

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського  
«Харківський авіаційний інститут»

## **ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ**

Навчальний посібник

Харків «ХАІ» 2020

УДК 621.372 (075.8)

П66

Колектив авторів:

В. О. Шевелєв, В. П. Семенов, О. С. Рубель, О. І. Єремєєв

Рецензенти: д-р техн. наук, проф. Р. Е. Пащенко,  
канд. техн. наук, доц. І. К. Васильєва

**Поширення радіохвиль [Електронний ресурс]: навч. посіб. /**  
П66 В. О. Шевелєв, В. П. Семенов, О. С. Рубель, О. І. Єремєєв. – Харків:  
Нац. аерокосм. ун-т ім. М. Є. Жуковського «Харків. авіац. ін-т», 2020. –  
105 с.

Розглянуто загальні питання поширення радіохвиль. Основну увагу приділено поширенню земних радіохвиль над плоскою та гладкою сферичною поверхнями Землі, а також з урахуванням рельєфу місцевості на відкритих, напіввідкритих і закритих трасах. Проаналізовано вплив тропосфери на поширення земних радіохвиль. Наведено методики розрахунку витрат поширення радіохвиль для аналогових та цифрових систем зв'язку різного призначення.

Для студентів і спеціалістів, що вивчають, експлуатують і розробляють різні системи зв'язку.

Іл. 71. Табл. 12. Бібліогр.: 11 назв

УДК 621.372 (075.8)

© Колектив авторів, 2020

© Національний аерокосмічний  
університет ім. М. Є. Жуковського  
«Харківський авіаційний інститут», 2020

## ЗМІСТ

1. ЗАГАЛЬНІ ПИТАННЯ ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬЬ .....	5
1.1. Визначення радіохвиль, їх класифікація за діапазонами і сфера застосування. ....	5
1.2. Спрощена будова земної атмосфери і її вплив на поширення радіохвиль. ....	6
1.3. Класифікація радіохвиль за способом поширення. ....	7
1.4. Система прийнятих позначень. ....	11
1.5. Поширення прямих радіохвиль у вільному просторі. ....	12
1.6. Поняття про множник ослаблення. ....	15
1.7. Поширення плоских радіохвиль в напівпровідному середовищі ....	17
1.8. Відбиття плоских радіохвиль на межі розділу двох середовищ. ....	21
1.8.1. Відбиття плоских радіохвиль на межі розділу двох діелектриків. ....	22
1.8.2. Відбиття плоских радіохвиль на межі розділу напівпровідних середовищ. ....	27
1.9. Область простору, що ефективно бере участь у передачі енергії радіохвилі. ....	31
2. ПОШИРЕННЯ ЗЕМНИХ РАДІОХВИЛЬЬ. ....	35
2.1. Класифікація випадків поширення земних радіохвиль. ....	35
2.2. Поширення радіохвиль над плоскою поверхнею Землі при піднятих передавальній і приймальній антенах ....	37
2.2.1. Повна інтерференційна формула. ....	37
2.2.2. Спрощена інтерференційна формула. ....	42
2.2.3. Інтерференційна формула Введенського. ....	45
2.3. Урахування кривизни поверхні Землі при користуванні інтерференційними формулами. ....	48
2.4. Поширення радіохвиль над нерівною або неоднорідною поверхнею Землі. ....	51
2.4.1. Вплив нерівностей відбиваючої поверхні на коефіцієнт відбиття. Критерій Релея. ....	51

2.4.2. Суттєва зона відбиваючої поверхні, яка відіграє основну роль у формуванні відбитої хвилі. ....	52
2.4.3. Відбиття радіохвиль від гладкої опуклої поверхні. Коефіцієнт розбіжності.....	54
2.5. Вплив рельєфу місцевості на поширення радіохвиль.....	56
2.5.1. Класифікація трас. ....	56
2.5.2. Розрахунок множника ослаблення на відкритих трасах. ....	59
2.5.3. Дифракційне поширення хвиль уздовж гладкої сферичної земної поверхні при однорідній тропосфері.....	64
2.5.4. Розрахунок множника ослаблення на напіввідкритих і закритих трасах. ....	68
2.5.5. Особливості розрахунку множника ослаблення для трас з клиноподібною перешкодою або декількома перешкодами. ...	71
2.5.6. Облік впливу рефракції при розрахунках множника ослаблення. ....	78
3. ТРОПОСФЕРА І ЇЇ ВПЛИВ НА ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ.....	81
3.1. Склад і будова тропосфери. ....	81
3.2. Діелектрична проникність тропосфери. ....	82
3.3. Рефракція радіохвиль в тропосфері. ....	83
3.4. Еквівалентний радіус Землі. ....	86
4. ЕНЕРГЕТИЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ У РАДІОЛІНІЯХ АНАЛОГОВИХ І ЦИФРОВИХ СИСТЕМ ЗВ'ЯЗКУ РІЗНОГО ПРИЗНАЧЕННЯ.....	89
4.1. Основне енергетичне співвідношення.....	89
4.2. Втрати при поширенні радіохвиль у міських умовах.....	93
4.2.1. Втрати в макрочарунках.....	93
4.2.2. Втрати в мікрочарунках.....	97
Додаток.....	102
Бібліографічний список.....	104

# 1. ЗАГАЛЬНІ ПИТАННЯ ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ

## 1.1. Визначення радіохвиль, їх класифікація за діапазонами і сфера застосування

*Радіохвилями* умовно називають електромагнітні хвилі в діапазоні частот від  $10^{-3}$  до  $10^{16}$  Гц. У перерахунку на довжину хвиль у вільному просторі нижня межа відповідає

$$\lambda_{\text{Н}} = \frac{c}{f_{\text{Н}}} = \frac{3 \cdot 10^8}{10^{-3}} = 3 \cdot 10^{11} \text{ м,}$$

а верхня –

$$\lambda_{\text{В}} = \frac{c}{f_{\text{В}}} = \frac{3 \cdot 10^8}{10^{16}} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ м.}$$

Прийнято розбивати весь зазначений вище спектр радіохвиль на окремі діапазони, причому в основу покладено десятковий принцип. Класифікацію радіохвиль за діапазонами і області їх застосування наведено в табл. 1.1.

Таблиця 1.1

Стара назва	Довжина хвилі, м	Нова назва	Частота	Область застосування
НДХ	$10^5 \dots 10^4$	ДНЧ	3...30 кГц	Радіонавігація, телеграфний і підводний зв'язок
ДХ	$10^4 \dots 10^3$	НЧ	30...300 кГц	Радіомовлення, радіонавігація, морські радіомаяки
СХ	$10^3 \dots 10^2$	СЧ	300...3000 кГц	Радіомовлення, радіонавігація, морські радіомаяки
КХ	$10^2 \dots 10^1$	ВЧ	3...30 МГц	Міжнародне радіомовлення і аматорський зв'язок
Метрові	$10^1 \dots 1$	ДВЧ	30...300 МГц	Радіонавігація, телебачення, радіолокація, космічний зв'язок, аматорський зв'язок, ССРР *
Деци-метрові	$1 \dots 10^{-1}$	УВЧ	0,3...3 ГГц	Телебачення, радіолокація, радіорелейний зв'язок (РРЗ), космічний радіозв'язок, ССРР
Сантиметрові	$10^{-1} \dots 10^{-2}$	НВЧ	3...30 ГГц	Радіолокація, космічний зв'язок, ССРР, РРЗ
Міліметрові	$10^{-2} \dots 10^{-3}$	КВЧ	30...300 ГГц	Міжсупутниковий і мікростільниковий радіотелефонний зв'язок
Субміліметрові	$10^{-3} \dots 7,5 \cdot 10^{-7}$	Інфрачервоне випромінювання	300 ГГц... 400 ТГц	Локальні обчислювальні мережі ІR-діапазону, споживчі електронні пристрої
Оптичний діапазон	$7,5 \cdot 10^{-7} \dots 3,33 \cdot 10^{-7}$	Видиме світло	400...900 ТГц	Оптичний зв'язок (уздовж лінії прямої видимості)

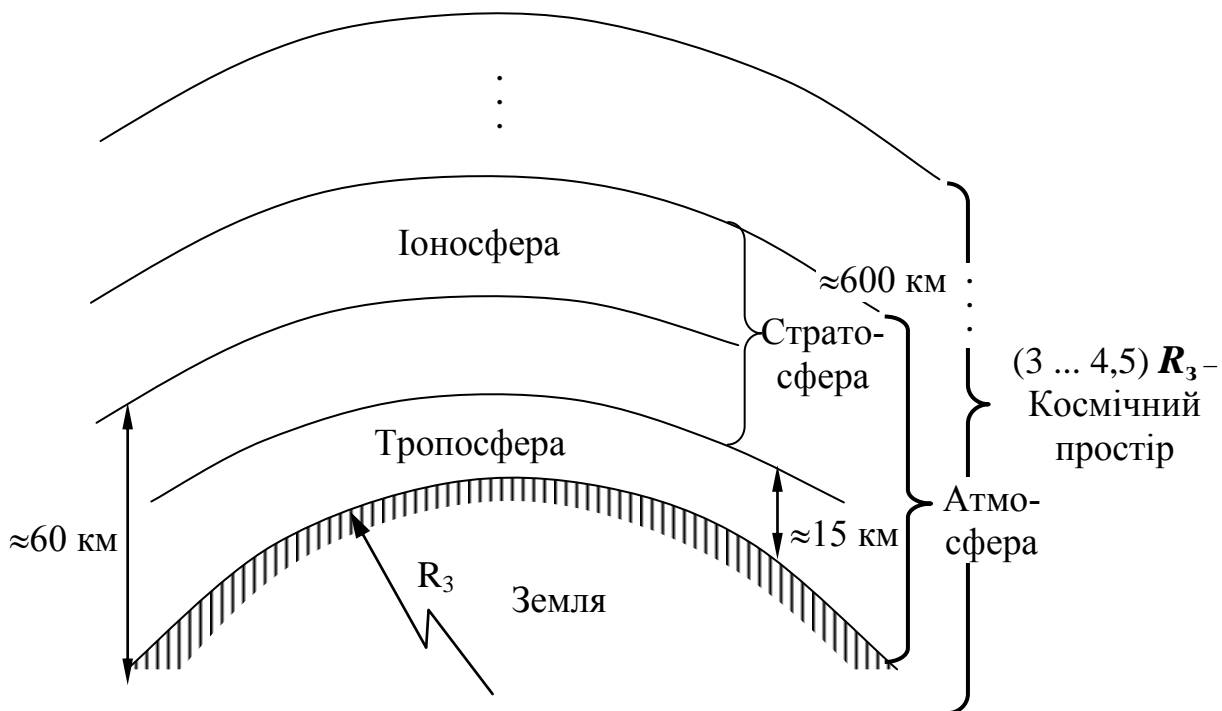
\* ССРР – системи сухопутного рухливого радіозв'язку.

Радіохвилі, що вільно поширюються, мають у сучасній науці і техніці важливі й різноманітні застосування:

- передача на малі і великі відстані різного роду інформації (телефонія, телеграфія, фототелеграфія, телебачення та ін.);
- виявлення і визначення напрямку і відстані до різних об'єктів (радіолокація);
- керування на відстані механізмами і пристроями (телерадіокерування);
- визначення напрямку на випромінюючу станцію і місця розташування кораблів і літаків (радіонавігація) та ін.

## 1.2. Спрощена будова земної атмосфери і її вплив на поширення радіохвиль

Земна атмосфера являє собою газоподібний шар товщиною понад 1000 км. Спрощену схему її будови показано на рис. 1.1.



З точки зору впливу атмосфери на поширення радіохвиль слід розрізнити дві її області: нижню – тропосферу, що розкинулася на 8–18 км, і верхню – стратосферу, в якій особливо слід виділити іонізовані шари (іоносферу), розташовані вище 50–80 км.

**Тропосферою** називають нижню частину атмосфери, яка розташована безпосередньо над поверхнею Землі і досягає таких величин:

- 8–10 км – в полярних широтах;
- 10–12 км – в помірних широтах;
- 16–18 км – в тропіках.

**Іоносферою** називають іонізовану область стратосфери, розташовану на висоті, що перевищує 60 км.

Як земна поверхня, так і тропосфера з іоносферою істотно впливають на поширення радіохвиль.

Вплив Землі полягає в такому:

- в напівпровідній поверхні Землі хвилі поглинаються;
- при падінні на земну поверхню хвилі відбиваються;
- опуклість земної поверхні перешкоджає прямолінійному поширенню радіохвиль.

Тропосфера неоднорідна як у вертикальному, так і в горизонтальному напрямках, крім того, її електричні параметри залежать від метеорологічних умов. Тому вплив тропосфери на поширення радіохвиль визначається:

- викривленням траєкторії хвилі в неоднорідній тропосфері (рефракцією);
- явищем розсіювання радіохвиль;
- відбиттям радіохвиль від неоднорідної тропосфери.

Нарешті іоносфера впливає на поширення радіохвиль (ПРХ) таким чином:

- щодо радіохвиль іоносфера є напівпровідним середовищем, від якого хвилі можуть відбиватися, що пов'язано з малою густиною газу і його іонізацією (в  $1 \text{ см}^3$  знаходиться велика кількість вільних електронів –  $10^3-10^6$ );
- завдяки наявності дрібних неоднорідностей іоносфера має здатність розсіювати падаючі на неї радіохвилі.

За межами іоносфери на відстані (3,0...4,5)  $R_z$  атмосфера Землі переходить в космічний простір, де газ повністю є іонізованим. Умови поширення хвиль у космосі близькі до умов поширення у вільному просторі.

Таким чином, виявляється можливим розглядати вплив земної поверхні, тропосфери та іоносфери окремо на поширення радіохвиль космічного (вільного) простору.

### 1.3. Класифікація радіохвиль за способом поширення

Відзначимо, що в однорідних та ізотропних середовищах радіохвилі поширюються за прямолінійними траєкторіями з постійною швидкістю.

У першому наближенні можна приписати космічному простору властивості однорідного ізотропного середовища, тому поширення хвиль в космічному просторі відбувається, як у вільному просторі. Будемо називати хвилю, що поширюється в подібних умовах, тобто за прямолінійною траєкторією (рис. 1.2), прямою.

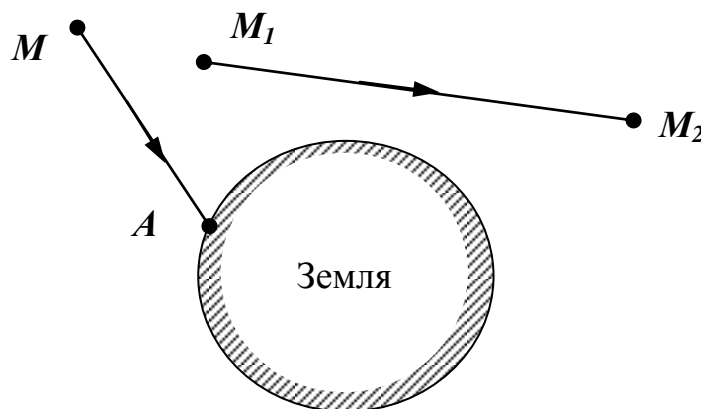


Рис. 1.2

Радіохвиля, що поширюється в однорідному ізотропному середовищі, зокрема в космічному просторі, за прямолінійною траєкторією і з постійною швидкістю, називається прямою, або плоскою.

Однак у більшості випадків маємо справу з такими лініями зв'язку, кінцеві пункти яких розташовані в безпосередній близькості від поверхні Землі. У цих випадках не можна нехтувати ані близькістю Землі і сферичною формою її поверхні, ані впливом оточуючої її атмосфери на процеси поширення радіохвиль.

Блиькість Землі і особливості будови атмосфери виявляються у вигляді трьох чинників, що явно впливають на особливості поширення радіохвиль і які дозволили дати відповідні назви радіохвилям.

Цими чинниками є:

- вплив близькості Землі і сферичної форми її поверхні;
- вплив неоднорідності тропосфери;
- вплив іоносфери.

**Перший чинник.** Присутність напівпровідної поверхні Землі, з одного боку, спотворює структуру радіохвилі (порівняно зі структурою хвилі у вільному просторі) і спричиняє поглинання радіохвиль (внаслідок проникнення хвиль в товщу Землі), з іншого боку, через сферичну форму поверхні Землі радіохвилі, що поширюються над нею, відчувають дифракцію.

Явище дифракції помітно виявляється в тих випадках, коли розміри перешкоди на шляху поширення хвиль сумірні з довжиною хвилі. Такою перешкодою в даному випадку можна вважати висоту кульового сегмента  $h$  (рис. 1.3). Зважаючи на розміри цієї перешкоди, в табл. 1.2 наведено значення висоти сегментів для різних відстаней між передавачем  $A$  і приймачем  $B$ .

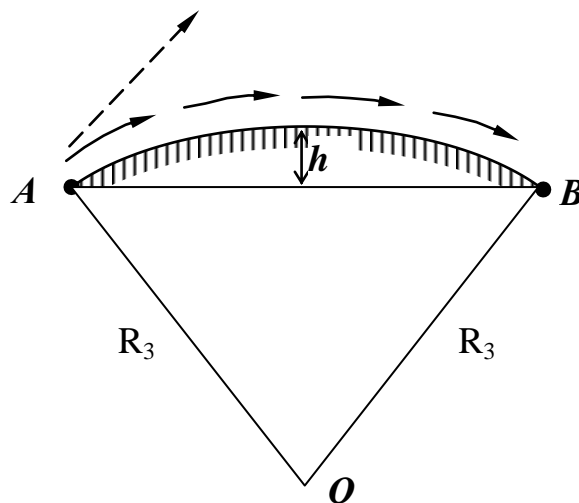


Рис. 1.3

Таблиця 1.2

Довжина лінії радіозв'язку, км	1	5	10	50	100	500	1000	5000
Висота кульового сегмента $h$ , м	0,031	0,78	3,1	78	310	7800	$3,1 \cdot 10^4$	$3,75 \cdot 10^5$



Хвилі оптичного діапазону мають довжину  $\lambda$ , значно меншу  $h$ , тому практично не відчувають дифракції на земній кулі і поширюються по прямолінійних траєкторіях. Навпаки, радіохвилі, довжина яких вимірюється кілометрами і метрами, піддаються дифракції.

Дифракцією можна пояснити лише часткове огинання радіохвилями опуклої поверхні земної кулі. Навіть в найбільш сприятливих умовах (на самих довгих хвилях) дальність дифракційного поширення не перевищує 3000 – 4000 км.

Радіохвилі, що поширюються в безпосередній близькості від поверхні Землі і частково огинають опуклу поверхню земної кулі внаслідок явища дифракції, отримали назву *земних, або поверхневих*.

**Другий чинник.** Тропосфера є неоднорідним середовищем, властивості якого під дією метеорологічних умов змінюються в часі і яке характеризується не тільки поступовим зменшенням діелектричної проникності за висотою, але і має локальні (місцеві) неоднорідності. Плавна неоднорідність тропосфери призводить до *викривлення* траєкторій радіохвиль, які поширюються в ній, що сприяє огинанню радіохвилями опуклої поверхні земної кулі. Локальні неоднорідності зазнають флуктуації. Вони безперервно змінюються в часі і просторі, тобто постійно змінюють свою конфігурацію і переміщуються.

Локальні неоднорідності тропосфери спричиняють розсіювання радіохвиль, і розсіяні хвилі отримують можливість потрапляти на відстань до 1000 км від передавача (рис. 1.4).

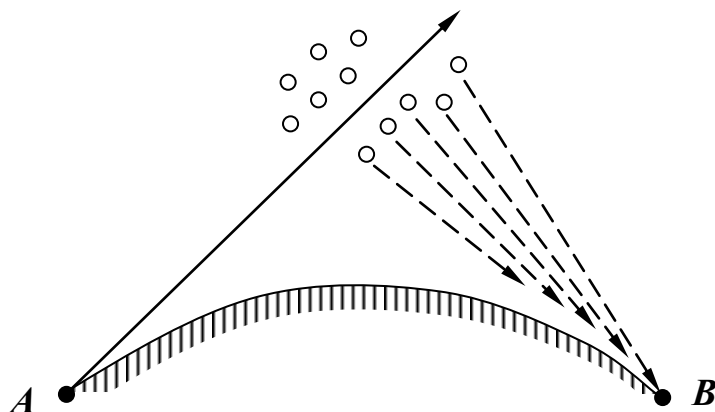


Рис. 1.4

Розсіювання впливає тільки на хвилі, *коротші 10 м*, які дуже слабо дифрагують навколо земної кулі.

Слід також зазначити, що при деяких сприятливих метеорологічних умовах у приземному шарі тропосфери виникають області різкого зменшення діелектричної проникності з висотою. Це дозволяє хвилям, *коротшим 3 м* (в цьому діапазоні дифракція виражена ще слабше), поширюватися на відстань 800...1000 км від передавача за рахунок спрямовуючої (хвилеводної) дії тропосфери.

*Радіохвилі, поширення яких пов'язане з викривленням траєкторії в неоднорідній тропосфері, а також з розсіюванням і відбиттям від тропосфери, називаються тропосферними.*

Як тропосферні, поширюватися можуть тільки хвилі, *коротші 10 м*.

**Третій чинник.** Іоносфера відносно радіохвиль поводить як напівпровідне середовище, від якого хвилі можуть відбиватися. Теоретичні розрахунки показують, що від іоносфери можуть відбиватися тільки хвилі, довжиною **10 м**. Таким чином, для хвиль, довжиною **10 м**, іоносфера не є прозорою, і хвилі цього діапазону, як правило, не можуть покинути межі земної атмосфери.

При одному відбитті від іоносфери радіохвилі можуть покривати відстань до 4000 км. Однак падаючі на напівпровідну поверхню Землі хвилі також відбиваються від неї і, поширюючись вгору, можуть знову відбитися від іоносфери. В результаті подібного багаторазового відбиття від іоносфери і поверхні Землі радіохвилі можуть потрапити в які завгодно віддалені точки на земній поверхні і навіть кілька разів обігнути земну кулю (рис. 1.5).

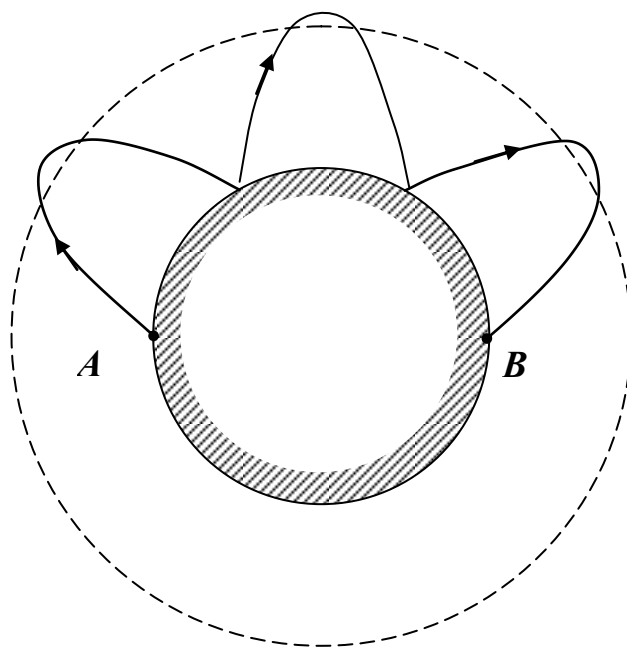


Рис. 1.5

Крім здатності відбивати радіохвилі іоносфера завдяки наявності дрібних неоднорідностей може розсіювати падаючі на неї радіохвилі. Зауважимо, що розсіюватися від неоднорідностей іоносфери і відбиватися від метеорних слідів можуть хвилі, довжиною **10 м**. Метрові хвилі внаслідок розсіювання від іоносфери і відбиття від іонізованих слідів метеорів набувають здатності поширюватися на відстань до 2000 км.

Для більш коротких хвиль, у тому числі для радіохвиль оптичного діапазону, іоносфера є цілком прозорим середовищем.

*Радіохвилі, що поширюються на великі відстані і огинають земну кулю в результаті одноразового або багаторазового відбиття від іоносфери (у діапазоні, довжиною 10 м), а також хвилі, що розсіюються на неоднорідностях іоносфери і відбиваються від іонізованих слідів метеорів у діапазоні метрових хвиль, називаються іоносферними, або просторовими.*

**Висновки:**

– на близьких відстанях від передавача тропосфера впливає на умови поширення радіохвиль, **коротших 10 м**, тому хвилі метрового, дециметрового і сантиметрового діапазонів поширюються як тропосферні;

– регулярні відбиття від іоносфери відчують хвилі, *довші 10 м*, тому як іоносферні можуть поширюватися лише наддовгі, довгі, середні і короткі хвилі, проте і метрові хвилі також можуть поширюватися як іоносферні внаслідок розсіювання на неоднорідностях іоносфери і відбиття від метеорних слідів;

– всі хвилі, *коротші 10 м*, включаючи міліметрові і оптичного діапазону, поширюються як прямі (в атмосфері Землі і в космічному просторі).

#### 1.4. Система прийнятих позначень

Будемо використовувати дві групи позначень величин, що характеризують:

- поле і джерела радіохвиль;
- середовище поширення хвиль.

Поле радіохвилі визначають такі величини:

$E$  – миттєве значення напруженості електричного поля, В/м;

$E_m$  – амплітудне значення напруженості електричного поля, В/м;

$E_d$  – діюче значення напруженості електричного поля, В/м;

$H, H_m, H_d$  – відповідно миттєве, амплітудне і діюче значення напруженості магнітного поля, А/м;

$\Pi$  – вектор Пойнтінга, Вт/м<sup>2</sup>;

$P_1$  – потужність, яку випромінює антена, Вт;

$P_2$  – потужність, яку приймає антена, Вт;

$I_m$  – амплітудне значення струму в антені, А;

$I_d$  – діюче значення струму в антені, А.

Середовище характеризують такі величини:

$\epsilon_0$  – абсолютна діелектрична проникність вакууму (вільного простору),

$$\epsilon_0 = 10^{-9} / 36\pi \approx 8,84 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м};$$

$\epsilon$  – абсолютна діелектрична проникність середовища, Ф/м;

$\epsilon'$  – відносна діелектрична проникність середовища,

$$\epsilon' = \epsilon / \epsilon_0;$$

$\mu_0$  – абсолютна магнітна проникність вакууму (вільного простору),

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \approx 1,26 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м};$$

$\mu$  – абсолютна магнітна проникність середовища, Гн/м;

$\mu'$  – відносна магнітна проникність середовища,

$$\mu' = \mu / \mu_0;$$

$\sigma$  – питома електрична провідність середовища, См/м;

$j$  – щільність електричного струму, А/м<sup>2</sup>;

$\epsilon_k$  – комплексна діелектрична проникність середовища, Ф/м,

$$\epsilon_k = \epsilon - i \frac{\sigma}{\omega};$$

$n$  – показник заломлення середовища;

$c_0$  – швидкість поширення електромагнітних хвиль у вільному просторі (вакуумі), м/с,

$$c_o = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_o \mu_o}};$$

$Z_o$  – хвильовий опір вільного простору, Ом,

$$Z_o = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} = 120\pi;$$

$Z$  – хвильовий опір середовища, Ом,

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}.$$

### 1.5. Поширення прямих радіохвиль у вільному просторі

Припустимо, що у вільному просторі, тобто в однорідному непоглинаючому середовищі з  $\epsilon' = 1$ , поміщено ізотропний випромінювач – уявний точковий випромінювач, який рівномірно випромінює радіохвилі в усіх напрямках.

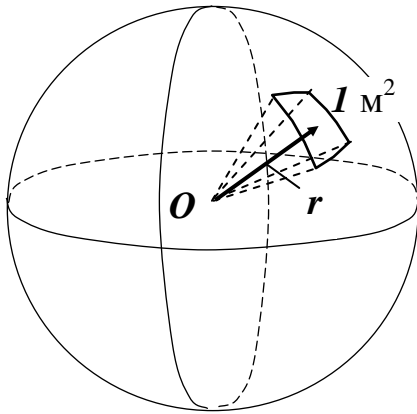


Рис. 1.6

Визначимо щільність потоку енергії (вектор Пойнтінга) на відстані  $r$  від джерела радіохвиль, грунтуючись на тому, що випромінювана енергія рівномірно розподіляється по поверхні сфери (рис. 1.6):

$$\vec{\Pi} = \frac{P_1}{4\pi r^2}, \quad (1.1)$$

де  $P_1$  – потужність випромінювача, Вт;  $r$  – радіус сфери, м.

Одиницею вимірювання вектора Пойнтінга є ват на квадратний метр.

Середнє за період значення вектора Пойнтінга описують формулою

$$\Pi = E_d H_d. \quad (1.2)$$

Тут напруженості електричного і магнітного полів пов'язані між собою співвідношенням

$$H_d = \frac{E_d}{Z_o} = \frac{E_d}{120\pi}, \quad (1.3)$$

де  $Z_o = 120\pi$  – хвильовий опір вільного простору.

Підставивши формулу (1.3) в (1.2), отримуємо

$$\Pi = \frac{E_d^2}{120\pi}. \quad (1.4)$$

Прирівнявши вирази (1.1) та (1.4) і розв'язавши отримане рівняння щодо  $E_d$ , маємо:

$$\frac{P_1}{4\pi r^2} = \frac{E_d^2}{120\pi};$$

$$E_d^2 = \frac{120\pi P_1}{4\pi r^2}; \quad E_d = \frac{\sqrt{30P_1}}{r}. \quad (1.5)$$

У реальних умовах ізотропні випромінювачі не застосовують, а використовують антени, що мають спрямоване випромінювання.

Ступінь спрямованості антени характеризується її коефіцієнтом спрямованості  $D$  (або «виграшем») відносно ізотропного випромінювача.

Припустимо, що поруч розташовані спрямована  $A$  і ізотропна  $B$  антени (рис. 1.7). При однаковій потужності  $P_1$  велика напруженість поля створюється спрямованою антеною, оскільки вона концентрує випромінювану енергію в заданому напрямку. Будемо поступово збільшувати потужність, що підводиться до ізотропної антени доти, доки вона не буде створювати таке ж поле, що і спрямована антена.

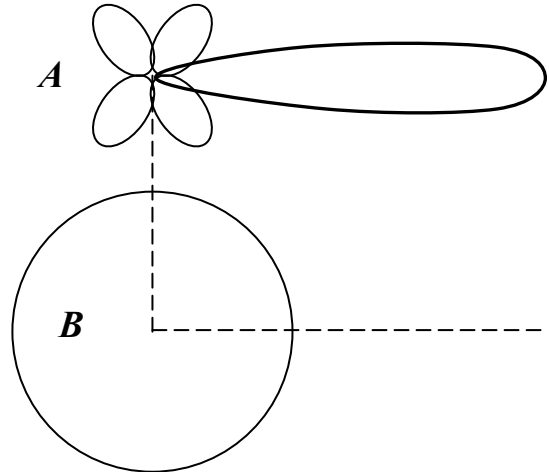


Рис. 1.7

Множник  $D$  показує, у скільки разів слід збільшити потужність, що підводиться до ізотропної антени, аби вона створювала таку ж напруженість поля, що і спрямована. Множник  $D$  має назву коефіцієнта спрямованості.

Тоді формула напруженості поля, створюваного у вільному просторі спрямованою антеною, буде мати вигляд

$$E_d = \frac{\sqrt{30P_1 D_1}}{r}. \quad (1.6)$$

Коефіцієнт спрямованості передавальної антени позначено тут  $D_1$ .

Амплітудне значення напруженості поля описується формулою

$$E_m = E_d \cdot \sqrt{2} = \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r}. \quad (1.7)$$

Вираз миттєвого значення напруженості електричного поля радіохвилі може бути записано у вигляді

$$E = \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r} \cos \omega \left( t - \frac{r}{c} \right) = \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r} \cos(\omega t - kr), \quad (1.8)$$

де  $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{f\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}$  – хвильовий множник.

Часто замість тригонометричного запису залежності поля від відстані віддають перевагу символічному запису

$$E = \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r} e^{i(\omega t - kr)}. \quad (1.9)$$

При цьому треба пам'ятати, що спостережуване поле є дійсною частиною виразу (1.9).

Одиниці величин, що входять у формули (1.7) – (1.9), не завжди є зручними для практичного застосування, бо явно незручно виражати напруженість поля у вольтах на метр, а відстань у метрах.

Подаючи потужність в кіловатах, відстань в кілометрах, а напруженість поля в мілівольтах на метр, отримуємо формули:

– діючого значення напруженості поля

$$E_d = \frac{173\sqrt{P_1 D_1}}{r}; \quad (1.10)$$

– амплітудного значення напруженості поля

$$E_m = \frac{245\sqrt{P_1 D_1}}{r}. \quad (1.11)$$

У цей час раціонально характеризувати умови приймання потужністю, створюваною на вході приймального пристрою. Для цього необхідно знати коефіцієнт спрямованості приймальної антени  $D_2$ .

У курсі «Антенно-фідерні пристрої» наведено, що ефективна площа антени  $A$ , м<sup>2</sup>, тобто площа, з якої приймальна антена одержує енергію підходящої до неї радіохвилі, пов'язана з коефіцієнтом спрямованості  $D$  так:

$$A = \frac{D\lambda^2}{4\pi}. \quad (1.12)$$

Тоді, щоб визначити потужність, що підводиться до входу приймального пристрою, досить помножити щільність потоку енергії в місці розташування приймальної антени (вектор Пойнтінга) на ефективну площу цієї антени.

У разі спрямованої антени порівняно з виразом (1.1)

$$P_2 = \frac{P_1 D_1}{4\pi r^2}, \quad (1.13)$$

а

$$P_2 = P_2 A_2 = \frac{P_1 D_1 \lambda^2 D_2}{4\pi r^2 \cdot 4\pi} = \frac{P_1 D_1 D_2 \lambda^2}{(4\pi r)^2}, \quad (1.14)$$

або в більш зручних одиницях – нановатах, якщо відстань задано в кілометрах, потужність – в кіловатах, довжина хвилі – в метрах:

$$P_2 = 6,33 \cdot 10^3 P_1 D_1 D_2 \frac{\lambda^2}{r^2}. \quad (1.15)$$

При проектуванні систем зв'язку дуже зручно користуватися поняттям втрат при поширенні радіохвиль, розуміючи під цим відношення випромінюваної потужності до прийнятої.

Використавши вираз (1.14), отримуємо

$$L_{\text{вильн}} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{P_1 (4\pi r)^2}{P_1 D_1 D_2 \lambda^2} = \left( \frac{4\pi r}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{D_1 D_2}, \quad (1.16)$$

де індекс «**вільн**» означає, що мова йде про втрати при поширенні у вільному просторі.

Оскільки абсолютне значення втрат може змінюватися в досить великих межах, їх зручніше виражати в децибелах. У цьому випадку формула (1.16) має вигляд

$$L_{\text{вільн}} = 10 \lg L_{\text{вільн}} = 20 \lg (4\pi r) - 20 \lg \lambda - D_{1,\text{дБ}} - D_{2,\text{дБ}}, \quad (1.17)$$

де

$$D_{1,\text{дБ}} = 10 \lg D_1; \quad D_{2,\text{дБ}} = 10 \lg D_2.$$

Формула (1.17) особливо зручна ще й тому, що в антенній техніці коефіцієнт спрямованості також прийнято виражати в децибелах.

### 1.6. Поняття про множник ослаблення

Процес поширення радіохвиль над поверхнею Землі нерозривно пов'язаний з явищем поглинання енергії хвилі та з усякого роду втратами енергії:

- при поширенні земних хвиль енергія втрачається через проникнення хвиль в товщу Землі, а також внаслідок дифракції (бо лише невелика частка енергії хвилі огинає опуклу поверхню земної кулі);
- при поширенні тропосферних хвиль основний потік енергії хвилі проходить крізь тропосферу і лише невелика частка розсіюється тропосферою, утворюючи корисний потік енергії;
- іоносферні хвилі зазнають втрати енергії при проникненні крізь напівпровідні іонізовані шари атмосфери.

**Визначення.** Ослаблення поля радіохвилі при поширенні в реальних умовах порівняно із значенням цієї величини, яке існувало б при поширенні у вільному просторі, прийнято характеризувати множником або функцією ослаблення  $F$ .

Якщо можливо в той чи інший спосіб визначити множник ослаблення, то напруженість поля, мВ/м, обчислюють за формулою

$$E_{\text{д}} = \frac{173 \sqrt{P_1 D_1}}{r} F, \quad (1.18)$$

де  $r$  – шлях, пройдений хвилею від пункту передачі до пункту прийому, км.

Аналогічним чином можна знайти щільність потоку енергії у ватах на квадратний метр:

$$\Pi = \frac{P_1 D_1}{4\pi r^2} F^2 \quad (1.19)$$

або в нановатах на квадратний метр:

$$\Pi = 8 \cdot 10^4 \frac{P_1 D_1}{r^2} F^2. \quad (1.20)$$

У формули (1.19) і (1.20) входить  $F^2$ , бо вектор Пойнтінга є пропорційним квадрату напруженості поля.

При урахуванні ослаблення в процесі поширення формула загальних втрат має вигляд

$$L_{\text{заг}} = \frac{P_1}{P_2} = \left( \frac{4\pi r}{\lambda F} \right)^2 \frac{1}{D_1 D_2}. \quad (1.21)$$

Основні втрати будуть визначатися формулою

$$L_{\text{осн}} = \left( \frac{4\pi r}{\lambda F} \right)^2. \quad (1.22)$$

При вираженні в децибелах втрати при поширенні відповідно описують виразами:

$$L_{\text{заг}} = 10 \lg L = 20 \lg (4\pi r) - 20 \lg \lambda - D_{1,\text{дБ}} - D_{2,\text{дБ}} - F_{\text{дБ}}; \quad (1.23)$$

$$L_{\text{осн}} = 10 \lg L_{\text{осн}} = 20 \lg (4\pi r) - 20 \lg \lambda - F_{\text{дБ}}. \quad (1.24)$$

Зауважимо, що внаслідок визначення децибела, множник ослаблення по полю  $F$  буде визначатися тією ж величиною, що і множник ослаблення по потоку енергії  $F^2$ . Дійсно, по полю  $F = 20 \lg F$  і по потоку енергії  $F^2 = 10 \lg F^2 = 20 \lg F$ .

Тому дуже зручно виражати множник ослаблення просто в децибелах. При цьому немає потреби уточнювати, чи йде мова про ослаблення поля або про ослаблення потоку енергії. З урахуванням цього можна навести ще одне визначення множника ослаблення.

*Множник ослаблення – це величина, що показує, як зміниться енергетика радіолінії в реальних умовах порівняно з енергетикою радіолінії у вільному просторі (ідеальних умовах).*

Формула (1.23) може бути покладена в основу розрахунку ліній радіозв'язку.

Нехай, наприклад, відомі  $P_2$ ,  $\lambda$ ,  $r$  і  $F$ ,  $D_1$ ,  $D_2$ . Треба розрахувати необхідну потужність  $P_1$ .

Розв'яжемо задачу в логарифмічному варіанті. Для цього домовимося виражати потужності  $P_1$  і  $P_2$  в децибелах відносно, наприклад,  $1 \text{ Вт}$ . Введемо позначення

$$P_{1,\text{дБВт}} = 10 \lg P_1 \quad \text{і} \quad P_{2,\text{дБВт}} = 10 \lg P_2,$$

де ліві частини виражають в "дБВт", що слід розуміти, як дБ відносно потужності  $1 \text{ Вт}$ .

Подамо вираз (1.21) у вигляді

$$P_1 D_1 D_2 = \left( \frac{4\pi r}{\lambda F} \right)^2 P_2 \quad (1.25)$$

або

$$\begin{aligned} P_{1,\text{дБВт}} + D_{1,\text{дБ}} + D_{2,\text{дБ}} &= P_{2,\text{дБВт}} + 20 \lg (4\pi r) - 20 \lg \lambda - F_{\text{дБ}}; \\ P_{1,\text{дБВт}} &= P_{2,\text{дБВт}} - D_{1,\text{дБ}} - D_{2,\text{дБ}} + 20 \lg (4\pi r) - 20 \lg \lambda - F_{\text{дБ}}. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Якщо величини  $P$ ,  $D$ ,  $F$  задані в дБ, а необхідно мати ці величини в абсолютних одиницях, то необхідно скористатися співвідношеннями:

$$P_{\text{Вт}} = 10^{P_{\text{дБВт}}/10}; \quad D = 10^{D_{\text{дБ}}/10}; \quad F = 10^{F_{\text{дБ}}/20}.$$



Переклад абсолютних величин в децибелі і назад наведено у табл. Д1.

Формули (1.25) і (1.26) показують, що з точки зору поширення радіохвиль основним завданням при розрахунку ліній зв'язку є вміння визначати величину множника ослаблення в різних умовах поширення земних, тропосферних і іоносферних хвиль, а також знаходити енергетичні показники радіоліній.

### 1.7. Поширення плоских радіохвиль в напівпровідному середовищі

При поширенні радіохвиль у вільному (зокрема космічному) просторі спадання щільності потоку енергії зі збільшенням відстані зумовлено природним розсіюванням енергії, тому що в міру просування вперед енергія хвилі поширюється по поверхні сфери зі зростаючим радіусом.

На практиці велике значення мають випадки поширення радіохвиль у напівпровідних середовищах:

- проникнення радіохвиль в морську воду або в товщу земної кори;
- проходження радіохвиль крізь іонізовані шари атмосфери, які мають властивості напівпровідника.

Поширюючись в напівпровідних середовищах, радіохвилі спричиняють виникнення струмів, що призводить до незворотних теплових втрат енергії хвилі. Так виникає поглинання радіохвиль, а отже, і зменшення амплітуди поля радіохвилі в міру просування її в напівпровідних середовищах.

Розглянемо спочатку електричні властивості земної поверхні як напівпровідного середовища.

Електричні властивості напівпровідного середовища зручно характеризувати комплексною діелектричною проникністю

$$\varepsilon_k = \varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega}. \quad (1.27)$$

Магнітну проникність земної поверхні можна вважати такою, що дорівнює магнітній проникності вакууму  $\mu_0$ .

Наведемо відносну комплексну діелектричну проникність у вигляді

$$\varepsilon_k' = \frac{\varepsilon_k}{\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon - i \frac{\sigma}{\omega}}{\varepsilon_0} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - i \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} = \varepsilon' - i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega}. \quad (1.28)$$

З урахуванням того, що

$$\omega \varepsilon_0 = 2\pi f \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} = \frac{2\pi f}{c_0 z_0} = \frac{2\pi}{120\pi \lambda} = \frac{1}{60\lambda}, \quad (1.29)$$

перетворимо вираз (1.28) наступним чином:

$$\varepsilon_k' = \varepsilon' - i \cdot 60\sigma\lambda$$

або

$$\varepsilon_k' = \varepsilon \left( 1 - i \frac{60\sigma\lambda}{\varepsilon'} \right). \quad (1.30)$$

За величиною відношення  $\frac{60\sigma\lambda}{\epsilon'}$  можна міркувати про електричні властивості земної поверхні:

– якщо  $\frac{60\sigma\lambda}{\epsilon'} \ll 1$ , то в середовищі переважає струм зміщення, і вона за своїми властивостями наближається до **діелектрика**;

– якщо  $\frac{60\sigma\lambda}{\epsilon'} \gg 1$ , то в середовищі переважає струм провідності, і її властивості наближаються до властивостей **провідника**;

– якщо  $\frac{60\sigma\lambda}{\epsilon'} \approx 1$ , то її властивості відповідають **напівпровіднику**.

У загальному випадку електричні параметри земної поверхні є функціями частоти коливань. Однак, якщо частота коливань менше **300 МГц** ( $\lambda > 1$  м), то відносна діелектрична проникність і провідність реальних ґрунтів практично не залежить від частоти.

У табл. 1.3 наведено орієнтовні значення електричних параметрів найбільш типових видів земної поверхні у діапазоні СЧ.

Таблиця 1.3

Параметри середовища	Середовище					
	Морська вода	Вологий ґрунт	Сухий ґрунт	Прісна вода	Сніг	Лід
$\epsilon'$	80	10	5	80	1,4	3,2
$\sigma$ , См / м	4	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-3}$	$10^{-3}$	$10^{-3}$

Електричні параметри різних видів земної поверхні визначали в ході експериментів з поглинання радіохвиль земною поверхнею і щодо відбиття від неї. Ці величини залежать від структури земної поверхні, її вологості, шаруватості, температури, а також від довжини хвилі.

Ступінь поглинання хвилі можна оцінити за допомогою комплексної діелектричної проникності напівпровідних середовищ.

З теорії поля відомо, що електричне поле радіохвилі, що поширюється в ідеальному діелектрику, описують виразом

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{x\sqrt{\epsilon'}}{c}\right)}. \quad (1.31)$$

Вважають, що хвиля поширюється в напрямку осі  $X$ ,  $\epsilon'$  – відносна діелектрична проникність ідеального діелектрика, а  $\mathbf{V} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon'}}$  – швидкість поширення хвилі.

Формулу (1.31) можна розширити у випадку напівпровідного середовища, замінивши в ній реальну  $\epsilon'$  на комплексне значення  $\epsilon_k' = \epsilon' - i60\sigma\lambda$ .

Введемо позначення

$$\sqrt{\varepsilon'_k} = n - ip \quad (1.32)$$

і підставимо його у вираз (1.31):

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \cdot e^{i\omega \left[ t - \frac{x(n-ip)}{c} \right]} = \mathbf{E}_m \cdot e^{-\frac{\omega}{c} px} \cdot e^{i\omega \left( t - \frac{xn}{c} \right)}. \quad (1.33)$$

Отриманий вираз показує, що на відміну від випадку ідеального діелектрика, де поглинання відсутнє, поширення в напівпровідних середовищах супроводжується спаданням амплітуди за експоненціальним законом.

Величина

$$\delta = \frac{\omega}{c} p \quad (1.34)$$

отримала назву «коефіцієнт поглинання»,  $m^{-1}$ .

З формули (1.33) також виходить, що в напівпровідному середовищі хвиля поширюється зі швидкістю,  $m/c$ :

$$V = \frac{c}{n}, \quad (1.35)$$

тобто швидкість поширення залежить не тільки від  $\varepsilon'$ , але і від провідності  $\sigma$  і частоти. Відповідно змінюється і довжина хвилі в напівпровідному середовищі,  $m$ :

$$\lambda' = \frac{V}{f} = \frac{c}{nf} = \frac{\lambda}{n}, \quad (1.36)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі в повітрі.

Для визначення  $n$  і  $p$  зведемо обидві частини виразу (1.32) у квадрат:

$$\varepsilon' - i60\sigma\lambda = N^2 - p^2 - i2np.$$

Цей комплексний вираз є еквівалентним двом рівностям:

$$\left. \begin{aligned} n^2 - p^2 &= \varepsilon'; \\ np &= 30\sigma\lambda. \end{aligned} \right\} \quad (1.37)$$

Вирішивши систему (1.37) щодо  $n$  і  $p$  і відкинувши непотрібні знаки, отримаємо

$$n = \frac{30\sigma\lambda}{p};$$

$$\left( \frac{30\sigma\lambda}{p} \right)^2 - p^2 = \varepsilon' \rightarrow (30\sigma\lambda)^2 - p^4 = \varepsilon' p^2;$$

$$p^4 + \varepsilon' p^2 - (30\sigma\lambda)^2 = 0.$$

Ввівши позначення  $p^2 = y$ , одержимо квадратне рівняння

$$y^2 + \varepsilon' y - (30\sigma\lambda)^2 = 0,$$

звідки

$$y_{1,2} = -\frac{1}{2}\varepsilon' \pm \sqrt{\frac{1}{4}\varepsilon'^2 + (30\sigma\lambda)^2}$$

або

$$y_{1,2} = \pm \frac{1}{2} \left[ -\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + (60\sigma\lambda)^2} \right],$$

а

$$p = \pm \sqrt{\frac{1}{2} \left[ -\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + (60\sigma\lambda)^2} \right]}. \quad (1.38)$$

Тоді з урахуванням того, що

$$n^2 - p^2 = \varepsilon',$$

отримаємо

$$n = \pm \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + (60\sigma\lambda)^2} \right]}. \quad (1.39)$$

Якщо у формулах (1.38) і (1.39) прибрати верхні знаки, то це буде означати, що хвиля видаляється, а амплітуда зменшується при цьому за експоненціальним законом  $e^{-\delta x}$ .

Формули (1.38) і (1.39) можуть бути істотно спрощені. Якщо середовище за своїми властивостями наближається до діелектрика, тобто  $\varepsilon' \gg 60\sigma\lambda$ , то з виразу (1.38) одержимо

$$n \approx \sqrt{\varepsilon'}. \quad (1.40)$$

Для знаходження  $p$  застосуємо до внутрішнього радикалу (1.38) формулу бінома Ньютона ( $\sqrt{1+x} = 1 + x/2 + \dots$ ):

$$\begin{aligned} p &= \sqrt{-\frac{\varepsilon'}{2} + \frac{\varepsilon'}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{60\sigma\lambda}{\varepsilon'}\right)^2}} \approx \sqrt{-\frac{\varepsilon'}{2} + \frac{\varepsilon'}{2} \left[ 1 + \left(\frac{60\sigma\lambda}{\varepsilon'}\right)^2 \right] \frac{1}{2}} \approx \\ &\approx \sqrt{\frac{(60\sigma\lambda)^2}{4\varepsilon'}} = \frac{30\sigma\lambda}{\sqrt{\varepsilon'}}. \end{aligned} \quad (1.41)$$

Підставивши значення  $n$  і  $p$  у формули для визначення  $\delta$ ,  $V$  і  $\lambda'$ , знаходимо:

$$\delta = \frac{\omega}{c} p \approx \frac{2\pi f}{c} \cdot \frac{30\sigma\lambda}{\sqrt{\varepsilon'}} = \frac{60\pi\sigma}{\sqrt{\varepsilon'}};$$

$$V = \frac{c}{n} \approx \frac{c}{\sqrt{\varepsilon'}};$$

$$\lambda' \approx \frac{v}{f} = \frac{c}{nf} = \frac{\lambda}{n} = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon'}}.$$

Якщо середовище за своїми властивостями наближається до провідника, тобто  $\varepsilon' \ll 60\sigma\lambda$ , то формули (1.38) і (1.39) приймають вигляд

$$\begin{aligned} n &\approx \sqrt{30\sigma\lambda}, \\ p &\approx \sqrt{30\sigma\lambda}. \end{aligned}$$

Підставивши значення  $n$  і  $p$  у формули для визначення  $\delta$ ,  $V$  і  $\lambda'$ , знаходимо:

$$\delta = \frac{\omega}{c} p = \frac{2\pi f}{c} \sqrt{30\sigma\lambda} \approx 2\pi \sqrt{\frac{30\sigma}{\lambda}};$$

$$V = \frac{c}{n} \approx \frac{c}{\sqrt{30\sigma\lambda}};$$

$$\lambda' \approx \frac{V}{f} = \frac{c}{nf} = \frac{\lambda}{n} = \frac{\lambda}{\sqrt{30\sigma\lambda}}.$$

Якщо необхідно визначити відстань  $x$ , на яку проникне радіохвиля, поки не ослабне в  $10^4$  раз, то, розв'язав рівняння  $e^{-\delta x} = 10^{-4}$ , отримаємо  $-\delta x = -A \ln 10$  або  $x = (A \ln 10) / \delta$ .

### 1.8. Відбиття плоских радіохвиль на межі розділу двох середовищ

Реальні джерела створюють сферичні хвилі, але на великій відстані від джерела малу частину фронту хвилі можна вважати плоскою. Земну поверхню на невеликій ділянці теж можна вважати плоскою. Тому розгляд найбільш простого випадку відбиття плоскої хвилі від плоскої межі розділу двох середовищ становить практичний інтерес.

Вивчення питання про відображення хвилі пов'язано з поляризацією падаючої хвилі. Слід розрізнити два різновиди поляризації хвилі: вертикальну і горизонтальну.

Поляризацією називається орієнтування вектора електричного поля хвилі щодо напрямку поширення і деякої відлікової площини, якою зазвичай вибирають поверхню Землі. На рис. 1.8, *а* і *б* показано випадки вертикальної і горизонтальної поляризації падаючої хвилі.

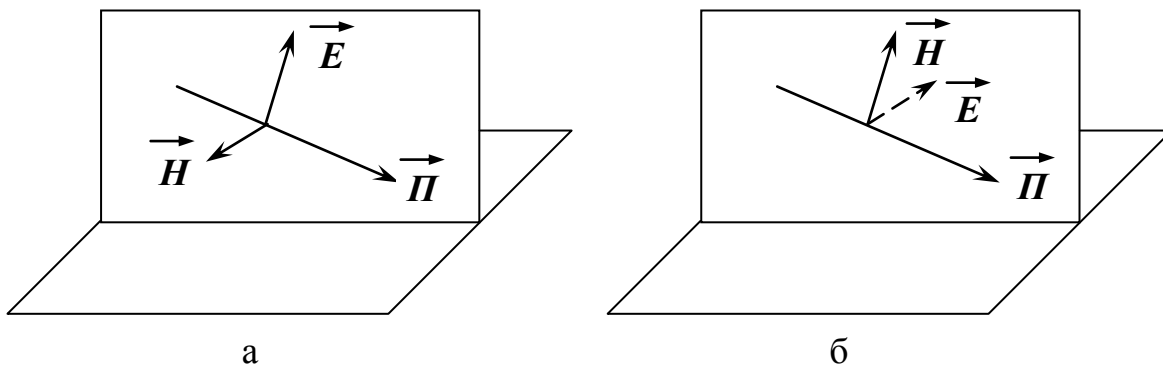


Рис. 1.8

При вертикальній поляризації вектор електричного поля розташовується у вертикальній площині, проведеній через падаючий промінь. У горизонтально поляризованій хвилі вектор електричного поля завжди перпендикулярний до напрямку поширення та паралельний поверхні Землі.

### 1.8.1. Відбиття плоских радіохвиль на межі розділу двох діелектриків

Розглянемо спочатку випадок відбиття радіохвиль на межі розділу двох діелектриків.

При ідеально рівній поверхні, відповідно до закону геометричної оптики, кут відбиття дорівнює куту падіння  $\theta$ , а кут заломлення  $\psi$  пов'язаний з кутом падіння співвідношенням (закон Снеліуса)

$$\frac{\sin \theta}{\sin \psi} = \sqrt{\frac{\epsilon'_2}{\epsilon'_1}}, \quad (1.42)$$

де  $\epsilon'_1$  і  $\epsilon'_2$  – відповідні відносні діелектричні проникності середовищ.

Розглянемо окремо відбиття вертикально і горизонтально поляризованих хвиль і знайдемо відношення напруженостей електричного поля відбитої і падаючої хвиль, зване коефіцієнтом відбиття

$$R = \frac{E_1}{E}.$$

*Вертикальна поляризація*

На рис. 1.9 зображено відбиття вертикально поляризованої хвилі від межі розділу двох середовищ.

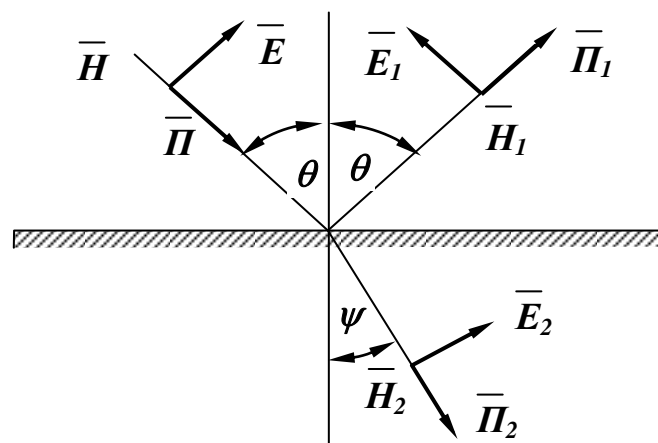


Рис. 1.9

На межі розділу двох середовищ виконуються умови безперервності: тангенціальні складові  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  мають дорівнювати одна одній.

З огляду на те, що вектори  $\vec{H}$ ,  $\vec{H}_1$  і  $\vec{H}_2$  є паралельними поверхні розділу, запишемо граничні умови для тангенціальних складових напруженостей магнітного поля:

$$H + H_1 = H_2. \quad (1.43)$$

Граничні умови для тангенціальних складових напруженості електричного поля запишемо, враховуючи проекції  $\vec{E}$ ,  $\vec{E}_1$  і  $\vec{E}_2$  на поверхню розділу і те, що  $\vec{E}$  і  $\vec{E}_1$  орієнтовані у протилежних напрямках:

$$E \cos \theta - E_1 \cos \theta = E_2 \cos \psi. \quad (1.44)$$

Скориставшись співвідношенням  $H = E / Z = E \sqrt{\epsilon'} / (120\pi)$ ,

отримаємо два рівняння, запишемо їх праві частини:

$$E \frac{\cos \theta}{\cos \psi} - E_1 \frac{\cos \theta}{\cos \psi} = E_2; \quad (1.45)$$

$$\frac{E}{120\pi} \sqrt{\varepsilon'} + \frac{E_1}{120\pi} \sqrt{\varepsilon'_1} = \frac{E_2}{120\pi} \sqrt{\varepsilon'_2},$$

або з урахуванням рівності  $\sqrt{\varepsilon'} = \sqrt{\varepsilon'_1}$

$$E \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}} + E_1 \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}} = E_2. \quad (1.46)$$

Прирівняємо ліві частини цих рівнянь:

$$E \frac{\cos \theta}{\cos \psi} - E_1 \frac{\cos \theta}{\cos \psi} = E \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}} + E_1 \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}}.$$

Розділимо всі члени на  $E$ :

$$\frac{\cos \theta}{\cos \psi} - \frac{E_1}{E} \frac{\cos \theta}{\cos \psi} = \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}} + \frac{E_1}{E} \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}}.$$

Відношення  $E_1/E$  і є коефіцієнтом відбиття (КВ)  $R_B = E_1/E$  при вертикальній поляризації.

Зібравши коефіцієнти при  $R_B$  в ліву частину, отримаємо рівняння

$$R_B \left( \frac{\cos \theta}{\cos \psi} + \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}} \right) = \frac{\cos \theta}{\cos \psi} - \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}},$$

з котрого

$$R_B = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon'_1/\varepsilon'_2} \cdot \cos \psi / \cos \theta}{1 + \sqrt{\varepsilon'_1/\varepsilon'_2} \cdot \cos \psi / \cos \theta}. \quad (1.47)$$

Щоб виключити  $\cos \psi$ , згадаємо, що  $\cos \psi = \sqrt{1 - \sin^2 \psi}$ , і, скориставшись співвідношенням (1.42), отримаємо

$$\cos \psi = \sqrt{1 - \frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2} \sin^2 \theta}. \quad (1.48)$$

Підставивши вираз (1.48) в (1.47), остаточно одержимо

$$\begin{aligned} R_B &= \frac{1 - \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}} \cdot \frac{\sqrt{1 - (\varepsilon'_1/\varepsilon'_2) \sin^2 \theta}}{\cos \theta}}{1 + \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}} \cdot \frac{\sqrt{1 - (\varepsilon'_1/\varepsilon'_2) \sin^2 \theta}}{\cos \theta}} = \frac{1 - \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta}}{\sqrt{\varepsilon'_2} \cdot \cos \theta}}{1 + \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_2}} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta}}{\sqrt{\varepsilon'_2} \cdot \cos \theta}} = \\ &= \frac{\varepsilon'_2 \cos \theta - \sqrt{\varepsilon'_1} \cdot \sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta}}{\varepsilon'_2 \cos \theta + \sqrt{\varepsilon'_1} \cdot \sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta}}. \end{aligned} \quad (1.49)$$

Залежності модуля і фази КВ від кута падіння хвилі на межу розділу двох ідеальних діелектриків зображено на рис. 1.10 і 1.11, де

— — — — вертикальна поляризація, — — — — горизонтальна поляризація.

Простежимо залежність  $R_B$  від кута падіння хвилі на межу розділу двох середовищ для випадків, коли перше середовище має меншу діелектричну проникність, ніж друге, і навпаки.

У першому випадку ( $\epsilon'_1 < \epsilon'_2$ ) коефіцієнт відбиття змінюється від правильного додатного дроби ( $|R_B| < 1$ ,  $\Phi_B = 0$ ) при  $\theta = 0$  до  $R_B = -1$  при  $\theta = 90^\circ$ . Від'ємне значення коефіцієнта відбиття можна інтерпретувати як зміну його фази  $\Phi_B$  (а отже, і фази відбитої хвилі) на  $180^\circ$ .

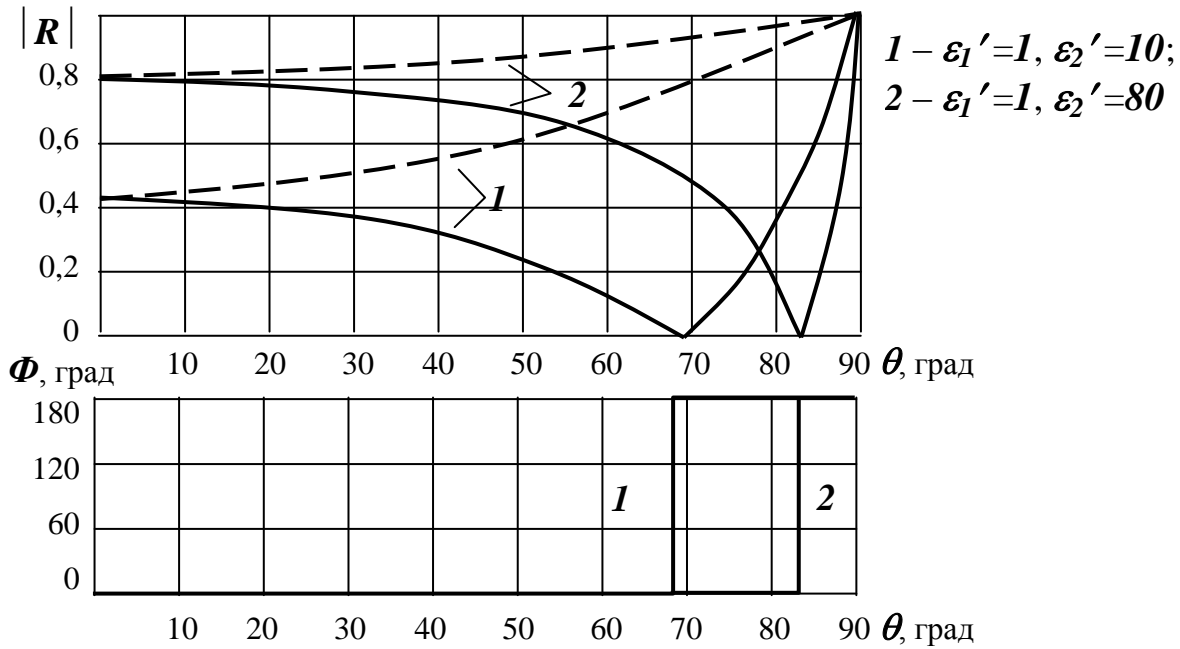


Рис. 1.10

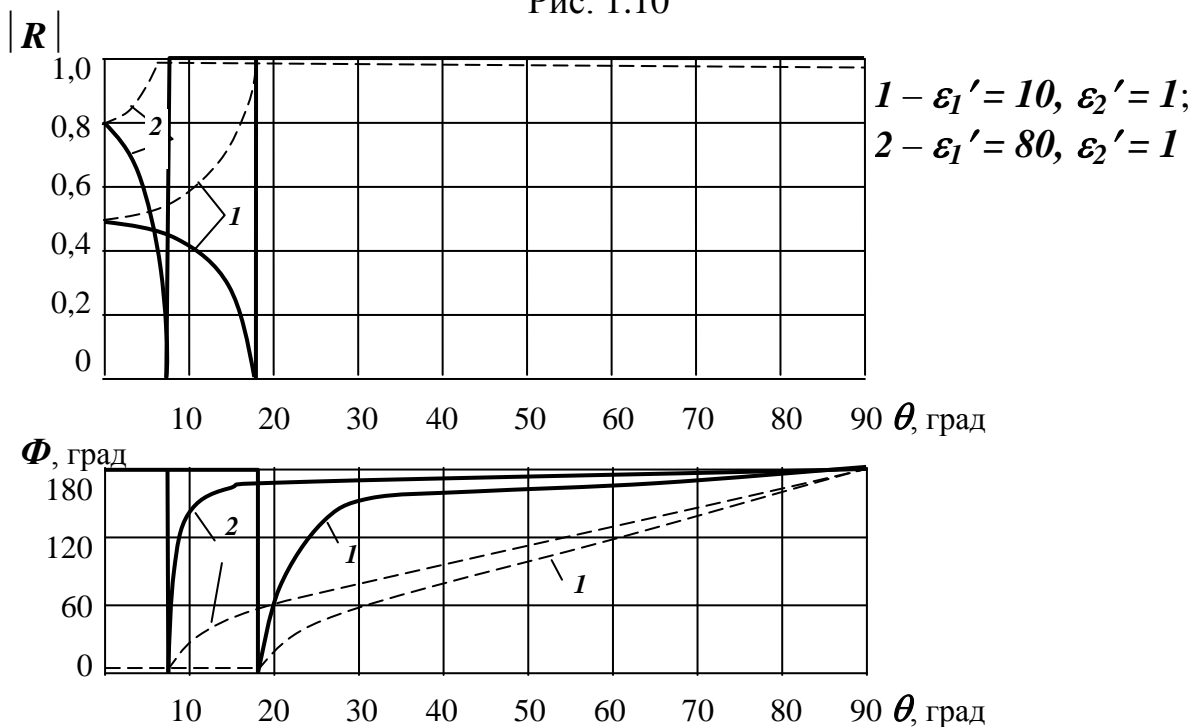


Рис. 1.11



З графіків видно, що при деякому значенні  $\theta = \theta_0$  відбита хвиля відсутня. При цьому вся енергія падаючої хвилі проходить у друге середовище.

Кут  $\theta_0$  легко визначити, привівнявши чисельник (1.49) до нуля:

$$\varepsilon'_2 \cos \theta_0 = \sqrt{\varepsilon'_1} \cdot \sqrt{\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta_0},$$

звідки

$$\sin \theta_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon'_2}{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}}, \quad \cos \theta_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon'_1}{\varepsilon'_1 + \varepsilon'_2}} \quad (1.50)$$

або

$$\operatorname{tg} \theta_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon'_2}{\varepsilon'_1}}. \quad (1.51)$$

Кут  $\theta_0$  називають кутом Брюстера.

У другому випадку ( $\varepsilon'_1 > \varepsilon'_2$ ) коефіцієнт відбиття змінюється від правильного від'ємного дробу ( $|\mathbf{R}_B| < 1$ ,  $\Phi_B = 180^\circ$ ) при  $\theta = 0$  до  $|\mathbf{R}_B| = 0$  при  $\theta = \theta_0$ , де  $\theta_0$  визначають за формулою (1.51).

При подальшому збільшенні кута  $\theta$  модуль коефіцієнта відбиття зростає і при деякому значенні  $\theta = \theta_{\text{кр}}$  дорівнює одиниці (див. рис. 1.11).

Дійсно, при зростанні кута  $\theta$  підкорінний вираз в (1.49) може обернутися в нуль:

$$\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1 \sin^2 \theta_{\text{кр}} \approx 0.$$

З цієї умови можна визначити значення кута  $\theta_{\text{кр}}$ , названого критичним кутом:

$$\sin \theta_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{\varepsilon'_2}{\varepsilon'_1}}. \quad (1.52)$$

При  $\theta > \theta_{\text{кр}}$  другі доданки в чисельнику і знаменнику виразу (1.49) стають уявними величинами, модуль коефіцієнта відбиття залишається таким, що дорівнює одиниці, а фаза змінюється від  $0$  до  $180^\circ$ . Явище, коли коефіцієнт відбиття залишається таким, що дорівнює одиниці, називається повним внутрішнім відбиттям. Воно спостерігається, наприклад, при відбитті радіохвиль від шарів іоносфери.

### Горизонтальна поляризація

У разі горизонтальної поляризації граничні умови згідно з рис. 1.12 можна записати так:

$$\left. \begin{aligned} E_1 + E &= E_2; \\ H \cos \theta - H_1 \cos \theta &= H_2 \cos \psi. \end{aligned} \right\} \quad (1.53)$$

Використавши умову  $H = \frac{E}{Z} = \frac{E}{120\pi} \sqrt{\varepsilon'}$

і виконавши перетворення, аналогічні попереднім, одержимо вираз для визначення коефіцієнта відбиття горизонтально поляризованої хвилі:

$$R_r = \frac{E_1}{E} = \frac{\sqrt{\epsilon'_1} \cdot \cos \theta - \sqrt{\epsilon'_2 - \epsilon'_1 \sin^2 \theta}}{\sqrt{\epsilon'_1} \cdot \cos \theta + \sqrt{\epsilon'_2 - \epsilon'_1 \sin^2 \theta}}. \quad (1.54)$$

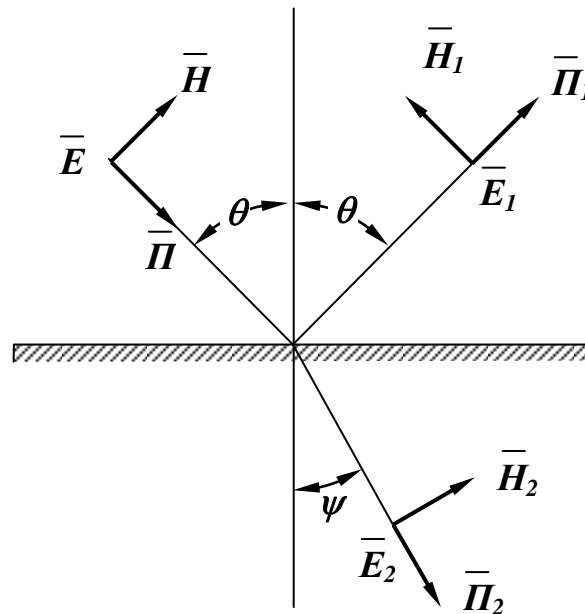


Рис. 1.12

При горизонтальній поляризації залежність коефіцієнта відбиття від кута падіння на межі розділу двох середовищ є іншою, ніж при вертикальній поляризації. З аналізу (1.54) випливає, що при  $\epsilon'_2 > \epsilon'_1$  модуль коефіцієнта відбиття змінюється від правильного дробу при  $\theta = 0$  до  $|R_r| = 1$  при  $\theta = 90^\circ$ , фаза коефіцієнта відбиття  $\Phi_r$  залишається весь час такою, що дорівнює  $180^\circ$  (див. рис. 1.11).

При  $\epsilon'_2 < \epsilon'_1$  модуль  $R_r$  змінюється від деякого додатного дробу при  $\theta = 0$  до  $|R_r| = 1$  при  $\theta = \theta_{кр}$ . Кут  $\theta_{кр}$  визначають, як і у випадку вертикальної поляризації, і при подальшому збільшенні кута  $\theta$  модуль  $|R_r|$  залишається таким, що дорівнює одиниці, а фаза змінюється від  $0$  до  $180^\circ$  (див. рис. 1.12).

Таким чином, явище повного відбиття спостерігається як при горизонтальній, так і при вертикальній поляризації, якщо хвиля падає з більш щільного середовища в менш щільне.

Явища повного заломлення не існує в разі горизонтальної поляризації. Це можна пояснити тим, що під час проходження хвилі в другому середовищі заряди, що знаходяться в ньому, коливаються в напрямку вектора  $E$  цієї хвилі (рис. 1.13).

Коливальні заряди випромінюють немов би елементарні електричні вібратори, тобто не випромінюють уздовж своєї осі. Легко показати, що в разі вертикальної поляризації при  $\theta = \theta_0$  напрямок орієнтації осей вібраторів збігається з напрямком, в якому мала б поширюватися відбита хвиля.

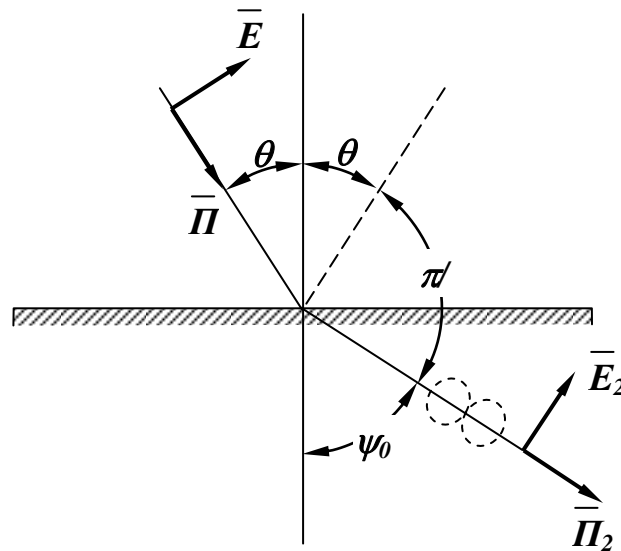


Рис. 1.13

Дійсно, з формул (1.50) виходить, що синус кута заломлення виявляється таким, що дорівнює косинусу кута падіння:

$$\sin \psi_0 = \sin \theta_0 \sqrt{\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_2}} = \sqrt{\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_1 + \epsilon'_2}}.$$

Отже,  $\theta_0 + \psi_0 = 90^\circ$ , і в напрямку  $\theta_0$  випромінювання немає.

У разі горизонтальної поляризації вектор  $\vec{E}$  при всіх кутах падіння хвилі спрямовано паралельно площині розділу і нормально до площини падіння хвилі, тому напрямок орієнтації осей векторів не збігається з напрямком відбитої хвилі, отже, відбита хвиля завжди існує.

### 1.8.2. Відбиття плоских радіохвиль на межі розділу напівпровідних середовищ

Вирази для визначення коефіцієнтів відбиття радіохвиль від напівпровідних середовищ отримаємо шляхом заміни у наведених вище формулах величини  $\epsilon'$  на комплексну величину  $\epsilon'_k = \epsilon' - i \cdot 60 \sigma \lambda$ . Величини  $R_v$  і  $R_r$  в цьому випадку є також комплексними, їх можна записати у вигляді

$$R_v = |R_v| e^{-i\Phi_v}, \quad R_r = |R_r| e^{-i\Phi_r},$$

де  $\Phi_v$  і  $\Phi_r$  можуть бути відмінними від  $0$  і  $180^\circ$ .

При відбитті від напівпровідного середовища модуль і фаза коефіцієнта відбиття залежать від частоти, бо  $\epsilon'_k$  залежить від частоти. На рис. 1.14 показано залежності модуля і фази коефіцієнта відбиття від кута падіння хвиль різної довжини з певного середовища (повітря) з  $\epsilon' = 1, \sigma = 0$  на напівпровідну поверхню (грунт) з  $\epsilon' > 1, \sigma \neq 0$  (——— — вертикальна поляризація; - - - — горизонтальна поляризація).

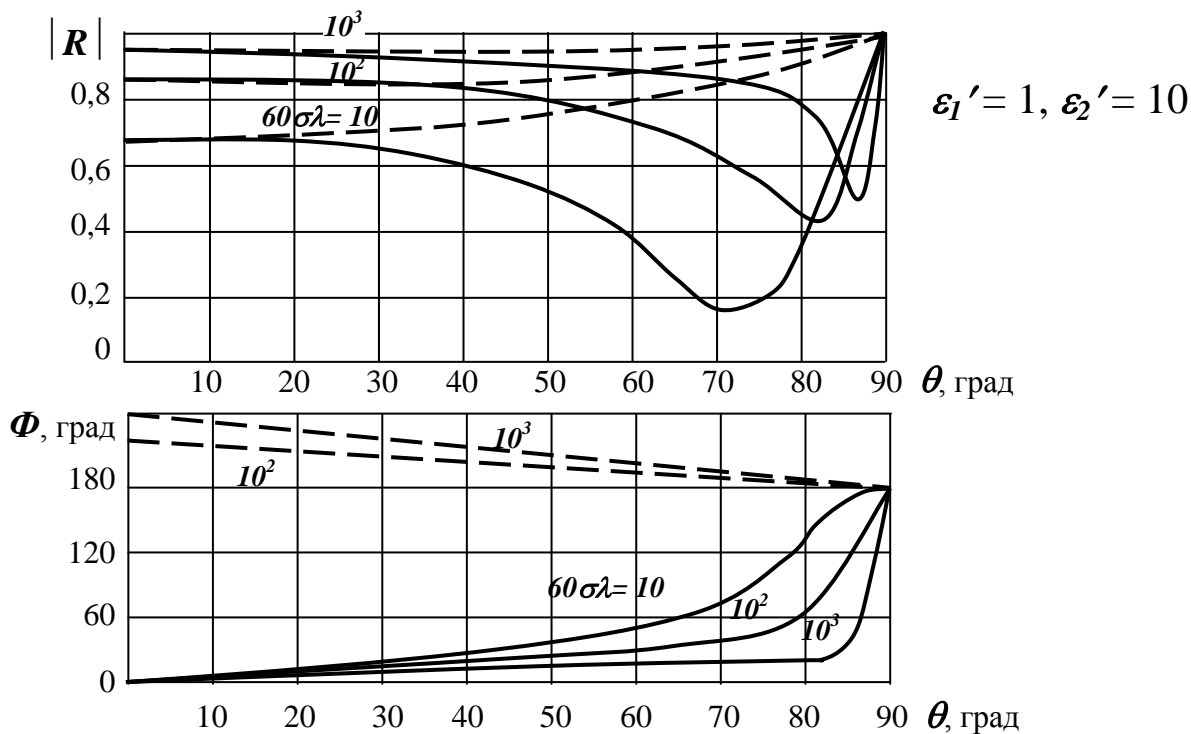


Рис. 1.14

Розглянувши графіки на рис. 1.14, можна зробити такі висновки:

- 1) для вертикальної поляризації є характерною наявність мінімуму модуля коефіцієнта відбиття, явище повного заломлення в чистому вигляді не спостерігається;
- 2) при горизонтальній поляризації криві є монотонними, також для одних і тих же кутів падіння і довжини хвиль значення коефіцієнтів відбиття більше, ніж при вертикальній поляризації;
- 3) зі збільшенням  $\lambda$  і  $\sigma$  модуль коефіцієнта відбиття зростає;
- 4) фаза коефіцієнта відбиття при вертикальній поляризації змінюється і залишається менше або дорівнює  $180^\circ$ ;
- 5) фаза коефіцієнта відбиття при горизонтальній поляризації змінюється і залишається трохи більше або дорівнює  $180^\circ$ .

Нарешті, якщо поверхня є ідеально провідною, то при будь-яких кутах падіння хвилі відбувається повне відбиття і  $|R_V| = |R_H| = 1$ .

Фаза відбитої хвилі при вертикальній поляризації  $\Phi_V = 0$ , а при горизонтальній  $\Phi_H = 180^\circ$ .

Для практичного визначення модуля і фази коефіцієнтів відбиття існують спеціальні графіки Омена (рис. 1.15, 1.16), що являють собою залежність  $R$  від кута падіння хвилі на поверхню Землі, довжини хвилі  $\lambda$  і електродинамічних параметрів середовища  $\epsilon'$  і  $\sigma$ .

Наприклад, задано амплітуду падаючої хвилі  $E_m$ , вид поляризації, кут ковзання  $\gamma$ , довжину хвилі  $\lambda$ , відносну діелектричну проникність поверхні Землі  $\epsilon'$  і її питому провідність  $\sigma$ . Потрібно знайти значення модуля  $R$  і фази  $\theta$  коефіцієнта відбиття.

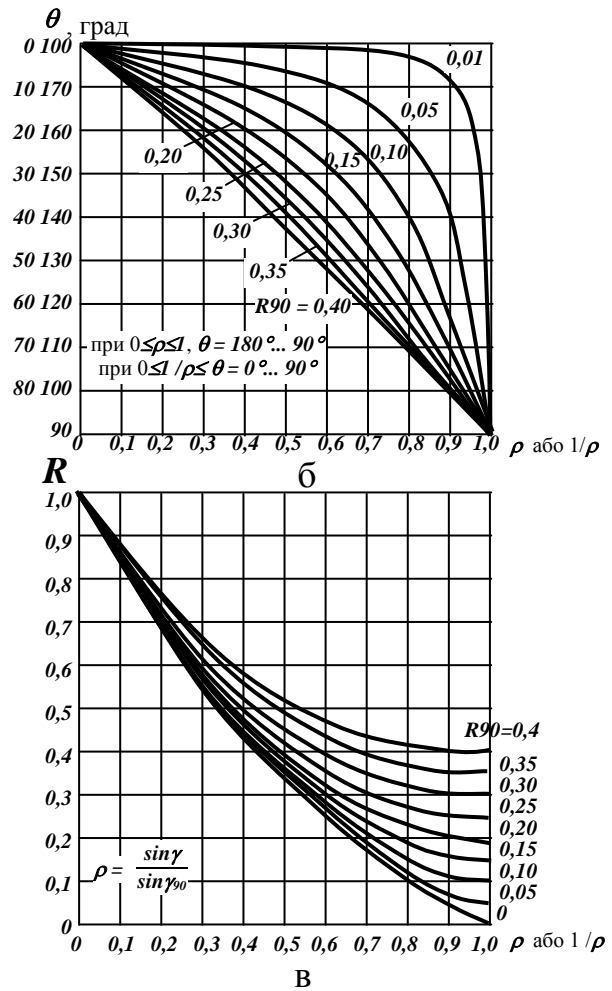
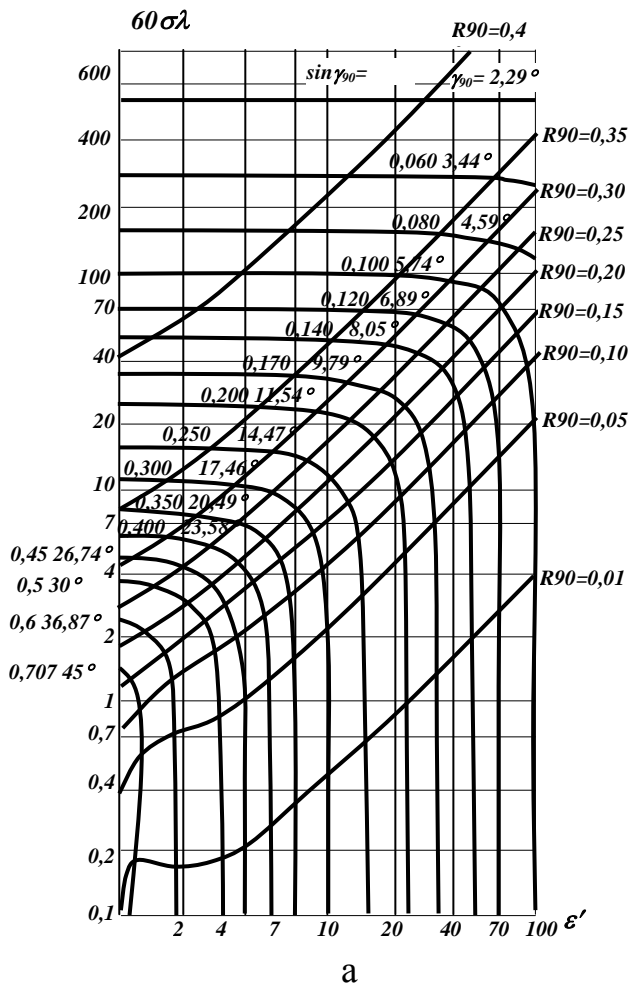


Рис. 1.15

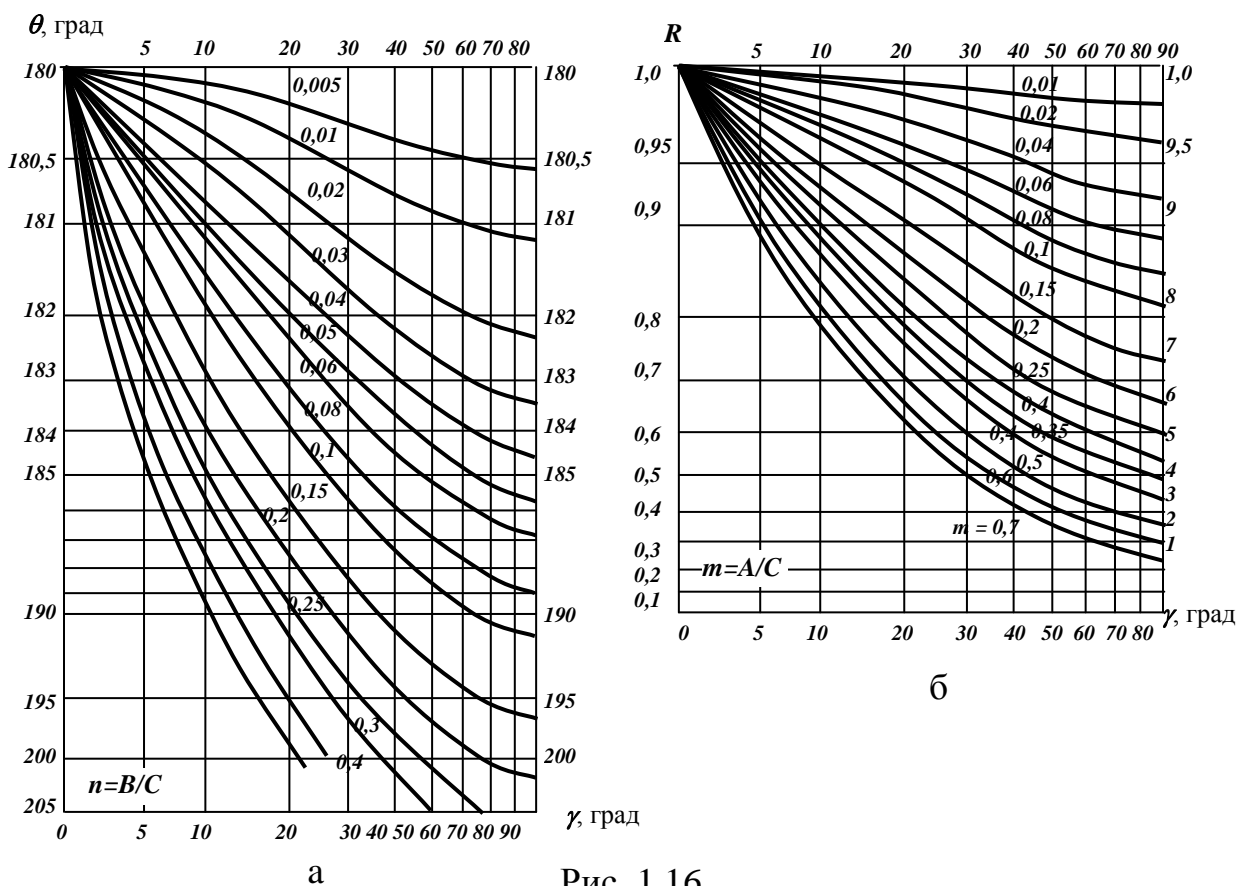


Рис. 1.16

Ці величини досить просто можна визначити за допомогою графіків на рис. 1.15 (для вертикальної поляризації) і 1.16 (для горизонтальної поляризації), взятих з робіт Дж. П. Омена.

При *вертикальній поляризації* за допомогою графіка на рис. 1.15, *a* за заданими значеннями  $\varepsilon'$ ,  $60\sigma\lambda$  і точкою перетину абсциси і ординати визначають (іноді шляхом інтерполяції) значення  $R_{90}$  і  $\gamma_{90}$ , а також  $\sin \gamma_{90}$ . Під  $\gamma_{90}$  розуміють такий кут ковзання, при якому кут втрати фази становить  $90^\circ$ , а  $R_{90}$  – коефіцієнт відбиття при куті ковзання  $\gamma_{90}$ .

Далі за формулою

$$\rho = \frac{\sin \gamma}{\sin \gamma_{90}}$$

обчислюють значення допоміжного параметра  $\rho$  або зворотної величини  $1/\rho$  в тих випадках, коли  $\rho > 1$ . За допомогою графіків на рис. 1.15, *b* і 1.15, *в* за обчисленим значенням  $\rho$  або  $1/\rho$  і величиною  $R_{90}$  визначають кут втрати фази  $\theta$  і коефіцієнт відбиття  $R$ .

Кут  $\gamma_{90}$  являє собою так званий псевдобрюстерівський кут, тобто кут, при якому коефіцієнт відбиття вертикально поляризованої хвилі від напівпровідної поверхні досягає мінімуму. Параметр  $R_{90}$  характеризує коефіцієнт відображення при псевдобрюстерівських кутах. Кутами Брюстера, як відомо, називають такі кути ковзання, при яких (при вертикальній поляризації) відбиття від ідеальних діелектриків відсутні і вся енергія переходить у вигляді заломленого променя в друге середовище. На рис. 1.15 брюстерівські кути відповідають значенням  $R_{90} = 0$ .

При псевдобрюстерівських кутах ковзання втрата фази при відбитті являє собою  $\theta = 90^\circ$ , чим і пояснюються прийняті позначення  $\gamma_{90}$  і  $R_{90}$ .

При *горизонтальній поляризації*, використовуючи допоміжні формули

$$C = \sqrt{(\varepsilon' - 1)^2 + (60\sigma\lambda)^2}, \quad A = \sqrt{\frac{C + \varepsilon' - 1}{2}}, \quad B = \sqrt{\frac{C - \varepsilon' + 1}{2}},$$

обчислюють значення параметрів

$$m = \frac{A}{C} \quad \text{і} \quad n = \frac{B}{C}.$$

За заданим значенням кута ковзання  $\gamma$  і обчисленим значенням параметра  $n$  за допомогою графіка на рис. 1.16, *a* визначають зсув по фазі  $\theta$ . За допомогою графіка на рис. 1.16, *b*, користуючись кутом ковзання  $\gamma$  і параметром  $m$ , знаходять значення коефіцієнта відбиття.

## 1.9. Область простору, що ефективно бере участь у передачі енергії радіохвилі

На основі уявлень про принцип Гюйгенса і зони Френеля можна аналітично вирішити питання про форму простору, що ефективно бере участь у передачі енергії.

За принципом Гюйгенса (в елементарному формулюванні) кожна точка фронту радіохвилі, створеної деяким первинним джерелом, є джерелом нової вторинної сферичної хвилі. Принцип Гюйгенса дозволяє обчислити електромагнітне поле в будь-якій точці простору за відомими значеннями поля на деякій поверхні.

Нехай джерело первинної хвилі знаходиться в точці  $A$ . Позначимо через  $S$  деяку замкнуту сферичну поверхню радіусом  $l_1$ , що оточує джерело хвиль, а через  $B$  – точку прийому (рис. 1.17).

На думку французького фізика Ж. Френеля, на рис. 1.17 зображено форму простору, що ефективно бере участь у передачі енергії.

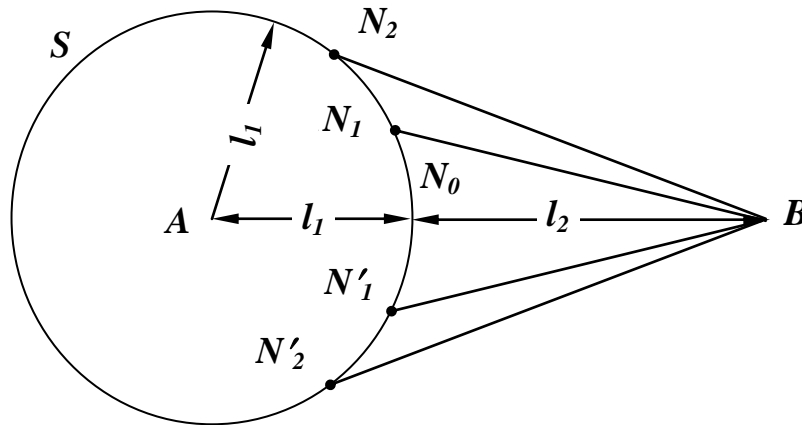


Рис. 1.17

Позначимо через  $l_2$  відстань, виміряну вздовж прямої  $AB$  від пункту прийому до поверхні сфери. Проведемо з точки  $B$  прямі, які перетинають сферу  $S$  в точках, віддалених від точки  $B$  на відстань  $l_2 + \lambda/2$ . Ці прямі утворюють конічну поверхню, що перетинає площину рисунка прямими  $BN_1$  і  $BN_1'$ . Аналогічним чином будують конічні поверхні вищих порядків, для яких

$$BN_2 = l_2 + 2\frac{\lambda}{2} \text{ і } BN_n = l_2 + n\frac{\lambda}{2}.$$

Перетини конічних поверхонь зі сферою утворюють систему концентричних кіл. Вигляд цих кіл з точки  $B$  показано на рис. 1.18.

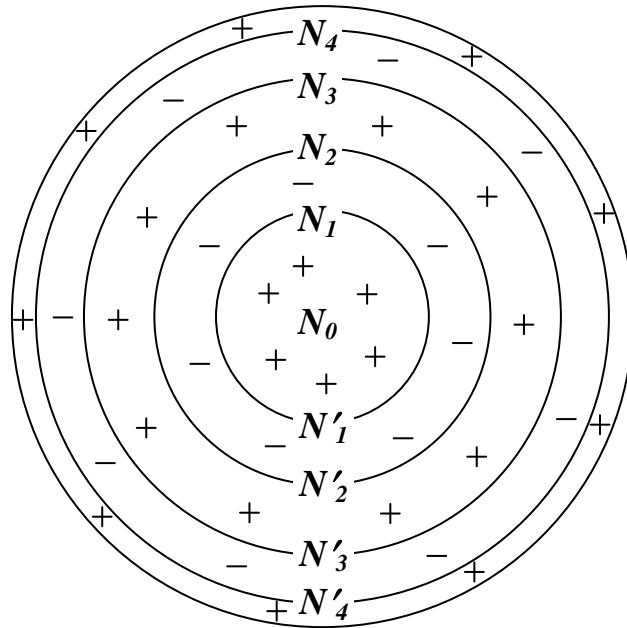


Рис. 1.18

Ділянки, розміщені між сусідніми колами, отримали назву зон Френеля. Перша зона Френеля являє собою частину сфери, обмежену колом, а зони вищих порядків є кільцеві області на поверхні сфери.

Уявні джерела вторинних хвиль, розташовані в межах першої зони, характеризуються тим, що створювані ними фази коливань в точці  $B$  відрізняються від фази, створюваної віртуальним випромінювачем в точці  $N_0$ , не більше ніж на  $180^\circ$ , бо різниці ходу, що дорівнює половині довжини хвилі, відповідає різниця фаз у  $180^\circ$ . Фаза коливань, створюваних віртуальними випромінювачами, розташованими в межах другої зони, відрізняється від фази коливань джерела  $N_0$  на величину від  $180$  до  $360^\circ$ .

Можна зробити висновок, що в цілому коливання, що створюються другою зоною, відрізняються на  $180^\circ$  від коливань, створюваних першою зоною. На рис. 1.18 це умовно відзначено тим, що суміжні зони маркуються знаками "+" і "-".

У курсах оптики доведено, що дія суміжних зон вищих порядків взаємно компенсується, притому чим більше порядковий номер зон, тим повніше здійснюється ця компенсація. В результаті такої попарної нейтралізації суміжних зон сукупна дія всіх зон еквівалентна дії приблизно половини першої зони. Таким чином, саме перша зона Френеля (з відомим «запасом») обмежує область простору, що суттєво бере участь у процесі поширення хвиль.

Зони Френеля можуть бути побудовані на поверхні досить довільної форми. Такою поверхнею зручно вибирати площину, перпендикулярну напрямку поширення  $AB$ . Обчислимо для цього випадку радіус зони Френеля (рис. 1.19).



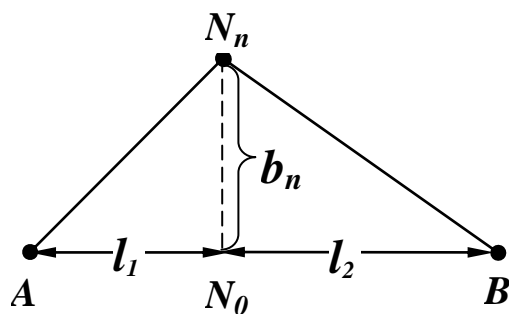


Рис. 1.19

Отже,

$$AN_n + N_n B = l_1 + l_2 + n \frac{\lambda}{2}. \quad (1.55)$$

З трикутників  $\triangle AN_n N_0$  і  $\triangle BN_0 N_n$  маємо

$$AN_n = \sqrt{l_1^2 + b_n^2} = l_1 \sqrt{1 + \frac{b_n^2}{l_1^2}} \approx l_1 + \frac{b_n^2}{2l_1}; \quad (1.56)$$

$$BN_n = \sqrt{l_2^2 + b_n^2} = l_2 \sqrt{1 + \frac{b_n^2}{l_2^2}} \approx l_2 + \frac{b_n^2}{2l_2}, \quad (1.57)$$

бо завжди  $b_n \ll l_1, b_n \ll l_2$ , що дозволяє застосувати формулу бінома Ньютона  $\sqrt{1+x} \approx 1+x/2$ .

Підставивши (1.56) і (1.57) в (1.55), отримаємо

$$\left( l_1 + \frac{b_n^2}{2l_1} \right) + \left( l_2 + \frac{b_n^2}{2l_2} \right) = l_1 + l_2 + n \frac{\lambda}{2}$$

або

$$\frac{b_n^2}{2} \left( \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) = n \frac{\lambda}{2} \rightarrow b_n^2 \frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2} = n \lambda.$$

Остаточно

$$b_n = \sqrt{\frac{l_1 l_2 n \lambda}{l_1 + l_2}}. \quad (1.58)$$

Зокрема, радіус першої зони Френеля визначається формулою

$$b_1 = \sqrt{\frac{l_1 l_2 \lambda}{l_1 + l_2}}.$$

Точки  $N_n$  лежать на поверхні еліпсоїда обертання, фокуси якого знаходяться в точках  $A$  і  $B$  (рис. 1.20). Цей еліпсоїд і обмежує область, що суттєво бере участь у поширенні радіохвиль.

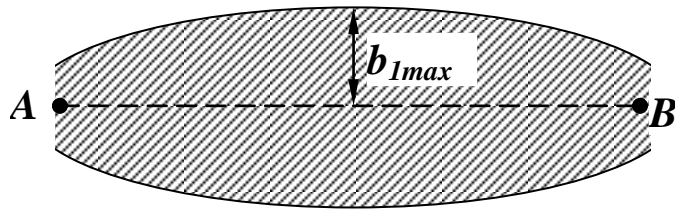


Рис. 1.20

Радіус першої зони Френеля досягає максимального значення на середині траси.

У цьому випадку  $l_1 = l_2 = l/2$  і

$$b_{1max} = \sqrt{\frac{\lambda \cdot l \cdot l}{l \cdot 2 \cdot 2}} = \frac{l}{2} \sqrt{\lambda \cdot l} = \frac{l}{2} \sqrt{\frac{c \cdot l}{f}}$$

У діапазоні хвиль, коротших за **100 м** ( $f > 3$  МГц), радіус першої зони Френеля зазвичай є набагато меншим довжини траси.

Наприклад, у табл. 1.4 наведено результати визначення радіуса першої зони у середині траси при її довжині  $l = l_1 + l_2 = 10$  км та для різної довжини хвиль.

Таблиця 1.4

$\lambda$ , м	100	10	1	0,1	0,01	0,001
$f$ , МГц	3	30	300	3000	30000	300000
$b_{1max}$ , м	500	160	50	16	5	1,6

**Висновок.** Областю простору, що бере участь в ефективній передачі енергії радіохвилі, є еліпсоїд обертання з фокусами у фазових центрах передавальної і приймальної антен, який обмежений першою зоною Френеля.

## 2. ПОШИРЕННЯ ЗЕМНИХ РАДІОХВИЛЬ

### 2.1. Класифікація випадків поширення земних радіохвиль

Припустимо, що передавальна і приймальна антени розташовані в точках  $A$  і  $B_1$  на висоті  $h_1$  і  $h_2$  над поверхнею Землі, що являє собою гладку сферу радіусом  $R_3$ ; відстань між антенами дорівнює  $r$  (рис. 2.1).

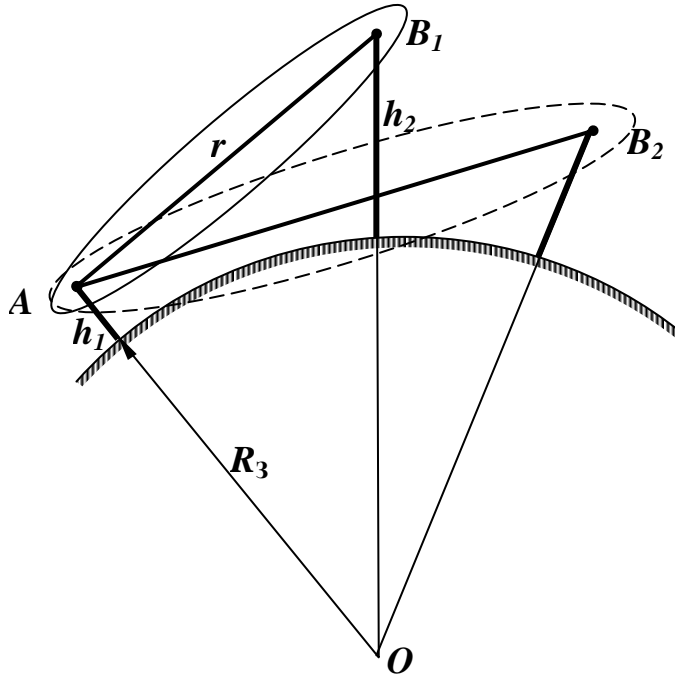


Рис. 2.1

Область, що суттєво бере участь в поширенні радіохвиль, обмежена еліпсоїдом обертання, переріз якого дорівнює площі першої зони Френеля.

З рис. 2.1 видно, що співвідношення між величинами  $r$ ,  $h_1$  і  $h_2$  такі, що перша зона Френеля не досягає опуклості земної поверхні. Тому є можливим прямолінійне поширення радіохвиль між точками  $A$  і  $B_1$ . Якщо ж перша зона Френеля охоплює опуклість земної поверхні, як при поширенні між точками  $A$  і  $B_2$ , то сферичність Землі є перешкодою, яку радіохвилі долають шляхом дифракції. Поле в цьому випадку виявляється сильно ослабленим, оскільки в поширенні беруть участь тільки частина першої зони Френеля і зони вищих порядків, які також спотворені впливом поверхні Землі.

Для прямолінійного поширення радіохвиль необхідно, щоб мінімальний просвіт між лінією прямої видимості  $AB_1$  і поверхнею Землі був більший за радіус першої зони Френеля. Для орієнтовного оцінювання можливості безперешкодного поширення радіохвиль введено поняття «відстань прямої видимості» – шлях між передавальною і приймальною антенами, при якому пряма лінія, що з'єднує ці антени, торкається земної поверхні (рис. 2.2).

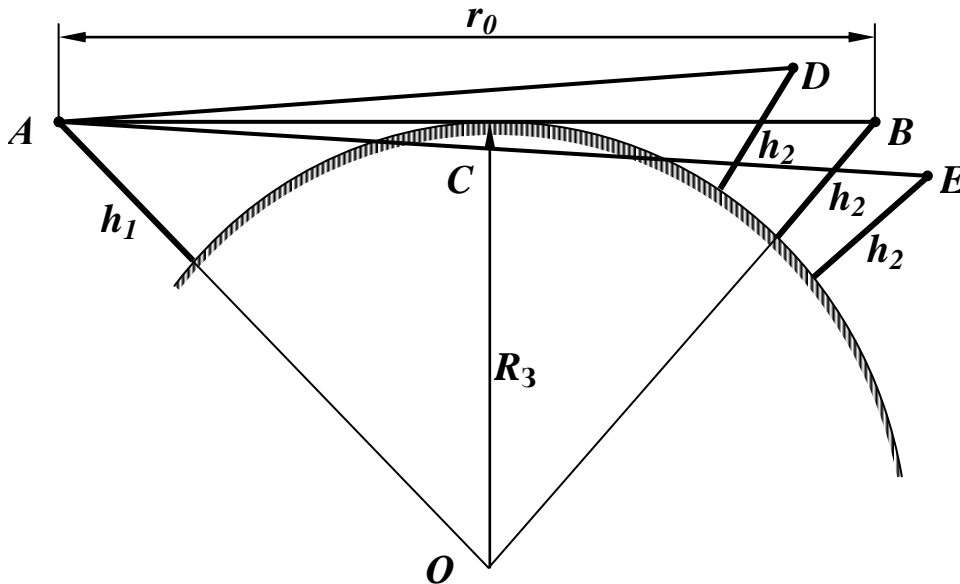


Рис. 2.2

З рис. 2.2 можна визначити відстань прямої видимості

$$r_0 = AC + CB,$$

де

$$AC = \sqrt{(R_3 + h_1)^2 - R_3^2} \approx \sqrt{2R_3 h_1};$$

$$CB = \sqrt{(R_3 + h_2)^2 - R_3^2} \approx \sqrt{2R_3 h_2}.$$

Отже,

$$r_0 = \sqrt{2R_3} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}).$$

Підставляючи величину  $R_3 = 6370 \text{ км}$  і виражаючи  $h_1$  і  $h_2$  в метрах, отримуємо  $r_0$  в кілометрах:

$$r_0 = 3,57 (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}).$$

Якщо протяжність траси  $r < 0,2r_0$ , то поверхню Землі можна вважати плоскою. При  $r < 0,8r_0$  перша зона Френеля не перекривається опуклістю земної поверхні. Область, що лежить на відстані  $0,8r_0 < r < 1,2r_0$ , називається **областю напівтіні** (ділянка  $DE$  на рис. 2.2).

При  $r > 1,2r_0$  починається **область тіні** (за точкою  $E$  на рис. 2.2).

В області тіні і напівтіні радіохвилі поширюються шляхом дифракції (рис. 2.3).

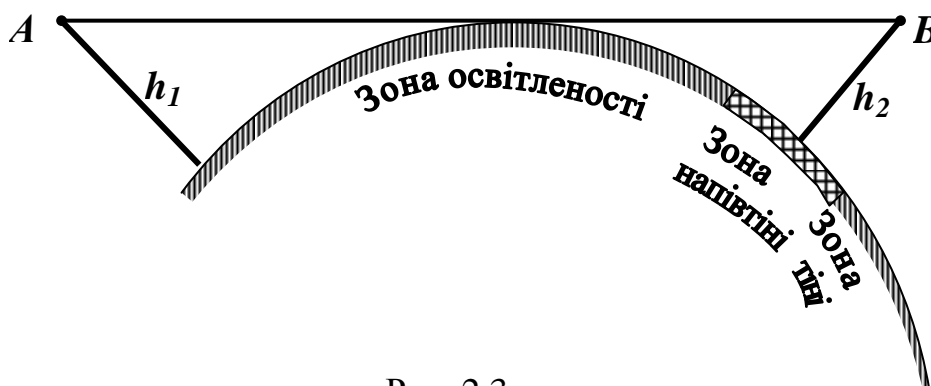


Рис. 2.3

## 2.2. Поширення радіохвиль над плоскою поверхнею Землі при піднятих передавальній і приймальній антенах

Вивчення поширення земних радіохвиль слід почати з найбільш простого випадку. При невеликих відстанях між антенами радіопередавального (РПП) і радіоприймального (РПрП) пристроїв кривизною Землі можна знехтувати і вважати, що радіохвилі поширюються над плоскою поверхнею, яка є напівпровідником. Подальша ідеалізація полягає в тому, що поверхня Землі є абсолютно гладкою і однорідною протягом всієї траси.

Підняті наземні антени використовують найчастіше в діапазонах ультракоротких і коротких хвиль (антени телецентрів, антени ВЧ- і НВЧ-передавачів, антени радіорелейних і радіолокаційних станцій, антени літакових радіостанцій в усіх діапазонах довжини хвиль, антени приймачів-передавачів систем сухопутного рухомого зв'язку).

### 2.2.1. Повна інтерференційна формула

Розглянемо задачу, що підлягає розв'язанню.

Задано: геометричні параметри – відстань  $r$  між основами антен, висота передавальної  $h_1$  і приймальної  $h_2$  антен; електричні параметри – потужність  $P_1$ , яку випромінює передавальна антена, коефіцієнти спрямованості передавальної  $D_1$  і приймальної  $D_2$  антен, довжина хвилі  $\lambda$ , вид поляризації; електродинамічні параметри середовища – відносна діелектрична проникність  $\epsilon'$  і електрична провідність  $\sigma$ .

Потрібно визначити множник ослаблення  $F$ . Іншими словами, необхідно визначити діюче значення напруженості поля, мВ/м, в місці розташування приймальної антени

$$E_d = \frac{173 \sqrt{P_1 D_1}}{r} F \quad (2.1)$$

або потужність, нВт, на вході приймального пристрою

$$P_2 = \frac{6,33 \cdot 10^3 P_1 D_1 D_2 \lambda^2}{r^2} F^2. \quad (2.2)$$

Як вперше було встановлено в 1922 р. академіком Б. А. Введенським, електричне поле радіохвилі в місці розташування приймальної антени можна розглядати (рис. 2.4) як результат **інтерференції** прямого (вільно поширюваного в повітрі) променя **I** і променя **II**, що відбивається в точці **C** від поверхні Землі і потрапляє в приймальну антену. Слід зауважити, що з безлічі променів, відбитих від поверхні Землі, тільки один потрапляє в місце розташування приймальної антени.

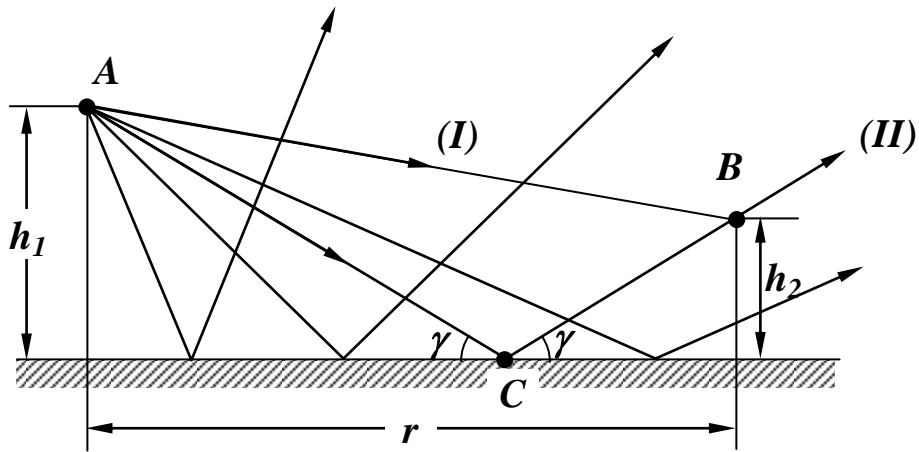


Рис. 2.4

Ця обставина дозволяє відобразити результуюче поле у вигляді суми миттєвих значень напруженості, мВ / м, прямого променя:

$$\dot{E}_1 = \frac{245 \sqrt{P_1 D_1}}{r_1} e^{i\omega t} \quad (2.3)$$

і променя, відбитого від поверхні Землі,

$$\dot{E}_2 = R \frac{245 \sqrt{P_1 D_1}}{r_2} e^{i\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r\right)}. \quad (2.4)$$

Розглянемо випадки, коли  $h_1 \ll r$  і  $h_2 \ll r$ . Тому для наземних трас кут  $\gamma$  є дуже малим і зазвичай його вимірюють частками градуса (рис. 2.5).

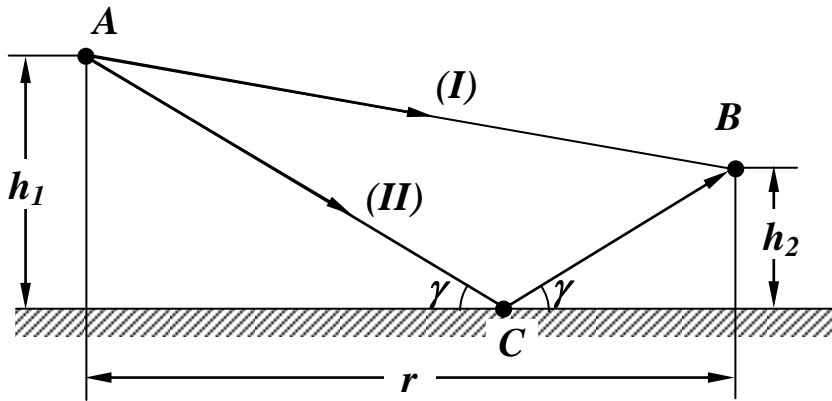


Рис. 2.5

Промені **I** і **II** випромінюються передавальною антеною в одному напрямку, тому коефіцієнти  $D_1$  і  $D_2$  у виразах (2.3) і (2.4) мають одне і те ж значення.

У формулах (2.3) і (2.4) через  $r_1$  позначена довжина шляху **AB**, пройденого прямим променем, а через  $r_2 = AC + CB$  – довжина шляху відбитого від поверхні Землі променя;  $\Delta r = AC + CB - AB$  – різниця ходу між відбитим від поверхні Землі і прямим променями,  $\dot{R} = |R|e^{-i\Phi}$  – комплексний коефіцієнт відбиття від поверхні Землі.

Нарешті, при запису формули (2.4) враховано, що відбитий промінь проходить більший на величину  $\Delta r$  шлях, що призводить до додаткового відставання за фазою на кут  $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r$ .

Маємо

$$E_1 = \frac{245\sqrt{P_1 D_1}}{r} e^{i\omega t}; \quad (2.5)$$

$$E_2 = |R| \frac{245\sqrt{P_1 D_1}}{r + \Delta r} e^{i(\omega t - \Phi - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r)}. \quad (2.6)$$

Порівняння виразів (2.5) і (2.6) показує, що відбитий промінь відрізняється від прямого за двома параметрами:

- амплітудою – через неминучі втрати при відбитті від поверхні Землі;
- фазою – внаслідок двох причин: в результаті зсуву фаз при відбитті на кут  $\Phi$  і втрату фази через різницю ходів променів.

З урахуванням  $\Delta r \ll r$  для результуючого поля, мВ/м, отримаємо вираз

$$E = E_1 + E_2 = \frac{245\sqrt{P_1 D_1}}{r} (1 + |R|e^{-i\beta}) e^{i\omega t}, \quad (2.7)$$

де 
$$\beta = \Phi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r.$$

Наведемо

$$1 + |R|e^{-i\beta} = 1 + |R|\cos \beta - i|R|\sin \beta \quad (2.8)$$

або

$$1 + |R|e^{-i\beta} = \sqrt{1 + 2|R|\cos \beta + |R|^2} \cdot e^{-i\varphi},$$

де

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{|R|\sin \beta}{1 + |R|\cos \beta}.$$

Тоді остаточно

$$E = \frac{245\sqrt{P_1 D_1}}{r} \sqrt{1 + 2|R|\cos\left(\Phi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r\right) + |R|^2} e^{i(\omega t - \varphi)}. \quad (2.9)$$

Надалі розглянемо діюче значення результуючої напруженості поля

$$E_d = \frac{173\sqrt{P_1 D_1}}{r} \sqrt{1 + 2|R|\cos\left(\Phi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r\right) + |R|^2}. \quad (2.10)$$

Порівнявши отриману формулу з виразом (2.1), одержимо множник ослаблення, який буде мати вигляд

$$F = \sqrt{1 + 2|R| \cos\left(\Phi + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r\right) + |R|^2}. \quad (2.11)$$

В отриманий вираз входять три невідомі величини: модуль коефіцієнта відбиття  $|R|$ , кут втрати фази при відбитті  $\Phi$  і різниця ходу променів  $\Delta r$ .

Для визначення  $|R|$  необхідно знати кут ковзання  $\gamma$ , від поляризації і електричні константи поверхні, що відбиває.

З урахуванням постановки задачі всі перелічені величини є заданими, за винятком кута ковзання  $\gamma$ .

Отже, визначимо кут ковзання  $\gamma$  і різницю ходів променів  $\Delta r$  (рис. 2.6).

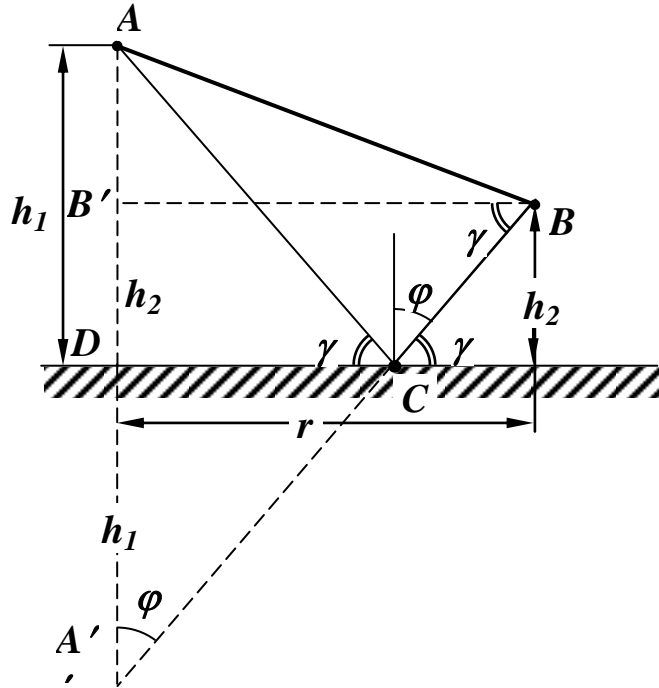


Рис. 2.6

З проведених додаткових побудов виходить, що  $\Delta A'CD = \Delta ACD$ , тому  $AC = A'C$  і  $AD = A'D$ .

з  $\Delta B'BA'$  отримаємо

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{h_1 + h_2}{r}.$$

У більшості практичних випадків тангенс можна замінити аргументом через невелику величину останнього, тому

$$\gamma \approx \frac{h_1 + h_2}{r}. \quad (2.12)$$

з  $\Delta ABB'$  і  $\Delta B'BA$  знаходимо

$$r_1 = AB = \sqrt{r^2 + (h_1 - h_2)^2} = r \sqrt{1 + \left(\frac{h_1 - h_2}{r}\right)^2} \approx r + \frac{(h_1 - h_2)^2}{2r}; \quad (2.13)$$



$$\begin{aligned}
 r_2 &= A'B = AC + CB = \sqrt{r^2 + (h_1 + h_2)^2} = \\
 &= r \sqrt{1 + \frac{(h_1 + h_2)^2}{r^2}} \approx r + \frac{(h_1 + h_2)^2}{2r}, \quad (2.14)
 \end{aligned}$$

бо  $\sqrt{1+x^2} \approx 1 + \frac{x^2}{2} - \dots$

Після віднімання знаходимо різницю ходів, м:

$$\Delta r = r_2 - r_1 \approx \frac{2h_1h_2}{r}. \quad (2.15)$$

Дотепер не розглядалася поляризація хвилі, випромінюваної передавальною антеною. Так, формули (2.10), (2.11) справедливі тільки для горизонтальної поляризації хвилі, при якій вектори прямої і зворотної хвиль мають спільний напрямок.

Щоб встановити залежність множника ослаблення  $F$  від відстані  $r$ , підставимо вираз (2.15) у (2.11):

$$F = \sqrt{1 + 2|R| \cos\left(\Phi + \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}\right) + |R|^2}. \quad (2.16)$$

При цьому необхідно мати на увазі, що як модуль коефіцієнта відбиття  $|R|$ , так і кут втрати фази  $\Phi$  залежить від відстані  $r$ , бо в міру зміни відстані змінюється значення кута ковзання  $\gamma$ , а значить, і зазначені величини.

При зміні відстані  $r$  множник ослаблення  $F$  проходить послідовно ряд максимумів, коли  $\cos(\Phi + 4\pi h_1 h_2 / \lambda / r) = +1$ , і ряд мінімумів, коли  $\cos(\Phi + 4\pi h_1 h_2 / \lambda / r) = -1$ . Значення  $F$  в максимумах дорівнює  $1 + |R|$ , а в мінімумах  $1 - |R|$ . На рис. 2.7 показано типову залежність множника ослаблення від відстані. Верхня пунктирна лінія є обвідною максимумів, а нижня – обвідною мінімумів.

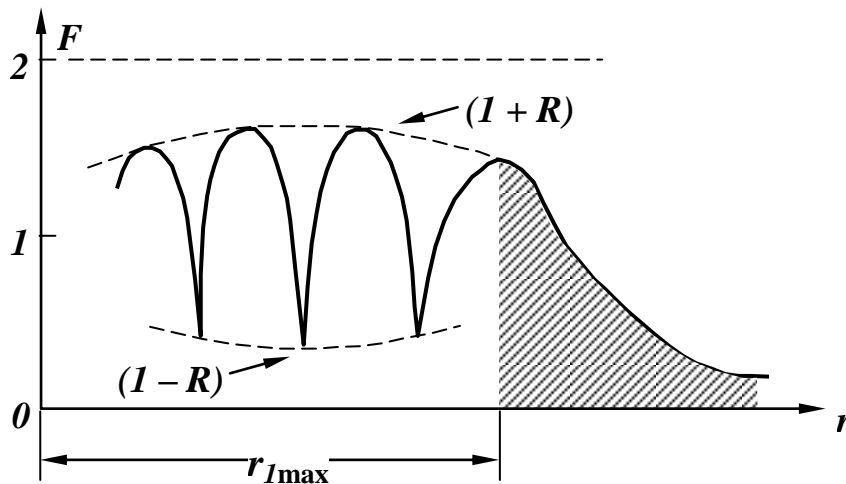


Рис. 2.7

При деякій відстані, позначеній на рис. 2.7  $r_{1\max}$ , аргумент косинусу набуває значення

$$\Phi + \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r} = 2\pi.$$

При цьому одержуємо останній максимум множника ослаблення або перший максимум, якщо вести відлік з боку великих відстаней.

При подальшому зростанні  $r$  аргумент косинусу буде змінюватися в межах від  $2\pi$  до  $\pi$  (кут  $\Phi + \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}$  при малих кутах ковзання прагне до  $\pi$ ), а сам множник ослаблення буде монотонно зменшуватися, прагнучи до нуля. Область монотонного убавання множника ослаблення заштриховано.

### 2.2.2. Спрощена інтерференційна формула

У багатьох випадках повна інтерференційна формула (2.16) може бути піддана подальшому спрощенню.

Як відомо, при малих кутах ковзання  $\gamma$  для більшості видів поверхні Землі коефіцієнт відображення  $|R|$  є близьким до одиниці, а кут втрати фази  $\Phi \rightarrow \pi$ . Це особливо справедливо для горизонтально поляризованого випромінювання.

Вважаючи у формулі (2.16)  $|R| \cong 1$ ,  $\Phi = \pi$  і знаючи, що  $\cos(\pi + \alpha) = -\cos \alpha$ , а  $\sqrt{(1 - \cos \alpha) / 2} = \sin(\alpha / 2)$ , маємо

$$\begin{aligned} F &= \sqrt{1 + 2 \cos\left(\pi + \frac{2\pi\Delta r}{\lambda}\right) + 1} = \sqrt{2 - 2 \cos \frac{2\pi\Delta r}{\lambda}} = \\ &= \sqrt{\frac{4\left(1 - \cos \frac{2\pi\Delta r}{\lambda}\right)}{2}} = 2 \sqrt{\frac{1 - \cos \frac{2\pi\Delta r}{\lambda}}{2}} = 2 \left| \sin \frac{\pi\Delta r}{\lambda} \right| = 2 \left| \sin \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} \right|. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Подаючи  $r$  у кілометрах, а кут – у градусах, знаходимо

$$F = 2 \left| \sin \left( \frac{0,36 h_1 h_2}{r \lambda} \right) \right|. \quad (2.18)$$

Підставляючи значення  $F$  у формулу (2.1) для визначення діючого значення напруженості електричного поля, отримуємо

$$E_d = \frac{346 \sqrt{P_1 D_1}}{r} \left| \sin \left( \frac{0,36 h_1 h_2}{r \lambda} \right) \right|. \quad (2.19)$$

Формули (2.18) і (2.19) теж характеризують інтерферуючу структуру поля, бо у міру збільшення відстані множник ослаблення, а значить, і напруженість поля проходять через ряд максимумів і мінімумів.

Відстані, яким відповідають максимуми, можна знайти з умови

$$\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} = \frac{\pi}{2} (2n + 1), n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.20)$$

звідки випливає, що

$$r = \frac{4h_1 h_2}{\lambda(2n + 1)}.$$

Отже, перший максимум (при  $n = 0$ ) з боку великих відстаней розташовано на відстані

$$r_{1max} = \frac{4h_1 h_2}{\lambda} \quad (2.21)$$

від передавача.

Місцезнаходження мінімумів можна знайти з умови

$$\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} = \pi(1 + n), n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.22)$$

звідки

$$r = \frac{2h_1 h_2}{\lambda(1 + n)}.$$

Таким чином, перший мінімум (при  $n = 0$ ) з боку великих відстаней розташовано на відстані

$$r_{1min} = \frac{2h_1 h_2}{\lambda} \quad (2.23)$$

від передавача.

На відміну від більш загального випадку, тут  $\max F = 2$ , а  $\min F \rightarrow 0$ , що цілком природно, бо втрат при відбитті від поверхні Землі тепер не відбувається.

Залежність множника ослаблення від відстані показано на рис. 2.8. Область монотонного убування множника ослаблення заштриховано.

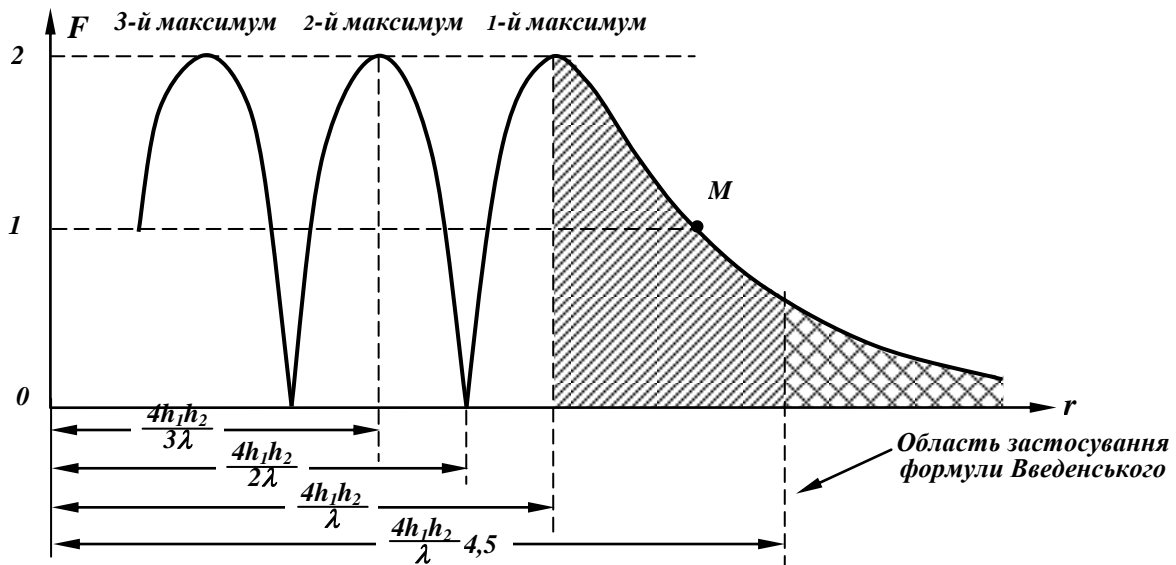


Рис. 2.8

Встановимо більш детально умови застосування спрощеної формули для визначення множника ослаблення, а саме максимальні значення кута ковзання  $\gamma \approx \frac{h_1 + h_2}{r}$ , при яких з достатньою для практики точністю можна вважати  $|R| \approx 1$  і  $\Phi \approx 180^\circ$ .

Обмежимося розглядом трьох видів поверхні Землі: моря ( $\epsilon' = 80, \sigma = 4$ ), вологого ґрунту ( $\epsilon' = 10, \sigma = 0,01$ ) і сухого ґрунту ( $\epsilon' = 4, \sigma = 10^{-3}$ ).

Як видно з рис. 1.16 і 1.17, для випадку **вертикальної поляризації** перехід до більш коротких хвиль ( $\lambda \downarrow$ ) сприяє застосуванню формули (2.17). Навпаки, при **горизонтальній поляризації** більш сприятливі умови для користування формулою (2.17) створюються в разі збільшення довжини хвилі ( $\lambda \uparrow$ ).

У табл. 2.1 наведено максимальні значення відношення  $\gamma$ , при яких виконуються нерівності  $0,95 < |R| < 1$  і  $175^\circ < \Phi < 180^\circ$ .

Таблиця 2.1

Довжина хвилі $\lambda$	Максимальне значення $\gamma \approx \frac{h_1 + h_2}{r}$						Різновид поляризації
	Море ( $\epsilon' = 80, \sigma = 4$ )		Вологий ґрунт ( $\epsilon' = 10, \sigma = 0,01$ )		Сухий ґрунт ( $\epsilon' = 4, \sigma = 0,001$ )		
	$ R  \approx 1$	$\Phi \approx 180^\circ$	$ R  \approx 1$	$\Phi \approx 180^\circ$	$ R  \approx 1$	$\Phi \approx 180^\circ$	
10 м	0,0008	0,001	0,008	0,06	0,01	0,25	Вертикальна
1 см	0,003	0,1	0,008	0,3	0,01	0,45	
10 м	Будь-яке	Будь-яке	0,08	Будь-яке	0,045	Будь-яке	Горизонтальна
1 см	0,25	Будь-яке	0,08	Будь-яке	0,045	Будь-яке	

З розгляду таблиці зробимо такі висновки:

1. Умови  $|R| = 1$  і  $\Phi = 180^\circ$  легше виконуються при горизонтально поляризованому випромінюванні.

2. Умова  $\Phi = 180^\circ$  виконується легше, ніж умова  $|R| = 1$ . Отже, критерієм застосування виразу (2.17) можна вважати виконання умови  $|R| = 1$ .

3. При вертикальній поляризації зниження провідності ( $\sigma \downarrow$ ) ґрунту призводить до розширення використання (2.17), а при горизонтальній поляризації найкращі умови має ґрунт найвищої провідності.

4. Найбільш несприятливим є випадок поширення над морем хвилі  $\lambda = 10$  м при вертикальній поляризації. У цих умовах формулу (2.17) можна застосовувати, коли  $\frac{h_1 + h_2}{r} < 10^{-3}$ , тобто або при дуже низьких антенах, або при великих відстанях.

5. При горизонтальній поляризації формулою (2.17) можна користуватися в переважній більшості випадків.

Формули (2.16) і (2.17) для множників послаблення і такі ж формули (2.10) і (2.18) для напруженості поля отримали назву інтерференційних формул, відповідно повної і спрощеної.

Цим підкреслюється роль інтерференції двох променів в створенні результуючого поля в місці прийому.

### 2.2.3. Інтерференційна формула Введенського

У багатьох важливих для практики випадках формулу (2.17) можна піддати подальшому спрощенню, що робить її особливо зручною для розрахунків.

У тих випадках, коли аргумент синусу у зазначеній формулі менше  $20^\circ$ , тобто за умови

$$\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} \leq \frac{\pi}{9} \text{ або } h_1 h_2 \leq \frac{\lambda r}{18},$$

синус може бути замінений аргументом, а множник ослаблення буде мати вигляд

$$F = 2 \left| \sin \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} \right| \rightarrow F = \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}. \quad (2.24)$$

Підставляючи цю формулу в (2.18) і переходячи до більш зручних одиниць, маємо

$$E_d = \frac{173 \sqrt{P_1 D_1}}{r} \cdot \frac{4\pi h_1 h_2}{r \cdot 1000 \lambda} = \frac{2,18 h_1 h_2 \sqrt{P_1 D_1}}{r^2 \lambda}. \quad (2.25)$$

Ця формула була отримана в 1928 році академіком Б. А. Введенським і носить його ім'я.

Оскільки область застосування формули Введенського починається з відстаней  $r > \frac{18 h_1 h_2}{\lambda}$ , то, звертаючись до рис. 2.8, бачимо, що це в чотири з лишком разів далі від місцезнаходження першого максимуму.

Формула Введенського має фундаментальне значення для розрахунків ВЧ-, ДВЧ- і УВЧ-ліній зв'язку і наочно характеризує залежність напруженості поля від відстані, довжини хвилі і висоти антен.

В умовах застосування формули Введенського до заданої траси вкорочення довжини хвилі  $\lambda$  і збільшення значень висоти  $h_1$  і  $h_2$  призводять до зростання результуючого поля  $E_d$ . Незвичайною, на перший погляд, здається зворотна пропорційність результуючого поля квадрату відстані, тому формулу Введенського часто називають квадратичною.

Причина такого роду залежностей полягає в тому, що в умовах застосування формули Введенського обидва промені мають практично однакові амплітуди, але зсунені за фазою на  $180^\circ$ . Це проілюстровано векторною діаграмою (рис. 2.9). Тут  $E_{mo}$  – амплітуда поля у вільному просторі. Такі амплітуди мають

як прямий (1), так і відбитий (2) промені. Зсув за фазою між ними складається з  $\Phi = 180^\circ = \pi$  і з  $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r$ .

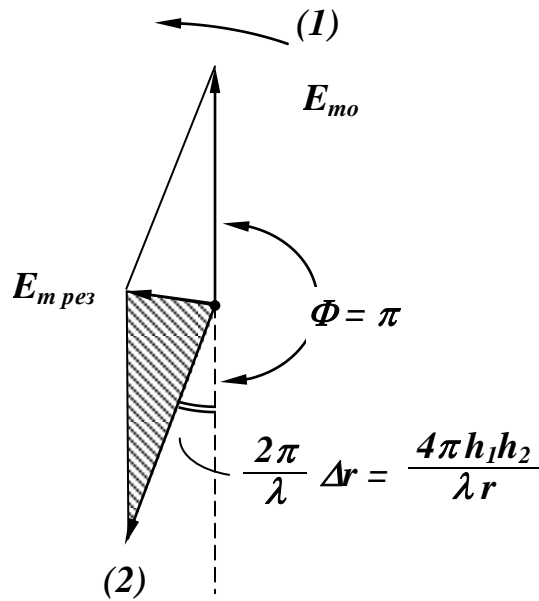


Рис. 2.9

Результуючий вектор майже перпендикулярний вектору відбитої хвилі (променя). Тому заштрихований трикутник незначно відрізняється від прямокутного. Замінивши через малість кута  $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r$  синус аргументом, отримаємо

$$E_{mp} = E_{mo} \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}. \quad (2.26)$$

За визначенням коефіцієнт при  $E_{mo}$  є множником ослаблення, і отриманий вираз дійсно збігається з раніше знайденим значенням  $F$ .

У розглянутих умовах відбитий промінь є шкідливим, бо він прагне послабити поле прямої хвилі. Як видно з виразу (2.26), результуюче поле прямо пропорційно додатковому до  $180^\circ$  куту зсуву за фазою, чим і пояснюються пропорційність результуючого поля добутку значень висоти і його зворотна пропорційність довжині хвилі  $\lambda$  і  $r$ . Оскільки поле у вільному просторі є обернено пропорційним  $r$ , то в цілому результуюче поле виявляється обернено пропорційним  $r^2$ .

Крім того, оскільки відбитий від поверхні промінь в умовах застосування формули Введенського є шкідливим, можна встановити такі співвідношення між параметрами лінії зв'язку, при яких відбитий промінь не спричиняв би ослаблення прямого променя.

Припустимо, що є умови застосування формули (2.17):

$$F = 2 \left| \sin \frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} \right|.$$

Тоді поставлені вимоги будуть виконуватися в тому випадку, якщо множник ослаблення набуде значення, що дорівнює одиниці, тобто при  $F = 1$

$$\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} = \frac{\pi}{6} \quad \text{або} \quad h_1 h_2 = \frac{\lambda r}{12}. \quad (2.27)$$

На рис. 2.8 точка  $M$  відповідає такій відстані  $r = 3 \frac{4h_1 h_2}{\lambda}$ , при якій виконується ця умова. Ця відстань в три рази перевищує дальність поширення першого максимуму.

Фізично такий вплив відбитого променя пояснюється тим, що він зміщений за фазою щодо прямого променя на кут  $180^\circ$  (втрата фази при відбитті) плюс  $360^\circ \times \Delta r / \lambda$  (через різницю ходів променів).

Підставивши у виведену раніше формулу

$$\Delta r = \frac{2h_1 h_2}{r}$$

добуток значень висоти з формули (2.27), отримаємо

$$\Delta r = \frac{2h_1 h_2}{r} = \frac{\lambda}{6}.$$

Звідси загальний зсув за фазою

$$180^\circ + \frac{360}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{6} = 240^\circ.$$

Відповідну векторну діаграму показано на рис. 2.10, звідки видно, що при фазовому зсуві, що становить  $240^\circ$ , амплітуда результуючого поля дорівнює амплітуді поля у вільному просторі.

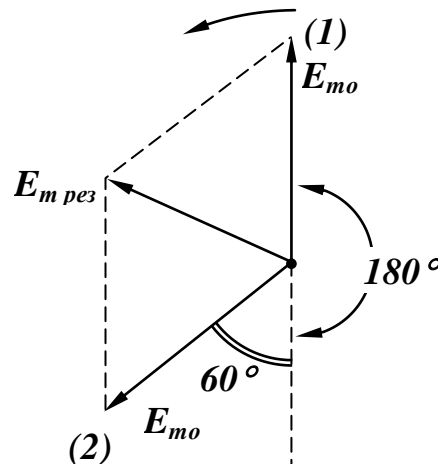


Рис. 2.10

Слід ще раз відзначити, що покладена в основу виведення інтерференційних формул концепція про існування в місці прийому прямого і відбитого від поверхні Землі променів є лише наближеним трактуванням набагато більш складного **дифракційного** процесу поширення радіохвиль і виправдовує себе тільки в тих випадках, коли висота піднятих антен принаймні в кілька разів перевищує довжину хвилі. Якщо ця умова не виконується, то доводиться врахо-

увати дифракційні процеси, тобто вплив плоскої напівпровідної поверхні Землі на поширення радіохвиль, і вдаватися до більш строгих методів знаходження напруженості поля в місці прийому.

### 2.3. Урахування кривизни поверхні Землі при користуванні інтерференційними формулами

Розглянемо випадок поширення хвиль, коли довжина лінії зв'язку  $r$  менше відстані прямої видимості.

Схему поширення земних хвиль при піднятих передавальній і приймальній антенах показано на рис. 2.11.

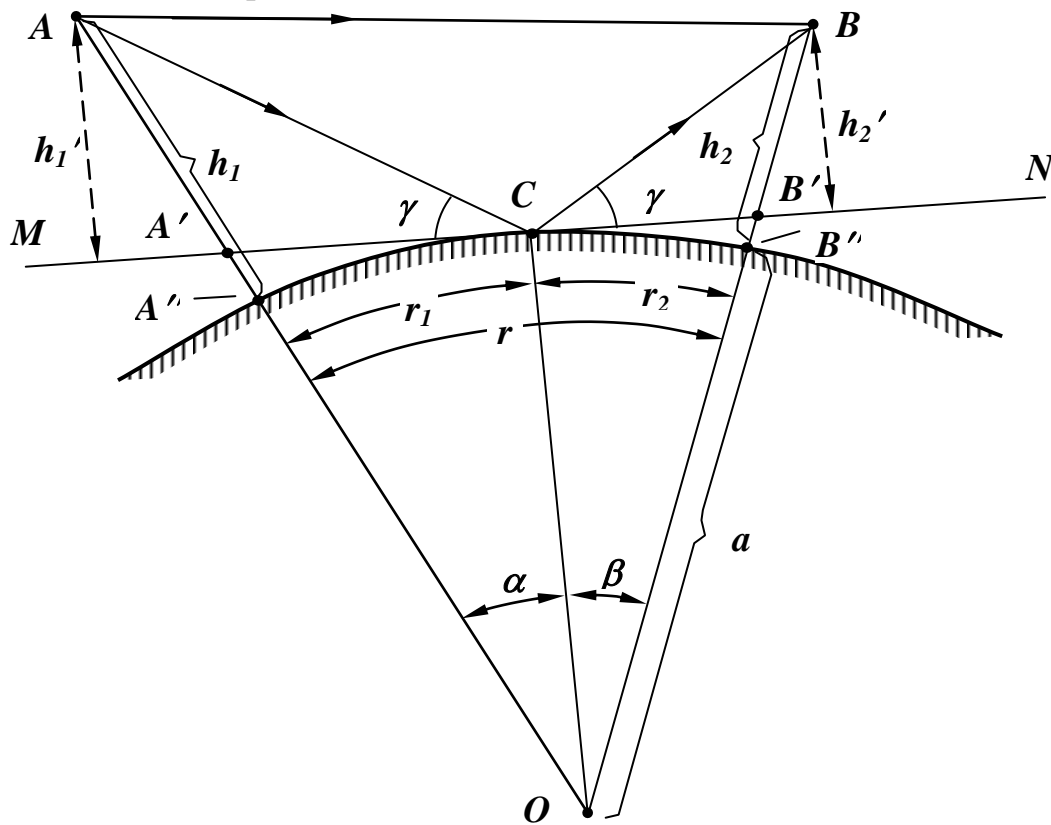


Рис. 2.11

Як і при поширенні над плоскою поверхнею Землі, поле в точці розташування приймальної антени розглядають як результат інтерференції прямого  $AB$  і відбитого від поверхні Землі  $ACB$  променів.

Кривизна поверхні Землі двояким чином впливає на процес поширення хвиль у межах прямої видимості.

По-перше, при заданих значеннях висоти передавальної і приймальної антен абсолютне значення геометричної різниці ходів між відбитим від Землі і прямим променями буде відрізнятися від різниці ходів, що обчислюють за формулою  $\Delta r \approx 2h_1h_2/r$ , яка була виведена для випадку плоскої поверхні Землі.

По-друге, внаслідок того, що хвиля в даному випадку відбивається не від плоскої, а від опуклої напівпровідної поверхні, процес відбиття буде супроводжуватися деяким розсіюванням енергії (відбиті промені будуть розходитися більшою мірою, ніж при відбитті від плоскої поверхні), що призводить до ослаблення поля відбитої хвилі.

Якщо в точці відбиття радіохвиль від поверхні Землі провести площину



$MN$ , дотичну до земної кулі, і відрахувати височину не від поверхні Землі, а від зазначеної площини, то, підставивши в інтерференційні формули (зокрема, у формулу Введенського) замість дійсних значень висоти  $h_1$  і  $h_2$  "наведені" значення  $h_1'$  і  $h_2'$  висоти, отримаємо правильне значення різниці ходів променів, а отже, і правильне значення напруженості поля в місці прийому, бо кут піднесення променя щодо опуклої поверхні Землі той же, що і кут піднесення над дотичною площиною.

Отже, всі методи розрахунку напруженості поля над плоскою поверхнею Землі можуть бути поширені у випадку сферичної поверхні Землі за умови заміни дійсних значень висоти антен наведеними значеннями.

Таким чином, урахування кривизни поверхні Землі при користуванні інтерференційними формулами зводиться до задачі знаходження наведених значень  $h_1'$  і  $h_2'$  висоти за відомими значеннями  $r$ ,  $h_1$ ,  $h_2$ .

Оскільки масштаб висоти сильно розтягнутий, то в дійсності  $h_1$  і  $h_2$  майже не мають кутової розбіжності, тому можна покласти

$$h_1' = h_1 - \Delta h_1; \quad h_2' = h_2 - \Delta h_2, \quad (2.28)$$

де через  $\Delta h_1$  і  $\Delta h_2$  позначені відрізки  $A'A''$  і  $B'B''$ .

Помічаючи, що  $r_1$  відповідає дальності видимості горизонту при висоті  $\Delta h_1$ , а  $r_2$  – при висоті  $\Delta h_2$ , знаходимо

$$\Delta h_1 = \frac{r_1^2}{2R_3} \quad \text{і} \quad \Delta h_2 = \frac{r_2^2}{2R_3}.$$

Підставляючи ці вирази у формулу (2.28), маємо

$$h_1' = h_1 - \frac{r_1^2}{2R_3}; \quad h_2' = h_2 - \frac{r_2^2}{2R_3}. \quad (2.29)$$

Вважаючи  $R_3 = 6,37 \cdot 10^6$  м і виражаючи  $r$  у кілометрах, отримуємо такі зручні для розрахунку формули:

$$h_1' = h_1 - r_1^2 / 12,8; \quad h_2' = h_2 - r_2^2 / 12,8. \quad (2.30)$$

Отримані формули показують, що для обчислення наведених значень висоти необхідно знати розташування точки відбиття  $C$  або відстаней  $r_1$  і  $r_2$ .

Визначення положення точки  $C$  в загальному випадку пов'язано з громіздкими обчисленнями, але для малих і великих відстаней воно спрощується. При невеликих відстанях положення точки можна знайти так само, як і для плоскої земної поверхні (рис. 2.12).

З  $\triangle BB'A'$  виходить, що  $\operatorname{tg} \gamma = \frac{h_1 + h_2}{r}$ . З іншого боку, з  $\triangle ADC$  маємо

$\operatorname{tg} \gamma = \frac{h_1}{r_1}$ . Прирівнюючи праві частини, отримуємо  $\frac{h_1}{r_1} = \frac{h_1 + h_2}{r}$ , звідки

$$r_1 = \frac{r h_1}{h_1 + h_2}. \quad (2.31)$$



## 2.4. Поширення радіохвиль над нерівною або неоднорідною поверхнею Землі

### 2.4.1. Вплив нерівностей відбиваючої поверхні на коефіцієнт відбиття. Критерій Релея

Стосовно задач радіотехніки поняття про ступінь нерівності місцевості, над якою поширюються радіохвилі, є дуже відносним. Вирішальним тут виявляється співвідношення між довжиною хвилі і висотою нерівності.

Якщо горбиста місцевість з висотою пагорбів порядку сотень метрів при поширенні наддовгих хвиль може бути віднесена до категорії абсолютно гладких, то в діапазоні сантиметрових хвиль рівне поле, вкрите травою до **10 см**, має бути віднесено до класу шорсткуватих поверхонь.

В оптиці для оцінювання ступеня шорсткості відбиваючої поверхні широко використовується критерій Релея. Це поняття можна з успіхом застосовувати і при вивченні питань поширення радіохвиль.

Завдання формулюється так. Є шорстка поверхня, на яку під кутом ковзання  $\gamma$  падає радіохвиля. При якій висоті нерівностей порушується дзеркальне відбиття і відбита хвиля буде дифузно розсіюватися (рис. 2.13)?

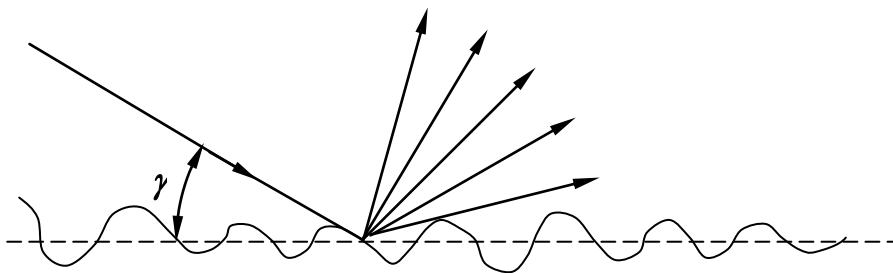


Рис. 2.13

Припустимо, що всі нерівності мають однакову висоту  $h$ , в іншому випадку можна вважати висоту нерівностей середньою (рис. 2.14).

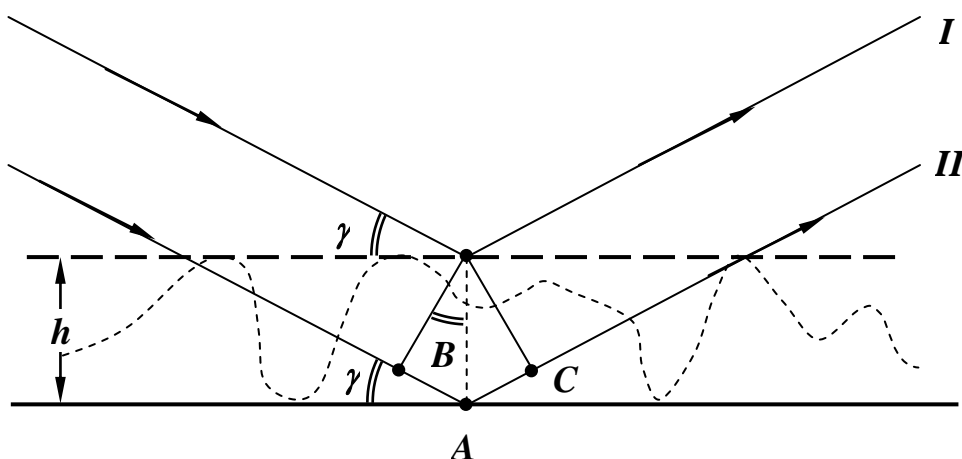


Рис. 2.14

Суцільною лінією показана площина, що є нижньою межею, а пунктирною – площина, що є верхньою межею нерівностей. У створенні відбитої хвилі будуть в якійсь мірі брати участь і нижня, і верхня площини.

Хвилі, що відбиваються від нижньої площини, проходять додатковий шлях

$$BAC = 2h \sin \gamma,$$

що спричиняє зсув фаз між променями  $I$  і  $II$ :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2h \sin \gamma.$$

Якщо фазові спотворення на площині не перевищують значення  $\pi/2$ , то хвилю можна вважати плоскою і впливом нерівностей поверхні на відбиття хвилі можна нехтувати. Якщо ж фазові спотворення перевищують  $\pi/2$ , то відбиття є дифузним, а сама поверхня – шорсткою.

З нерівності

$$\frac{4\pi h}{\lambda} \sin \gamma < \frac{\pi}{2}$$

отримуємо критерій Релея

$$h < \frac{\lambda}{8 \sin \gamma}, \quad (2.35)$$

тобто умову, при якій дану поверхню можна вважати гладкою.

Наведена формула показує, що висота нерівностей, при якій відбиття набуває дифузного характеру, залежить не тільки від довжини хвилі, але й від кута ковзання  $\gamma$ . Чим менше  $\gamma$ , тим вище мають бути перешкоди, при яких відбиття стає дифузним.

Оскільки при дифузному відбитті енергія відбитої хвилі певною мірою розсіюється, то напруженість поля в напрямку відбитого променя зменшується. Таким чином, нерівності на відбиваючій поверхні приводять до зменшення коефіцієнта відбиття.

#### 2.4.2. Суттєва зона відбиваючої поверхні, яка відіграє основну роль у формуванні відбитої хвилі

Різні ділянки відбиваючої поверхні неоднаково впливають на процес формування відбитої хвилі, тому визначимо ту суттєву зону, яка відіграє основну роль у формуванні відбитої хвилі.

Нехай з точки  $A$  (рис. 2.15) на плоску гладку ідеально відбиваючу поверхню під кутом ковзання  $\gamma$  падає хвиля, відбивається в точці  $C$  і потрапляє в точку  $B$ , розташовану на висоті  $h_2$  над відбиваючою поверхнею і на відстані  $r_0$  від точки  $A$ .

Припустимо, що відбиваючої поверхні немає, тоді відбиття не буде. Розмістимо тепер в точці відбиття  $C$  деяку невелику відбиваючу площу. Через наявність відбиття від цієї площі в точці  $B$  з'явиться деяка напруженість поля, яка буде, очевидно, зростати в міру збільшення розмірів площадки.

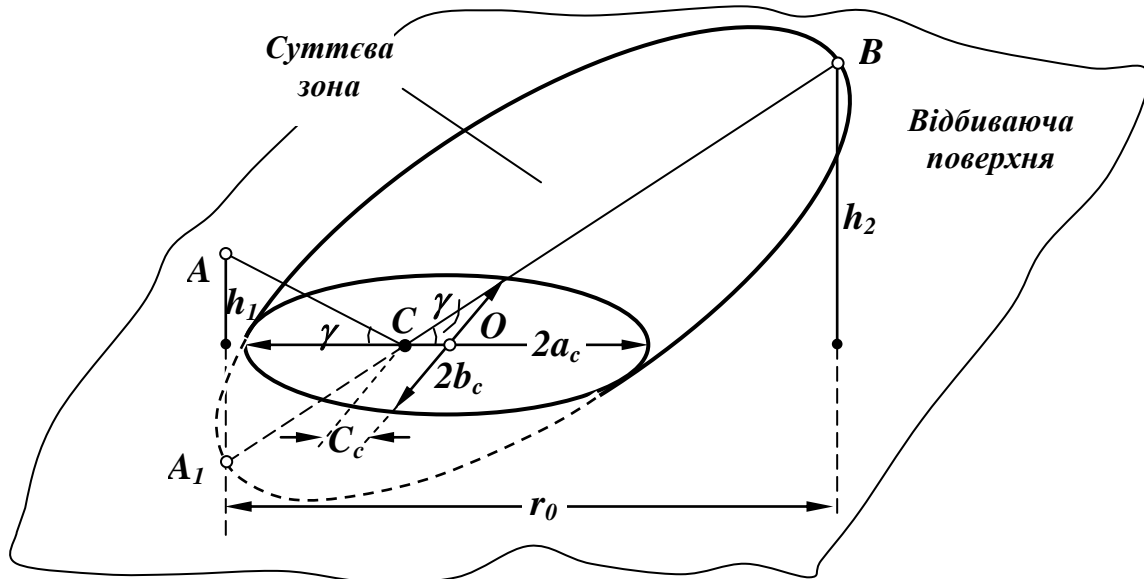


Рис. 2.15

Однак весь процес можна розглядати інакше, якщо вважати, що відбита хвиля виходить із уявного джерела в точці  $A_1$  і розглядати відбиваючу площу як отвір у непрозорому екрані, суміщеному з площиною відбиття.

Як відомо, суттєва зона простору при поширенні між точками  $A_1$  і  $B$  буде являти собою еліпсоїд обертання, який показано на рис. 2.15. В результаті розрізу цього еліпсоїда обертання відбиваючою площиною отримуємо еліпс, що охоплює геометричну точку відбиття  $C$ , який і визначатиме суттєву зону відбиваючої поверхні.

Рівняння еліпса, що визначає суттєву зону відбиваючої поверхні, можна отримати, разом вирішивши рівняння еліпсоїда обертання і відбиваючої площини. Приведемо викладки, щоб отримати формули для знаходження великої осі  $2a_c$  еліпса, що визначає суттєву зону відбиваючої поверхні, його малої осі  $2b_c$  і зміщення  $C_c$  центра еліпса відносно геометричної точки відбиття в припущенні, що суттєва зона охоплює першу зону Френеля:

$$2a_c = r_0 \frac{\sqrt{\lambda r_0 (\lambda r_0 + 4h_1 h_2)}}{\lambda r_0 + (h_1 + h_2)^2}; \quad (2.36)$$

$$2b_c = \sqrt{\frac{\lambda r_0 (\lambda r_0 + 4h_1 h_2)}{\lambda r_0 + (h_1 + h_2)^2}}; \quad (2.37)$$

$$C_c = r_0 \frac{h_1 - h_2}{2(h_1 + h_2)[1 + (h_1 + h_2)^2 / \lambda r_0]}. \quad (2.38)$$

У реальних умовах кути ковзання малі, тому еліптична суттєва зона відбиваючої поверхні витягнута уздовж траси, тобто велика вісь еліпса значно більше його малої осі. З геометричних міркувань (див. рис. 2.15), а також з формули (2.38) виходить, що центр еліпса збігається з геометричною точкою відбиття лише при однаковій висоті антен, при  $h_1 < h_2$  він зміщений ближче до точки прийому ( $C_c > 0$ ), при  $h_1 > h_2$  – до точки передачі ( $C_c < 0$ ).

Площею еліпса, який являє собою суттєву зону відбиваючої поверхні, буде

$$\Sigma_c = \pi a_c b_c = \frac{r_0}{4} \cdot \frac{\lambda r_0 (\lambda r_0 + 4h_1 h_2)}{[\lambda r_0 + (h_1 + h_2)^2]^{3/2}}. \quad (2.39)$$

Суттєва зона відбиваючої поверхні дозволяє оцінити вплив різних ділянок нерівної відбиваючої поверхні на величину коефіцієнта відбиття.

Дійсно, уявимо, що в суттєвій зоні відбиваюча поверхня настільки рівна, що задовольняється критерій Релея, в той час як вся інша частина відбиваючої поверхні має значні нерівності, що не відповідають цьому критерію (наприклад, відбиття від озера з нерівними лісистими берегами). Відбиття в цьому випадку буде таким же, як і від нескінченної гладкої поверхні. Таким чином, щоб оцінити величину коефіцієнта відбиття від нерівної поверхні, слід визначити розміри і положення суттєвої зони щодо геометричної точки відбиття за допомогою формул (2.36)–(2.39). Якщо відбиваюча поверхня досить рівна в межах цієї суттєвої зони, тобто відповідає критерію Релея (2.35), то можна очікувати одержання значень коефіцієнта відбиття, близьких до дзеркальних, що визначаються формулами Френеля.

Відзначимо, що подібне оцінювання є справедливим, якщо окремі нерівності відбиваючої поверхні приблизно однакові за розмірами. Якщо ж на відбиваючій поверхні є окремі великі нерівності, що переважають за розмірами усі інші, то від них може виникати значне відбиття, навіть якщо вони знаходяться за межами суттєвої зони (наприклад, відбиття від гірських хребтів, що знаходяться осторонь від траси).

#### 2.4.3. Відбиття радіохвиль від гладкої опуклої поверхні.

##### *Коефіцієнт розбіжності*

До цього часу відбиваючу поверхню вважали плоскою. Насправді, часто відбиття походить від опуклої поверхні (наприклад, поверхні пагорбів). У цьому випадку величина коефіцієнта відбиття виявляється менше. Причиною такого зменшення коефіцієнта відбиття є додаткове розходження (розфокусування) відбитих хвиль при відбитті від опуклої поверхні порівняно з випадком відбиття від плоскої поверхні.

Розглянемо рис. 2.16, на якому зображено геометрію відбиття радіохвиль від плоскої (зліва) і опуклої сферичної (права) поверхонь. Нехай з точки  $A$  в обох випадках виходить пучок хвиль, укладених в деякому тілесному куті, під одним і тим же кутом ковзання  $\gamma$ . У разі відбиття від плоскої поверхні тілесний кут, в якому укладені відбиті хвилі, буде дорівнювати тілесному куту падаючих хвиль. При відбитті від сферичної поверхні тілесний кут, що містить відбиті хвилі, буде більше тілесного кута падаючих хвиль. Щільність потоку енергії відбитих хвиль зменшується, а отже, зменшується і коефіцієнт відбиття.

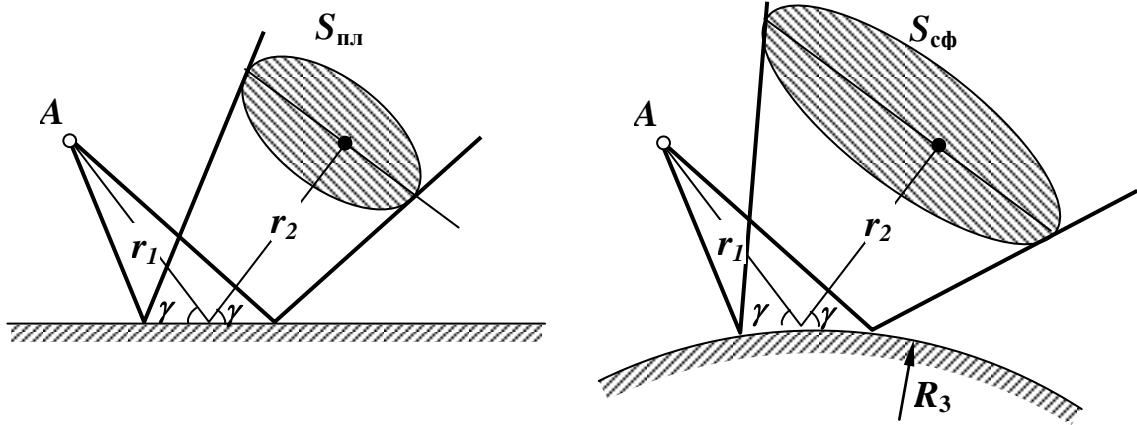


Рис. 2.16

Для кількісного оцінювання зменшення модуля коефіцієнта відбиття при відбитті від гладкої опуклої сферичної поверхні вводять поняття коефіцієнта розходження  $D$ , визначаючи його як коефіцієнт, на який потрібно помножити значення модуля коефіцієнта відбиття  $|R|_{\text{пл}}$  при відбитті від плоскої поверхні, щоб отримати значення модуля коефіцієнта відбиття  $|R|$  при відбитті від сферичної поверхні (кути ковзання в обох випадках передбачаються однаковими). Таким чином, модуль коефіцієнта відбиття від сферичної поверхні

$$|R| = D |R|_{\text{пл}}. \quad (2.40)$$

Коефіцієнт відбиття є відношенням напруженостей полів відбитої і падаючої хвиль, а напруженість поля – пропорційною кореню квадратному з величини щільності потоку енергії. Отже, величину коефіцієнта розходження  $D$  можна визначити як корінь квадратний з відношення площ перетину тілесних кутів відбитих хвиль від плоскої і сферичної поверхонь на одній і тій самій відстані  $r_2$  від геометричної точки відбиття  $C$  (див. рис. 2.16), тобто

$$D = \sqrt{\frac{S_{\text{пл}}}{S_{\text{сф}}}} \leq 1. \quad (2.41)$$

Виведення формул для коефіцієнтів розходження  $D$  у загальному випадку відбиття від довільних опуклих тіл наведено в роботах В. А. Фока. Формула для визначення  $D$  в разі відбиття від гладкої опуклої сферичної поверхні має вигляд

$$D = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2r_1 r_2}{R_3 (r_1 + r_2) \sin \gamma}}}. \quad (2.42)$$

З формули (2.42) виходить, що, якщо радіус сфери  $R_3 \rightarrow \infty$ , то  $D \rightarrow 1$ , як і слід було очікувати. Крім того, коефіцієнт розходження  $D$  тим менше, чим менше кут ковзання  $\gamma$ , що очевидно і на основі геометричних міркувань (див. рис. 2.16).

У реальних умовах, правда, досить рідко, можуть бути випадки відбиття від увігнутих поверхонь (наприклад, від долин). У таких випадках спостеріга-

ється не розходження, а, навпаки, збіг відбитих хвиль порівняно з випадком відбиття від плоскої поверхні (рис. 2.17), і коефіцієнт відбиття від такої увігнутої поверхні буде більше коефіцієнта відбиття від плоскої. Іншими словами, при відбитті від увігнутих поверхонь відбиті хвилі фокусуються, що збільшує коефіцієнт відбиття.

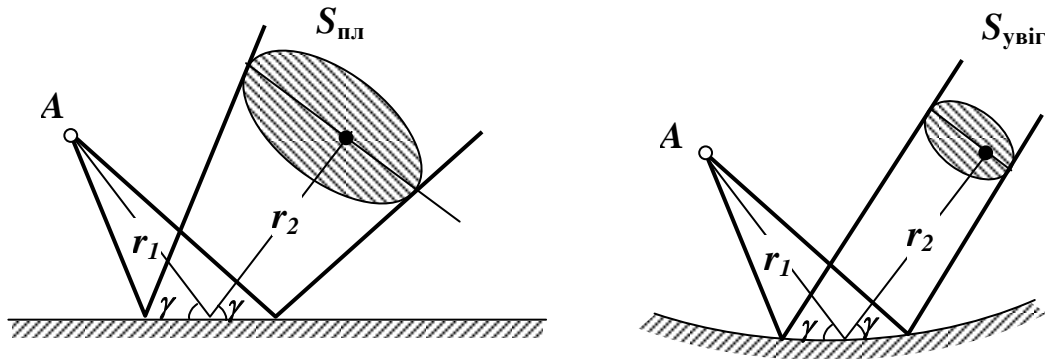


Рис. 2.17

## 2.5. Вплив рельєфу місцевості на поширення радіохвиль

### 2.5.1. Класифікація трас

Дотепер розглядалося поширення радіохвиль у припущенні, що Земля є ідеально гладкою сферою. Таке припущення виправдовується тільки при поширенні хвиль над морем, на сухопутних трасах майже завжди є нерівності, які суттєво впливають на поширення хвиль, особливо в діапазоні ультракоротких хвиль (УКХ).

Для урахування рельєфу місцевості необхідно перш за все знати профіль траси. Профіль траси зони, або лінії радіозв'язку відображає вертикальний розріз місцевості між радіостанціями з усіма високими будівлями, лісами та ін.

Профілі трас накреслюють у прямолінійній системі координат. У цьому випадку рівняння лінії, яка зображує рівень моря, від якого відраховують висоту кожної точки, має вигляд

$$y = \frac{r_o^2}{2R_3} s(1 - s). \quad (2.43)$$

Тут  $r_o$  – довжина траси;  $R_3$  – геометричний радіус Землі;  $s$  – відносна координата точки,

$$s = \frac{x}{r_o}, \quad (2.44)$$

де  $x$  – відстань від лівого кінця траси до поточної точки.

Основними геометричними параметрами профілю траси (рис. 2.18) є:

$r_o$  – відстань між радіостанціями в пунктах  $A$  і  $B$ ;

$r_1$  – відстань до перешкоди (перешкод), що суттєво впливає на ослаблення радіохвиль на трасі;



$H$  – величина просвіту на трасі, під якою розуміють відстань між прямою  $AB$  і найбільш високою точкою профілю.

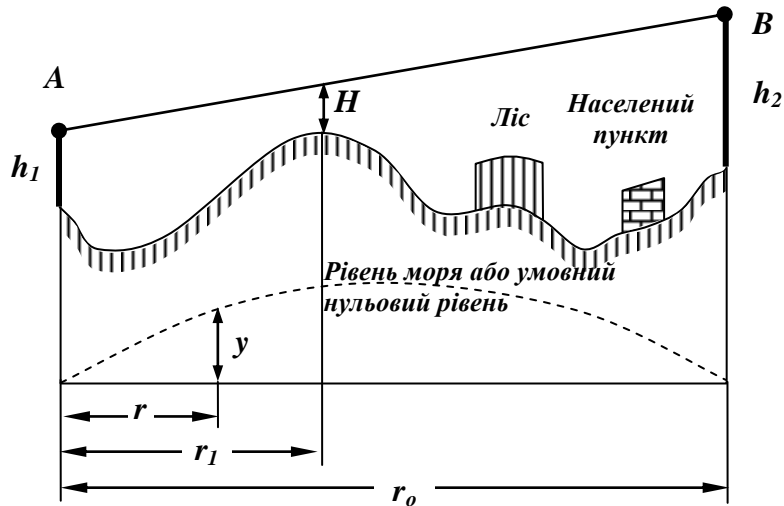


Рис. 2.18

Отже, при побудові профілю траси насамперед наносять лінію, яка зображує рівень моря. Далі, користуючись топографічною картою, наносять позначки точок профілю щодо рівня моря на різних відстанях і з'єднують їх кривою лінією.

Знаючи висоту підйому передавальної і приймальної антен  $h_1$  і  $h_2$ , на профілі траси проводять лінію  $AB$ , що сполучає точки розташування приймальної і передавальної антен.

Для розрахунку напруженості поля з урахуванням впливу рельєфу місцевості зручно користуватися не висотою антен  $h_1$  і  $h_2$ , а величиною просвіту між лінією  $AB$  і профілем траси, який визначають графічно безпосередньо з профілю.

Будемо вважати величину  $H$  додатною (рис. 2.19, а), коли лінія  $AB$  проходить вище найвищої точки профілю траси, і від'ємною, коли ця лінія перетинає профіль траси (рис. 2.19, б).

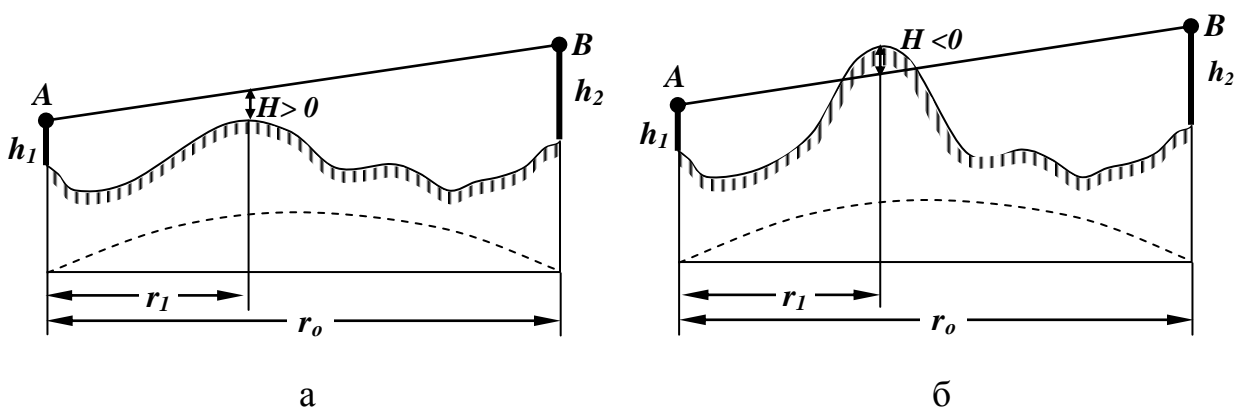


Рис. 2.19

Величина просвіту визначає різницю ходів прямого і відбитого від поверхні променів (рис. 2.20).

У реальних умовах нахил лінії  $AB$  є незначним, і трикутники  $ACD$  і  $BCD$  можна наближено вважати прямокутними, тоді  $AB \sim r_0$ .

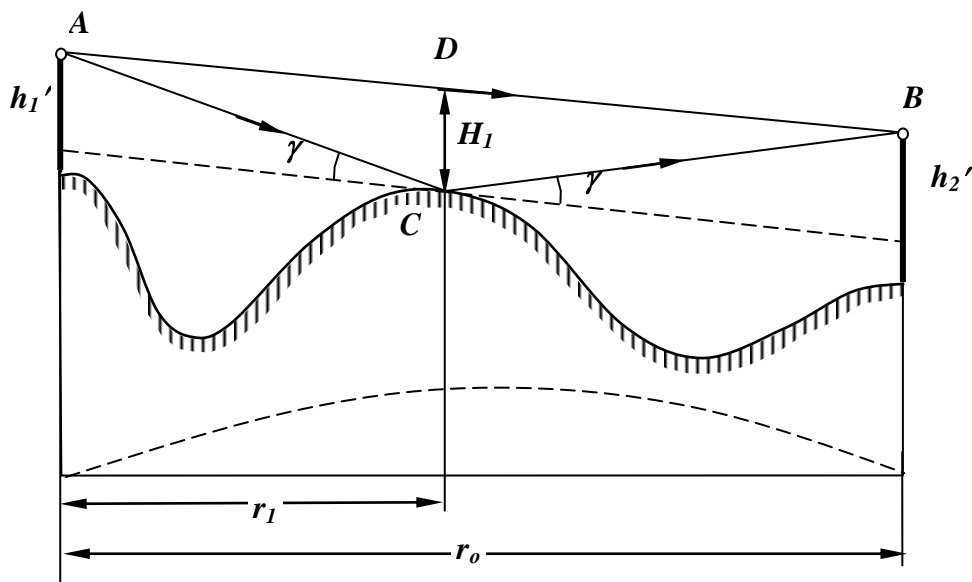


Рис. 2.20

У цьому випадку різницю ходів визначають як

$$\Delta r = (AC + CB) - AB = \sqrt{r_1^2 + H_1^2} + \sqrt{(r_o - r_1)^2 + H_1^2} - r_o. \quad (2.45)$$

Оскільки завжди існують нерівності  $H_1 \ll r_1$  і  $H_1 \ll r_o - r_1$ , то

$$\sqrt{r_1^2 + H_1^2} = r_1 \sqrt{1 + \frac{H_1^2}{r_1^2}} \approx r_1 \left(1 + \frac{H_1^2}{2r_1^2}\right) = r_1 + \frac{H_1^2}{2r_1}. \quad (2.46)$$

Вважаючи  $\sqrt{1+x} \approx 1 + x/2$ , маємо

$$\begin{aligned} \sqrt{(r_o - r_1)^2 + H_1^2} &= (r_o - r_1) \sqrt{1 + \frac{H_1^2}{(r_o - r_1)^2}} \approx \\ &\approx (r_o - r_1) \left[1 + \frac{H_1^2}{2(r_o - r_1)^2}\right] = (r_o - r_1) + \frac{H_1^2}{2(r_o - r_1)}. \end{aligned} \quad (2.47)$$

Підставляючи вирази (2.46) і (2.47) у формулу (2.45), отримуємо

$$\begin{aligned} \Delta r &= r_1 + \frac{H_1^2}{2r_1} + (r_o - r_1) + \frac{H_1^2}{2(r_o - r_1)} - r_o = \\ &= \frac{H_1^2(r_o - r_1 + r_1)}{2r_1(r_o - r_1)} = \frac{H_1^2 r_o}{2r_1(r_o - r_1)} = \frac{H_1^2 r_o}{2r_1 r_o (1 - r_1/r_o)} = \\ &= \frac{H_1^2}{2 \frac{r_1}{r_o} r_o \left(1 - \frac{r_1}{r_o}\right)} = \frac{H_1^2}{2r_o s (1 - s)}. \end{aligned} \quad (2.48)$$

Відомо, що при виконанні умови  $\Delta r \leq \frac{\lambda}{6}$  відбитий промінь не послаблює поля прямого променя.

Знайдемо в цьому випадку мінімальну величину просвіту  $H_0$ :

$$\frac{H_0^2}{2r_0s(1-s)} = \frac{\lambda}{6}; \quad (2.49)$$

$$H_0 = \sqrt{\frac{1}{3}\lambda r_0s(1-s)}. \quad (2.50)$$

Залежно від величини просвіту  $H$  траси поділяють на такі:

- відкриті, в яких  $H > H_0$ ;
- напіввідкриті, в яких  $H_0 > H \geq 0$ ;
- закриті, в яких  $H < 0$ .

Відзначимо, що сенс просвіту  $H_0$  полягає в тому, що при  $H \approx H_0$  множник ослаблення  $F$  приблизно дорівнює одиниці.

### 2.5.2. Розрахунок множника ослаблення на відкритих трасах

Напруженість поля на відкритих трасах має інтерференційний характер, оскільки в точку прийому крім прямої хвилі можуть надходити одна або кілька хвиль, відбитих від земної поверхні.

На рис. 2.21 як приклад показано профіль траси з двома точками відбиття, які можна визначити з умови рівності кутів між дотичними до профілю в даній точці і прямими, проведеними з цієї точки в точки передачі і прийому.

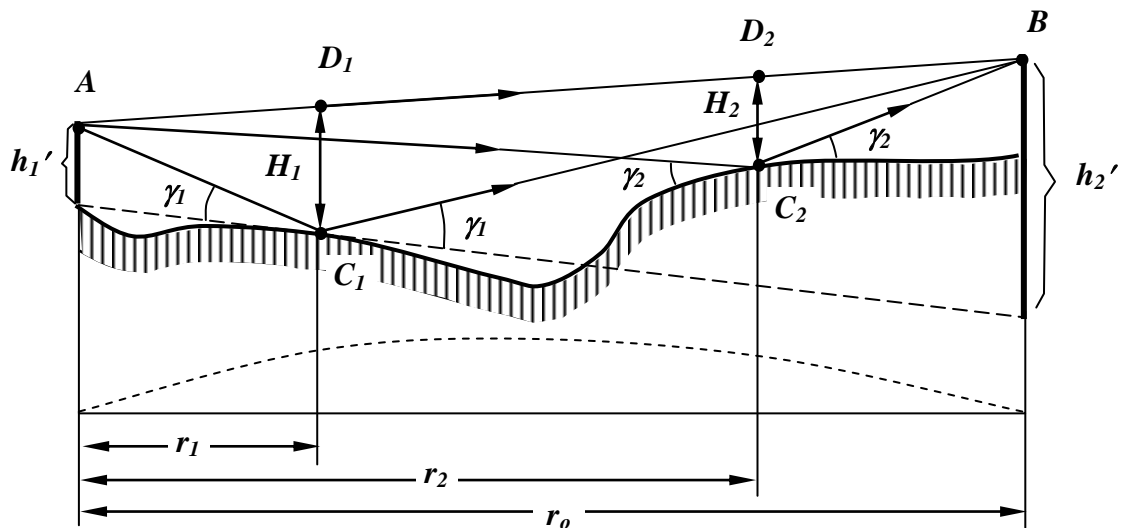


Рис. 2.21

Припустимо, що на трасі є  $q$  точок відбиття. Позначимо через  $r_0$  шлях, пройдений прямою хвилею, а через  $r_1, r_2, \dots, r_q$  – довжину шляхів відбитих хвиль  $1, 2, \dots, q$ . Нехтуючи відмінностями, що стосуються довжини шляхів прямої та відбитої хвиль при визначенні амплітуди хвиль і виходячи з визначення множника ослаблення, можна записати:

$$\dot{F} = e^{i\frac{2\pi}{\lambda}r_0} + |R_1|e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}r_1 + \Phi_1\right)} + \dots + |R_q|e^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}r_q + \Phi_q\right)}, \quad (2.51)$$

де  $|R_1|, \dots, |R_q|$  – модулі коефіцієнтів відбиття;  $\Phi_1, \dots, \Phi_q$  – фази коефіцієнтів відбиття.

Модуль множника ослаблення можна записати так:

$$F = \sqrt{\left(1 + \sum_{j=1}^q |R_j| \cos \beta_j\right)^2 + \left(\sum_{j=1}^q |R_j| \sin \beta_j\right)^2}. \quad (2.52)$$

Тут  $\beta_j$  позначає зсув фаз між  $j$ -ю відбитою і прямою хвилями:

$$\beta_j = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r_j + \Phi_j, \quad (2.53)$$

де  $\Delta r_j$  – різниця ходу між зазначеними хвилями.

Таким чином, при визначенні множника ослаблення необхідно для кожної із зазначених точок відбиття розрахувати такі значення:

- різницю ходів між прямою і зворотною хвилями;
- модуль коефіцієнта відбиття;
- фазу коефіцієнта відбиття.

Вирази щодо різниці ходів були отримані раніше (див. пп. 2.5.1):

$$\Delta r_j = \frac{H_j^2}{2r_0 s_j (1 - s_j)}, \quad (2.54)$$

де

$$s_j = \frac{r_j}{r_0}. \quad (2.55)$$

Для визначення коефіцієнта відбиття перш за все необхідно визначити кути ковзання в точках відбиття.

На основі рис. 2.21 побудуємо рис. 2.22.

Розглянув трикутник  $AKB''$ , можна зробити висновок, що  $\text{tg} \gamma \approx \frac{h_1' + h_2'}{r_0}$ .

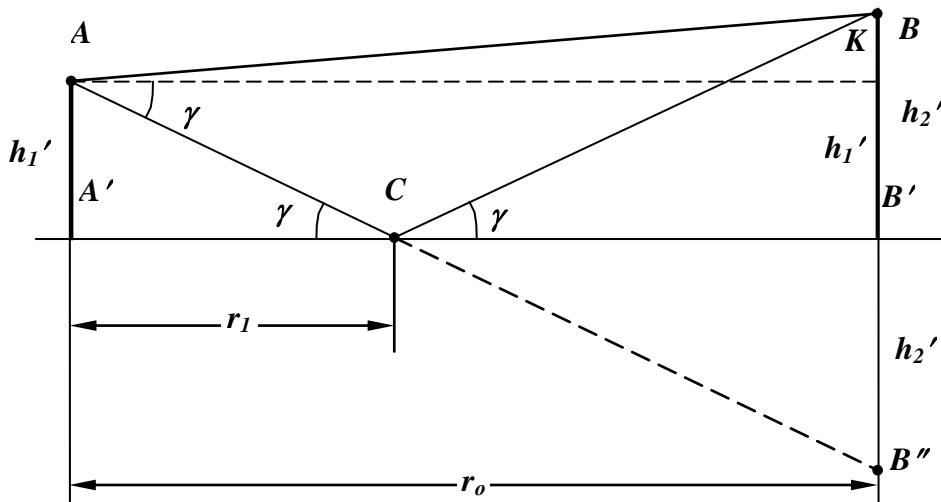


Рис. 2.22

Різниця ходів визначається виразом

$$\begin{aligned} \Delta r &= (AC + CB) - AB = AB'' - AB = \\ &= \sqrt{r_o^2 + (h_1' + h_2')^2} - \sqrt{r_o^2 + (h_2' - h_1')^2} \approx \\ &\approx \left[ r_o + \frac{(h_2' + h_1')^2}{2r_o} \right] - \left[ r_o + \frac{(h_2' - h_1')^2}{2r_o} \right] = \frac{2h_1'h_2'}{r_o}. \end{aligned} \quad (2.56)$$

З трикутників  $AA'C$  і  $BCB'$  знаходимо

$$h_1' = r_1 \operatorname{tg} \gamma \approx r_1 \gamma, \quad (2.57)$$

$$h_2' = (r_o - r_1) \operatorname{tg} \gamma \approx (r_o - r_1) \gamma. \quad (2.58)$$

Підставимо ці значення у вираз (2.56):

$$\begin{aligned} \Delta r &= \frac{2r_1(r_o - r_1)}{r_o} \gamma^2; \\ \Delta r &= \frac{2r_1 r_o (1 - r_1 / r_o) \gamma^2}{r_o} = 2r_o s (1 - s) \gamma^2. \end{aligned} \quad (2.59)$$

Прирівнявши вирази (2.49) і (2.59), одержимо

$$2sr_o(1-s)\gamma^2 = \frac{H^2}{2r_o s(1-s)}, \quad (2.60)$$

звідки

$$\begin{aligned} \gamma^2 &= \frac{H^2}{[2r_o s(1-s)]^2}; \\ \gamma &= \frac{H}{2r_o s(1-s)}. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Для оцінювання впливу нерівностей земної поверхні необхідно визначити розміри суттєвої зони поблизу геометричної точки відбиття, що відіграє основну роль у формуванні відбитої хвилі. Розміри цієї зони можна знайти за формулами, наведеними раніше, якщо виразити значення висоти антен  $h_1$  і  $h_2$  через величину просвіту  $H_j$  і відносну координату точки відбиття  $s_j$ .

У пп. 2.4.2 визначили суттєву зону плоскої відбиваючої поверхні, тому на профілі необхідно розрахувати висоту точок передачі  $h_1'$  і прийому  $h_2'$  над площиною, дотичною до профілю в точці відбиття.

Розглянув рис. 2.22, можна записати:

$$\begin{aligned} h_1' &= r_j \operatorname{tg} \gamma_j = r_j \gamma_j = s_j r_o \gamma_j; \\ h_2' &= (r_o - r_j) \operatorname{tg} \gamma_j = (r_o - r_j) \gamma_j = (1 - s_j) r_o \gamma_j, \end{aligned} \quad (2.62)$$

або з урахуванням формули (2.61):

$$h_1' = \frac{s_j r_o H_j}{2r_o s_j (1-s_j)} = \frac{H_j}{2(1-s_j)}; \quad (2.63)$$

$$h_2' = \frac{(1-s_j)r_o H_j}{2r_o s_j (1-s_j)} = \frac{H_j}{2s_j}. \quad (2.64)$$

Підставив значення  $h_1'$  і  $h_2'$  замість  $h_1$  і  $h_2$  у відповідні формули пп. 2.4.2, визначимо величини великої  $2a_c$  і малої  $2b_c$  осей еліпса, що являють собою суттєву зону відбиваючої поверхні для  $j$ -ї точки відбиття:

$$2a_c = r_o \frac{\sqrt{\lambda r_o (\lambda r_o + 4h_1 h_2)}}{\lambda r_o + (h_1 + h_2)^2} = r_o \frac{\sqrt{\lambda r_o \left( \lambda r_o + \frac{H_j^2}{s_j (1-s_j)} \right)}}{\lambda r_o + \left[ \frac{H_j}{2s_j (1-s_j)} \right]^2}; \quad (2.65)$$

$$2b_c = \sqrt{\frac{\lambda r_o (\lambda r_o + 4h_1 h_2)}{\lambda r_o + (h_1 + h_2)^2}} = \sqrt{\frac{\lambda r_o \left( \lambda r_o + \frac{H_j^2}{s_j (1-s_j)} \right)}{\lambda r_o + \left[ \frac{H_j}{2s_j (1-s_j)} \right]^2}}. \quad (2.66)$$

Для оцінювання впливу нерівностей відбиваючої поверхні у межах суттєвої зони можна застосувати критерій Релея, який з урахуванням виразу (2.61) і з припущенням  $\sin \gamma \approx \gamma$  подамо у вигляді

$$\Delta h \leq \Delta h_{max} = \frac{\lambda}{8 \sin \gamma} = \frac{r_o \lambda s_j (1-s_j)}{4H_j}. \quad (2.67)$$

Якщо відбиваюча поверхня має гладку опуклу форму, то модуль коефіцієнта відбиття зменшується за рахунок розходження відбитих хвиль. В окремому випадку, коли відбиваючу поверхню можна апроксимувати сферою з радіусом  $b$ , формула (2.42) для визначення коефіцієнта розходження  $D$  з урахуванням виразу (2.61) і геометрії траси буде мати вигляд

$$D = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4s_j^2 (1-s_j)^2 r_o^2}{bH_j}}}. \quad (2.68)$$

Радіус апроксимуючої сфери  $b$  можна обчислити за величинами  $\Delta y$  і  $r$ , які знаходять з профілю траси (рис. 2.23) графічно. Відомо, що висоту сегмента  $\Delta y$  кола, хорда якого є  $r$ , причому  $r \ll b$ , визначають за формулою

$$\Delta y = \frac{r^2}{8b}, \quad (2.69)$$

звідки

$$b = r^2 / 8 / \Delta y . \quad (2.70)$$

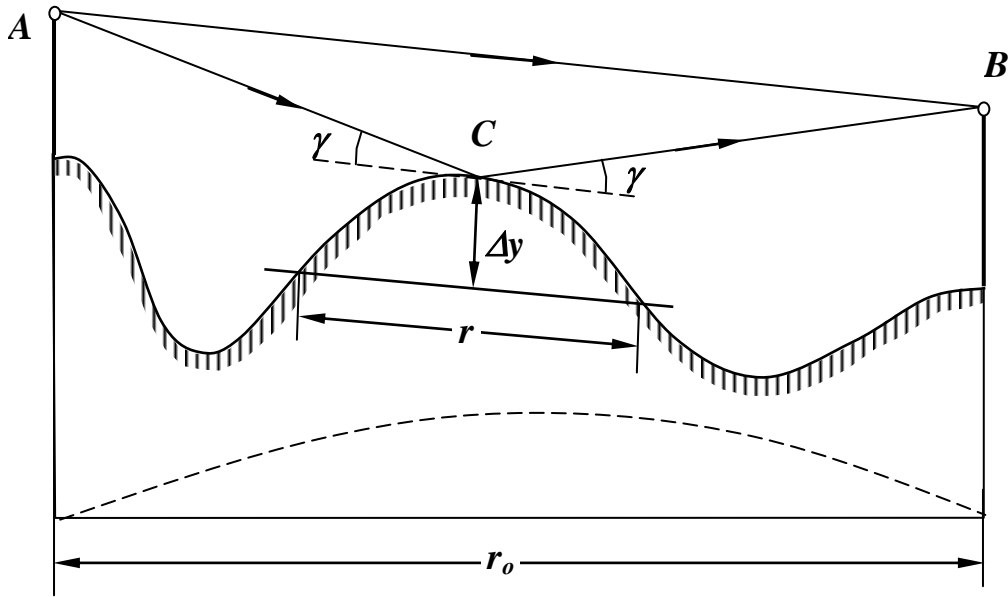


Рис. 2.23

Підставляючи це значення  $b$  у формулу (2.68), отримуємо

$$D = 1 / \sqrt{1 + \frac{32s_j^2(1-s_j)^2 \Delta y}{k^2 H_j}}, \quad (2.71)$$

де

$$k = \frac{r}{r_0}. \quad (2.72)$$

У більшості випадків у реальних умовах зустрічаються траси з однією точкою відбиття, і тоді формула для множника ослаблення набуває вигляду

$$F = \sqrt{1 + |R|^2 + 2|R| \cos \beta}, \quad (2.73)$$

де індекси  $j$  випущені.

Оскільки в реальних умовах кут  $\gamma$  малий, то фазу коефіцієнта відбиття  $\Phi$  можна припускати такою, що дорівнює  $\pi$ .

При  $\Phi = \pi$  у рівнянні (2.53) інтерференційні максимуми будуть, якщо

$$\Delta r = (2m - 1) \frac{\lambda}{2}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, \quad (2.74)$$

а інтерференційні мінімуми – при

$$\Delta r = n\lambda, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.75)$$

Враховуючи формулу (2.54), визначимо, що інтерференційні максимуми будуть при значеннях просвіту

$$H_m = \sqrt{(2m - 1)r_0 \lambda s(1 - s)}, \quad (2.76)$$

а інтерференційні мінімуми – при значеннях просвіту

$$H_n = \sqrt{2nr_0 \lambda s(1 - s)}. \quad (2.77)$$

При розрахунках зручно користуватися не абсолютною величиною просвіту  $H$ , а відношенням

$$p = \frac{H}{H_0}. \quad (2.78)$$

Підставляючи  $H$  з виразу (2.78) у (2.54) і враховуючи формулу (2.50), отримуємо

$$\Delta r = \frac{H^2}{2r_0 s(1-s)} = \frac{H^2 H_0^2}{H_0^2 \cdot 2r_0 s(1-s)} = \frac{p^2 \lambda r_0 s(1-s)}{3 \cdot 2r_0 s(1-s)} = \frac{p^2 \lambda}{6}. \quad (2.79)$$

Отже, значення різниці фаз за формулою (2.53), якщо  $\Phi = \pi$ , буде таким:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \pi = \frac{\pi p^2}{3} + \pi. \quad (2.80)$$

Підставивши отримане значення  $\beta$  у формулу (2.73), запишемо

$$F = \sqrt{1+R^2 + 2|R|\cos(\pi p^2/3 + \pi)} = \sqrt{1+R^2 - 2|R|\cos(\pi p^2/3 + \pi)}. \quad (2.81)$$

Враховуючи формулу (2.79) і умови (2.74), (2.75), визначимо, що інтерференційні максимуми будуть існувати при

$$p = p_m = \sqrt{\frac{6 \Delta r}{\lambda}} = \sqrt{\frac{6(2m-1)\lambda}{\lambda \cdot 2}} = \sqrt{3(2m-1)}, \quad (2.82)$$

а інтерференційні мінімуми – при

$$p = p_n = \sqrt{\frac{6 \Delta r}{\lambda}} = \sqrt{\frac{6n\lambda}{\lambda}} = \sqrt{6n}. \quad (2.83)$$

Значення модуля множника ослаблення в інтерференційних максимумах  $|F_m|$  і мінімумах  $|F_n|$  відповідно до формул (2.81) – (2.83) являють собою

$$|F_m| = 1 + |R_m|; \quad (2.84)$$

$$|F_n| = 1 - |R_n|, \quad (2.85)$$

де  $|R_m|$  і  $|R_n|$  – значення модулів коефіцієнтів відбиття для  $m$ -го максимуму і  $n$ -го мінімуму.

При малих значеннях просвіту  $H_j$  інтерференційні формули (2.52) і (2.73) стають несправедливими, бо при  $H_j \rightarrow 0$  вже неможливо відокремити пряму хвилю від відбитої.

### 2.5.3. Дифракційне поширення хвиль уздовж гладкої сферичної земної поверхні при однорідній тропосфері

Поширення радіохвиль уздовж земної поверхні в разі однорідної атмосфери відбувається тільки за рахунок процесу дифракції.

Земля вважається ідеальною гладкою сферою радіусом  $R_3 = 6370$  км, що має в усіх точках однакові електричні параметри, діелектричну проникність  $\epsilon$  і провідність  $\sigma$ . Земна атмосфера розглядається однорідною, має  $\epsilon = 1$  і  $\sigma = 0$ . Магнітна проникність і земної поверхні, і атмосфери приймається рівною одиниці. Передавальна антена розташована в точці  $A$  на висоті  $h_1$  над земною по-



верхню (рис. 2.24). Потрібно знайти напруженість поля в точці прийому **B** на висоті  $h_2$  над земною поверхнею і на відстані  $r_0$  від точки передачі. Величину напруженості поля відраховують по дузі великого кола, що проходить через точки розташування кореспондуючих пунктів.

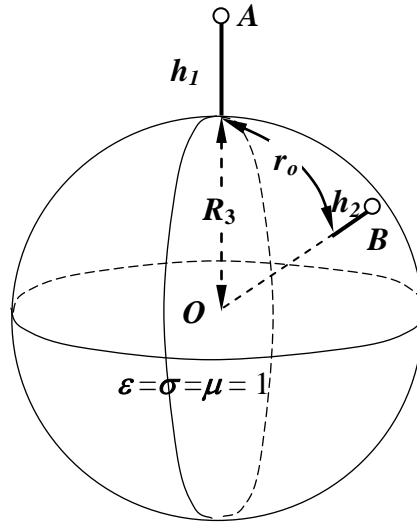


Рис. 2.24

Актуальність розв'язання цієї задачі особливо зросла в міру все більшого застосування на практиці радіохвиль ДВЧ-діапазону, на поширення яких іоносфера практично не впливає і які поширюються головним чином за рахунок дифракції.

Перша дифракційна формула, придатна для числових розрахунків напруженості поля в зонах напівтіні і тіні, враховує вплив висоти підняття антен і електричні параметри земної поверхні. Її було отримано Б. А. Введенським. Розв'язання дифракційної задачі в загальному вигляді, що може бути застосовано у числових розрахунках, було запропоновано В. А. Фоком.

Формулу для визначення множника ослаблення, по Фоку, можна навести у вигляді такого нескінченного ряду:

$$F(x, y_1, y_2, q) = e^{i\pi/4} \cdot 2\sqrt{\pi x} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{e^{it_s x}}{t_s - q^2} \cdot \frac{\omega(t_s - y_1)}{\omega(t_s)} \cdot \frac{\omega(t_s - y_2)}{\omega(t_s)}, \quad (2.86)$$

де  $x$  – відстань в безрозмірних одиницях,

$$x = \frac{r_0}{r'}, \quad (2.87)$$

де  $r'$  – деяка величина, що має розмірність довжини, прийнята за одиницю відстані і залежить від радіуса Землі  $R_3$  і довжини хвилі  $\lambda$ ,

$$r' = \sqrt[3]{\frac{R_3^2 \lambda}{\pi}}, \quad (2.88)$$

де  $y_1$  і  $y_2$  – значення висоти відповідно передавальної і приймальної антен у безрозмірних одиницях,

$$y_1 = \frac{h_1}{h'}; \quad y_2 = \frac{h_2}{h'}, \quad (2.89)$$

де  $h'$  – деяка величина з розмірністю довжини, прийнята за одиницю висоти і залежить від радіуса Землі  $R_3$  і довжини хвилі  $\lambda$ ,

$$h' = \sqrt[3]{\frac{R_3 \lambda^2}{8\pi^2}}, \quad (2.90)$$

де  $q$  – комплексний параметр, що враховує електричні параметри земної поверхні та вид поляризації:

– при горизонтальній поляризації

$$q = i^3 \sqrt{\frac{\pi R_3}{\lambda}} \sqrt{\varepsilon - 1 - i \cdot 60 \sigma \lambda}; \quad (2.91)$$

– при вертикальній поляризації

$$q = i^3 \sqrt{\frac{\pi R_3}{\lambda}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon + 1 + i \cdot 60 \sigma \lambda}}. \quad (2.92)$$

Функції  $\omega(t_s - y)$ , що входять у формулу, є комплексними функціями Ейрі, які є розв'язком диференціального рівняння

$$\omega''(t_s - y) = (t_s - y) \cdot \omega(t_s - y),$$

де штрихи означають похідну по  $y$ , а величини  $t_s$  є коренями рівняння

$$\omega'(t_s) - q \cdot \omega(t_s) = 0.$$

У дифракційній формулі В. А. Фока залежність множника ослаблення від відстані характеризується експонентними множниками під знаком суми; швидкість убування  $F$  зі збільшенням  $x$  залежить від величини уявних частин коренів  $t_s$ . Залежність  $F$  від висоти підняття антен визначається двома останніми співмножниками під знаком суми у формулі (2.86), які називаються висотними множниками.

Формулу (2.86) застосовують при розв'язанні задачі щодо дифракції радіохвиль навколо земної поверхні в разі однорідної атмосфери. Вона дозволяє обчислювати напруженість поля на будь-яких відстанях від точки передачі і будь-яких висотах підняття антен.

У зоні прямої видимості ( $r < r_{\text{пр}}$ ), як це розглянуто вище, множник ослаблення можна розраховувати за інтерференційними формулами. У зоні тіні ( $r > r_{\text{пр}}$ ) величина  $x$  велика і для розрахунків  $F$  можна користуватися дифракційною формулою (2.86), залишивши в ній тільки один перший член ряду. Значення  $F$  у зоні напівтіні можна розрахувати за тією ж дифракційною формулою, залишивши в ній таку кількість членів ряду, яка забезпечує необхідну точність.

Відзначимо, що відстань прямої видимості

$$x_{\text{пр}} = \sqrt{2R_3} (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2})$$

в безрозмірних величинах  $x_{\text{пр}}$  з урахуванням виразів (2.87) – (2.89) можна записати у вигляді

$$x_{\text{пр}} = \sqrt{y_1} + \sqrt{y_2}, \quad (2.93)$$

а зони визначити таким чином:

- $x < x_{\text{пр}}$  – зона прямої видимості;
- $x > x_{\text{пр}}$  – зона тіні;
- $x \approx x_{\text{пр}}$  – зона напівтіні.

У діапазоні УКХ висота антен  $h_1$  і  $h_2$  завжди значно більше довжини хвилі, тому відстань прямої видимості (2.93) приблизно дорівнює одиниці і більше. Отже, для зони напівтіні ( $x \approx x_{\text{пр}}$ ) і тим більше для зони тіні ( $x > x_{\text{пр}}$ ) у виразі (2.86) можна залишити лише перший член ряду. Тому залежність  $F$  від  $x$  виходить приблизно експоненційною, а залежність множника ослаблення  $F$ , вираженого в децибелах, від  $x$  – приблизно лінійною з кутовим коефіцієнтом **-17,1** дБ на одну  $x$ -одвицію. Отже, для знаходження залежності  $F(x)$  достатньо визначити значення  $F$  лише для одного значення  $x$ , яким зручно вибрати значення  $x_{\text{пр}}$ . Позначаючи через  $F_0$ , дБ, значення множника при  $x = x_{\text{пр}}$ , визначаємо, що при заданому  $x$

$$F = F_0 - 17,1 (x - x_{\text{пр}}). \quad (2.94)$$

Величина  $F_0$  залежить лише від параметра  $\mu$ , який у випадку поширення хвилі вздовж гладкої сферичної земної поверхні визначається формулою

$$\mu = \sqrt{\frac{\sqrt{y_1 y_2}}{\sqrt{y_1} + \sqrt{y_2}}}. \quad (2.95)$$

Графік залежності  $F_0(\mu)$  показано на рис. 2.25. Ця залежність відповідає граничному нескінченному значенню параметра  $q$ , що визначається співвідношеннями (2.91) і (2.92), яке в діапазоні УКХ практично завжди знаходиться з хорошим наближенням.

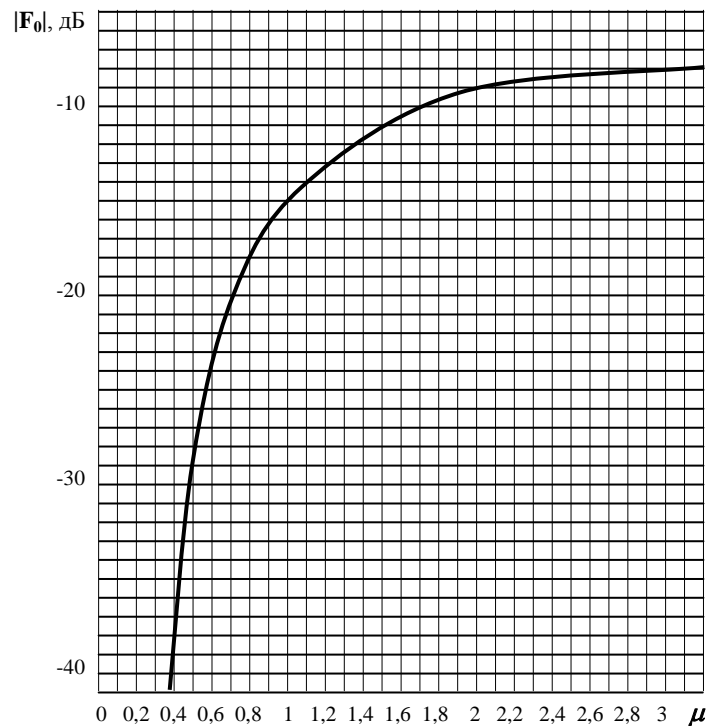


Рис. 2.25

### 2.5.4. Розрахунок множника ослаблення на напіввідкритих і закритих трасах

Наближений метод розрахунку множника ослаблення на напіввідкритих і закритих трасах оснований на апроксимації перешкод на трасі сферами, радіус яких визначається конкретним видом перешкоди.

Розглянемо профіль траси з однією перешкодою, апроксимуємо його сферою з деяким радіусом  $b$  (рис. 2.26).

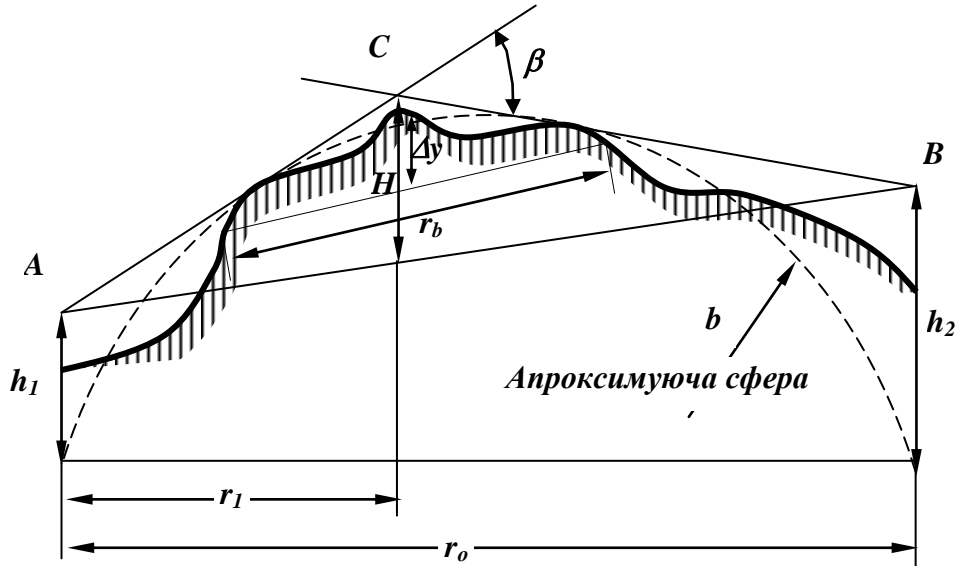


Рис. 2.26

З геометричних міркувань (рис. 2.27) кут дифракції

$$\beta = -\frac{H}{r_o s(1-s)}, \quad (2.96)$$

де  $s$  – відносна координата вершини перешкоди,

$$s = \frac{r_1}{r_o}. \quad (2.97)$$

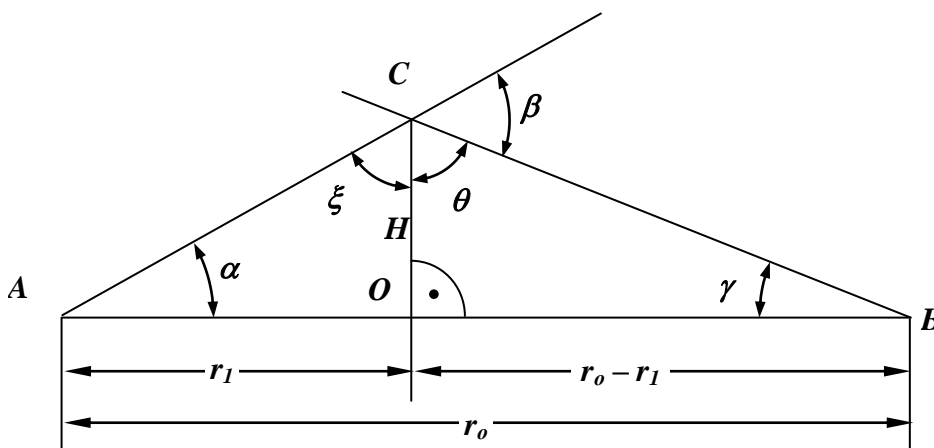


Рис. 2.27

Нагадаємо, що на закритих трасах домовилися вважати  $H$  величиною від'ємною, причому  $H$  відраховують від точки перетину ліній  $AC$  і  $BC$  до лінії  $AB$ . Дійсно, з  $\triangle AOC$  і  $\triangle BOC$  маємо

$$\frac{-H}{r_1} = \operatorname{tg} \gamma \approx \gamma; \quad \frac{-H}{r_o - r_1} = \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha,$$

а

$$\begin{aligned} \beta &= 180^\circ - (\theta + \xi) = 180^\circ - (90^\circ - \gamma + 90^\circ - \alpha) = \gamma + \alpha = \\ &= \frac{-H}{r_1} + \frac{-H}{r_o - r_1} = \frac{-Hr_o}{r_1(r_o - r_1)} = \frac{-Hr_o}{r_1 r_o (1 - r_1 / r_o)} = \frac{-H}{r_o s (1 - s)}. \end{aligned}$$

З формули (2.96) виходить, що величина кута дифракції прямо пропорційна просвіту  $H$ , тому залежність  $F$ , дБ, від  $H$  при постійному  $\mu$  приблизно лінійна, внаслідок чого для визначення  $F$  при певному значенні  $H$  досить знати значення  $F$  при будь-яких двох значеннях просвіту. Як початкові значення просвіту зручно вибрати  $H = H_0$ , при якому  $F = 1$  і  $H = 0$ , що відповідає відстані прямої видимості. Позначаючи через  $F_0$  значення множника ослаблення при  $H = 0$ , для визначення  $F$ , дБ, при заданому  $H$  можна записати просту формулу:

$$|F| = |F_0| \left( 1 - \frac{H}{H_0} \right), \quad (2.98)$$

де  $H_0$  знаходять з формули (2.50), а  $H$  – безпосередньо з профілю траси.

Значення  $|F_0|$  можна знайти з графіка (див. рис. 2.25) або табл. 2.2 за величиною параметра  $\mu$ , який у випадку поширення хвилі вздовж гладкої сферичної поверхні визначається формулою «чотирьох коренів» (2.95):

$$\mu = \sqrt{\frac{\sqrt{y_1 y_2}}{\sqrt{y_1} + \sqrt{y_2}}}.$$

Таблиця 2.2

$\mu$	0,4	0,5	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	3,5
$F_0$ , дБ	-37	-29	-24	-18	-15	-13	-11,5	-10	-9,5	-9	-8	-7,5	-6

Визначимо тепер, як можна виразити параметр  $\mu$  з урахуванням геометричних характеристик реальної траси, якщо перешкоду на трасі апроксимувати сферою з радіусом  $b$ . Позначаючи через  $h_1$  і  $h_2$  висоту антен над апроксимуючою сферою (див. рис. 2.26) і враховуючи, що в реальних умовах радіус апроксимуючої сфери завжди великий, скористаємося відомим виразом для визначення відстані прямої видимості, щоб записати аналогічний вираз для знаходження відстані прямої видимості при радіусі апроксимуючої сфери  $b$ , яка до того ж відповідає просвіту  $H = 0$ :

$$R_{\text{пр}} = \sqrt{2bh_1} + \sqrt{2bh_2}. \quad (2.99)$$

Знаючи з профілю координату вершини перешкоди  $r_1$  і те, що  $s = r_1 / r_o$ , можна записати

$$sR_{\text{пр}} = \sqrt{2bh_1}, \quad (s - 1) R_{\text{пр}} = \sqrt{2bh_2}. \quad (2.100)$$

Звідси знайдемо висоту антен над апроксимуючою сферою:

$$h_1 = \frac{s^2 R_{np}^2}{2b}; \quad (2.101)$$

$$h_2 = \frac{(1-s)^2 R_{np}^2}{2b}. \quad (2.102)$$

Рівняння сегмента апроксимуючого кола на профілі відповідно до формули (2.43) буде мати вигляд

$$y_c = \frac{r_o^2}{2b} s(1-s). \quad (2.103)$$

Тоді величину просвіту  $H$  у найвищій точці профілю траси будуть визначати за формулою

$$H = h_1 + (h_2 - h_1)s - y_c = h_1 + (h_2 - h_1) - \frac{r_o^2}{2b} s(1-s). \quad (2.104)$$

Підставивши значення  $h_1$  і  $h_2$  з виразів (2.101) і (2.102) у формулу (2.104), виразимо  $R_{np}$  через  $r_o$ ,  $H$  і  $s$ :

$$\begin{aligned} H &= \frac{s^2 R_{np}^2}{2b} + \left[ \frac{(1-s)^2 R_{np}^2}{2b} - \frac{s^2 R_{np}^2}{2b} \right] s - \frac{r_o^2}{2b} s(1-s) = \\ &= \frac{s^2 R_{np}^2}{2b} + \left( \frac{R_{np}^2 - 2sR_{np}^2 + s^2 R_{np}^2 - s^2 R_{np}^2}{2b} \right) s - \frac{r_o^2 s(1-s)}{2b} = \\ &= \frac{s^2 R_{np}^2 + R_{np}^2 s - 2s^2 R_{np}^2 - r_o^2 s(1-s)}{2b} = \\ &= \frac{R_{np}^2 s - R_{np}^2 s^2 - r_o^2 s(1-s)}{2b} = \frac{sR_{np}^2(1-s) - r_o^2 s(1-s)}{2b}, \end{aligned}$$

звідки

$$\begin{aligned} 2bH &= sR_{np}^2(1-s) - r_o^2 s(1-s), \\ R_{np}^2 &= r_o^2 + \frac{2bH}{s(1-s)}. \end{aligned} \quad (2.105)$$

Підставивши  $R_{np}$  у вираз для визначення значень висоти, отримаємо

$$h_1 = \frac{s^2 R_{np}^2}{2b} = \frac{s^2}{2b} \left[ r_o^2 + \frac{2bH}{s(1-s)} \right]; \quad (2.106)$$

$$h_2 = \frac{(1-s)^2 R_{np}^2}{2b} = \frac{(1-s)^2}{2b} \left[ r_o^2 + \frac{2bH}{s(1-s)} \right]. \quad (2.107)$$

Підставляючи  $h_1$  і  $h_2$  у формулу (2.95) і враховуючи вирази (2.89) і (2.90), після перетворень одержуємо вираз для визначення параметра  $\mu$  у вигляді

$$\mu = \sqrt[12]{\frac{8\pi^2}{b\lambda^2}} \sqrt[3]{\frac{s(1-s)r_o}{\sqrt{2b}}} \sqrt[4]{1 + \frac{2bH}{r_o^2 s(1-s)}}. \quad (2.108)$$

Згадавши формулу (2.70), що описує радіус апроксимуючої сфери через висоту сегмента  $\Delta y$  кола, хорда якого дорівнює  $r$ , тобто

$$b = \frac{r_b^2}{8\Delta y},$$

врахувавши позначення (2.72)

$$k = \frac{r_b}{r_o},$$

виразивши з формули (2.50)

$$\lambda^2 = \frac{9H_0^4}{r_o^2 s^2 (1-s)^2}$$

і позначивши через  $\alpha$  відношення

$$\alpha = \frac{\Delta y}{H_0}, \quad (2.109)$$

формулу (2.108) після низки перетворень доведемо до вигляду

$$\mu = \sqrt[6]{\frac{64\pi\alpha^2}{3}} \sqrt[3]{\frac{s^2(1-s)^2}{k^2}} \sqrt[4]{1 + \frac{k^2}{4\alpha s(1-s)} \cdot \frac{H}{H_0}}. \quad (2.110)$$

З формули (2.110) виходить, що величина параметра  $\mu$  залежить від величини просвіту  $H$ . Тому при побудові залежності множника ослаблення від величини просвіту за формулою (2.98) для кожного значення  $H$  необхідно визначити значення  $\mu$  та за графіком на рис. 2.25 знайти відповідне значення  $|F_0|$ .

Залежність параметра  $\mu$  від величини просвіту  $H$  виявляється лише при сильно закритих трасах, коли відношення  $H/H_0$  стає великим від'ємним числом. При малих значеннях цього відношення останній співмножник у формулі (2.110) можна наближено вважати таким, що дорівнює одиниці і тоді

$$\mu \approx \sqrt[6]{\frac{64\pi\lambda^2}{3}} \sqrt[3]{\frac{s^2(1-s)^2}{k^2}}. \quad (2.111)$$

### 2.5.5. Особливості розрахунку множника ослаблення для трас з клиноподібною перешкодою або декількома перешкодами

Розглянемо спочатку випадок, коли перешкода на трасі має форму, близьку до клиноподібної, а місцевість до перешкоди і позаду неї досить рівна. В цьому випадку на закритих трасах можуть спостерігатися такі інтерференційні явища, як перевипромінювання вершини перешкоди, яке можна розглядати як певне вторинне джерело (рис. 2.28).

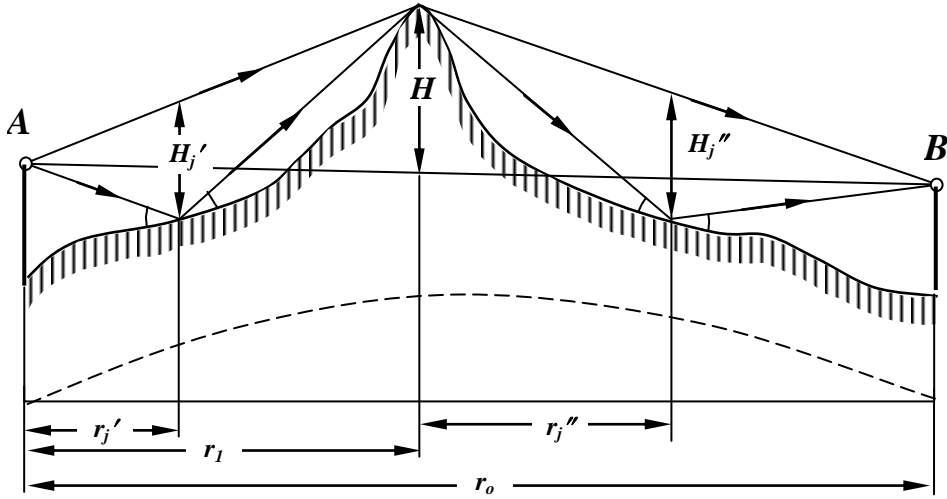


Рис. 2.28

У цьому випадку величина модуля множника ослаблення

$$|F| = |F_d| \cdot |F_1| \cdot |F_2|, \quad (2.112)$$

де  $|F_d|$  – множник дифракційного ослаблення, який можна визначити з формули (2.98) за відомою величиною просвіту  $H$  і параметром  $\mu$ , обчислюваним за формулою (2.110).

Величинами  $|F_1|$  і  $|F_2|$  у формулі (2.112) є модулі інтерференційних множників, які враховують інтерференційні явища до перешкоди і позаду неї. Значення  $|F_1|$  і  $|F_2|$  можуть бути визначені в загальному випадку за формулою (2.52), а за наявності на кожній ділянці тільки однієї точки відбиття – за формулою (2.73).

Позначаючи всі геометричні характеристики ділянки траси до перешкоди одним штрихом, а після перешкоди – двома штрихами, по аналогії з формулами (2.54) і (2.61) можна записати вирази для різниць ходів  $\Delta r_j'$  і  $\Delta r_j''$  та кутів ковзання  $\gamma_j'$  і  $\gamma_j''$ :

$$\Delta r_j' = \frac{(H_j')^2}{2r_1 s_j' (1 - s_j')}; \quad (2.113)$$

$$\gamma_j' = \frac{H_j'}{2r_1 s_j' (1 - s_j')}, \quad (2.114)$$

де

$$s_j' = r_j' / r_1; \quad (2.115)$$

$$\Delta r_j'' = \frac{(H_j'')^2}{2(r_o - r_1) s_j'' (1 - s_j'')}; \quad (2.116)$$

$$\gamma_j'' = \frac{H_j''}{2(r_o - r_1) s_j'' (1 - s_j'')}, \quad (2.117)$$



де

$$s_j'' = \frac{r_j'}{r_o - r_1}. \quad (2.118)$$

Всі позначення у формулах (2.113) – (2.118) зрозумілі з рис. 2.28.

Все викладене в пп. 2.5.2 щодо оцінок величин коефіцієнтів відбиття від земної поверхні на відкритих трасах залишається справедливим і при визначенні множників  $|F_1|$  і  $|F_2|$ .

Розглянемо тепер випадок, відомий як «виграш за рахунок перешкоди». З формули (2.98) і графіка на рис. 2.25 виходить, що величина множника ослаблення на закритих трасах при певній величині  $H$  виявляється тим меншою, чим менше значення параметра  $\mu$ , тобто відповідно до формули (2.110) чим більше величина  $k$ , що характеризує радіус кривизни перешкоди. Найбільше значення множника ослаблення виходить при  $\mu \rightarrow \infty$ , коли форма перешкоди наближається до клиноподібної.

Величина множника ослаблення  $F$  при дифракції на такій клиновидній перешкоді (рис. 2.29) залежить від однієї змінної

$$U = \frac{H_{\text{кл}}}{\sqrt{r_o \lambda s (1 - s)}}, \quad (2.119)$$

де  $s$  – відносна координата перешкоди,

$$s = \frac{r_1}{r_o}. \quad (2.120)$$

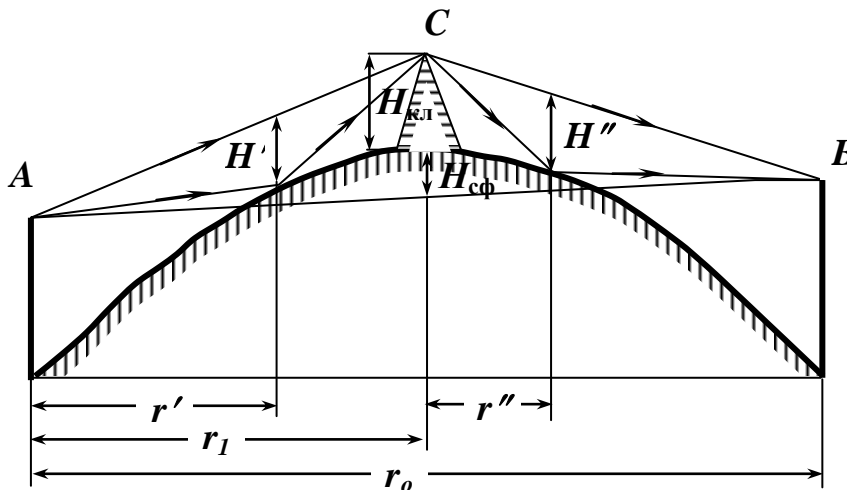


Рис. 2.29

Графік залежності  $|F|$  від параметра  $U$  показано на рис. 2.30. При додатних  $U$  існують осциляції  $F$  відносно значення  $F = 1$ , асимптотично згасаючі в міру збільшення  $U$ . Причиною таких осциляцій є екранування перешкодою нижніх ділянок зон Френеля у площині, перпендикулярній лінії  $AB$ .

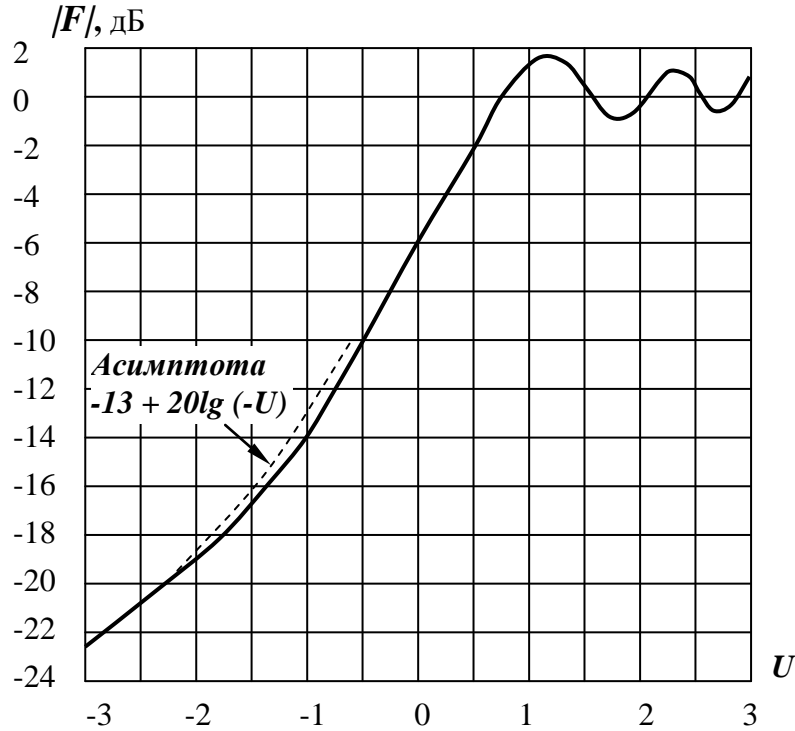


Рис. 2.30

При  $U < 1$  значення  $|F|$  монотонно зменшується при зменшенні  $U$ ; при  $U = 0$  воно дорівнює  $-6$  дБ. При великих від'ємних значеннях  $U$  ( $U \leq -1$ ) для розрахунку множника ослаблення можна застосувати асимптотичну формулу

$$|F| = \frac{0,225}{-U}, \quad (2.121)$$

або

$$|F| = -13 + 20 \lg(-U). \quad (2.122)$$

Припустимо спочатку, що замкнута траса проходить над гладкою сферичною землею поверхнею, а величина просвіту дорівнює  $H_{\text{сф}}$  (див. рис. 2.29). Згідно з виразом (2.98) величина модуля множника ослаблення

$$|F_{\text{сф}}| = |F_0| (1 - H_{\text{сф}}/H_0), \quad (2.123)$$

де  $|F_0|$  визначають з графіка на рис. 2.25 за величиною параметра  $\mu$ , а  $H_0$  – за формулою (2.50).

Тепер припустимо, що в найбільш високій точці профілю траси є клиновидна перешкода висотою  $H_{\text{кл}}$  (див. рис. 2.29), так що величина просвіту дорівнює  $H_{\text{сф}} + H_{\text{кл}}$ . Значення модуля множника ослаблення  $|F_{\text{кл}}|$  через клиновидну перешкоду знайдемо за формулою (2.121), де згідно з виразом (2.119)

$$U = \frac{H_{\text{сф}} + H_{\text{кл}}}{\sqrt{r_0 \lambda s (1 - s)}}, \quad (2.124)$$

або, враховуючи формулу (2.50),

$$U = (H_{\text{сф}} + H_{\text{кл}}) / \sqrt{3} / H_0. \quad (2.125)$$

Як вже зазначалося вище, на ділянках до перешкоди і позаду неї можуть виникати інтерференційні явища. Оскільки ці ділянки вважаємо сферичними і гладкими, то на кожній з них буде тільки по одній точці відбиття (див. рис. 2.29), і модулі інтерференційних множників  $|F_1|$  і  $|F_2|$  будуть визначатися формулою (2.73). Згідно з виразом (2.88) інтерференційні максимуми будуть існувати, якщо значення просвітів  $H'$  і  $H''$  у точках відбиття (див. рис. 2.29) задовольняють співвідношенням

$$H' = \sqrt{(2m - 1)r_1\lambda s'(1 - s')}; \quad (2.126)$$

$$H'' = \sqrt{(2m - 1)(r_0 - r_1)\lambda s''(1 - s'')}, \quad (2.127)$$

де

$$s' = \frac{r'}{r_1}, \quad (2.128)$$

$$s'' = \frac{r''}{(r_0 - r_1)}, \quad (2.129)$$

$m = 1, 2, 3, \dots$  – номер інтерференційного максимуму.

Оскільки земну поверхню на ділянках до перешкоди і за нею вважаємо гладкою, то модулі коефіцієнтів відбиття близькі до одиниці і значення  $|F_1|$  і  $|F_2|$  в інтерференційних максимумах можна приблизно вважати такими, що дорівнюють двом. З урахуванням виразів (2.112) і (2.121) визначаємо, що максимальне значення множника ослаблення  $|F_{\text{кл}}|$  за наявності інтерференційних максимумів на ділянках до перешкоди і за нею буде

$$|F_{\text{кл}}| = \frac{0,9}{-U}, \quad (2.130)$$

або, враховуючи формулу (2.125) і беручи  $20 \lg$  від обох частин рівності (2.130), одержуємо:

$$|F_{\text{кл}}| = 3,8 - 20 \lg \left( -\frac{H_{\text{сф}} + H_{\text{кл}}}{H_0} \right). \quad (2.131)$$

Різниця

$$|\Delta F| = |F_{\text{кл}}| - |F_{\text{сф}}| = 3,8 - 20 \lg \left( -\frac{H_{\text{сф}} + H_{\text{кл}}}{H_0} \right) - |F_0| \left( 1 - \frac{H_{\text{сф}}}{H_0} \right) \quad (2.132)$$

і зветься «виграшем за рахунок перешкоди».

З одного боку, за формулою (2.132) визначають максимальне значення виграшу за рахунок перешкоди, оскільки при її виведенні вважали, що на ділянках траси до перешкоди і позаду неї є інтерференційні максимуми. Якщо на ділянках траси місцевість нерівна, то інтерференційних явищ немає, і відповідно до формул (2.123) – (2.126) виграш за рахунок перешкоди

$$|\Delta F| = -8,2 - 20 \lg \left( -\frac{H_{\text{сф}} + H_{\text{кл}}}{H_0} \right) - |F_0| (1 - H_{\text{сф}} / H_0). \quad (2.133)$$

З формул (2.132), (2.133) виходить, що в міру збільшення висоти клиновидної перешкоди  $H_{\text{кл}}$  виграш за рахунок перешкоди зменшується, при деякому значенні  $H_{\text{кл}}$  він стає таким, що дорівнює нулю, і далі буде не виграш, а програш через наявність перешкоди.

З іншого боку, якщо висота клиновидної перешкоди  $H_{\text{кл}}$  дуже мала, то вона не буде впливати на величину напруженості поля. Оскільки перевипромінюючим елементом клиновидної перешкоди є його вершина, то для отримання ефекту посилення необхідно, щоб поле від передавальної антени на вершині перешкоди і поле перевипромінювання не послаблялися на ділянках траси до перешкоди і за нею. Такого ослаблення не буде, якщо висота перешкоди  $H_{\text{кл}}$  така, що величини просівів  $H'$  і  $H''$  (див. рис. 2.29) не менші від величин просівів  $H_0'$  і  $H_0''$ , при яких множники ослаблення на ділянках до перешкоди і позаду неї дорівнюють одиниці. За аналогією з формулою (2.50) можна записати такі вирази для знаходження  $H_0'$  і  $H_0''$ :

$$H_0' = \sqrt{\frac{1}{3} r_1 \lambda s' (1 - s')}; \quad (2.134)$$

$$H_0'' = \sqrt{\frac{1}{3} (r_o - r_1) \lambda s'' (1 - s'')}, \quad (2.135)$$

де  $s'$  і  $s''$  визначають за формулами (2.128) і (2.129).

Дотепер вважали, що на трасі є лише одна перешкода випуклої форми, яку можна апроксимувати сферою, або одна клиновидна перешкода.

Однак іноді зустрічаються траси, на яких є кілька перешкод більш складної форми з різним взаємним розташуванням. Досить точно розрахувати множник ослаблення на таких трасах дуже важко, бо необхідно розв'язати задачу про дифракцію радіохвиль на декількох перешкодах, форма яких в реальних умовах може бути найрізноманітнішою. Тому можна навести лише деякі загальні міркування щодо методів розрахунку множника ослаблення на таких трасах.

Якщо на трасі є дві або кілька перешкод, розташованих близько одна до одної, то при розрахунку множника ослаблення їх можна вважати за одну еквівалентну, визначаючи величину  $r$  так, як показано на рис. 2.31.

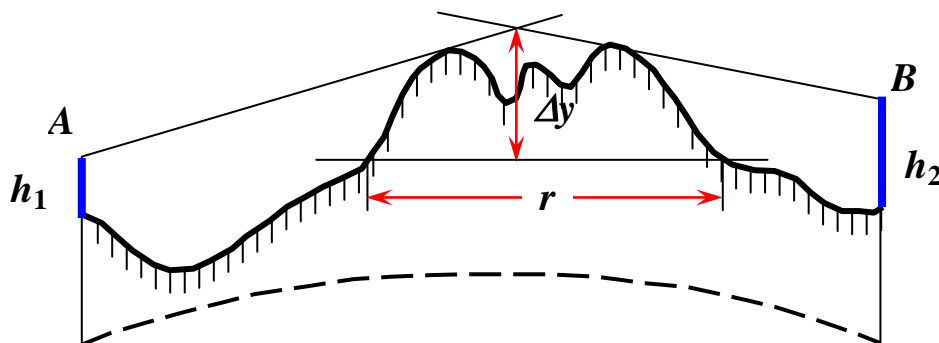


Рис. 2.31

Якщо дві перешкоди значно віддалені одна від одної, то вважати їх за одну еквівалентну не можна і необхідно розглядати дифракцію біля кожної перешкоди окремо.

При досить великій відстані перешкод одної від одної приблизно можна вважати, що значення множника ослаблення дорівнює добутку (або сумі в децибелах) послаблень, внесених кожною перешкодою окремо, припускаючи, що інших перешкод немає, тобто

$$|F| = \sum_{i=1}^q |F_i|, \quad (2.136)$$

де  $q$  – кількість перешкод на трасі;  $|F_i|$  – значення множника ослаблення для  $i$ -ї перешкоди при відсутності інших перешкод, дБ.

Якісне обґрунтування цього прийому можна дати на основі наведених далі міркувань. Нехай у точці  $A$  (рис. 2.32) знаходиться передавальна антена, в точці  $B$  – приймальна. Еліпсом на рис. 2.32 є перетин суттєвої області простору, який бере участь в поширенні радіохвиль, площиною, що проходить через точки передачі і прийому і центр Землі.

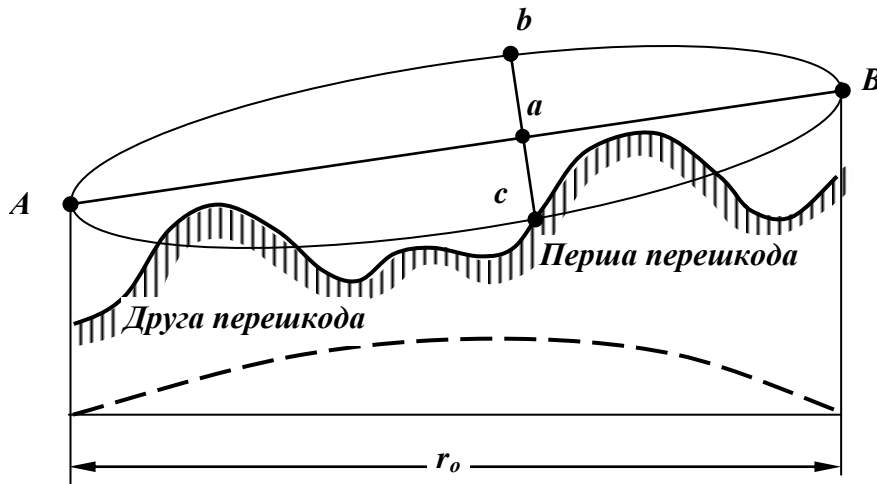


Рис. 2.32

Припустимо, що на трасі є тільки одна перешкода, найближча до точки прийому  $B$ . В цьому випадку на перешкоду падає хвиля з відомим розподілом амплітуд і фаз в площині, що проходить через точки  $a$ ,  $b$ ,  $c$  і перпендикулярній площині креслення. Друга перешкода змінює розподіл амплітуд і фаз у зазначеній площині, причому тим більше, чим ближче друга перешкода розташована до першої.

Однозначних рекомендацій, які дозволили б відповісти на запитання про те, при якій відстані між перешкодами їх слід вважати за одну еквівалентну, а коли розглядати окремо, на сьогодні немає.

Однак виходячи з поняття суттєвої області простору, що відіграє основну роль у процесі поширення радіохвиль, можна орієнтовно вважати, що перешкоди слід розглядати окремо в тому випадку, коли зони двох сусідніх перешкод, що знаходяться в суттєвій області, не перекривають одна одну (див. рис. 2.32).

### 2.5.6. Облік впливу рефракції при розрахунках множника ослаблення

До цього часу всі геометричні характеристики траси визначали з профілю, побудованого без урахування рефракції.

Якщо діелектрична проникність повітря  $\epsilon$  змінюється з висотою за лінійним законом, то рефракцію можна врахувати, ввівши замість справжнього радіуса Землі  $R_3$  еквівалентний радіус  $a_e$ , який визначається формулою

$$a_e = \frac{R_3}{1 + \frac{R_3 g}{2}}.$$

З урахуванням рефракції рівняння лінії, яка зображує на профілі рівень моря (або умовний нульовий рівень), отримуємо з формули (2.43), замінивши в ній  $R_3$  на  $a_e$ :

$$y_e = \frac{r_o^2}{2a_e} s(1-s) = \frac{r_o^2}{2R_3} s(1-s) \left(1 + \frac{R_3 g}{2}\right), \quad (2.137)$$

де  $g$  – вертикальний градієнт діелектричної проникності повітря.

Отже, введення еквівалентного радіуса  $a_e$  трансформує профіль траси (рис. 2.33).

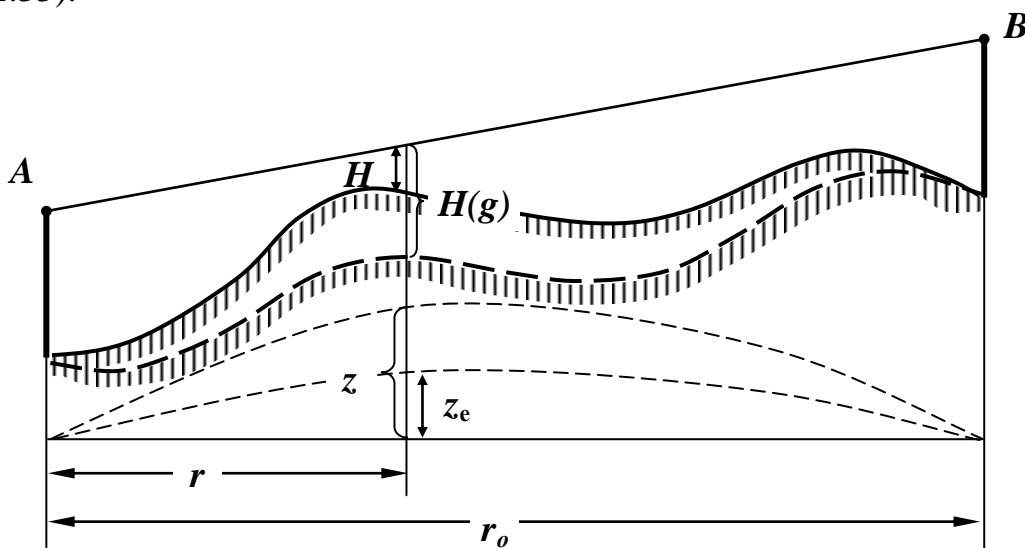


Рис. 2.33

У результаті такої трансформації профілю змінюється насамперед величина просвіту між лінією  $AB$  і профілем траси. Приріст просвіту  $\Delta H(g)$  при даному значенні  $g$  буде, очевидно, дорівнювати різниці значень  $y$  і  $y_e$ , які визначають відповідно за формулами (2.43) і (2.137):

$$\begin{aligned} \Delta H(g) &= y - y_e = \frac{r_o^2}{2R_3} s(1-s) - \frac{r_o^2}{2R_3} s(1-s) \left(1 + \frac{R_3 g}{2}\right) = \\ &= \frac{r_o^2}{2R_3} s(1-s) - \frac{r_o^2}{2R_3} s(1-s) - \frac{r_o^2 s(1-s)}{2R_3} \cdot \frac{R_3 g}{2} = -\frac{r_o^2}{4} g s(1-s). \end{aligned} \quad (2.138)$$

При  $g < 0$  ( $a_e > R_3$ ) приріст просвіту  $\Delta H(g) > 0$ , при  $g > 0$  ( $a_e < R_3$ ) величина  $\Delta H(g) < 0$ . З формули (2.138) виходить, що при зміні  $g$  просвіт найбільш сильно змінюється в середині траси ( $s = 0,5$ ).

Таким чином, зміну просвіту при зміні умов рефракції можна врахувати, ввівши в усі розрахункові формули замість  $H$  величину

$$H(g) = H(0) + \Delta H(g) = H_0 - \frac{r_o^2}{4} g s (1 - s), \quad (2.139)$$

де  $H(0)$  – значення просвіту при відсутності рефракції, яке визначають з профілю траси.

Зміна величини  $g$  призводить не тільки до зміни просвіту, але і до зміни координат точок відбиття на відкритих трасах і величини радіуса апроксимуючої сфери. Координати точок відбиття і радіус апроксимуючої сфери щодо даного значення  $g$  можна визначити з профілю траси. Однак з формул (2.78), (2.98) і (2.110) виходить, що величина множника ослаблення залежить в основному від величини просвіту, тому можна знехтувати змінами координат точок відбиття і радіуса апроксимуючої сфери і вважати, що всі геометричні характеристики траси визначають з профілю, побудованого для  $g = 0$ .

При визначенні множника ослаблення з урахуванням рефракції параметр  $p$  можна замінити таким чином:

$$p(g) = \frac{H(g)}{H_0} = p(0) - \frac{r_o^2 g s (1 - s)}{4 H_0}, \quad (2.140)$$

а параметр  $\mu$  знайти за формулою

$$\mu = \sqrt[6]{\frac{64\pi\alpha^2}{3}} \sqrt[3]{\frac{s^2(1-s)^2}{k^2}} \sqrt[4]{1 + \frac{k^2}{4\alpha s(1-s)} p(g)}. \quad (2.141)$$

При зміні  $g$  внаслідок зміни просвіту на відкритих трасах змінюється різниця ходу між прямою і відбитою хвилями і точка прийому може потрапляти в інтерференційні максимуми і мінімуми. Для трас з однією точкою відбиття, враховуючи формули (2.88) і (2.139), знайдемо, що інтерференційні максимуми будуть при значеннях  $g = g_m$ , що визначаються рівністю

$$H(g_m) = H(0) - \frac{r_o^2}{4} g_m s (1 - s),$$

або

$$\sqrt{(2m-1)r_o\lambda s(1-s)} = H(0) - \frac{r_o^2}{4} g_m s (1 - s),$$

звідки

$$g_m = \frac{4H(0)}{r_o^2 s(1-s)} - \frac{4\sqrt{(2m-1)r_o\lambda s(1-s)}}{r_o^2 s(1-s)}.$$

Остаточно

$$g_m = 4 \left[ \frac{H(0)}{r_o^2 s(1-s)} - \sqrt{\frac{(2m-1)\lambda}{r_o^3 s(1-s)}} \right], \quad (2.142)$$

де  $m = 1, 2, 3, \dots$  – номер інтерференційного максимуму.

Інтерференційні мінімуми відповідно до формул (2.89) і (2.139) з'являються при значеннях  $g = g_n$ , а саме:

$$g_n = 4 \left[ \frac{H(0)}{r_o^2 s(1-s)} - \sqrt{\frac{2n\lambda}{r_o^3 s(1-s)}} \right], \quad (2.143)$$

де  $n = 1, 2, 3, \dots$  – номер інтерференційного мінімуму.

Якщо на закритій трасі з клиноподібною перешкодою спостерігаються інтерференційні явища на ділянках траси до перешкоди і позаду неї, то для врахування рефракції при обчисленні множника дифракційного ослаблення  $|F_d|$  у формулі (2.112), яка визначається за допомогою (2.98), слід замінити  $H$  на  $H(g)$ , а величину  $\mu$  необхідно знайти за формулою (2.141).

При розрахунках модулів інтерференційних множників ослаблення  $|F_1|$  і  $|F_2|$  величини просівів  $H_i'$  і  $H_i''$  у формулах (2.113), (2.114) і (2.116), (2.117) мають бути замінені на величини  $H_i'(g)$  і  $H_i''(g)$ , які за аналогією з формулою (2.139) визначають за виразами

$$H_i'(g) = H_i'(0) - \frac{r_1^2}{4} g s_i'(1-s_i'); \quad (2.144)$$

$$H_i''(g) = H_i''(0) - \frac{(r_o - r_1)^2}{4} g s_i''(1-s_i''), \quad (2.145)$$

де  $H_i'(0)$  і  $H_i''(0)$  – величини просівів при  $g = 0$ , які визначають безпосередньо з профілю траси (див. рис. 2.28);  $s'$  і  $s''$  – величини, що знаходять відповідно за формулами (2.115) і (2.118).



### 3. ТРОПОСФЕРА ТА ЇЇ ВПЛИВ НА ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ

#### 3.1. Склад і будова тропосфери

Як зазначали раніше, тропосферою називають нижню частину атмосфери, що розташовується безпосередньо над поверхнею Землі і тягнеться до висоти **8...10** км у полярних широтах, до **10...12** км у помірних широтах і до **16...18** км у тропіках.

За висотою тропосфера має постійний відносний склад газів (азоту, кисню) та інших домішок (водню, аргону, вуглекислого газу, озону). Виняток становить вміст водяної пари, який сильно залежить від метеорологічних умов і різко зменшується з висотою.

Найважливішою властивістю тропосфери є зниження температури зі збільшенням висоти. Середній вертикальний градієнт температури тропосфери становить **6** град/км (в нижній частині тропосфери – близько **5** град/км, у верхній – **7** град/км). Середньорічна температура повітря на верхній межі тропосфери в полярних областях становить **-55°**, в районі тропіків **-80°**. Верхню межу тропосфери визначають у разі припинення зменшення температури зі збільшенням висоти. Причиною поступового зниження температури повітря зі збільшенням висоти є те, що тропосфера майже прозора для сонячних променів і, пропускаючи ці промені, практично не нагрівається. Основний потік сонячної енергії поглинається поверхнею Землі. Нагріта поверхня Землі, в свою чергу, є джерелом теплової радіації, яка прогріває тропосферу від низу до верху. Важливу роль в нагріванні тропосфери відіграє також конвекція. Безпосередньо прилеглі до поверхні Землі маси повітря набувають більш високої температури і піднімаються вгору, їх місце займає холодне повітря, яке також нагрівається, і т. д. Таким чином, тропосфера прогрівається знизу доверху, причому виникаючі в ній через нерівномірне нагрівання окремих ділянок поверхні висхідні і низхідні потоки створюють турбулентність атмосфери і приводять до перемішування повітряних мас по вертикалі. Цим і визначається температурний режим тропосфери.

Незважаючи на малу висоту тропосфери, в ній зосереджено понад **4/5** усієї маси повітря.

Середній тиск атмосфери біля поверхні Землі становить **1014** мбар, на висоті **5** км він зменшується майже в два рази, досягаючи **538** мбар, а на висоті **11** км падає до **225** мбар. На висоті **17** км (верхня межа тропосфери в тропіках) тиск атмосфери становить усього **90** мбар (**1** мбар =  $10^{-3}$  бар, **1** бар =  $10^5$  Н/м<sup>2</sup> =  $1,019$  кг/см<sup>2</sup>  $\approx$  **1** атм, **1** мм рт.ст. = **1,332** мбар).

Водяні пари в тропосфері створюються завдяки випаровуванням вологи (також під впливом сонячної радіації) з поверхні океанів, морів і водойм. Тропосфера над океаном є більш вологою, ніж над пустелями. При цьому вміст водяної пари швидко зменшується зі збільшенням висоти. Так, наприклад, на висоті **1,5** км кількість водяної пари в повітрі майже в два рази, а близько верхньої межі тропосфери в сотні разів менше, ніж біля поверхні Землі.

Основними параметрами, що характеризують властивості тропосфери, є:

- тиск  $p$ , мбар;
- абсолютна температура  $T$ , °К;
- абсолютна вологість  $e$ , мбар, тобто тиск водяної пари.

У 1925 році Міжнародною комісією з аеронавігації було введено поняття «міжнародна стандартна атмосфера». Це гіпотетична тропосфера, властивості якої відображають середній стан оточуючої земну кулю реальної тропосфери.

Нормальній тропосфері приписують такі властивості: біля поверхні Землі тиск  $p = 1013$  мбар, температура –  $+15^\circ\text{C}$ , відносна вологість  $S = 60\%$ .

Зі збільшенням висоти на кожні **100** метрів тиск зменшується на **12** мбар, а температура – на **0,55°С**. Відносна вологість однакова на всіх висотах. Нормальна тропосфера простирається на **11** км.

### 3.2. Діелектрична проникність тропосфери

Діелектрична проникність  $\varepsilon$  повітря в тропосфері не дорівнює точно одиниці, а трохи більше неї на кілька десятитисячних. Величина  $\varepsilon$  пов'язана з температурою, тиском та вологістю повітря співвідношенням

$$\varepsilon = 1 + \frac{1,58 \cdot 10^{-4}}{T} \left( p + \frac{4800e}{T} \right). \quad (3.1)$$

У результаті вимірювання  $T$ ,  $p$  і  $e$  на різних висотах встановлено будову тропосфери. У переважній більшості випадків зміна  $\varepsilon$  зі збільшенням висоти  $h$  над земною поверхнею підлягає експоненціальному закону

$$\varepsilon(h) = 1 + \Delta\varepsilon_0 \exp\left(\frac{g}{\Delta\varepsilon_0} h\right), \quad (3.2)$$

де  $\Delta\varepsilon_0$  – відхилення  $\varepsilon$  від одиниці біля земної поверхні;  $g < 0$  – вертикальний градієнт діелектричної проникності повітря при  $h = 0$ .

Залежність діелектричної проникності повітря  $\varepsilon$  від висоти  $h$ , яку визначають за формулою (3.2), показано на рис. 3.1.

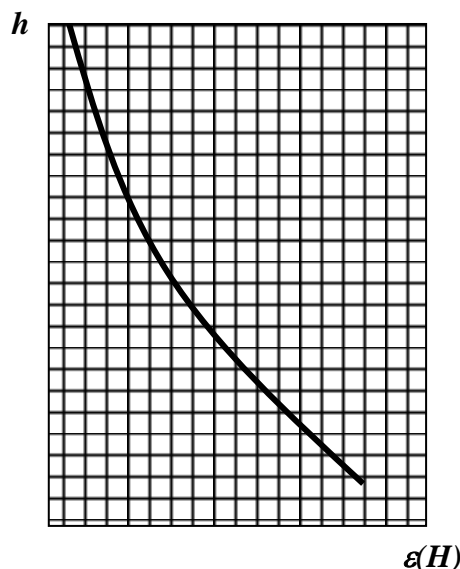


Рис. 3.1

Значення  $\Delta\epsilon_0$  і  $g$  змінюються в часі; в середньому  $\Delta\epsilon_0 = 5,78 \cdot 10^{-4}$ ,  $g_{\text{ef}} = -7,85 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$ . Підставляючи ці значення у вираз (3.2), отримуємо

$$\epsilon(h) = 1 + 5,78 \cdot 10^{-4} \exp(-1,36 \cdot 10^{-4} h), \quad (3.3)$$

де  $h$  – в метрах.

Ця залежність  $\epsilon(H)$  прийнята в наш час Міжнародним консультативним комітетом з радіо (МККР) як основна вихідна модель атмосфери.

Відзначимо також, що ефективний вертикальний градієнт діелектричної проникності  $g_{\text{ef}}$  характеризує порівняно плавну зміну діелектричної проникності. Статистичні розподіли значень  $g_{\text{ef}}$  є різними для різних кліматичних районів і більшість з них підпорядковуються нормальному закону із середнім значенням  $g_{\text{ef}}$  і дисперсією  $\sigma_g^2$ . На території України значення градієнта для літніх і зимових місяців становить відповідно  $-9 \cdot 10^{-8}$  і  $-7 \cdot 10^{-8}$ .

### 3.3. Рефракція радіохвиль в тропосфері

Розглянемо рефракцію радіохвиль в тропосфері, нехтуючи флуктуаціями діелектричної проникності повітря і вважаючи  $\epsilon$  функцією, що монотонно змінюється тільки зі збільшенням висоти  $h$  відповідно до виразу (3.2). Поверхні з постійним значенням  $\epsilon$  будуть, таким чином, сферичними поверхнями, концентричними з поверхнею Землі.

Визначимо радіус траєкторії хвилі при поширенні в неоднорідній тропосфері. Розіб'ємо тропосферу на тонкі шари товщиною  $\Delta h$  (рис. 3.2). Товщину шарів виберемо настільки малою, що в межах кожного шару величину  $\epsilon(H)$  можна вважати постійною, а траєкторію хвиль в межах шару – прямолінійною.

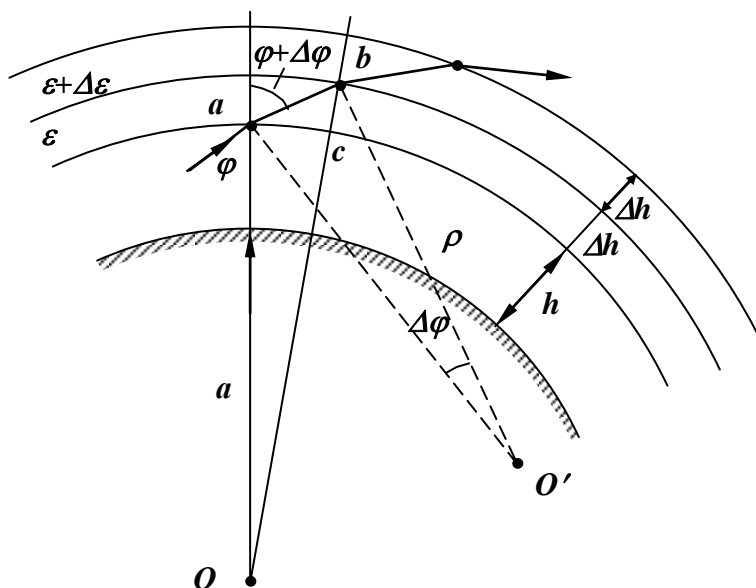


Рис. 3.2

На межах між шарами діелектрична проникність буде змінюватися стрибком на величину

$$\Delta\epsilon(h) = \frac{\partial\epsilon(h)}{\partial h} \Delta h. \quad (3.4)$$

Розбиваючи тропосферу на тонкі шари із стрибкоподібною зміною  $\varepsilon$ , замінюємо криволінійну траєкторію хвиль лінійно-ламанною. Нехай на межу між шарами, розташовану на висоті  $h$ , падає хвиля під кутом  $\varphi$ . При переході через межу хвиля заломлюється під кутом  $\varphi + \Delta\varphi$ .

У точці  $a$  проведемо нормаль до напрямку падаючої хвилі, в точці  $b$  – нормаль до напрямку поширення прямолінійної хвилі, тобто до прямої  $ab$ . Кут між цими прямими в точці  $O'$  дорівнює, очевидно,  $\Delta\varphi$ , і радіус траєкторії хвилі  $\rho$  (при  $\Delta h \rightarrow 0$ ) можна визначити так:

$$\angle abO' = 90^\circ; \frac{ab}{\rho} = \operatorname{tg} \Delta\varphi; \operatorname{tg} \Delta\varphi \approx \Delta\varphi, \frac{ab}{\rho} = \Delta\varphi;$$

$$\rho = \frac{ab}{\Delta\varphi}. \quad (3.5)$$

З трикутника  $abc$

$$\frac{\Delta h}{ab} = \cos(\varphi + \Delta\varphi) \rightarrow ab = \frac{\Delta h}{\cos(\varphi + \Delta\varphi)} \approx \frac{\Delta h}{\cos \varphi} \quad (3.6)$$

і, отже,

$$\rho = \frac{\Delta h}{\Delta\varphi \cos \varphi}. \quad (3.7)$$

Величину кута  $\Delta\varphi$  знайдемо виходячи із закону заломлення в точці  $a$ :

$$\begin{aligned} \sqrt{\varepsilon} \cdot \sin \varphi &= \sqrt{\varepsilon + \Delta\varepsilon} \cdot \sin(\varphi + \Delta\varphi) = \\ &= \sqrt{\varepsilon + \Delta\varepsilon} (\sin \varphi \cos \Delta\varphi + \cos \varphi \sin \Delta\varphi). \end{aligned} \quad (3.8)$$

Враховуючи малість кута  $\Delta\varphi$ , у формулі (3.8) можна взяти  $\cos \Delta\varphi \approx 1$ ,  $\sin \Delta\varphi \approx \Delta\varphi$ , тоді наближено матимемо

$$\sqrt{\varepsilon} \cdot \sin \varphi = \sqrt{\varepsilon + \Delta\varepsilon} (\sin \varphi + \Delta\varphi \cos \varphi) = \sin \varphi \sqrt{\varepsilon + \Delta\varepsilon} + \Delta\varphi \cos \varphi \sqrt{\varepsilon + \Delta\varepsilon}.$$

Розв'язавши це рівняння, отримаємо

$$\Delta\varphi = \left( \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon + \Delta\varepsilon}} - 1 \right) \operatorname{tg} \varphi. \quad (3.9)$$

Оскільки  $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon$ , то

$$\sqrt{\varepsilon + \Delta\varepsilon} = \sqrt{\varepsilon} \sqrt{1 + \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}} = \sqrt{\varepsilon} \left( 1 + \frac{\Delta\varepsilon}{2\varepsilon} \right).$$

Допускаючи, що  $\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{x}{2}$ , знаходимо

$$\Delta\varphi = \left[ \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon} \left( 1 + \frac{\Delta\varepsilon}{2\varepsilon} \right)} - 1 \right] \operatorname{tg} \varphi = \frac{1 - 1 - \frac{\Delta\varepsilon}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\Delta\varepsilon}{2\varepsilon}} \operatorname{tg} \varphi = -\frac{\Delta\varepsilon}{2\varepsilon} \operatorname{tg} \varphi. \quad (3.10)$$

Підставивши  $\Delta\varphi$  у вираз (3.7), одержимо

$$\rho = \frac{\Delta h}{\Delta\varphi \cos \varphi} = \frac{\Delta h}{\left(-\frac{\Delta\varepsilon}{2\varepsilon} \operatorname{tg} \varphi\right) \cos \varphi} = -\frac{2\varepsilon}{\frac{\Delta\varepsilon}{\Delta h} \sin \varphi} = -\frac{2\varepsilon}{\frac{\partial\varepsilon}{\partial h} \sin \varphi}. \quad (3.11)$$

Значення  $\varepsilon$  для тропосфери незначно відрізняється від одиниці, тому, не вносячи значної помилки, можна вважати

$$\rho = -\frac{2}{\frac{\partial\varepsilon}{\partial h} \sin \varphi}. \quad (3.12)$$

З формули (3.12) виходить, що радіус траєкторії хвилі визначається не абсолютним значенням діелектричної проникності повітря, а швидкістю зміни  $\varepsilon$  зі збільшенням висоти  $\frac{\partial\varepsilon}{\partial h}$ . При  $\frac{\partial\varepsilon}{\partial h} = 0$  (однорідна тропосфера), природно, що

$\rho \rightarrow \infty$ , бо траєкторія хвилі в однорідному середовищі є прямолінійною. Знак мінус означає, що величина  $\rho > 0$  (траєкторія повернена опуклістю вгору), коли  $\partial\varepsilon/\partial h < 0$ . При  $\partial\varepsilon/\partial h > 0$   $\rho < 0$ , тобто траєкторія повернена опуклістю вниз.

З (3.12) також виходить, що радіус  $\rho$  траєкторії хвилі є найменшим при  $\varphi = 90^\circ$ , а при  $\varphi = 0$  він нескінченний ( $\rho = \infty$ ), тобто в цьому випадку змінюється лише швидкість поширення хвилі без викривлення її траєкторії.

З формули (3.2) знаходимо

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial h} = g \exp\left(\frac{g}{\Delta\varepsilon_0} h\right). \quad (3.13)$$

Підставляючи це значення у вираз (3.12), отримуємо

$$\rho = -\frac{2}{g \exp\left(\frac{g}{\Delta\varepsilon_0} h\right) \sin \varphi}. \quad (3.14)$$

Оскільки  $g < 0$ , то, при  $h \rightarrow \infty$ ,  $\rho \rightarrow \infty$ , що природно, оскільки на великих висотах при експоненціальній залежності  $\varepsilon(H)$  тропосферу можна вважати однорідною, а траєкторії хвиль – прямолінійними.

При малих  $h$  значення експоненти у формулі (3.14) можна приблизно взяти за одиницю, тобто зміну  $\varepsilon$  зі збільшенням висоти можна вважати лінійною:

$$\rho = -\frac{2}{g \sin \varphi}. \quad (3.15)$$

При поширенні УКХ уздовж земної поверхні на початку траєкторії значення  $\varphi$  близько до  $90^\circ$ . Оскільки  $\varepsilon(H)$  змінюється повільно, то зміною кута  $\varphi$  вздовж траєкторії можна знехтувати і вважати  $\varphi \approx 90^\circ$ . Тоді з виразу (3.15) отримуємо

$$\rho = -2 / g. \quad (3.16)$$

Звідси виходить, що при лінійній зміні  $\epsilon$  зі збільшенням висоти траєкторії хвиль при  $\varphi \approx 90^\circ$  є приблизно дугами кіл, радіуси яких визначаються вертикальним градієнтом діелектричної проникності повітря  $g$ .

### 3.4. Еквівалентний радіус Землі

При практичних розрахунках незручно мати справу з криволінійними траєкторіями хвиль, і, аби уникнути цього, при лінійній зміні  $\epsilon$  зі збільшенням висоти вводять поняття «еквівалентний радіус Землі». Визначимо його.

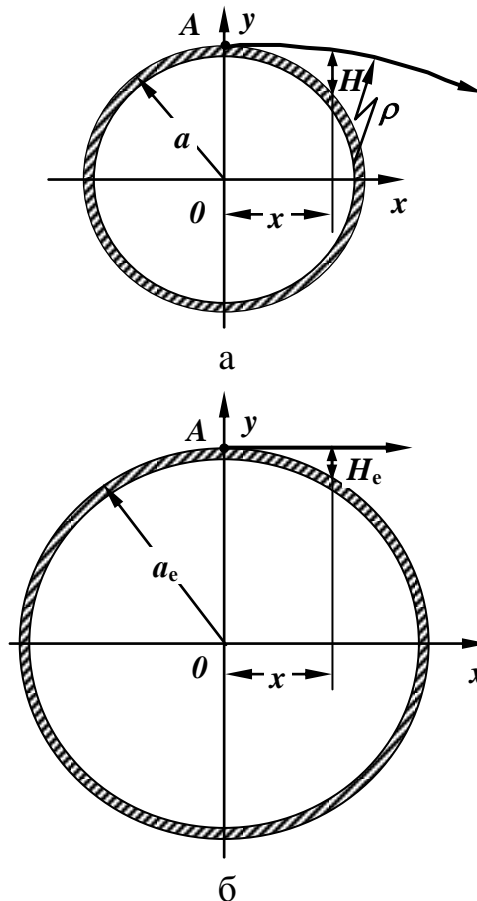


Рис. 3.3

На рис. 3.3, *а* показана криволінійна траєкторія хвилі при поширенні на сферичній поверхні Землі з істинним радіусом  $a$ . Через  $H$  позначено висоту точки траєкторії хвилі над Землею на відстані  $x$  по горизонталі від точки передачі. Рівняння верхньої частини земної поверхні ( $y > 0$ ) має вигляд

$$y = \sqrt{a^2 - x^2}, \quad (3.17)$$

або через виконання в реальних умовах нерівності  $x \ll a$

$$y = a - \frac{x^2}{2a}. \quad (3.18)$$

Аналогічно можна записати рівняння траєкторії хвилі з радіусом  $\rho$ :

$$y = a - \frac{x^2}{2\rho}. \quad (3.19)$$

Величину  $H$  визначають як різницю виразів (3.19) і (3.18):

$$H = \left( a - \frac{x^2}{2\rho} \right) - \left( a - \frac{x^2}{2a} \right) = \frac{x^2}{2} \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{\rho} \right). \quad (3.20)$$

Для зручності розрахунків можна вважати, що траєкторія хвилі прямолінійна, але її поширення відбувається над поверхнею Землі не з істинним радіусом  $a$ , а з деяким еквівалентним радіусом  $a_e$ , визначеним за умови, щоб величини висоти точок прямолінійної траєкторії хвилі над поверхнею Землі з радіусом  $a_e$  дорівнювали значенням відповідної висоти криволінійної траєкторії хвилі над поверхнею Землі зі справжнім радіусом  $a$ , тобто має виконуватися умова  $H_e = H$  (див. рис. 3.3).

З рис. 3.3, б і формули (3.18) виходить, що

$$a_e = H_e + \left( a_e - \frac{x^2}{2a_e} \right) \rightarrow H_e = \frac{x^2}{2a_e}. \quad (3.21)$$

Прирівнюючи вирази (3.20) і (3.21), отримуємо

$$\frac{x^2}{2} \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{\rho} \right) = \frac{x^2}{2a_e} \rightarrow \frac{1}{a} - \frac{1}{\rho} = \frac{1}{a_e}.$$

Далі маємо

$$\frac{\rho - a}{a\rho} = \frac{1}{a_e},$$

звідки

$$a_e = \frac{a\rho}{\rho - a} = \frac{\rho}{1 - a/\rho}. \quad (3.22)$$

З урахуванням формули (3.16)

$$a_e = \frac{a}{1 + ag/2}. \quad (3.23)$$

Необхідно пам'ятати, що еквівалентний радіус можна вводити лише при залежності  $\epsilon(h)$ , близькій до лінійної, коли траєкторії хвиль є наближеними до кіл.

При лінійному характері  $\epsilon(h)$  розрізняють такі види рефракції залежно від величини вертикального градієнта діелектричної проникності повітря  $g$  (рис. 3.4):

1. Якщо  $g < 0$ , то рефракцію називають **додатною**. Радіус рефракції в цьому випадку згідно з виразом (3.16) є додатною величиною:  $a_e > a$ . Рефракцію, що відповідає значенню  $g \approx -8 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$ , називають **стандартною**. При стандартній рефракції  $a_e = 4a/3 \approx 8500 \text{ км}$ .

2. Якщо  $g > 0$ , то рефракцію називають **від'ємною** (або субрефракцією). Радіус траєкторії є від'ємною величиною:  $a_e < a$ .

3. Якщо  $g = -2/a = 31,4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$ , то рефракцію називають **критичною**. Отримуємо  $\rho = a$ , тобто траєкторія хвилі – це коло, концентричне із земною поверхнею, і за формулою (3.23)  $a_e = \infty$ .

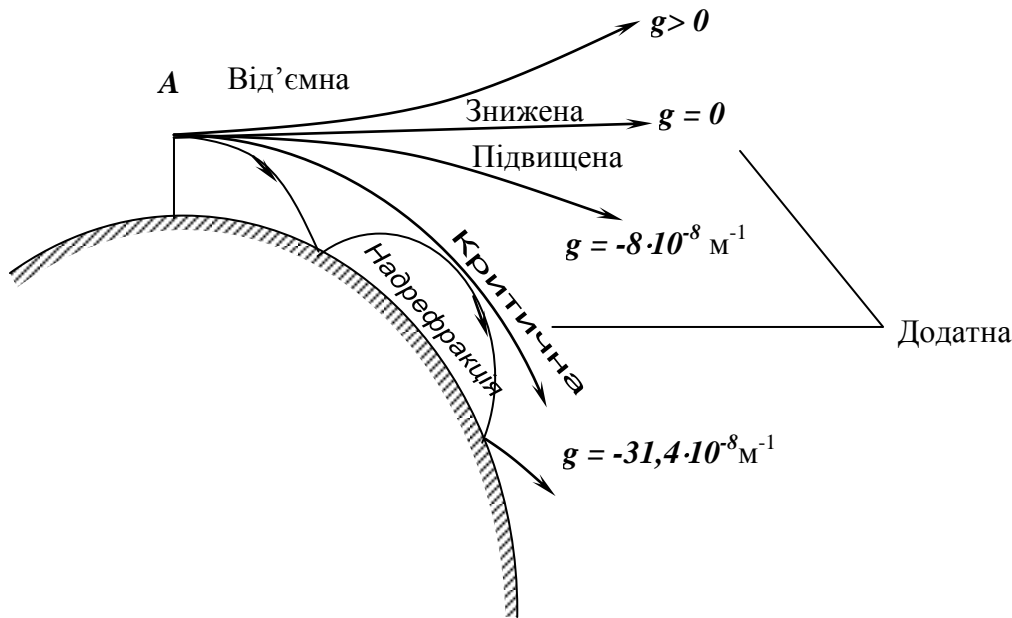


Рис. 3.4

У класифікацію видів рефракції також вводять **підвищену** рефракцію, якщо

$$-31,4 \cdot 10^{-8} < g < -8 \cdot 10^{-8},$$

і **знижену**, якщо

$$-8 \cdot 10^{-8} < g < 0.$$

Нарешті, якщо  $g < -2/a = 31,4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1}$ , то з виразу (3.16) отримуємо  $\rho < a$ , тобто хвилі заломлюються на шляху до поверхні Землі, відбиваються від неї, знову заломлюються і т. д. Такий випадок має назву «надрефракція», еквівалентний радіус при цьому згідно з виразом (3.23) набуває від'ємних значень. При надрефракції електрична енергія зосереджується в сферичному шарі, концентричному із земною поверхнею, в результаті чого напруженість поля зменшується з повільним збільшенням відстані. Поширення ультракоротких хвиль при надрефракції називають хвилеводним.



## 4. ЕНЕРГЕТИЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ У РАДІОЛІНІЯХ АНАЛОГОВИХ І ЦИФРОВИХ СИСТЕМ ЗВ'ЯЗКУ РІЗНОГО ПРИЗНАЧЕННЯ

### 4.1. Основне енергетичне співвідношення

Енергетичні співвідношення в радіолініях систем зв'язку є одними з найважливіших характеристик. Системи зв'язку вирізняються значною кількістю характеристик каналів і умов поширення радіосигналів, що потребує застосування відповідних моделей, способів опису змін енергії корисного сигналу при передачі інформації і сигналів, що заважають (перешкод, шуму, інших корисних сигналів).

Класифікацію радіоканалів систем зв'язку (за ознаками, важливими для розрахунку енергетичних показників) наведено в табл. 4.1.

Таблиця 4.1

Класифікація радіоканалів систем зв'язку

За типом сигналів	Аналогові	Цифрові			
За діапазоном частот	МГц	МГц	ГГц	ГГц	ГГц
	30...57	0,09...30	1,88...1,9	3,6...4,2	10,05...10,5
	330	830...880	2,3...2,5	5,15...5,35	26
	450	864...868,2	2,4...2,4835	5,65...5,85	38,42
	900	1200...1500	3,4...3,6	5,9...6,4	
За типом завмирань	Без завмирань		Із завмираннями		
За кількістю променів в точці прийому	Однопроменеві		Багатопроневі		
За наявності радіовидимості	Прямої видимості (LOS)		Без прямої видимості (NLOS)		

У найпростішому випадку (рис. 4.1) у радіоканалі прямої видимості через відсутність відбиття потужність сигналу на вході приймального пристрою визначається виразом

$$P_{\text{прм}} = \frac{P_{\text{прд}} \eta_{\text{прд}} G_{\text{прд}} G_{\text{прм}} \eta_{\text{прм}}}{L_0 L_{\text{доп}}} = \frac{P_{\text{ЕІВП}} G_{\text{прм}} \eta_{\text{прм}}}{L_0 L_{\text{доп}}} \quad (4.1)$$

Тут  $G_{\text{прд}}$ ,  $G_{\text{прм}}$  – коефіцієнти спрямованої дії антени передавача і приймача відповідно;  $\eta_{\text{прд}}$ ,  $\eta_{\text{прм}}$  – втрати у фідерному тракті передавача і приймача відповідно;  $P_{\text{ЕІВП}} = P_{\text{прд}} \eta_{\text{прд}} G_{\text{прд}}$  – еквівалентна ізотропно випромінювана потужність (ЕІВП);  $L_0$  – втрати у вільному просторі при поширенні радіохвиль,

$$L_0 = \frac{(4\pi R)^2}{\lambda^2}, \quad (4.2)$$

де  $R$  – відстань між передавачем і приймачем,  $\lambda = c/f$  – довжина хвилі несучого коливання;  $L_{\text{доп}}$  – додаткові втрати, що залежать від впливу різних чинників,

$$L_{\text{доп}} = L_{\text{атм}} L_{\text{дощ}} L_{\text{пол}} L^*,$$

де  $L_{\text{атм}}$  – додаткові атмосферні втрати;  $L_{\text{дощ}}$  – додаткові дощові втрати;  $L_{\text{пол}}$  – додаткові втрати через відмінності поляризації передавальної і приймальної антен;  $L^*$  – додаткові втрати через інші невраховані фактори.

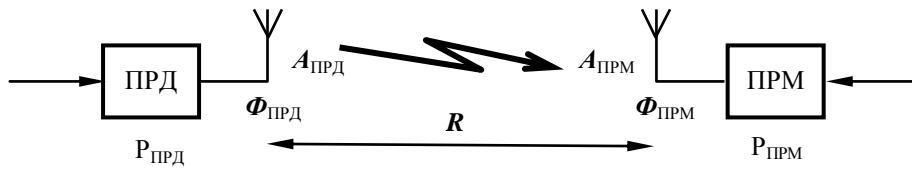


Рис. 4.1

Вираз (4.1) дозволяє визначити необхідну потужність передавача на основі заданого значення потужності сигналу на вході приймача.

Поглинання радіохвиль в атмосфері кількісно визначається коефіцієнтом  $L_{\text{атм}}$ . У діапазонах частот понад 500 МГц поглинання в атмосфері характеризується киснем, водяною парою, дощем та іншими гідрометеорами.

Втрати кількісно оцінюють виразом

$$L_{\text{атм}} = L'_{\text{O}_2} l_1 + L'_{\text{H}_2\text{O}} l_2, \quad (4.3)$$

де  $L'_{\text{O}_2}$  і  $L'_{\text{H}_2\text{O}}$  – коефіцієнти погонного поглинання, дБ/км, у кисні  $\text{O}_2$  і водяних парах  $\text{H}_2\text{O}$ ;  $l_1$  і  $l_2$  – еквівалентні величини довжини шляху сигналу у них.

Коефіцієнти поглинання у стандартизованій атмосфері показано на рис.4.2,

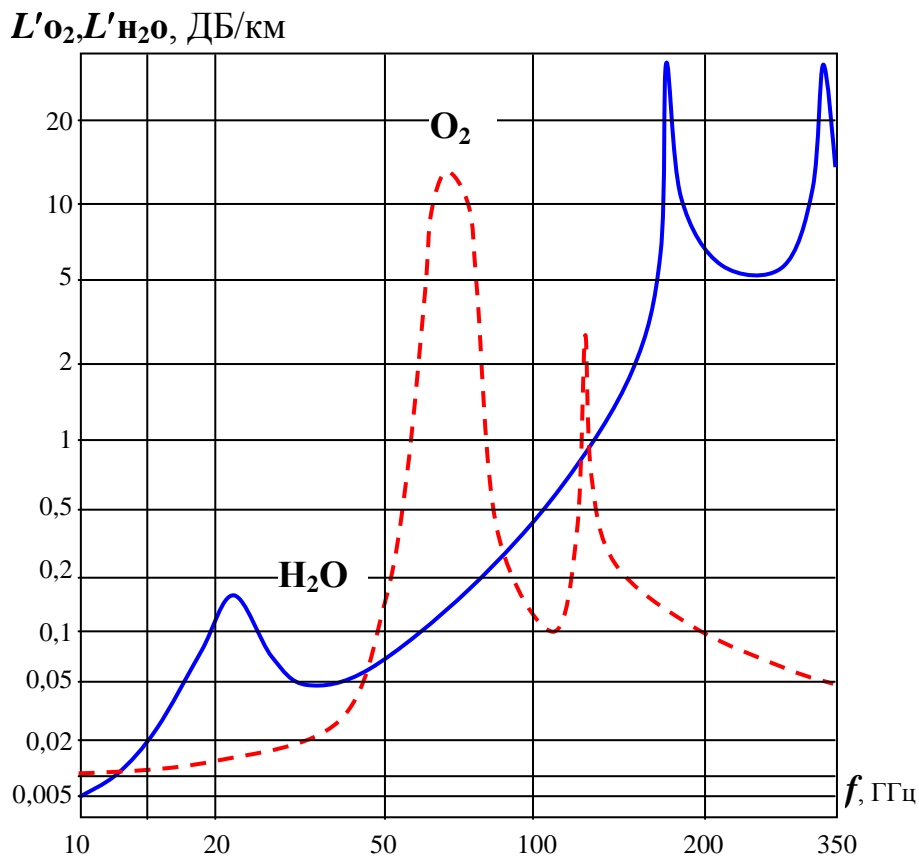


Рис. 4.2

з якого видно, що поглинання має чітко виражений частотно-залежний характер. Спостерігаються резонансні піки на частотах **22 ГГц** і **165 ГГц** для водяної пари, а також **60 ГГц** і **120 ГГц** для кисню.

Оцінювання загасання в гідрометеорах виявляється більш складним завданням, бо значення поглинання

$$L_{\text{дощ}} = \gamma_{\text{дощ}} L_e \quad (4.4)$$

залежить від виду гідрометеорів (дощу, снігу, туману), інтенсивності опадів, розмірів зони їх випадання і розподілу їх інтенсивності у зоні, а також від розподілу розмірів частинок гідрометеорів.

Зазначені вище фактори впливають і на коефіцієнт погонного загасання  $\gamma_{\text{дощ}}$ , і на еквівалентну довжину шляху сигналу  $L_e$  у формулі (4.4). На ослаблення сигналу найбільше впливають рідкі гідрометеори: дощ, туман, мокрий сніг, тверді частинки (сніг, град) – значно менше. Наявність в атмосфері зважених часток – аерозолів – практично не впливає на поглинання сигналу і в звичайних умовах може не враховуватися.

Поглинання радіосигналу в дощі набагато перевищує поглинання в інших опадах: снігу, тумані та ін. Тому на частоті вище **10 ГГц** довжина траси зменшується за рахунок поглинання радіосигналу саме в дощ.

Статистичні характеристики дощу прийнято визначати інтегральною імовірністю того, що в певній місцевості для заданого відсотка часу за рік інтенсивність дощу не буде перевищувати величину  $I$ , мм/год. Міжнародна рада електрозв'язку (МРЕ) розробила карту світу з ізолініями дощу, що не перевищуються в 0,01 % пори року для даної місцевості. Так, наприклад, згідно з цією картою ізоліній для більшої частини України в 0,01% пори року інтенсивність дощу не перевищує  $I = 30$  мм/год.

У загальному випадку після розрахунку за цими кліматичними картами світу інтенсивності дощу  $I$ , мм/год, що не перевищується в 0,01% часу будь-якого року для даної місцевості, визначають при заданій робочій частоті  $f$  погонне поглинання радіосигналу в дощі  $\gamma$ , дБ/км, за табл. 4.2. Поглинання радіосигналу в дощі обчислюють згідно з виразом

$$L_{\text{дощ}} = \gamma_{\text{дощ}} \cdot L_e,$$

де  $L_e$  – еквівалентна довжина траси поширення радіосигналу в дощі.

Величина  $L_e$  завжди менше геометричної довжини траси поширення сигналу  $r$  з урахуванням нерівномірності випадання дощу по трасі.

Зливова складова дощу має протяжність 2–3 км, іншу частину траси займає більш слабкий фоновий дощ.

Поглинання радіохвиль  $L'_{\text{тум}}$ , дБ/км, в тумані визначається абсолютною вологістю  $\rho$ , г/м<sup>3</sup>, а інтенсивність туману оцінюється дальністю граничної оптичної видимості  $S$ . Зв'язок цих параметрів задається емпіричними виразами

$$\rho \approx 3S^{-4,3},$$

$$L'_{\text{тум}} = 0,483\rho / \lambda^2.$$

Таблиця 4.2

Робоча частота $f$ , ГГц	Інтенсивність дощу $I$ , мм/год							
	150	10	50	30	25	5	1,25	0,5
4	0,2	0,12	0,06	0,05	0,03	0	0	0
6	1	0,6	0,3	0,25	0,1	0,015	0	0
8	4	2	0,9	0,7	0,4	0,05	0	0
10	5	3,5	1,8	1,4	0,6	0,1	0,015	0
13	7	5	2,6	2,2	0,9	0,2	0,025	0,002
15	14	9	3,5	2,6	1,8	0,35	0,04	0,006
18	18	12	6	5	4	0,5	0,08	0,012
23	21	13	8	7	6	0,7	0,15	0,023
36	35	22	12	8	7	1,3	0,22	0,05

МРЕ розробила формулу для визначення  $L_e$  у вигляді

$$L_e = \frac{r}{1 + \frac{r}{35e^{-0,015I}}} = \frac{I}{I + k \cdot r},$$

де значення  $k$  для різних відстаней  $r$  та інтенсивності дощу  $I$  наведено в табл. 4.3.

Таблиця 4.3

Інтенсивність дощу $I$ , мм/год	Поширення сигналу $r$ , км							
	5	10	15	20	25	30	35	40
150	2,1228	2,6949	2,9608	3,1145	3,2146	3,2850	3,3372	3,3775
100	3,0483	4,3850	5,1357	5,6165	5,9507	6,1965	6,3849	6,5339
50	3,8390	6,2311	7,8646	9,0509	9,9517	10,6588	11,2287	11,6979
30	4,0848	6,9057	8,9706	10,5475	11,7912	12,7972	13,6276	14,3248
25	4,1396	7,0636	9,2389	10,9205	12,2592	13,3503	14,2567	15,0215
5	4,3328	7,6455	10,2603	12,3767	14,1250	15,5933	16,8441	17,9222
1,25	4,3647	7,7452	10,4407	12,6403	14,4692	16,0140	17,3359	18,4801
0,25	4,3729	7,7713	10,4882	12,7099	14,5605	16,1259	17,4672	18,6293

Втрати енергії сигналу через неточності наведення антен базової (БС) та абонентської (АС) станцій визначаються кутовим відхиленням осей їх головних пелюсток (рис. 4.3).

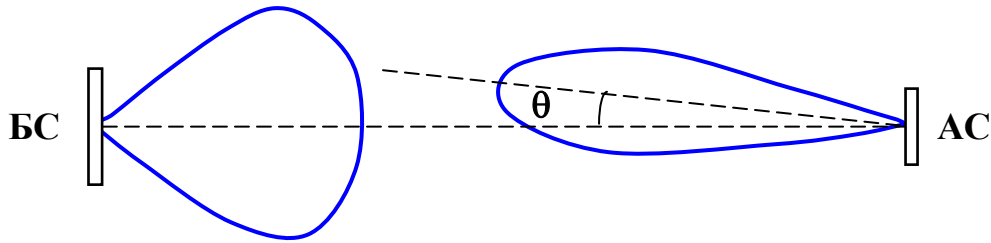


Рис. 4.3

Для апроксимації форми діаграми спрямованості в межах основної частини головної пелюстки користуються виразом

$$\frac{G(\theta)}{G(0)} \approx \frac{\sin(2\theta / \theta_{0,5})}{2\theta / \theta_{0,5}} \approx \frac{1}{1 + (2\theta / \theta_{0,5})^2},$$

де  $\theta_{0,5}$  – ширина діаграми спрямованості антени за рівнем половинної потужності. Втрати наведення можуть бути розраховані так:

$$L_{\text{нав}} = G(\theta) / G(0) \approx 1 + (2\theta / \theta_{0,5})^2. \quad (4.5)$$

При розбіжності поляризації передавальної і приймальної антен втрати визначають за виразом

$$L_{\text{пол}} = \frac{1}{K(\Delta e, \Delta \psi)}, \quad (4.6)$$

де  $K(\Delta e, \Delta \psi) = 0,5[1 + 4e(e + \Delta e) / A + B \cos 2\psi / A]$  – коефіцієнт передачі енергії для антен з еліптичною поляризацією;

$A = (1 + e^2) / [1 + (e + \Delta e)^2]$ ;  $B = (1 + e^2) [1 - (e + \Delta e)^2]$ ;  $\Delta e = e_1 - e_2$ ;

$e_1, e_2$  – коефіцієнти еліптичності (відношення малої осі еліпса до великої);

$\Delta \psi$  – кут між осями еліпсів поляризації передавальної і приймальної антен.

У діапазоні частот понад **10 ГГц** може проявлятися ефект деполаризації радіохвиль у гідрометеорах. Через несферичність і несиметричність щодо вертикальної осі з'являється різниця в загасаннях і фазових зсувах вертикальної і горизонтальної складових і, як наслідок, деполаризація радіохвилі. Різниця в загасанні радіохвиль з горизонтальною і вертикальною поляризацією досягає **6...8 дБ** на частотах понад **20 ГГц**.

## 4.2. Втрати при поширенні радіохвиль у міських умовах

### 4.2.1. Втрати в макрочарунках

Для систем зв'язку типовим є багатопроменеве поширення радіохвиль, внаслідок наявності відбиття від різного роду перешкод (рис. 4.4) при зовнішньому розташуванні АС (а), внутрішньому розташуванні АС (б), внутрішньому розташуванні БС і АС (с).

При поширенні в міських умовах відбиття спостерігаються від крайок дахів, будинків, підстильної поверхні та ін. При розташуванні АС всередині приміщень на антену можуть надходити хвилі, відбиті від внутрішніх стін приміщення, а при розташуванні БС і АС в одному приміщенні відбиття відбувається як від стін, так і від розташованих усередині об'єктів.

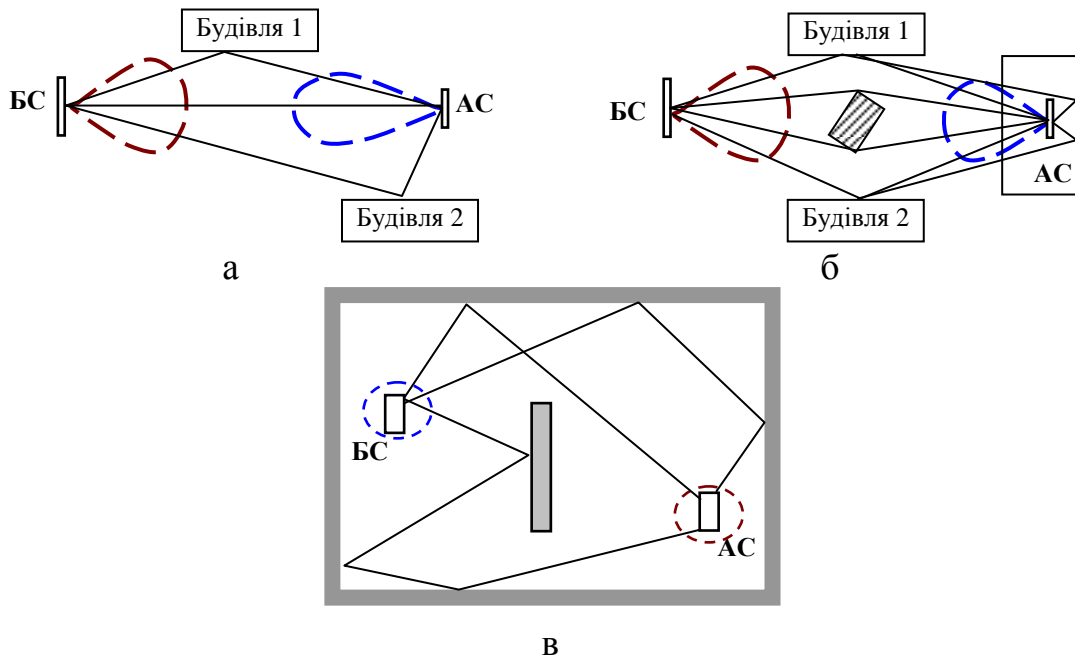


Рис. 4.4

У загальному випадку при зовнішньому розташуванні антен БС і АС енергетичні характеристики сигналу залежать від трьох чинників: втрат при поширенні, повільних завмирань ПЗ і швидких завмирань ШЗ (рис. 4.5).

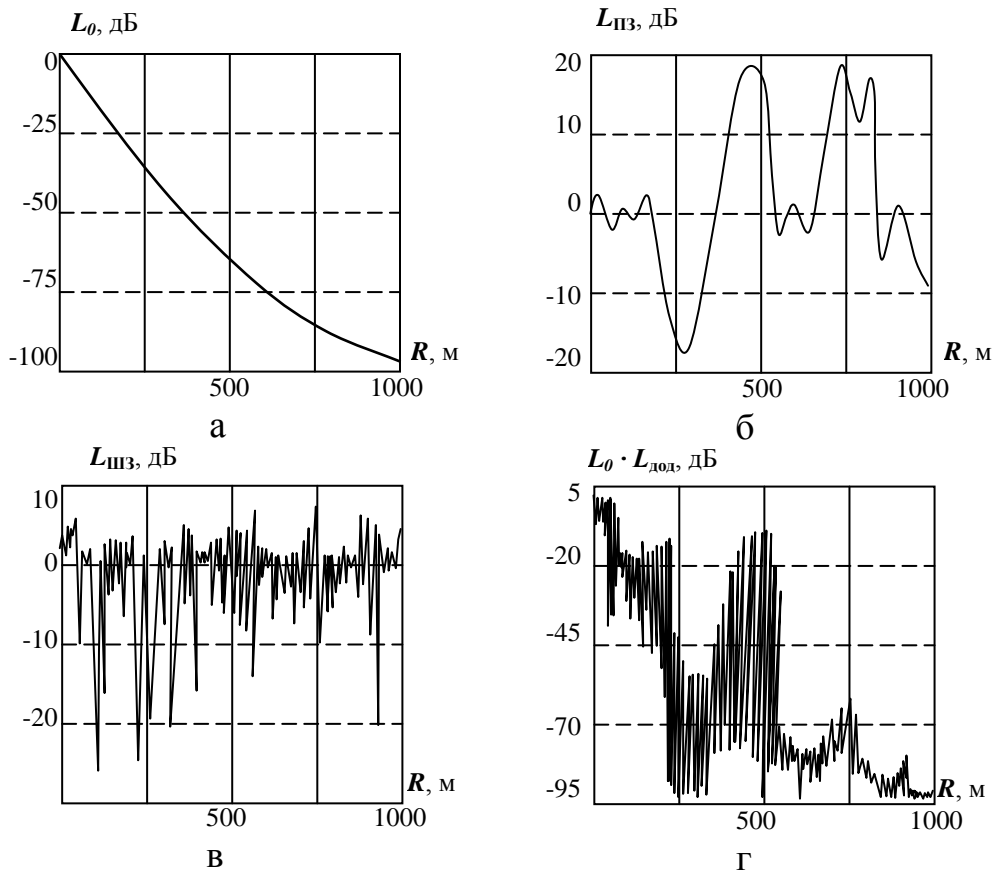


Рис. 4.5

Втрати при поширенні сигналів в промені з прямою видимістю задаються виразом (4.2). За наявності відбиття, тобто при непрямій видимості, втрати поширення визначають так, як при пасивній ретрансляції сигналів, і можуть бути задані виразом

$$L^{-1}_{NLOS} = \left( \frac{\lambda}{4\pi R_0} \right)^2 \left( \frac{R_0}{R} \right)^\alpha, \quad (4.7)$$

де  $R_0$  – відстань до перешкоди;  $R$  – відстань від перешкоди до приймача;  
 $\alpha \in [2 \dots 5]$  – значення постійного коефіцієнта загасання при поширенні хвилі без прямої видимості, залежного від навколишнього оточення.

Коефіцієнт  $\alpha$  визначають за експериментальними даними.

Однією з найбільш відомих емпіричних формул, що дозволяють прогнозувати середні втрати при поширенні радіохвиль через відсутність прямої видимості, є формула Окамури-Хата:

$$L = \begin{cases} A + B \lg R & \text{– для міської будови;} \\ A + B \lg R - C & \text{– для сільської та приміської будови;} \\ A + B \lg R - D & \text{– для відкритої місцевості,} \end{cases} \quad (4.8)$$

де  $R$  – відстань між антеною БС і антеною АС, км;

$$A = 69,55 + 26,16 \lg f_0 - 13,82 \lg h_{\text{БС}} - a(h_{\text{АС}});$$

$$B = 44,9 - 6,55 \lg h_{\text{БС}};$$

$$C = 2 \lg^2(f_0 / 28) + 5,4;$$

$$D = 4,78 \lg^2 f_0 - 19,33 \lg f_0 + 40,94;$$

$$a = \begin{cases} (1,1 \lg f_0 - 0,7) h_{\text{АС}} - 1,56 \lg f_0 - 0,8 & \text{– для малих і середніх міст;} \\ 8,28 \lg^2(1,54 h_{\text{АС}}) - 1,1 & \text{– для великих міст } (f_0 > 0,2 \text{ ГГц}); \\ 3,2 \lg^2(11,75 h_{\text{АС}}) - 4,97 & \text{– для великих міст } (f_0 > 0,4 \text{ ГГц}); \end{cases}$$

$h_{\text{БС}}, h_{\text{АС}}$  – величини висоти встановлення антен базової і абонентської станцій;  
 $f_0$  – значення несучої частоти, МГц.

Вирази (4.8) можна застосовувати при виконанні таких умов:

$$150 \text{ МГц} < f_0 < 3 \text{ ГГц}; \quad h_{\text{АС}} < 25 \text{ м}; \quad R < 20 \text{ км}; \quad 30 \text{ м} < h_{\text{БС}} < 200 \text{ м}.$$

Часто для розрахунку трас з прямою видимістю систем зв'язку застосовують методики, розроблені для інших фіксованих служб, зокрема для радіорелейних ліній. На рис. 4.6 зображено модель, що враховує особливості поширення радіохвиль за наявності клиновидної перешкоди.

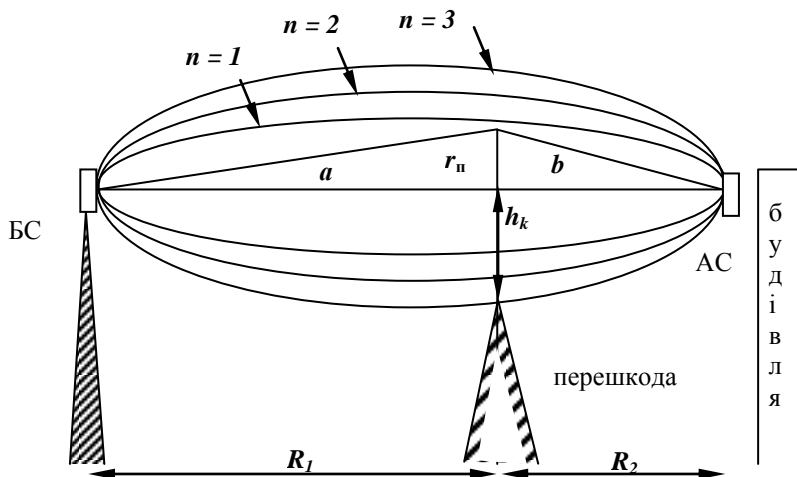


Рис. 4.6

Для прийнятної якості прийому сигналів необхідно, щоб над перешкодою проходила лінія видимості із запасом за висотою не менше  $0,6r_1$ , де  $r_1$  – радіус першої зони Френеля.

Радіус зони Френеля може бути розрахований із співвідношення

$$a + b = R_1 + R_2 + \frac{n\lambda}{2}. \quad (4.9)$$

Якщо виконуються умови  $r_n \ll R_1$  і  $r_n \ll R_2$ , то

$$r_n = \sqrt{\frac{n\lambda R_1 R_2}{R_1 + R_2}}, \quad (4.10)$$

де  $n$  – номер зони Френеля;  $r_n$  – радіус  $n$ -ї зони Френеля;  $R_1$  – відстань до перешкоди від передавача.

Ослаблення, що спричиняється перешкодою (рис. 4.6), оцінюють так:

$$L = 6,9 + 20 \lg[\sqrt{(v - 0,1)^2 + 1} + v - 0,1], \quad (4.11)$$

де

$$v = h_n \sqrt{\frac{2(R_1 + R_2)}{\lambda R_1 R_2}}, \quad (4.12)$$

$h_n$  – величина просвіту.

#### 4.2.2. Втрати в мікрочарунках

При реалізації радіоліній у мікрочарунці (вулиця, квартал,  $R < 0,5-1$  км) втрати поширення розраховують так:

$$L = \begin{cases} R^2 16\pi^2 / \lambda^2, & R < R_x; \\ (R / R_x)^\alpha R_x^2 16\pi^2 / \lambda^2, & R \geq R_x, \end{cases} \quad (4.13)$$

де  $R_x = 200-500$  м – середня відстань зміни коефіцієнта загасання;  $\alpha = 2...4$  – коефіцієнт загасання радіохвилі при перевищенні відстані  $R_x$ . На рис. 4.7 показано приклад розрахунку загасання при  $R_x = 100$  м,  $\alpha = 4$ .

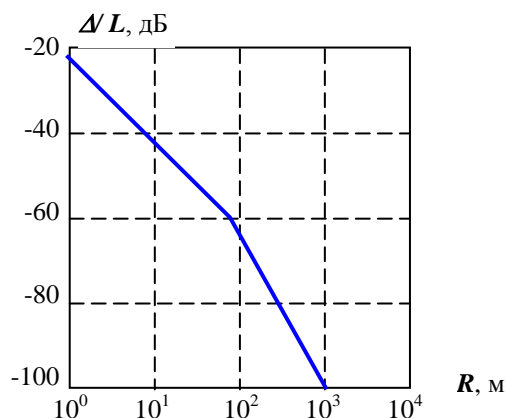


Рис. 4.7

У разі прямої видимості (двопроменева модель поширення) втрати розраховують таким чином:



$$\frac{I}{L} = \left( \frac{\lambda}{4\pi} \right)^2 \left| \frac{G(\theta_0) e^{-j2\pi R_1 / \lambda}}{R_1} + \nu \frac{G(\theta_0) e^{-j2\pi R_2 / \lambda}}{R_2} \right|, \quad (4.14)$$

де  $\nu$  – коефіцієнт відбиття Френеля;

$R_1$  і  $R_2$  – довжина шляху першого і другого променів (рис. 4.8).

При горизонтальній поляризації  $\nu \approx -1$ , тому  $\alpha \approx 4$ . При вертикальній поляризації  $\alpha \approx 2$  і  $\nu \approx 1$ .

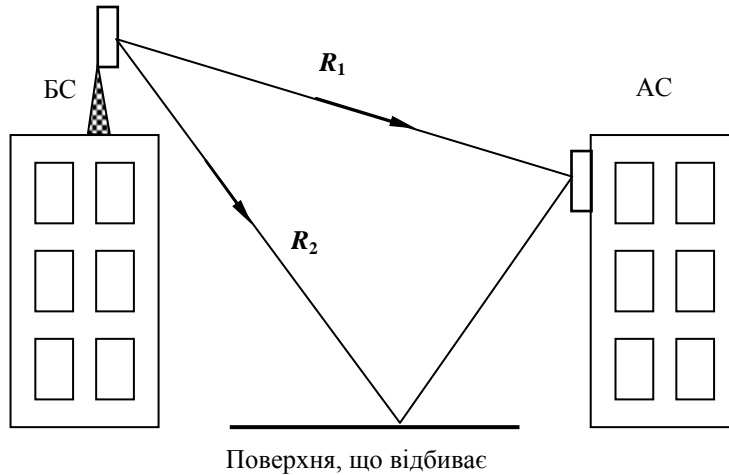


Рис. 4.8

Відстань  $R_x$ , на якій спостерігаються завмирання, визначають геометрично:

$$R_x = 4 h_{\text{BC}} h_{\text{AC}} / \lambda. \quad (4.15)$$

Для більш складних ситуацій застосовується модель «довгої вулиці» (рис. 4.9). Наявність чотирьох варіантів поширення променів значно ускладнює аналіз, тому на практиці використовують апроксимацію (4.13). На рис. 4.10 показано приклад розрахунку загасання при горизонтальній та вертикальній поляризації відповідно.

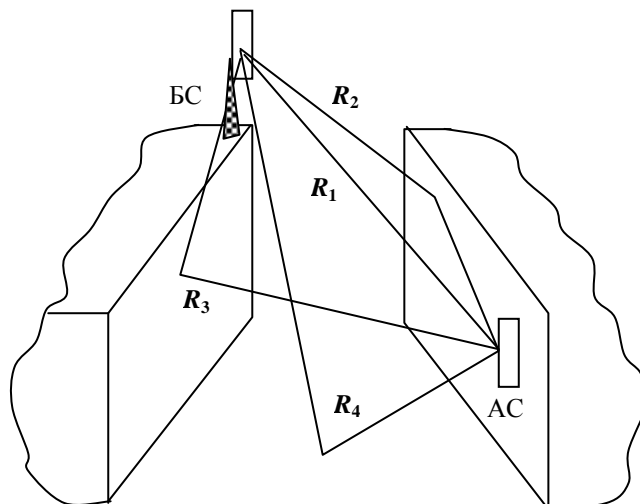


Рис. 4.9

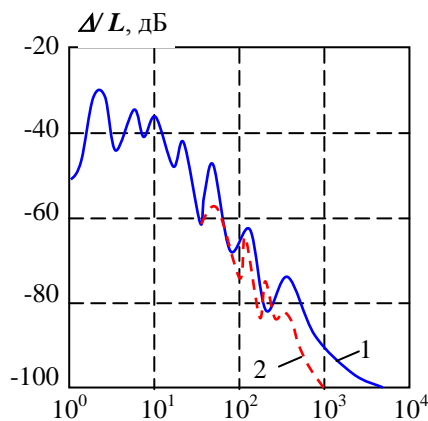


Рис. 4.10

У мікросільникових системах є можливим прийом сигналів через відсутність прямої видимості між БС і АС. У цих випадках сигнал потрапляє на приймальну антену через дифракцію радіохвиль (рис. 4.11) на крайках дахів будівель (а) і на вертикальних кутах будівель (б).

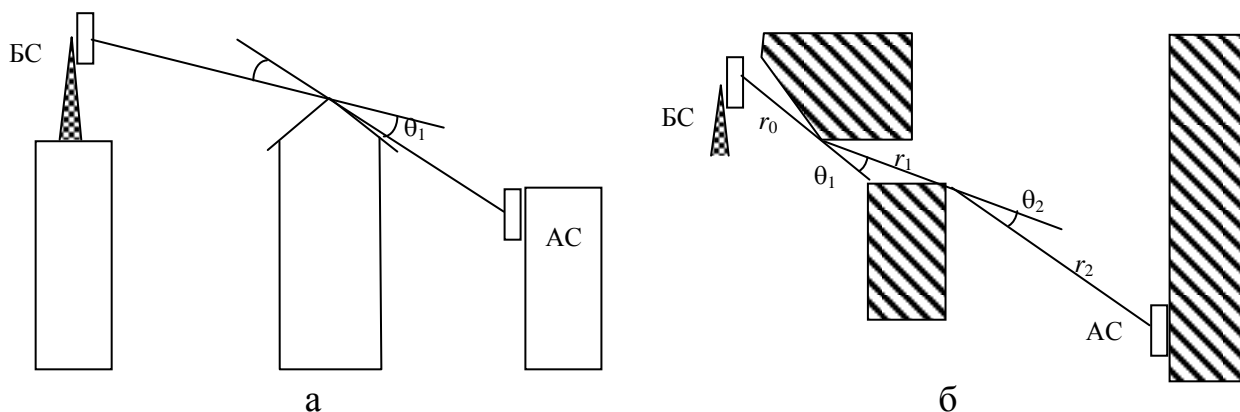


Рис. 4.11

Крім цього, існують відбиття від стін і підстильної поверхні. Втрати енергії радіохвиль розраховують відповідно до виразу

$$L = \left[ \frac{4\pi d_n}{\lambda} D \left( \sum_{i=1}^n R_{i-1} \right) \right]^2, \quad (4.16)$$

де

$$D(R_i) = \begin{cases} R_i / R_x, & R_i > R_x, \\ 1, & R_i \leq R_x, \end{cases}$$

де  $d_n$  – допоміжні коефіцієнти, які обчислюють за рекурентними виразами ( $k_0 = 1, d_0 = 0$ ):

$$\begin{cases} k_i = k_{i-1} + d_{i-1} q(\theta_{i-1}), \\ d_i = k_i R_{i-1} + d_{i-1}, \end{cases} \quad (4.17)$$

де  $R_i$  – відстань між  $i$ -ю і  $(i-1)$ -ю точками променя поширення радіохвилі;

$\theta_i$  – кут між  $i$ -м і  $(i-1)$ -м напрямками поширення;

$q(\theta_i) = (\theta_i q^* / 90)^\nu$ ;  $q^* = 0,5$ ;  $\nu = 1,5$  – параметри моделі поширення.

Вирази (4.16) і (4.17) дозволяють розрахувати загасання в умовах відсутності прямої видимості.

Наступний клас моделей поширення враховує особливості пікомереж зв'язку, коли обладнання БС і АС знаходиться всередині приміщення (офісу, квартири, будинку). Відмінність від попередніх моделей полягає в замкнутості простору і наявності безлічі відбиття і, відповідно, великої кількості сигналів з приблизно рівними амплітудами на вході антени приймача (див. рис. 4.5, в). Втрати при поширенні хвиль тут визначають на основі результатів вимірювань, бо теоретичний аналіз є практично неможливим через відмінність будівель, приміщень, матеріалів стін і перекриттів, розташування предметів у приміщеннях, зміни обстановки через переміщення обладнання, людей та ін.

У загальному випадку до втрат в умовах прямої видимості необхідно додати втрати при проходженні стін і перекриттів:

$$L = 20 \lg (4\pi/\lambda) + 20 \lg R + n_{\text{пов}} a_{\text{пов}} + n_{\text{ст}} a_{\text{ст}}, \quad (4.18)$$

де  $n_{\text{пов}}$  – число поверхів будівлі між БС і АС;

$n_{\text{ст}}$  – число стін між БС і АС;

$a_{\text{пов}}$  і  $a_{\text{ст}}$  – втрати енергії, дБ, при проходженні радіохвилею перекриття поверху і стіни відповідно.

Найбільш проста модель, що враховує тільки втрати при поширенні хвиль між поверхами, виглядає так:

$$L = 20 \lg f + 10 n \lg R + L_{\text{пов}}(n_{\text{пов}}) - 28, \quad (4.19)$$

де  $n$  – показник загасання, що задають відповідно до значень у табл. 4.4;

$L_{\text{пов}}(n_{\text{пов}})$  – втрати при поширенні хвиль через поверхи залежно від кількості поверхів, задають у табл. 4.5;

$f$  – частота, МГц.

Формула (4.19) для розрахунку втрат поширення хвиль приводить тільки до орієнтовних значень загасань і має ряд обмежень. Зокрема, на частоті понад **60 ГГц** обчислення проводять лише для однієї будівлі з радіусом зв'язку не більше **100 м**.

Таблиця 4.4

Діапазон частот, ГГц	Втрати при поширенні хвиль у різних будівлях		
	Квартира	Офіс	Комерційне приміщення
$\leq 0,9$		3,3	2,0
1,2 ... 1,5		3,2	2,2
1,8 ... 2,1	2,8	3,0	2,2
2,3 ... 6,0	2,8	2,8	2,2
6,0 ... 60,0	2,2	2,2	1,7

Таблиця 4.5

Діапазон частот, ГГц	Втрати при поширенні хвиль у будівлях з різною кількістю поверхів		
	Квартира	Офіс	Комерційне приміщення
0,9		9 (1 поверх)	
		19 (2 поверхи)	
		24 (3 поверхи)	
1,8 ... 2,0	$4n_{\text{пов}}$	$15 + 4 (n_{\text{пов}} - 1)$	$6 + 3 (n_{\text{пов}} - 1)$

Використовуються й інші моделі, відмінні від запропонованої вище, які, крім кількості поверхів, враховують кількість стін між БС і АС. Втрати в таких моделях розраховують так:

$$L = L_0 + L^* + \sum_{i=1}^{N_{\text{ст}}} L_{\text{ст}i} n_{\text{ст}i} + L_{\text{пов}} n_{\text{пов}} \left( \frac{n_{\text{пов}} + 2}{n_{\text{пов}} - 1} - b \right), \quad (4.20)$$

де  $L_0 = 20 \lg (4\pi R/\lambda)$  – втрати поширення у вільному просторі;

$R$  – відстань за прямою між БС і АС;

$L^*$  і  $b$  – емпіричні постійні величини;

$N_{\text{ст}}$  – кількість стін;

$L_{\text{ст}i}$  – втрати при проходженні стіни  $i$ -го типу;

$n_{\text{ст}i}$  – кількість стін  $i$ -го типу;

$L_{\text{пов}}$  – втрати при проходженні поверху;

$n_{\text{пов}}$  – число поверхів між БС і АС.

Значення коефіцієнта  $b < 1$ , наприклад, при 1,8 ГГц  $b = 0,46$ .

При поширенні хвиль усередині будівель можна задавати верхню і нижню гарантовані межі втрат (табл. 4.6).

Таблиця 4.6

Відстань, м	Межа втрат при поширенні хвиль усередині будівель	
	Нижня	Верхня
$1 < R < 10$	$L_{\text{н}} = 30 + 20 \lg R$	$L_{\text{в}} = 30 + 40 \lg R$
$10 < R < 20$	$L_{\text{н}} = 20 + 30 \lg R$	$L_{\text{в}} = 40 + 30 \lg R$
$20 < R < 40$	$L_{\text{н}} = 19 + 60 \lg R$	$L_{\text{в}} = 1 + 60 \lg R$
$40 \leq R$	$L_{\text{н}} = -115 + 120 \lg R$	$L_{\text{в}} = -95 + 120 \lg R$

На рис. 4.12 показано розрахункові графіки загасання радіохвиль в будівлі.

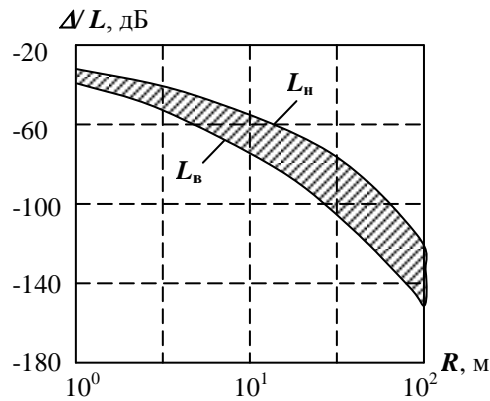


Рис. 4.12

Наведемо значення загасань у різних конструкціях: дерев'яні стіни приводять до загасання  $L_{ст} = 4$  дБм; цегляна стіна з неметалізованими вікнами –  $L_{ст} \sim 7$  дБм; цегляна стіна без вікон –  $L_{ст} \sim 10 \dots 20$  дБм і т. д.

Якщо радіохвиля від БС до АС поширюється, як показано на рис. 4.13, то втрати поширення обчислюють відповідно до емпіричної формули

$$L = L_0 + L_M + L_{\text{дод}} (1 - \cos\theta)^2 + \max(L_1, L_2). \quad (4.20)$$

Тут  $L_0$  – втрати при прямій видимості  $R = r_1 + r_2$ ;

$L_M$  – втрати проходження радіохвиль через стіну під прямим кутом ( $\theta=0$ );

$\theta = \arccos(r_p/r_e)$ ;

$L_{\text{дод}}$  – додаткові втрати проходження радіохвиль через зовнішню стіну при куті падіння  $\theta = 90^\circ$  ( $L_{\text{дод}} \approx 20$  дБ);

$L_1 = n_{ст} L_{ст}$

де  $n_{ст}$  – число стін на шляху поширення;

$L_2 = \alpha (r_{i-2}) (1 - \cos\theta)^2$ ,

де  $\alpha$  – погонне загасання (зазвичай 0,6 дБ/м).

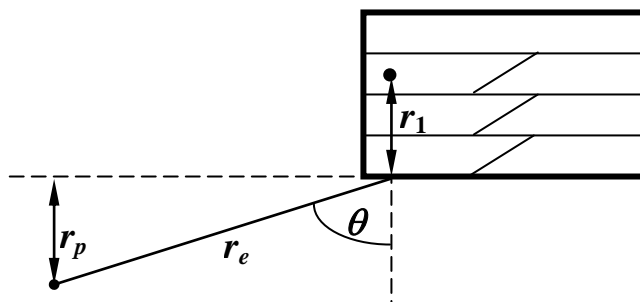


Рис. 4.13

Охопити всі можливі випадки поширення радіохвиль не є можливим, тому процес визначення моделі поширення є творчим, а оцінювання параметрів, що входять до них, має ґрунтуватися на результатах вимірювань.

Додаток  
Таблиця Д.1

Відносні рівні у децибелах за хвильовим опором 50 Ом											
дБмкВ	<i>U</i>	дБВ	дБм	дБВт	<i>P</i>	дБмкВ	<i>U</i>	дБВ	дБм	дБВт	<i>P</i>
-20	<b>100 нВ</b>	-140	-127	-157	<b>200 аВт</b>	32	40	-88	-75	-105	31,5
-19	115	-139	-126	-156	250	33	45	-87	-74	-104	40
-18	125	-138	-125	-155	315	34	50	-86	-73	-103	50
-17	140	-137	-124	-154	400	35	56,5	-85	-72	-102	63
-16	160	-136	-123	-153	500	36	63	-84	-71	-101	80
-15	180	-135	-122	-152	630	37	71	-83	-70	-100	100
-14	200	-134	-121	-151	800	38	80	-82	-69	-99	125
-13	225	-133	-120	-150	<b>1 фВт</b>	39	90	-81	-68	-98	160
-12	250	-132	-119	-149	1,25	40	100	-80	-67	-97	200
-11	280	-131	-118	-148	1,6	41	115	-79	-66	-96	250
-10	315	-130	-117	-147	2,0	42	125	-78	-65	-95	315
-9	355	-129	-116	-146	2,5	43	140	-77	-64	-94	400
-8	400	-128	-115	-145	3,15	44	160	-76	-63	-93	500
-7	450	-127	-114	-144	4,0	45	180	-75	-62	-92	630
-6	500	-126	-113	-143	5,0	46	200	-74	-61	-91	800
-5	565	-125	-112	-142	6,3	47	225	-73	-60	-90	<b>1 нВт</b>
-4	630	-124	-111	-141	8,0	48	250	-72	-59	-89	1,25
-3	710	-123	-110	-140	10	49	280	-71	-58	-88	1,6
-2	800	-122	-109	-139	12,5	50	315	-70	-57	-87	2,0
-1	900	-121	-108	-138	16	51	355	-69	-56	-86	2,5
0	<b>1 мкВ</b>	-120	-107	-137	20	52	400	-68	-55	-85	3,15
1	1,15	-119	-106	-136	25	53	450	-67	-54	-84	4,0
2	1,25	-118	-105	-135	31,5	54	500	-66	-53	-83	5,0
3	1,4	-117	-104	-134	40	55	565	-65	-52	-82	6,3
4	1,6	-116	-103	-133	50	56	630	-64	-51	-81	8,0
5	1,8	-115	-102	-132	63	57	710	-63	-50	-80	10,0
6	2,0	-114	-101	-131	80	58	800	-62	-49	-79	12,5
7	2,25	-113	-100	-130	100	59	900	-61	-48	-78	16
8	2,5	-112	-99	-129	125	60	<b>1 мВ</b>	-60	-47	-77	20
9	2,8	-111	-98	-128	160	61	1,15	-59	-46	-76	25
10	3,15	-110	-97	-127	200	62	1,25	-58	-45	-75	31,5
11	3,55	-109	-96	-126	250	63	1,4	-57	-44	-74	40
12	4,0	-108	-95	-125	315	64	1,6	-56	-43	-73	50
13	4,5	-107	-94	-124	400	65	1,8	-55	-42	-72	63
14	5,0	-106	-93	-123	500	66	2,0	-54	-41	-71	80
15	5,65	-105	-92	-122	630	67	2,25	-53	-40	-70	100
16	6,3	-104	-91	-121	800	68	2,5	-52	-39	-69	125
17	7,1	-103	-90	-120	<b>1 пВт</b>	69	2,8	-51	-38	-68	160
18	8,0	-102	-89	-119	1,25	70	3,15	-50	-37	-67	200
19	9,0	-101	-88	-118	1,6	71	3,55	-49	-36	-66	250
20	10,0	-100	-87	-117	2,0	72	4,0	-48	-35	-65	315
21	11,5	-99	-86	-116	2,5	73	4,5	-47	-34	-64	400
22	12,5	-98	-85	-115	3,15	74	5,0	-46	-33	-63	500
23	14	-97	-84	-114	4,0	75	5,65	-45	-32	-62	630
24	16	-96	-83	-113	5,0	76	6,3	-44	-31	-61	800
25	18	-95	-82	-112	6,3	77	7,1	-43	-30	-60	<b>1 мкВт</b>
26	20	-94	-81	-111	8,0	78	8,0	-42	-29	-59	1,25
27	22,5	-93	-80	-110	10	79	9,0	-41	-28	-58	1,6
28	25	-92	-79	-109	12,5	80	<b>10 мВ</b>	-40	-27	-57	2,0
29	28	-91	-78	-108	16	81	11,5	-39	-26	-56	2,5
30	31,5	-90	-77	-107	20	82	12,5	-38	-25	-55	3,15
31	35,5	-89	-76	-106	25	83	14	-37	-24	-54	4,0

Відносні рівні у децибелах за хвильовим опором 50 Ом											
дБмкВ	<i>U</i>	дБВ	дБм	дБВт	<i>P</i>	дБмкВ	<i>U</i>	дБВ	дБм	дБВт	<i>P</i>
84	16	-36	-23	-53	5,0	133	4,5	13	26	-4	400
85	18	-35	-22	-52	6,3	134	5,0	14	27	-3	500
86	20	-34	-21	-51	8,0	135	5,65	15	28	-2	630
87	22,5	-33	-20	-50	10	136	6,3	16	29	-1	800
88	25	-32	-19	-49	12,5	137	7,1	17	30	0	<b>1 Вт</b>
89	28	-31	-18	-48	16	138	8,0	18	31	1	1,25
90	31,5	-30	-17	-47	20	139	9,0	19	32	2	1,6
91	35,5	-29	-16	-46	25	140	10	20	33	3	2,0
92	40	-28	-15	-45	31,5	141	11,5	21	34	4	2,5
93	45	-27	-14	-44	40	142	12,5	22	35	5	3,15
94	50	-26	-13	-43	50	143	14	23	36	6	4,0
95	56,5	-25	-12	-42	63	144	16	24	37	7	5,0
96	63	-24	-11	-41	80	145	18	25	38	8	6,3
97	71	-23	-10	-40	100	146	20	26	39	9	8,0
98	80	-22	-9	-39	125	147	22,5	27	40	10	10
99	90	-21	-8	-38	160	148	25	28	41	11	12,5
100	100	-20	-7	-37	200	149	28	29	42	12	16
101	115	-19	-6	-36	250	150	31,5	30	43	13	20
102	125	-18	-5	-35	315	151	35,5	31	44	14	25
103	140	-17	-4	-34	400	152	40	32	45	15	31,5
104	160	-16	-3	-33	500	153	45	33	46	16	40
105	180	-15	-2	-32	630	154	50	34	47	17	50
106	200	-14	-1	-31	800	155	56,5	35	48	18	63
107	225	-13	0	-30	<b>1 мВт</b>	156	63	36	49	19	80
108	250	-12	1	-29	1,25	157	71	37	50	20	100
109	280	-11	2	-28	1,6	158	80	38	51	21	125
110	315	-10	3	-27	2,0	159	90	39	52	22	160
111	355	-9	4	-26	2,5	160	100	40	53	23	200
112	400	-8	5	-25	3,15	161	115	41	54	24	250
113	450	-7	6	-24	4,0	162	125	42	55	25	315
114	500	-6	7	-23	5,0	163	140	43	56	26	400
115	565	-5	8	-22	6,3	164	160	44	57	27	500
116	630	-4	9	-21	8,0	165	180	45	58	28	630
117	710	-3	10	-20	10	166	200	46	59	29	800
118	800	-2	11	-19	12,5	167	225	47	60	30	<b>1 кВт</b>
119	900	-1	12	-18	16	168	250	48	61	31	1,25
120	<b>1 В</b>	0	13	-17	20	169	280	49	62	32	1,6
121	1,15	1	14	-16	25	170	315	50	63	33	2,0
122	1,25	2	15	-15	31,5	171	355	51	64	34	2,5
123	1,4	3	16	-14	40	172	400	52	65	35	3,15
124	1,6	4	17	-13	50	173	450	53	66	36	4,0
125	1,8	5	18	-12	63	174	500	54	67	37	5,0
126	2,0	6	19	-11	80	175	565	55	68	38	6,3
127	2,25	7	20	-10	100	176	630	56	69	39	8,0
128	2,5	8	21	-9	125	177	710	57	70	40	10
129	2,8	9	22	-8	160	178	800	58	71	41	12,5
130	3,15	10	23	-7	200	179	900	59	72	42	16
131	3,55	11	24	-6	250	180	<b>1 кВ</b>	60	73	43	20
132	4,0	12	25	-5	315						

Примітка: а - ато  $10^{-18}$  н - нано  $10^{-9}$  к - кіло  $10^3$   
 ф - фемто  $10^{-15}$  мк - мікро  $10^{-6}$  М - мега  $10^6$   
 п - піко  $10^{-12}$  м - мілі  $10^{-3}$  Г - гіга  $10^9$

## БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

- Григорьев, В. А. Сети и системы радиодоступа / В. А. Григорьев, О. И. Лагутенко, Ю. А. Распаев. – М.: Эко-Трендз, 2005. – 384 с.
- Грудинская, Г. П. Распространение радиоволн / Г. П. Грудинская. – М.: Высш. шк., 1975. – 280 с.
- Долуханов, М. П. Распространение радиоволн / М. П. Долуханов. – М.: Связь, 1972. – 336 с.
- Долуханов, М. П. Распространение радиоволн / М. П. Долуханов. – М.: Связь, 1965. – 400 с.
- Калинин, А. И. Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиолиний / А. И. Калинин. – М.: Связь, 1979. – 294 с.
- Калинин, А. И. Расчет трасс радиорелейных линий / А. И. Калинин. – М.: Связь, 1964. – 247 с.
- Маковеева, М. М. Системы связи с подвижными объектами: учеб. пособие для вузов / М. М. Маковеева, Ю. С. Шинаков. – М.: Радио и связь, 2002. – 440 с.
- Попов, В. И. Основы сотовой связи стандарта GSM / В. И. Попов. – М.: Эко-Трендз, 2005. – 296 с.
- Феер, К. Беспроводная цифровая связь. Методы модуляции и расширения спектра: пер. с англ. / К. Феер; под ред. В. И. Журавлёва. – М.: Радио и связь, 2000. – 520 с.
- Черный, Ф. Б. Распространение радиоволн / Ф. Б. Черный. – М.: Сов. радио, 1962. – 300 с.
- Шевелёв, В. А. Распространение радиоволн / В. А. Шевелёв, В. П. Семёнов. – Харьков: ХАИ, 2008. – 109 с.



Навчальне видання

**Шевелєв Володимир Олексійович**  
**Семенов Вадим Павлович**  
**Рубель Олексій Сергійович**  
**Єремєєв Олег Ігорович**

**ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ**

Редактор В. М. Коваль

Зв. план, 2020

Підписано до видання 30.12.2020

Ум. друк. арк. 5,8. Обл.-вид. арк. 6,56. Електронний ресурс

---

Видавець і виготовлювач

Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського

«Харківський авіаційний інститут»

61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

<http://www.khai.edu>

Видавничий центр «ХАІ»

61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

[szdat@khai.edu](mailto:szdat@khai.edu)

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи  
до Державного реєстру видавців, виготовлювачів та розповсюджувачів  
видавничої продукції сер. ДК № 391 від 30.03.2001