб в точках підключення другого шунта через відрізок фідера l трансформувалася провідність, у якої активна складова дорівнювала β хвильовій провідності фідера. Потім, змінюючи довжину другого шунта $l_{ш2}$, добиваються, щоб реактивна провідність другого шунта виявилася β рівній реактивній провідності всієї правої частини зі зворотним знаком.

В цьому випадку вхідний опір у точках 2 – 2, виміряний в сторону навантаження, дорівнюватиме хвильовому опору фідера. У результаті в основній лінії на ділянці від генератора до точок 2 – 2 встановиться біжуча хвиля. Подвійний шунт може застосовуватись, якщо активна складова провідності навантаження G'_A задовольняє умові

$$G'_A \leq \frac{G_\Phi}{\sin^2 kl}, \quad (12.12)$$

тобто подвійний реактивний шунт може застосовуватись для узгодження антени з фідером лише при зміні вхідного опору у певних межах, що задовольняють умові (12.12).

Зазвичай, відстань між шунтами l беруть рівною $\frac{\lambda}{8}$ або $\frac{3\lambda}{8}$.

Для того, щоб забезпечити узгодження фідера з будь-яким навантаженням, застосовують *потрійний реактивний шунт* (рис. 12.20).

Відстань між сусідніми шунтами беруть також $\frac{\lambda}{8}$ або $\frac{3\lambda}{8}$.

Процедура узгодження за допомогою потрійного шунта полягає у наступному. Довжину одного з крайніх шунтів (наприклад, першого) беруть рівним $\frac{\lambda}{4}$. Цей шунт перетворюється на ізолятор і не впливає на роботу інших шунтів. Якщо двома шунтами, що залишилися, забезпечити узгодження не вдається, то у ізолятор перетворюють крайній лівий шунт, а узгодження забезпечується регулюванням двох інших. Один з двох варіантів забезпечить узгодження при будь-якому навантаженні. Довжина шунтів підбирається експериментально.

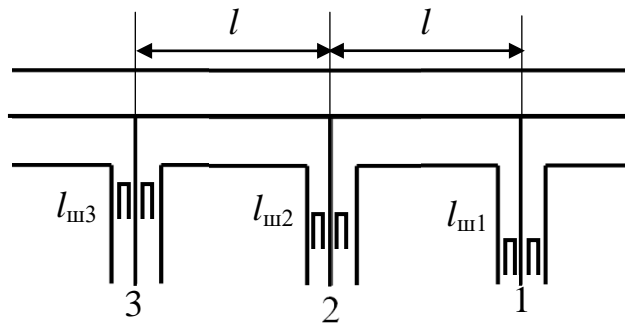


Рис. 12.18

12.2.5. Чвертьхвильовий трансформатор. Чвертьхвильовим трансформатором (ЧХТ) є відрізок лінії завдовжки $\lambda/4$ з хвильовим опором ρ_T , що відрізняється від хвильового опору фідера ($\rho_T \neq \rho_\Phi$).

Принцип дії ЧХТ. Нехай фідер з хвильовим опором ρ_Φ навантажений на антену з вхідним опором $Z_A = R_A + iX_A$ (рис. 12.19). Для узгодження вхідного опору антени з ρ_Φ включимо перехідний узгоджувальний пристрій у вигляді відрізка лінії з хвильовим опором ρ_T довжиною $l_T = \lambda/4$.

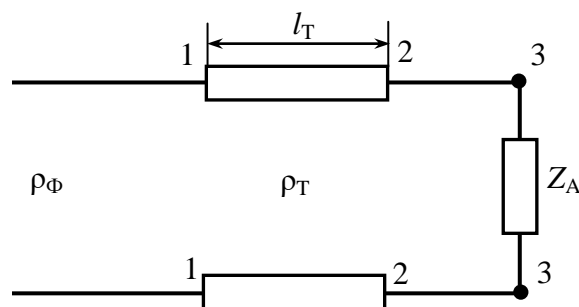


Рис. 12.19

Для встановлення режиму біжучої хвилі, необхідно, щоб вхідний опір в точках 1 – 1 ділянки, розташованої справа, був чисто активним та дорівнював ρ_Φ .

З теорії довгих ліній відомо, що опір в точках 1 – 1 і 2 – 2, що відповідають початку і кінцю чвертьхвильового відрізка лінії, пов'язані співвідношенням:

$$Z_1 = \rho_T^2 / Z_2. \quad (12.13)$$

Для узгодження необхідно забезпечити $Z_1 = \rho_\Phi$.

Таким чином необхідно, щоб опір Z_2 (в точках 2 – 2) був активним. Опір лінії, навантаженої на комплексне навантаження, є активним лише в перерізах мінімальної і максимальної напруги. Отже, ЧХТ має бути включений своїм правим (ближчим до навантаження) кінцем у переріз, що відповідає максимуму або мінімуму напруги в лінії. Якщо правий кінець трансформатора розміщений в переріз мінімуму напруги, то

$$Z_2 = R_2 = \rho_\Phi K_\phi,$$

де K_ϕ – коефіцієнт біжучої хвилі. З урахуванням (12.13)

$$\rho_T = \rho_\Phi \sqrt{K_\phi} < \rho_\Phi. \quad (12.14)$$

Найбільше поширення ЧХТ знайшли при живленні антен коаксіальними фідерами. Необхідна величина ρ_T може бути отримана збільшенням або зменшенням діаметру центрального провідника або екранної оболонки.

Для забезпечення $\rho_T < \rho_\Phi$ діаметр центрального провідника має бути більше, ніж у самого фідера (рис. 12.20).

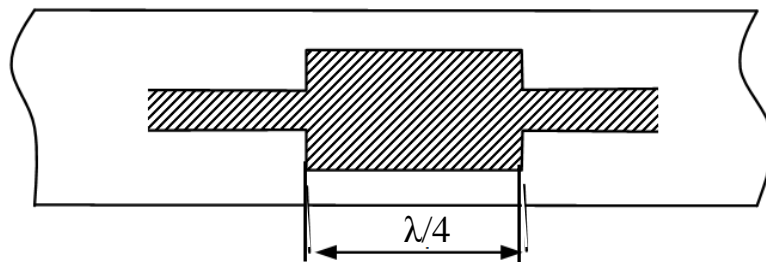


Рис. 12.20

Якщо правий кінець помістити в максимум напруги, то

$$Z_2 = R_2 = \rho_\Phi / K_\phi,$$

отримаємо

$$\rho_T = \rho_\Phi / \sqrt{K_\phi} > \rho_\Phi. \quad (12.15)$$

Конструктивно трансформатор може бути виконаним таким чином, як показано на рис. 12.21.

Якщо навантаженням фідера є антена з чисто активним вхідним опором $Z_A = R_A$, то при $R_A > \rho_\Phi$ на клеммах антени буде максимум

напруги, а при $R_A < \rho_\Phi$ – мінімум. ЧХТ підключається в обох випадках безпосередньо до клем антени.

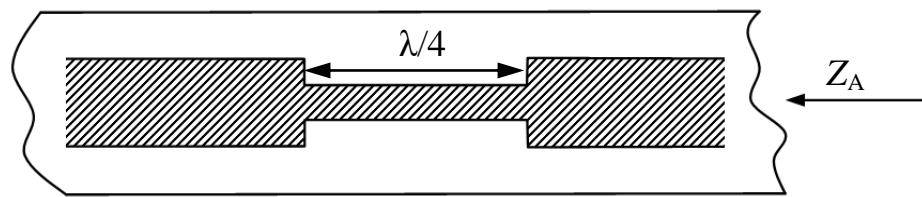


Рис. 12.21

Хвильовий опір трансформатора у цих випадках розраховується за формулою:

$$\rho_T = \sqrt{R_A \rho_\Phi}. \quad (12.16)$$

Кращі конструкції у разі застосування чвертьхвильового трансформатора для двопроводових фідерів зображені на рис. 12.22.

Головною перевагою ЧХТ є його простота, а недоліком – вузькосмуговість, зумовлена зсувом мінімуму (або максимуму) напруги при зміні довжини робочої хвилі та зміною електричної довжини трансформатора.

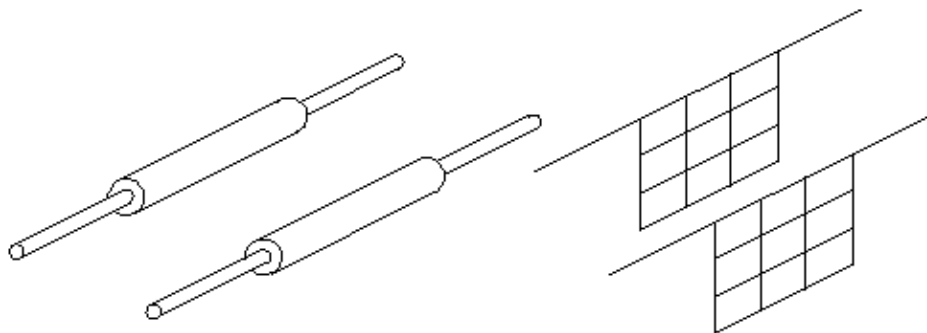


Рис. 12.22

ЧХТ з компенсатором на низькоомній стороні. Зміна частоти призводить до зміни активного і реактивного опорів на клемх чвертьхвильового трансформатора (кlemi 1 – 1 на рис. 12.23). Однак, оскільки при невеликих розлаштуваннях, активний опір змінюється мало ($R_A = \text{const}$), завдання у першому наближенні зводиться до компенсації реактивності, що виникає у перерізі 1 – 1. Це досягається підключенням до клем 1 – 1 короткозамкненого чвертьхвильового шлейфа, який виконує роль компенсатора (рис. 12.23).

Принцип дії компенсуючого шлейфа полягає у наступному. Відрізок лінії справа від точок 1 – 1 працює у режимі, більш близькому до холостого ходу, оскільки $R_A > \rho_\Phi$, а $\rho_T < R_A$. На основній частоті вхідний опір короткозамкненого чвертьхвильового шлейфа дорівнює

нескінченності і його наявність впливає на режим у лінії. При відхиленні частоти від основної, наприклад, при зростанні, реактивна частина вхідного опору трансформатора буде мати індуктивний характер, а реактивний вхідний опір компенсатора – ємнісний. Завдяки цьому і здійснюється компенсація реактивних опорів у точках 1 – 1.

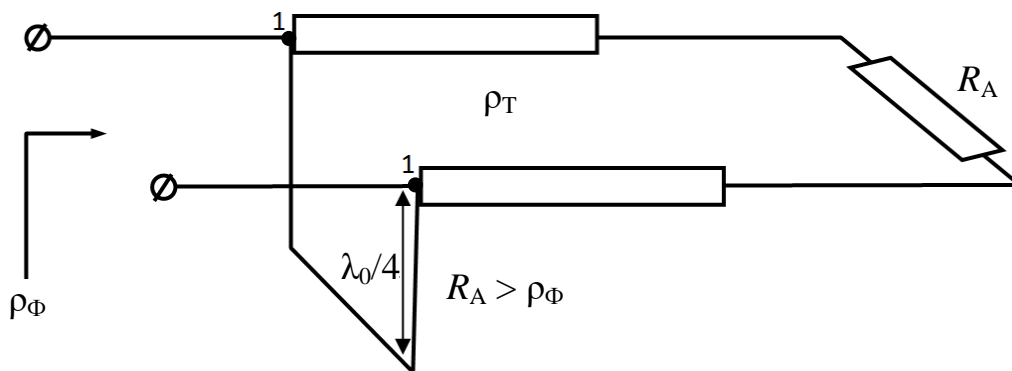


Рис. 12.23

Хвильовий опір ρ_K компенсатора визначається з виразу

$$\rho_K = \sqrt{\frac{R_A}{\rho_\Phi} \frac{\rho_\Phi^2}{R_A - \rho_\Phi}}. \quad (12.17)$$

Застосування компенсатора з низькоомної сторони компенсатор зменшує помилку узгодження до 10 – 15% при відхиленні частоти на $\pm 20\%$.

ЧХТ з компенсатором на високоомній стороні. Компенсатор на високоомній стороні являє собою чвертьхвильовий, розімкнутий на кінці відрізок лінії (рис. 12.24), включений зі сторони опору навантаження ($R_A > \rho_\Phi$).

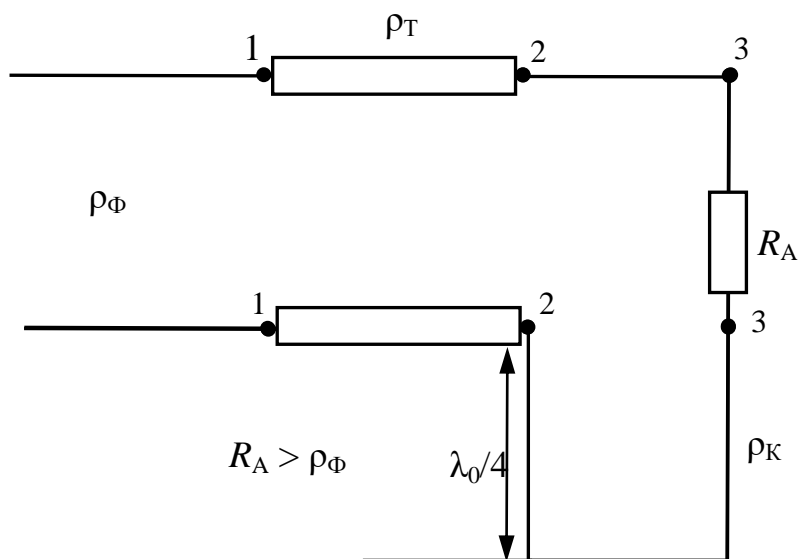


Рис. 12.24

12.2.6. Багатоступінчасті та експоненціальні трансформатори.

Багатоступінчастий трансформатор (рис. 12.25) застосовується для подальшого збільшення діапазонності узгодження, оскільки діапазонність ЧХТ тим більша, чим менша величина коефіцієнта трансформації.

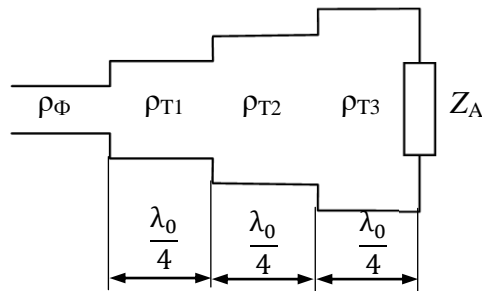


Рис. 12.25

Ступінчастим переходом називають каскадне з'єднання n відрізків передавальної лінії, що мають однакову довжину і різні хвильові опори.

Для розрахунку задаються: перепад R_A/ρ_F , коефіцієнт перекриття за частотою, допуск на розузгодження.

Чим більше число трансформацій, тим ширшою буде смуга узгодження.

Розвитком конструкції багатоступінчастого трансформатора є *конічний трансформатор*, який володіє ще вищою діапазонністю. Під конічним переходом розуміють відрізок лінії, в якій діаметр зовнішнього або внутрішнього провідника або відстань між ними змінюється за лінійним законом (рис. 12.26).

Довжина плавного переходу завжди більша, ніж довжина ступінчастого. Але там, де підвищені вимоги до електричної міцності, застосовують, переважно, ступінчастий.

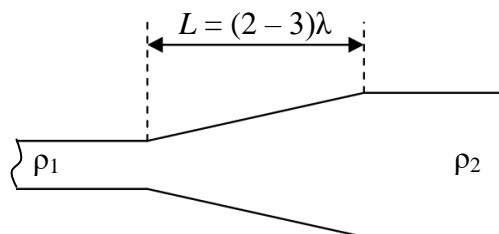


Рис. 12.26

При застосуванні трансформаторів подібного роду необхідно вибрати їх розміри, перш за все, довжину L в залежності від заданого коефіцієнта трансформації ($N = \sqrt{\rho_2/\rho_1}$) та діапазону робочих частот.

Конічні переходи частіше за все використовуються при живленні антен коаксіальним кабелем в УКХ діапазоні.

У короткохвильовому діапазоні найбільш широкое застосування знаходять так звані *експоненціальні трансформатори* (рис. 12.27) – відрізки ліній, хвильовий опір яких змінюється за експоненціальним законом.

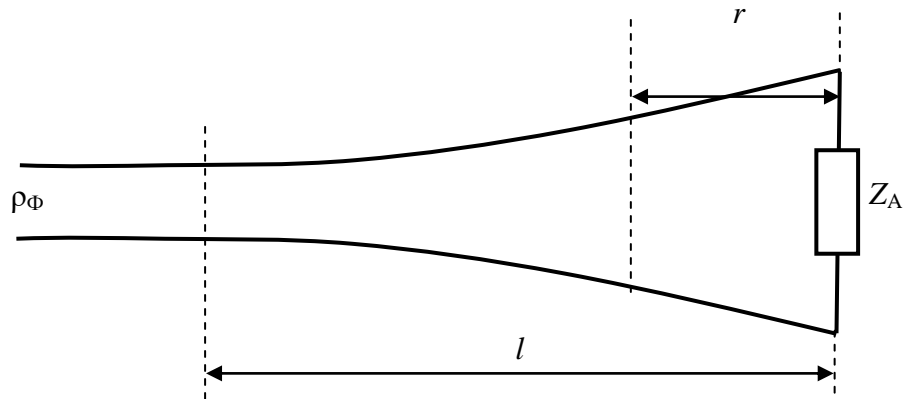


Рис. 12.27

Конічні переходи представляють собою так звані неоднорідні лінії, і закон розподілу струму та напруги в них описується, в загальному випадку, диференціальними рівняннями другого порядку зі змінними коефіцієнтами. Рішення таких рівнянь пов'язане зі значними труднощами і потребує застосування спеціальних функцій. У випадку зміни хвильового опору за експоненціальним законом задача зводиться до рішення диференціальних рівнянь з постійними коефіцієнтами та результат описується елементарними функціями. Тому поряд з плавними переходами, у яких хвильовий опір змінюється за лінійним законом, широке розповсюдження мають переходи, у яких хвильовий опір змінюється за експоненціальним законом, і вони називаються експоненціальними лініями (рис. 12.27):

$$\rho(x) = \rho(0)e^{-bx},$$

де $\rho(0)$ – хвильовий опір лінії при $X = 0$.

Величини b і $\rho(0)$ беруться з умови рівності хвильового опору на початку і в кінці трансформатора величинам опорів, що узгоджуються:

$$\rho(l) = \rho_\Phi; \rho(0) = Z_A; b = \frac{1}{l} \ln \frac{Z_A}{\rho_\Phi}.$$

Довжину l експоненціального трансформатора необхідно вибирати з урахуванням необхідної якості узгодження при заданому коефіцієнті

трансформації в діапазоні робочих частот. Довжина трансформатора l повинна задовольняти нерівності

$$l \geq \frac{\lambda_{\max}}{4\pi} \frac{1+K_{б\min}}{1-K_{б\min}} \left| \ln \frac{Z_A}{\rho_{\Phi}} \right|, \quad (12.18)$$

де $K_{б\min}$ – мінімально допустимий коефіцієнт біжучої хвилі в фідері. При такій довжині на хвилях $\lambda < \lambda_{\max}$ буде забезпечуватися краще узгодження.

Якщо ж трансформатор повинен працювати на одній частоті або у вузькій смузі частот, то його довжину достатньо прийняти рівною півхвилі або хвилі:

$$l \approx \lambda/2 \dots \lambda.$$

Важлива перевага експоненціальних переходів – діапазонність – робить їх основним типом антенних і фідерних трансформаторів для передавальних і приймальних КХ антен стаціонарних радіоцентрів і потужних радіостанцій. Конструктивно експоненціальний закон зміни хвильового опору вздовж таких переходів на двопроводових лініях досягається пристроєм ізолюючих розтяжок (рис. 12.28, а), а на чотирьохпроводових – пристроєм металевих розпірок (рис. 12.28, б).

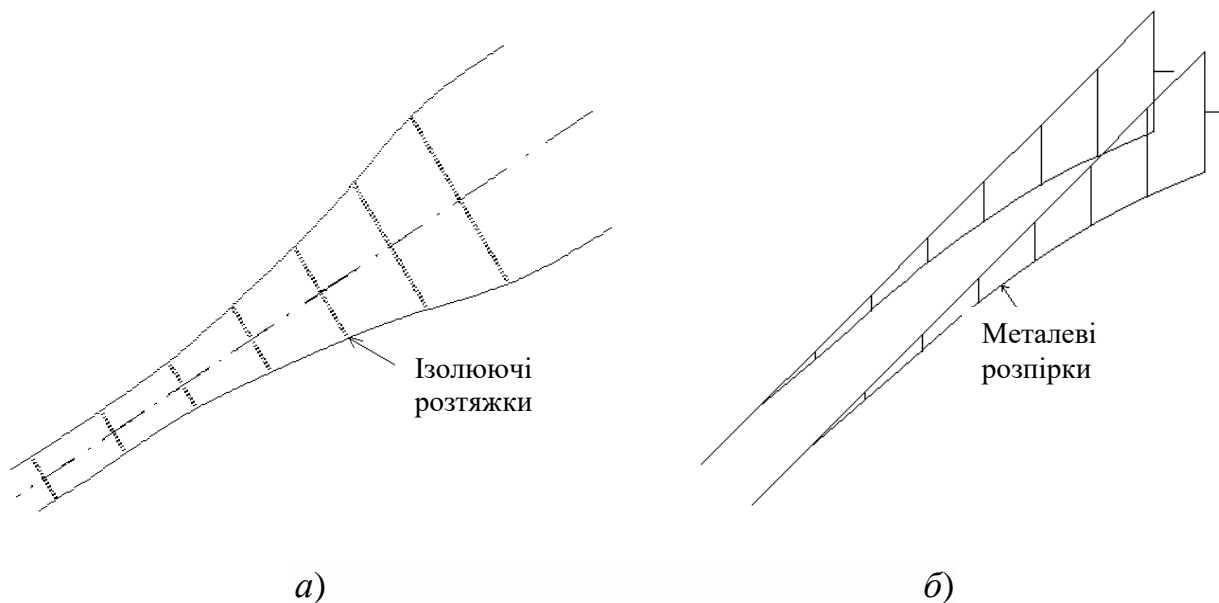


Рис. 12.28

Експоненціальні фідерні трансформатори передавальних антен, що виконуються на двопроводових лініях, позначають ТФ2 $\frac{\rho_1}{\rho_2}$, на чотирьохпроводових – ТФ4 $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, а приймальні чотирьохпроводові – ТФ4П $\frac{\rho_2}{\rho_1}$.

12.3. Симетрувальні пристрої

12.3.1. Необхідність застосування симетрувальних пристроїв. При безпосередньому підключенні коаксіального фідера до симетричної антени, наприклад, до півхвильового вібратора (рис. 12.29), центральна жила фідера приєднується до однієї клеми антени, а оболонка – до іншої. Нехай у деякий фіксований момент часу напрями струмів в дротах фідера такі, як показано на рис. 12.29. У фідері, що живить антену, струми оболонки і центральної жили рівні за величиною і протилежні за напрямом. У точці приєднання оболонки фідера до лівого плеча вібратора струм оболонки розгалужується. Частина струму поступає в ліве плече вібратора, а інша частина – на зовнішню поверхню оболонки фідера. Струм центральної жили повністю поступає у праве плече вібратора.

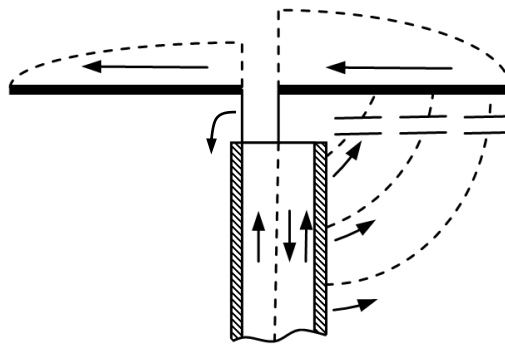


Рис. 12.29

В результаті цього амплітуда струму в плечі, приєднаному до оболонки менша, ніж в протилежному плечі. Отже, при безпосередньому підключенні несиметричного коаксіального фідера до симетричного вібратора порушується симетричність живлення його плеч і з'являються струми високої частоти на зовнішній поверхні обплетення фідера. Поява струму зовні екрана призводить до випромінювання фідера, тобто до появи антенного ефекту. Все це помітно спотворює діаграму направленості антени (рис. 12.30).

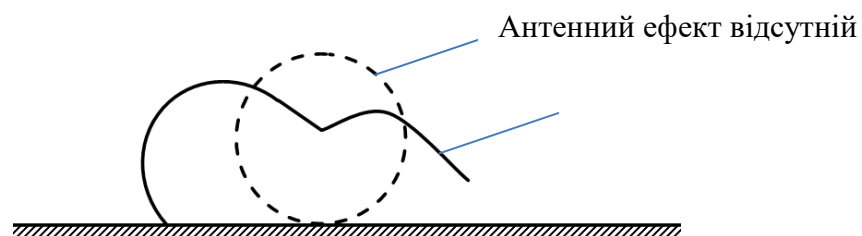


Рис. 12.30

Тому для з'єднання коаксіального фідера з симетричною антеною застосовуються спеціальні перехідні пристрої, які називають симетрувальними. Основне завдання симетрувальних пристроїв (СП) – забезпечення електричної симетрії кожної половини антени відносно оболонки фідера. Дія СП зводиться до того, щоб створити в точці підключення обплетення фідера до плеча вібратора нескінченно великий вхідний опір у бік генератора.

12.3.2. Симетрувальні пристрої приймальних короткохвильових антен. На практиці приймальні симетричні антени часто з'єднуються з приймачем за допомогою несиметричного коаксіального кабелю. При безпосередньому з'єднанні симетричної антени з коаксіальним фідером, останній володітиме значним антенним ефектом. Для усунення антенного ефекту між фідером і антеною необхідно включати симетрувальні пристрої.

Симетрувальні трансформатори. На перший погляд здається, що завдання симетрування легко вирішити, застосувавши схему, подану на рис. 12.31.

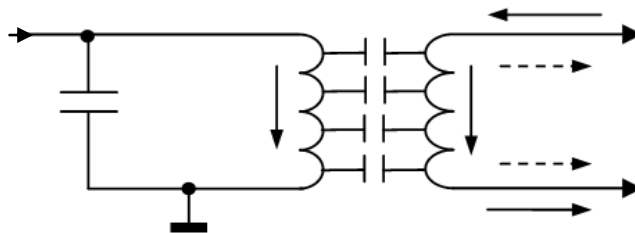


Рис. 12.31

Насправді такий перехід від несиметричного контура до симетричного із застосуванням трансформаторного зв'язку між контурами не дає бажаного ефекту. Причиною є наявність паразитної міжвиткової ємності між обмотками трансформатора, внаслідок чого в симетричний контур проходить однотактна хвиля і у фідері виникає асиметрія (хоч і менша, ніж при безпосередньому живленні від первинного контура).

Симетрувальний трансформатор із статичним екраном. З метою поліпшення симетрії струмів у вторинному контурі застосовують статичні екрани між первинною і вторинною обмотками трансформатора (рис. 12.32). Статичний екран, зазвичай, є короткозамкненою обмоткою із заземленою середньою точкою, намотаною між котушками зв'язку первинного і вторинного контурів. Однотактні струми з первинного контура відгалужуються на землю через статичний екран і майже не потрапляють у вторинну обмотку.

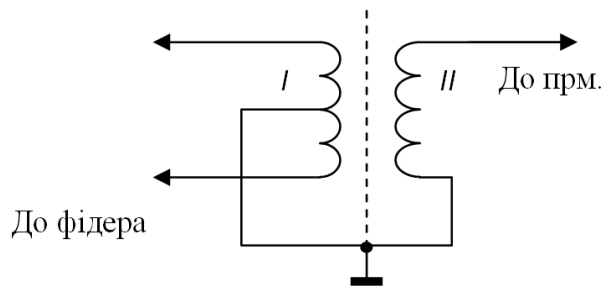


Рис. 12.32

СП у вигляді симетрувальних трансформаторів зі статичним екраном застосовуються для живлення тільки приймальних антен, оскільки через наявність короткозамкненої обмотки зростають втрати і зменшується коефіцієнт зв'язку.

Симетрувальні трансформатори на феритових тороїдальних сердечниках. Хороше симетрування досягається при використанні тороїдальних феритових сердечників у трансформаторній схемі з'єднання симетричного і несиметричного контурів (рис. 12.33).

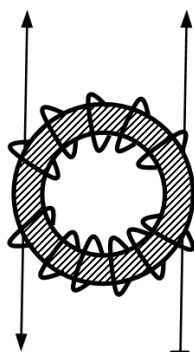


Рис. 12.33

Феритовий сердечник дозволяє рознести обмотки і тим самим зменшити паразитну ємність між ними при збереженні великого (порядку одиниці) коефіцієнта магнітного зв'язку. Для намотування трансформаторів застосовують нікель-цинкові або цинкові (для літію) феритові кільця високочастотних марок з $\mu = 10 \dots 100$ (з меншим μ для вищих частот). Зовнішній діаметр кілець складає $50 \dots 70$ мм. Трансформатори, виконані з $\mu = 10 \dots 100$ з обмоткою з 10 витків кожна, працюють в діапазоні $2 \dots 80$ МГц. Зменшення числа витків зсуває діапазон у бік високих частот. У той же час, через велику магнітну проникність феритів ($\mu = 80 \dots 100$) ємність між обмотками все ж грає помітну роль і симетрування виходить неідеальним.

Симетрувальний трансформатор з об'ємним витком. Практично повне усунення асиметрії досягається в симетрувальних трансформаторах

з так званим об'ємним витком (з об'ємним рознесенням витків). В такому трансформаторі (рис. 12.34) первинна (несиметрична) і вторинна (симетрична) обмотки намотуються на окремі тороїдальні феритові сердечники, розташовані аксіально по осі мідного стрижня на відстані, що виключає паразитний ємнісний зв'язок між ними. Кінці стрижня сполучені з торцями металевого циліндра. Для електростатичного екранування сердечників у центрі циліндра встановлюється металева діафрагма з отвором для стрижня. Струм у первинній несиметричній обмотці збуджує в першому сердечнику кільцеве магнітне поле, а останнє – струм у мідному стрижні, який замикається через бічні поверхні циліндра і, протікаючи через вісь другого феритового сердечника, індукує ЕРС у вторинній (симетричній) обмотці. Таким чином, зв'язок між первинною і вторинною обмотками здійснюється через струм короткозамкненого об'ємного витка, утвореного стрижнем, торцями, бічними стінками циліндра і діафрагмою.

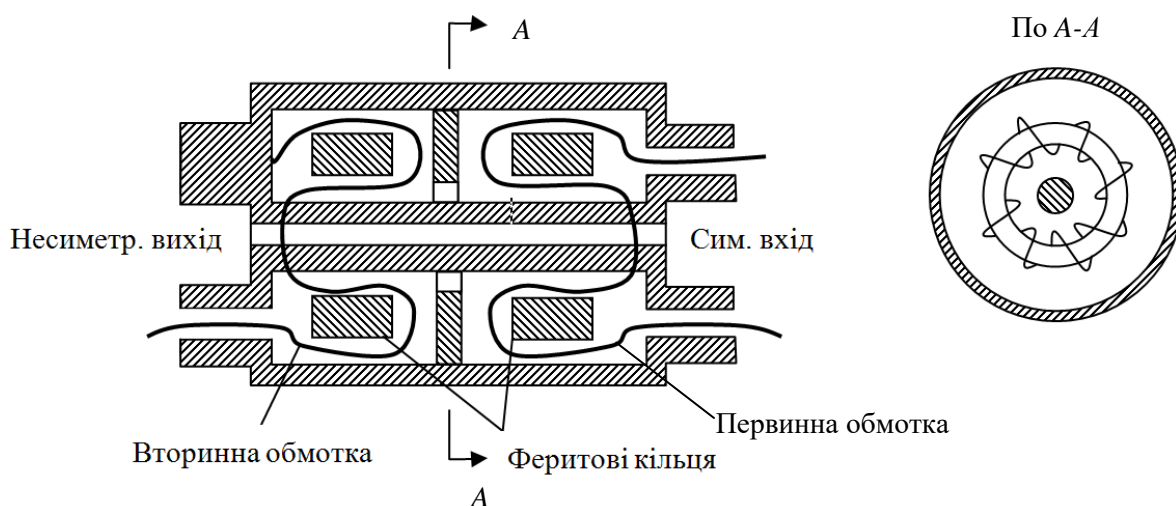


Рис. 12.34

Поля розсіювання первинної і вторинної обмоток також пов'язані між собою через струм в стрижні. Завдяки цьому трансформатор характеризується коефіцієнтом зв'язку, що практично дорівнює одиниці, і майже ідеальною симетрувальною дією в широкому діапазоні частот. Вибираючи співвідношення між числом витків у первинній і вторинній обмотках, можна здійснити і трансформацію опорів в необхідне число разів.

Симетрувальні трансформатори з об'ємним витком отримали широке застосування в техніці приймальних антен. Застосування їх в передавальних антенах ускладнене, зважаючи на необхідність відведення тепла від сердечників, що збуджуються струмами з великою амплітудою.

12.3.3. Симетрувальні пристрої передавальних короткохвильових антен. СП для живлення передавальних антен повинні володіти високим ККД. ККД розглянутих симетрувальних трансформаторів приймальних антен невеликий. Для передавальних антен у діапазоні КХ використовують *симетрувальні чотириполюсники*, що складаються з однієї (рис. 12.35 а, б) або двох Т-подібних ланок (рис. 12.35 в, г).

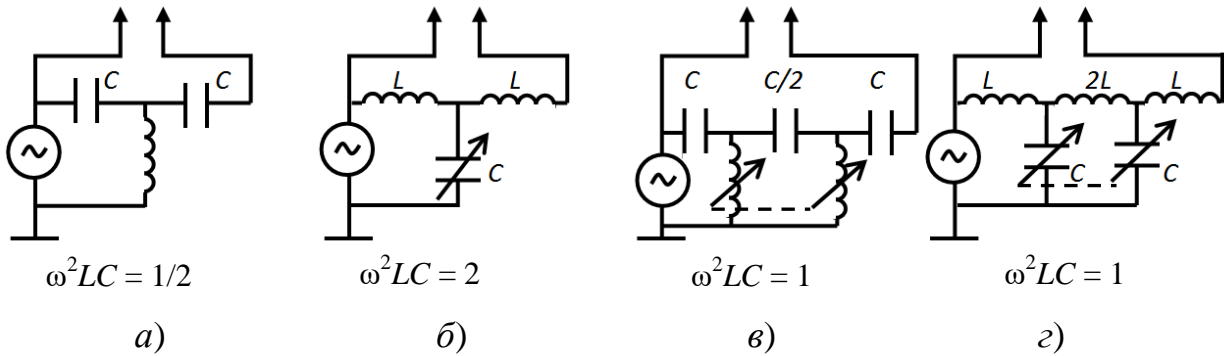


Рис. 12.35

Для аналізу роботи симетрувального пристрою, виконаних з однієї Т-подібної ланки, зобразимо його еквівалентну схему. Відзначимо, що вхідний опір симетричної антени Z_A можна представити у вигляді двох послідовно з'єднаних опорів $Z_A/2$, заземлених у місці їх з'єднання. Тому можна вважати, що до входу і виходу чотирьохполюсника підключені опори, рівні $Z_A/2$. Тоді еквівалентна схема одноланкового симетрувального пристрою може бути представлена наступним чином (рис. 12.36).

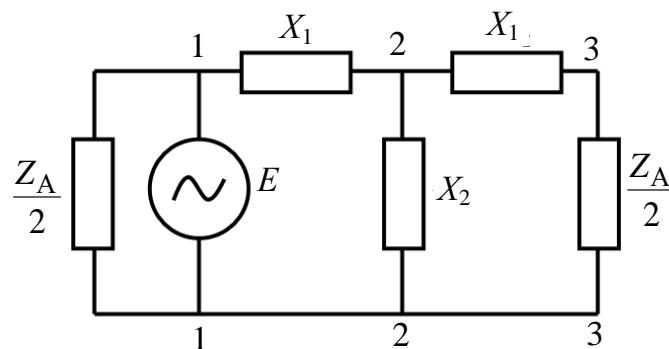


Рис. 12.36

Для виконання симетрувальним пристроєм свого призначення напруги на вході і виході схеми (в точках 1 – 1 і 3 – 3) повинні мати рівні амплітуди і протилежні фази. Щоб показати можливість симетрування за допомогою такої схеми скористаємося теоремою про еквівалентний генератор напруги і обчислимо напругу холостого ходу на затисках 2 – 2 і 3 – 3 та внутрішній опір такого еквівалентного генератора. Вважатимемо,

що елементи X_1 і X_2 – чисто реактивні двополюсники. Тоді ЕРС еквівалентного генератора дорівнює напрузі холостого ходу на виході

$$\varepsilon_e = u_{33xx} = u_{22xx} = \frac{\varepsilon}{X_1 + X_2} X_2. \quad (12.19)$$

Якщо покласти, що $X_2 = -\frac{1}{2} X_1$, то

$$\varepsilon_e = \frac{\varepsilon}{X_1 - \frac{1}{2} X_1} \left(-\frac{1}{2} X_1 \right) = -\varepsilon, \quad (12.20)$$

а внутрішній опір еквівалентного генератора рівний опору з боку затискачів 2 – 2 при закорочених вхідних затискачах 1 – 1 (затискачах генератора):

$$X_e = \frac{X_1 X_2}{X_1 + X_2} + X_1 = \frac{X_1 \left(-\frac{1}{2} X_1 \right)}{X_1 - \frac{1}{2} X_1} + X_1 = 0. \quad (12.21)$$

Тому напруга на опорі $Z_A/2$, підключеному до затискачів 3 – 3, рівна за амплітудою і протилежна за фазою на затискачах 1 – 1:

$$U_{33} = -\varepsilon = -U_{11}, \quad (12.22)$$

і через опори, підключені до затискачів 3 – 3 і 1 – 1 потечуть рівні за амплітудою і протилежні за фазою струми:

$$I_1 = \frac{2\varepsilon}{Z}; I_2 = \frac{2\varepsilon_e}{Z} = -\frac{2\varepsilon}{z}, \quad (12.23)$$

звідки $I_1 = -I_2$. Отже, струми в проводах фідера також рівні за амплітудою і протилежні за фазою, і антена збуджується симетрично. Враховуючи, що $X_2 = -\frac{1}{2} X_1$, можна вивести умови налаштування конкретних схем одноланкових симетрувальних пристроїв.

Для схеми з індуктивним налаштуванням (рис. 12.35, а) повинне виконуватись співвідношення

$$\omega^2 LC = \frac{1}{2}, \quad (12.24)$$

а для схеми з ємнісним (рис. 12.35, б) –

$$\omega^2 LC = 2. \quad (12.25)$$

При вирішенні таких завдань важливо знати вхідний опір в точках підключення генератора (передавача) (на затискачах 1 – 1) таких пристроїв, навантажених на опір антени, який визначається з наступного виразу:

$$Z_{11} = \frac{Z_A}{2 \left(2 + \frac{Z_A}{iX_1} \right)}. \quad (12.26)$$

Таким чином, одноланковий симетрувальний пристрій трансформує вхідний опір антени досить складним чином.

Дволанкові симетрувальні пристрої володіють перевагою в цьому відношенні.

Еквівалентну схему дволанкового симетрувального пристрою, зображеного на рис. 12.35 в, г, можна представити наступним чином (рис. 12.37).

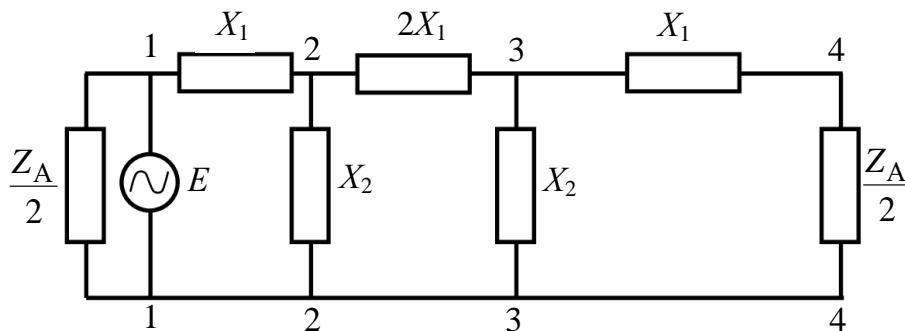


Рис. 12.37

Умовою симетрування для дволанкових схем є вираз $X_2 = -X_1$, звідки виходить, що $\omega^2 LC = 1$.

По аналогії з одноланковим пристроєм, нескладно показати, що при виконанні умови ($X_2 = -X_1$) має місце відношення

$$\varepsilon_e = u_{44xx} = u_{33xx} = -u_{22xx} = -u_{11xx} = -\varepsilon \quad (12.27)$$

і $X_e = 0$.

Вхідний опір дволанкових симетрувальних пристроїв як з ємнісним, так і з індуктивним налаштуванням, рівний

$$Z_{11} = \frac{Z_A}{4}.$$

Опір антени при трансформації через дволанковий симетрувальний чотирьохполюсник знижується в 4 рази. Це зручно для приєднання передавача з оптимальним опором навантаження 75 – 150 Ом до симетричного фідера з хвильовим опором 300 – 600 Ом. Розглянуті вище

одно- і дволанкові чотирьохполюсники забезпечують високий ступінь симетрування.

12.3.4. Симетрувальні пристрої на відрізках довгих ліній.

Запираючий циліндр. У разі живлення симетричних антен коаксіальним фідером найбільш простим і розповсюдженим способом симетрування є застосування так званого *запираючого циліндра* (рис. 12.38). У такому пристрої на зовнішню оболонку фідера надівається з невеликим зазором циліндр довжиною $\lambda_0/4$, короткозамкнений на кінці.

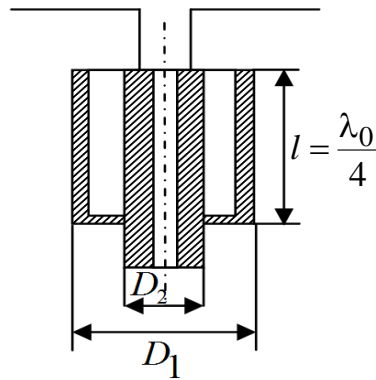


Рис. 12.38

Ділянка обплетення фідера разом з внутрішньою поверхнею циліндра утворюють чвертьхвильову коаксіальну лінію, коротко замкнену на кінці, вхідний опір якої дуже великий, чим запобігається витікання струмів на зовнішню поверхню оболонки кабелю.

Конструктивно запираючий циліндр може бути виконаний як з повітряним, так і з діелектричним заповненням. При розрахунку циліндра з діелектричним заповненням слід враховувати укорочення хвилі та зміну електричної міцності циліндра унаслідок наявності діелектрика.

Перевагами запираючого циліндра є простота виготовлення та мала вартість, недоліками – вузькосмуговість та неможливість перебудови при зміні довжини робочої хвилі.

U-колiно. Схема симетрувального пристрою типу U-колiно показана на рис. 12.39. Пристрій є відрізком коаксіального кабелю. Центральний провід коаксіального фідера приєднується до затискача *A* лівої половини вібратора. Від цієї точки напруга до затискача *B* правої половини вібратора подається через ділянку кабелю завдовжки $\lambda/2$. Фаза напруги на ділянці довжиною $\lambda/2$ змінює свій знак на протилежний. Тому до затискачів вібратора підводиться необхідна протифазна напруга.

Обидві половини вібратора абсолютно симетричні відносно оболонки кабелю.

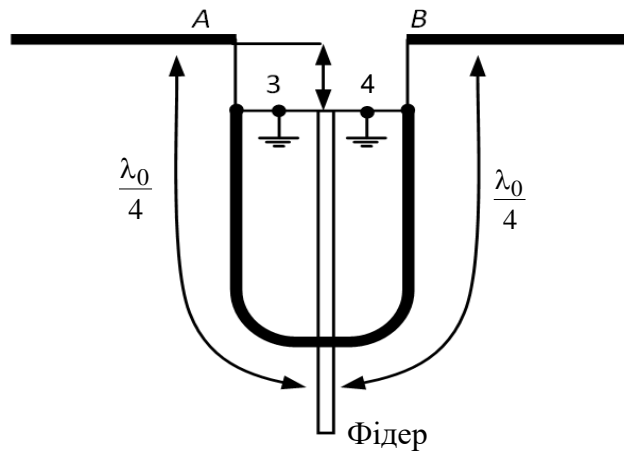


Рис. 12.39

Крім того, U -коліно є трансформатором опору, оскільки вхідний опір навантаження загального фідера між точками $A - 3$ у 4 рази менший, ніж вхідний опір вібратора на затискачах $A - B$. Перевіримо це. Опір лівої половини вібратора відносно землі $Z_{A3} = \frac{1}{2} Z_{AB}$. Опір правої половини вібратора дорівнює тій же величині $Z_{B3} = \frac{1}{2} Z_{AB}$. Останній опір перераховується через півхвильовий відрізок фідера до затискачів $A - 3$, де виявляється включеним паралельно з опором лівої половини вібратора. Загальний опір навантаження на затискачах $A - 3$ буде

$$Z_A = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2} Z_{AB} = \frac{Z_{AB}}{4},$$

тобто вхідний опір вібратора, перерахований через U -коліно, але незалежно від хвильового опору останнього зменшується в 4 рази.

Так, наприклад, вхідний опір однорідного петльового вібратора, рівний $Z_{AB} = 292$ Ом, перерахований через U -коліно, дорівнюватиме 73 Ом, що приблизно збігається з хвильовим опором стандартного коаксіального кабелю.

При живленні звичайного півхвильового вібратора, у якого вхідний опір $Z_{AB} \approx 73$ Ом застосовувати U -коліно, зображене на рис. 12.39 не можна, оскільки в даному випадку не буде забезпечено узгодження антени з фідером.

Для забезпечення хорошого симетрування і узгодження півхвильового вібратора з фідером застосовують пристрої, які поєднують у собі чвертьхвильові трансформатори та U -коліно (рис. 12.40), яке ще називають *модифікованим U -коліном*.

У такому пристрої довжина відрізка l_1 береться рівною одній чверті λ , а довжина $l_2 = l_1 + \lambda/2$, тобто до півхвильового відрізка додається відрізок довжиною $\lambda/4$. Відрізки $l_1 = \lambda/4$ ліворуч і добавка справа до півхвильового відрізка грають роль чвертьхвильового трансформатора, що забезпечує підвищення опору кожної половини півхвильового вібратора з $\frac{73}{2}$ Ом до 150 Ом, при застосуванні в якості фідера коаксіального кабелю з хвильовим опором $\rho_\Phi = 75$ Ом:

$$Z_A = \frac{\rho_\Phi^2}{Z_2} = \frac{(75)^2}{75/2} = 150 \text{ Ом.}$$

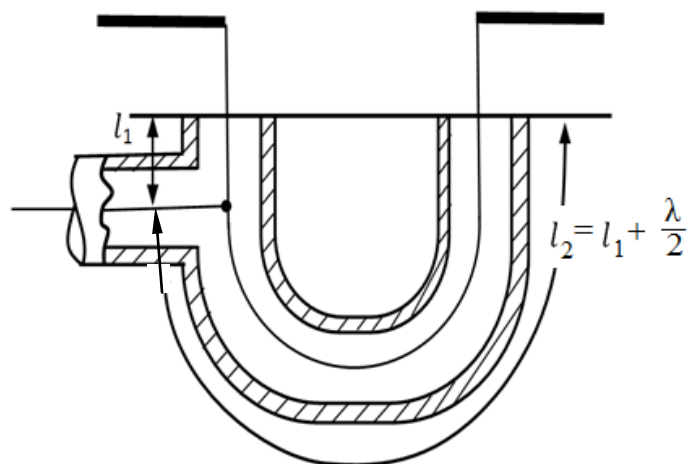


Рис. 12.40

Хвильовий опір чвертьхвильових відрізків (трансформаторів) повинен бути приблизно 75 Ом, тобто всі симетрувальні пристрої можна виконати з однієї марки 75-омного кабелю.

Недоліком розглянутих симетрувальних пристроїв є їх вузькосмуговість, оскільки всі геометричні розміри їх елементів пов'язані певним чином з довжиною хвилі.

Якщо антена та елементи її живлення повинні пропускати без помітних спотворень більш або менш широкий спектр частот, це потребує застосування широкосмугових симетрувальних пристроїв. Такими пристроями є різні схеми так званих симетрувальних приставок.

Симетрувальна приставка. Симетрувальна приставка є широкосмуговим симетрувальним пристроєм. Один з варіантів її виконання наведено на рис. 12.41. Кінець коаксіального кабелю, що живить антену, зігнутий у формі півкола. Внутрішній провід кабелю приєднаний до одного кінця приставки, виконаної з такого ж кабелю, але без внутрішнього провода, і також у формі півкола. Інший кінець

півкільця-приставки з'єднується з оболонкою кабелю. Плечі антени живляться, відповідно, від оболонки кабелю і приставки.

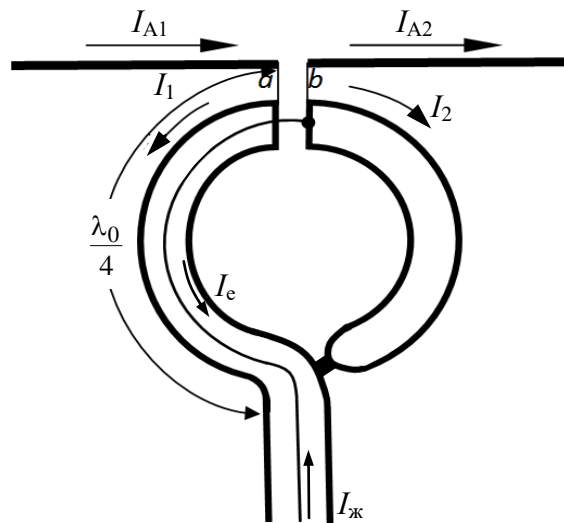


Рис. 12.41

Розглянемо принцип дії цього пристрою.

Нехай у певний момент часу напрямки струмів по внутрішнього проводу кабелю і внутрішній поверхні оболонки відповідають позначенням на рис. 12.41. Тоді, як видно з рисунка, струм центрального провідника $I_{ж}$, що тече по внутрішньому проводу кабелю, в точці b розгалужується: частина струму (I_{A2}) поступає у праве плече вібратора, а частина (I_2) витікає на зовнішню поверхню приставки. В цей же момент часу струм I_e , що надходить на внутрішню поверхню оболонки кабелю, в точці a складається із струму I_{A1} лівого плеча вібратора і струму I_1 , що поступає з зовнішньої оболонки кабелю. Оскільки струми $I_{ж}$ та I_e рівні, а система симетрична, то рівні струми I_2 та I_1 , а отже і струми I_{A2} та I_{A1} .

Довжина півкільця вибирається рівною чверті середньої хвилі діапазону, так що кільце в цілому на цій хвилі являє собою короткозамкнену чвертьхвильову лінію, вхідний опір якої для струмів середньої частоти досить великий, і відгалуження струмів на зовнішню поверхню кабелю не відбувається.

При зміні частоти вхідний опір приставки падає і частина струму відгалужується на оболонку кабелю, але симетрія живлення не порушується. Тому симетрувальна приставка є широкосмуговим симетрувальним пристроєм.

На рис. 12.42 наведено інший варіант симетрувальної приставки, який принципово не відрізняється від схеми на рис. 12.41. Різниця полягає у тому, що в даному випадку приставка являє собою не півкільце, а циліндр, виконаний по формі кабелю; з'єднання циліндра з оболонкою кабелю здійснюється за допомогою перемички.

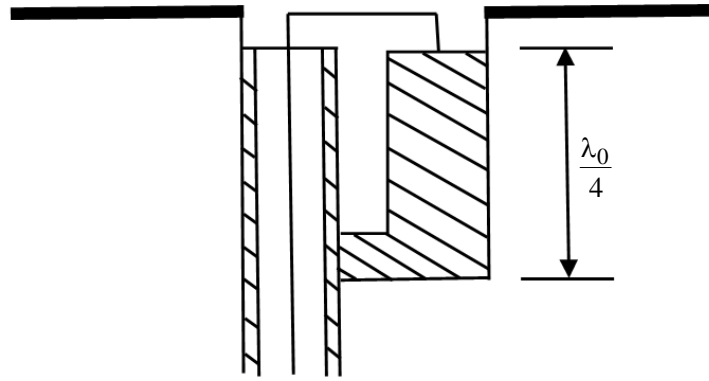


Рис. 12.42

Іноді застосовуються пристрої, що представляють собою комбінації симетрувальних приставок і запираючих циліндрів. Один з таких пристроїв представлено на рис. 12.43. Приставка розташована не поруч з кабелем, а становить його продовження. Два запираючих циліндри оточують кабель та приставку і з'єднані разом. Еквівалентна схема такого пристрою являє собою дві послідовно з'єднані чвертьхвильові короткозамкнені лінії, включені паралельно до входу вібратора.

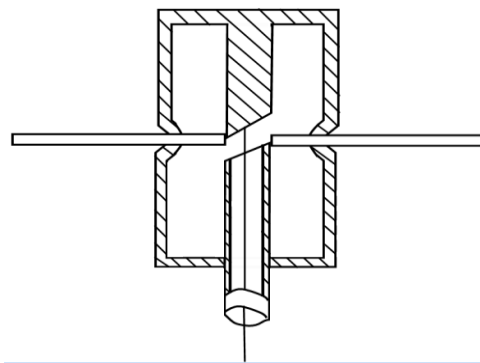


Рис. 12.43

Щілинний симетрувальний пристрій. Для створення щілинного СП зовнішній провідник коаксіального фідера розрізається на кінці з двох сторін щілинами довжиною $\lambda/4$, у результаті чого утворюється короткозамкнений чвертьхвильовий відрізок двопроводової лінії. Центральний провідник лінії з'єднується з однією з половин зовнішнього провідника (рис. 12.44). Плечі вібратора під'єднуються до обох половин зовнішнього провідника. Відносно точок живлення щілини геометрично симетричні, тому вони забезпечують симетрію живлення у більш широкій смузі частот, ніж запираючий циліндр. Краї щілин іноді роблять розширеними для забезпечення узгодження хвильового опору лінії ρ_A з

вхідним опором вібратора Z_A .

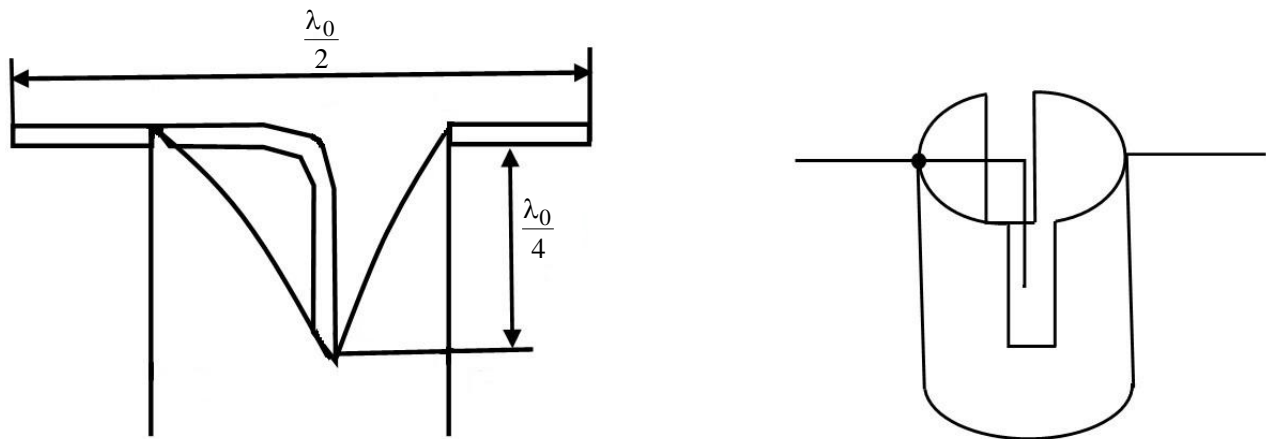


Рис. 12.44

Контрольні питання до глави 12

1. Поняття та класифікація ліній передачі.
2. Поясніть явище „антенного ефекту” та способи його усунення.
3. Переваги та недоліки коаксіальних фідерів.
4. Які стандартизовані типи симетричних фідерів Вам відомі?
5. Призначення узгоджувальних пристроїв.
6. Принцип роботи резонансних УП.
7. Принцип роботи чвертьхвильового трансформатора.
8. Призначення симетрувальних пристроїв.
9. Назвіть основні типи симетрувальних пристроїв.
10. Поясніть принцип роботи симетрувальних пристроїв на відрізках довгих ліній.

ЛІТЕРАТУРА

1. Цибизов К. Н. Теория электромагнитного поля. Вып. 1 / К. Н. Цибизов. – К.: КВВИУС, 1968. – 92 с.
2. Цибизов К. Н. Теория электромагнитного поля. Вып. 2 / К. Н. Цибизов. – К.: КВВИУС, 1969. – 55 с.
3. Цибизов К. Н. Теория электромагнитного поля. Вып. 3 / К. Н. Цибизов. – К.: КВВИУС, 1968. – 128 с.
4. Цибизов К. Н. Военные линии радиосвязи и антенные устройства: Учебное пособие / К. Н. Цибизов, С. Г. Пасечник. – К.: КВВИУС, 1987. – 128 с.
5. Закотин М. М. Теория электромагнитного поля. Вып. 4 / М. М. Закотин. – К.: КВВИУС, 1972. – 67 с.
6. Закотин М. М. Теория электромагнитного поля. Вып. 5 / М. М. Закотин. – К.: КВВИУС, 1972. – 56 с.
7. Закотин М. М. Сборник методических материалов по курсу теория электромагнитного поля / М. М. Закотин, В. М. Куценко. – К.: КВВИУС, 1974. – 115 с.
8. Гурський Т.Г. Плоскі хвилі. Навчальний посібник / Т.Г. Гурський, М.Д. Ільїнов, І.О. Шацький. – К. ВІТІ ДУТ, 2014. – 88 с.
9. Ільїнов М. Д. Технічна електродинаміка та поширення радіохвиль. Керівництво до лабораторних робіт / М. Д. Ільїнов, Г. Д. Радзівілов, О. П. Москаленко. – К.: ВІТІ НТУУ „КПІ”, 2008. – 64 с.
10. Петров Б. М. Электродинамика и распространение радиоволн: учебник для вузов / Б. М. Петров. – М.: Горячая линия – Телеком. – 2003. – 558 с.
11. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн: учебное пособие для вузов / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М.: Наука.– 1989. – 544 с.
12. Афанасьева Г. А. Теория электромагнитного поля / Г. А. Афанасьева, К. А. Петрищев, К. Н. Цибизов. – Л.: ВАС. – 1969. – 328 с.
13. Вольман В. И. Техническая электродинамика. Учебник / В. И. Вольман, Ю. В. Пименов. – М.: Связь.– 1971. – 487 с.
14. Захаров В.З. Распространение радиоволн и антенны. Часть 1. Выпуск 3. Фидерное питание антенн / В.З. Захаров. – К.: КВВИУС, 1975. – 70 с.

ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

- Антени земних радіохвиль – 139
 - антени з верхнім навантаженням – 140, 142
 - вертикальний несиметричний вібратор (АШ-*h*) – 140
 - напівромбічна – 148
 - однопровадова антена біжучої хвилі – 144
 - Λ-подібна – 148
- Антени іоносферних радіохвиль – 161
 - вібратор горизонтальний діапазонний (ВГД) – 167
 - вібратор зі слабко нахиленими плечима (ВН) – 166
 - горизонтальна ромбічна антена – 170
 - горизонтальний симетричний вібратор (ГСВ) – 161
 - дахові антени зенітного випромінювання (АЗВ) – 168
 - V-подібна антена – 172
- Антени УКХ – 190
 - антена „хвильовий канал” – 191
 - вібраторні антени – 191
 - дводзеркальні параболічні антени – 204
 - дзеркальні параболічні антени – 202
 - зигзагоподібна антена – 199
 - логарифмічно-періодична антена – 196
 - однодзеркальна параболічна антена – 203
- Антенна решітка – 122
- Ближня зона – 76
- Високопідняті антени – 175
- Відносний коефіцієнт заломлення – 58
- Відстань прямої видимості – 175
- Вільний простір – 83
- Вектор електричної індукції – 12
- Вектор магнітної індукції – 11
- Вектор напруженості електричного поля – 9
- Вектор напруженості магнітного поля – 12
- Вектор Пойнтінга – 27, 68
- Втрати у вільному просторі – 89
- Вхідний опір антени – 96
- Глибина проникнення поля – 55
- Граничні умови – 24
- Графіки Берроуза – 136
- Графіки МККР – 137
- Групова швидкість розповсюдження – 43
- Дальня зона – 71

Дисперсія – 17
Дифракція – 176
Діаграма направленості – 74, 99
Діюча довжина антени – 107
Довжина хвилі – 11, 16, 48, 69
Еквівалентна ізотропно випромінювана потужність – 109
Еквівалентний радіус Землі – 177
Електричні параметри – 12
Електричні параметри земної поверхні – 31
Електрична міцність – 98
Елементарний випромінювач – 69
Елементарний електричний диполь – 69
Елементарний магнітний диполь – 69
Ефект Фарадея – 189
Ефективна площа прийому антени – 107
Ефективна випромінювана потужність – 109
Закон Секанса – 158
Зони Френеля – 177
Зона освітленості – 176
Ідеальна радіолінія – 86
Інтерференційна формула – 179
 повна – 179
 спрощена – 180
 формула Введенського – 181
Інтерференція – 176
Іоносфера – 150
Класифікація радіохвиль – 79
Коефіцієнт біжучої хвилі – 54
Коефіцієнт відбиття – 49
Коефіцієнт загасання – 40
Коефіцієнт направленої дії – 101
Коефіцієнт підсилення – 102
Коефіцієнт проходження (заломлення) – 49
Коефіцієнт узгодження – 198
Комплексна діелектрична проникність – 20
Критерій Фейнберга – 135
Критична частота – 158
Критичний кут – 155
Кут Брюстера – 63
Максимально застосовна частоти (МЗЧ) – 157
Метод Шулейкіна-Ван-дер-Поля – 135
Множник ослаблення – 86

Множник антенної решітки – 125
Наближені граничні умови – 27
Найменша застосовна частота (НЗЧ) – 158
Направляюча система – 58
Напруженість поля у вільному просторі – 86
Нормальне падіння – 24
Область прямої видимості – 176
Область, суттєва для розповсюдження радіохвиль – 177
Опір випромінювання – 75, 106
Опромінювач параболічної антени – 206
Оптимальна робоча частота (ОРЧ) – 160
Параметри антен – 94
Плоска поверхня Землі – 135
Плоска хвиля – 30
Площина падіння – 57
Поверхневий ефект – 56
Поляризаційна діаграма – 104
Поляризаційна характеристика – 104
Поляризація – 44, 103
Постійна розповсюдження – 34, 39
Потужність випромінювання – 27, 74
Потужність випромінювання антени – 106
Похиле падіння – 56, 64
Радіорелейні лінії зв'язку – 182
Радіохвилі – 79
 прямі – 80, 187
 земні – 81, 131
 іоносферні – 82, 151
 тропосферні – 82, 184
Рефракція атмосферна – 176
Рівняння ідеальної радіопередачі – 88
Рівняння Максвелла в диференціальній формі – 16
Рівняння Максвелла в інтегральній формі – 14
Симетричний вібратор у вільному просторі – 110
Симетрувальні пристрої – 232
 запираючий циліндр – 239
 симетрувальна приставка – 241
 симетрувальні трансформатори – 233
 симетрувальні чотириполюсники – 236
 щільний симетрувальний пристрій – 243
U-коліно – 239
U-коліно модифіковане – 240

Система рівнянь Максвелла у комплексній формі – 19
Сторонні джерела поля – 22
Структура поля – 36, 65
Супутникові лінії зв'язку – 187
Теорема Умова-Пойнтінга – 26, 68
Тропосферні лінії зв'язку – 184
Узгодження – 216
Узгоджувальні пристрої – 215
 багатоступінчастий трансформатор – 229
 експоненціальний трансформатор – 230
 конічний трансформатор – 229
 подвійний реактивний шунт – 224
 потрійний реактивний шунт – 224
 реактивний шунт – 222
 резонансні антенні трансформатори – 221
 чвертьхвильовий трансформатор – 225
Умови здійснення радіозв'язку – 89
Фазова довжина хвилі – 35
Фазова постійна – 35, 39
Фазова характеристика – 105
Фазова швидкість – 37
Фідер – 209
 симетричний – 210
 коаксіальний – 213
Формула Введенського – 181
Характеристика направленості – 74, 98
Характеристики антен – 94
Хвильове рівняння – 33
Хвильовий опір середовища – 38, 41
Хвильові параметри – 34, 39
Частотна характеристика антени – 108
Шар іоносфери – 152
Ширина головного пелюстка діаграми направленості – 100

