

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ЗАПОРІЗЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ

Л. М. Логачова, Т. І. Бугрова

**ПОШИРЕННЯ ЗЕМНИХ
РАДІОХВИЛЬ ТА МОБІЛЬНИЙ
ЗВ'ЯЗОК**

Навчальний посібник
для студентів вищих навчальних закладів

Запоріжжя ЗНТУ 2019

УДК 621.391.81
Л-40

*Рекомендовано до видання вченою радою
Запорізького національного технічного університету
(протокол № 11 від 25.06.2018 р.)*

Рецензенти:

*Онуфрієнко В. М., доктор фізико-математичних наук, професор;
Карпуков Л. М., доктор технічних наук, професор.*

Л-40 Поширення земних радіохвиль та мобільний зв'язок
[текст] / Л. М. Логачова, Т. І. Бугрова / Навчальний посібник.
– Запоріжжя: ЗНТУ, 2019. – 236 с.

ISBN 978-617-529-208-2

Розглянуто загальні принципи поширення радіохвиль. Викладено основи їх поширення в неоднорідній атмосфері над сферичною землею поверхнею. Наведено принципи розрахунку послаблення напруженості поля та класифікація основних моделей радіотрас, як відкритих, так і в разі наявності перешкод різного типу, в тому числі таких, які екранують поле. Приділяється увага сучасним моделям послаблення радіохвиль в умовах щільної забудови у мегаполісах, а також всередині будівель і приміщень.

Посібник призначений для студентів, що навчаються за напрямом «Радіотехніка», для дисциплін «Електродинаміка та поширення радіохвиль», «Поширення земних радіохвиль» для студентів спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка».

УДК 621.391.81

ISBN 978-617-529-208-2

© Запорізький національний
технічний університет (ЗНТУ), 2019
© Логачева Л. М., Бугрова Т. І., 2019

ЗМІСТ

ЗМІСТ	3
ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ	8
1 ЗАГАЛЬНІ ПИТАННЯ ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ ..	12
1.1 Класифікація радіохвиль за діапазонами частот і способом поширення	12
1.2 Фізичні характеристики Землі	13
1.3 Вплив іоносфери на радіозв'язок	20
1.4 Заломлення и віддзеркалення радіохвиль в іоносфері	21
1.5 Завмирання радіохвиль внаслідок багатоприменевості у тропосфері та іоносфері	26
1.6 Втрати радіосигналу на трасі	33
1.7 Класифікація радіохвиль за способом поширення	35
1.8 Класифікація радіохвиль за діапазонами	36
1.9 Типи радіоліній	39
1.10 Поширення радіохвиль у вільному просторі. Енергетичні співвідношення в умовах вільного простору	40
2 ПАРАМЕТРИ ПЕРЕДАВАЛЬНИХ ТА ПРИЙМАЛЬНИХ АНТЕН	43
2.1 Коефіцієнт спрямованої дії випромінювача	43
2.2 Фізичний зміст КСД	43
2.3 Діаграма спрямованості (ДС)	44
2.4 Формули практичного визначення E_d , E_m	46
2.5 Параметри приймальних антен. Коефіцієнт спрямованої дії (КСД)	46
2.6 Коефіцієнт використання поверхні ν (КВП)	47
2.7 Ефективна площа приймальної антени $S_{\text{еф}}$	47
2.8 Коефіцієнт підсилення антени (G)	48
3 РІВНЯННЯ ІДЕАЛЬНОГО РАДІОЗВ'ЯЗКУ	49

3.1	Потужність на вході приймального пристрою для радіолінії першого типу	49
3.2	Потужність на вході приймального пристрою для радіолінії другого типу.....	50
3.3	Ефективна площа розсіювання.....	50
4	ПОСЛАБЛЕННЯ ПОЛЯ ВІЛЬНОГО ПРОСТОРУ В РЕАЛЬНИХ УМОВАХ.....	52
4.1	Множник послаблення V	52
4.2	Втрати при передачі електромагнітної енергії.....	54
4.3	Основні втрати передачі для радіоліній першого типу передачі	55
4.4	Основні втрати передачі для радіоліній другого типу передачі	55
5	ЗОНИ ФРЕНЕЛЯ	57
5.1	Область простору, яка є істотною для поширення радіохвиль.....	57
5.2	Амплітудні і фазові співвідношення в зонах Френеля	60
5.3	Розміри зон Френеля.....	63
5.4	Конфігурація істотної зони. Просторові зони Френеля. Мінімальна зона	65
6	ВІДБИТТЯ ХВИЛЬ ВІД ГРАНИЦІ РОЗДІЛУ ДВОХ СЕРЕДОВИЩ – ПОВІТРЯ І ЗЕМНОЇ ПОВЕРХНІ.....	68
6.1	Граничні умови Щукіна – Леонтовича	70
6.2	Коефіцієнти відбиття при вертикальній і горизонтальній поляризації	71
7	ПОШИРЕННЯ ЗЕМНИХ ХВИЛЬ.....	79
7.1	Фізичні процеси при поширенні земних хвиль	79
7.2	Класифікація методів розрахунку поля	79
7.3	Відстань прямої видимості	80
7.4	Моделі трас.....	81
7.5	Приведені висоти h_1' , h_2' з урахуванням сферичності землі.....	83
7.6	Напруженість електричного поля в зоні тіні.....	86

8 ПОЛЕ ВИПРОМІНЮВАЧА, ЯКИЙ ПІДНЯТО НАД ЗЕМЛЕЮ	90
8.1 Інтерференційне поле, інтерференційні формули	90
8.2 Вертикальний диполь	94
8.3 Горизонтальний диполь.....	97
8.4 Інтерференційні формули Б.О.Введенського	98
8.5 Критерій застосування формули Б.О.Введенського	107
9 ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ НАД НЕРІВНОЮ АБО НЕОДНОРІДНОЮ ТРАСОЮ, КОЛИ АНТЕНИ ВИСОКО ПІДНЯТІ НАД ЗЕМЛЕЮ. КРИТЕРІЙ РЕЛЕЯ.....	113
9.1 Критерій шорсткості поверхні Релея	114
9.2 Область поверхні, яка є істотною при відбитті. Перша зона Френеля при відбитті	115
9.3 Напруженість електричного поля над нерівною поверхнею	118
9.4 Траси, що проходять над горбистою місцевістю.....	118
9.5 Інтерференційні мінімуми і максимуми з урахуванням горбистості.....	125
9.6 Розрахунок множника послаблення на напіввідкритих і закритих трасах	128
10 ПОЛЕ НИЗЬКО РОЗТАШОВАНОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ВІБРАТОРА В ЗОНІ НАБЛИЖЕННЯ ПЛОСКОЇ ЗЕМЛІ	136
10.1 Структура поля в повітрі біля поверхні землі.....	137
10.2 Структура поля в ґрунті на межі розділу.....	140
10.3 Розрахунок напруженості поля низько розміщених антен	140
10.4 Поширення радіохвиль над неоднорідним ґрунтом. Злітні і посадкові майданчики. Явище берегової рефракції	144
10.5 Зв'язок із підводними човнами	150
10.6 Берегова рефракція	157
10.7 Розрахунок помилки пеленгу.....	158

11 ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ ПРИ НАЯВНОСТІ НА ШЛЯХУ ЕКРАНУЮЧИХ ПЕРЕШКОД.....	160
11.1 Фізичні уявлення.....	162
11.2 Посилення поля перешкодою. Чотирипроменева теорія дифракції	166
11.3 Дифракція на трасі, що складається з декількох перешкод.....	169
12 ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ В УМОВАХ ВЕЛИКОГО МІСТА. МОДЕЛІ РОЗРАХУНКУ НАПРУЖЕНОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ.....	175
12.1 Модель Бардіна – Димовича	177
12.2 Модель Трифонова	178
12.3 Емпірична модель Олсбрук – Парсона	179
12.4 Емпірична формула Хати (Hata).....	181
12.5 Модель Лі.....	182
12.6 Модель Окамури	184
12.7 Уточнені моделі в рамках проекту COST # 231 (Cooperation for Scientific and technical Research)	188
12.8 Модель COST 231 – Hata (Mogensen)	189
12.9 Модель Ксія (Xia).....	190
12.10 Модель Ikegami	192
12.11 Модель COST 231 – Walfish-Ikegami	193
12.12 Модель Hata/Davidson /Epstein – Peterson Diffraction	195
12.13 Модель Free space + RMD	196
12.14 Оцінка внеску відбиття при визначенні загасання на трасі	196
12.15 Визначення втрат через дифракцію на трасі (принцип Епштейна - Петерсона).....	198
12.16 Поширення радіохвиль всередині будівель і приміщень. Моделі, які використовуються для опису умов поширення радіохвиль всередині будівель.....	201
13 МОЖЛИВОСТІ СИСТЕМ ГЕОПРОСТОРОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ В ЗАДАЧАХ ПРОГНОЗУВАННЯ	

ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ І ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ЕКОЛОГІЇ	212
13.1 Класифікація методів прогнозування поширення радіохвиль	212
13.2 Основні принципи геопросторового моделювання стосовно завдань поширення радіохвиль	218
13.3 Приклади практичної реалізації використання систем геопросторового моделювання в задачах прогнозування поширення радіохвиль та екологічної безпеки	219
13.4 Електромагнітні поля радіочастотного діапазону як важливий екологічний фактор антропогенних середовищ	224
ВИСНОВКИ	229
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	231

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

АС	– абонентська станція
БКРС- А	– бортовий комплекс зв'язкових короткохвильових радіостанцій для тропосферного зв'язку
БЦОМ «Орбіта-20»	– бортова цифрова обчислювальна машина
ГІС	– геоінформаційні системи
ДВЧ	– дуже високі частоти
ДС	– діаграма спрямованості
ЕЕВ	– елементарний електричний вібратор
ЕЕМП	– енергія електромагнітного поля
ЕМП	– електромагнітне поле
ЕПР	– ефективна площа розсіювання
ЕРС	– електрорушійна сила
ЗХ	– земна хвиля
ІТТ	– інфотелекомунікаційні технології
КВП	– коефіцієнт використання поверхні
КСД	– коефіцієнт спрямованої дії
МДВ	– метод дзеркальних відображень
МККР	– Міжнародний консультативний комітет радіозв'язку
УВЧ	– ультрависокі частоти
УКХ	– ультракороткі хвилі
МРЧ	– максимальна радіочастота
НВЧ	– надзвичайно високі частоти
ПЧАРБ	– підводний атомний човен з балістичними ракетами
РЛЗ	– радіорелейна лінія зв'язку
Р-826 ПЛ «Фрегат»	– приймально-передавальна станція діапазону низьких частот (протичовнова станція)
Ту -142 МР Орел»	– літаковий ретранслятор
Arc Wiew	– сімейство геоінформаційних програмних продуктів американської компанії ESRI для перегляду і професійної роботи з топографічними картами

CST Microwave Studio	–Computer Simulation Technology (система моделювання тривимірних структур НВЧ)
DCS 1800	– Digital Communication System (європейська система персонального зв'язку)
FDTD	– Finite Difference Time Domain (кінцево - різницевий метод рішення рівнянь Максвелла в часовій області)
FEM	–Final Elements Method (метод кінцевого інтегрування або метод кінцевих елементів)
GSM	–Global System Mobile (глобальна система мобільного зв'язку)
ITU	–International Telecommunication Union (Міжнародний телекомунікаційний союз)
MMDS	– Multichannel Multipoint Distribution System (розподільчі системи ефірного мовлення від 2,0 до 3,0 ГГц)
PCS 1900	– Personal Communication Systems (американська система персонального зв'язку)
RMD	– Reflection plus Multiple Diffraction Loss (відбиття плюс множинні дифракційні втрати)
SSIXS	– Submarine Satellite Information Exchange Sub-System (супутникова підсистема обміну інформацією з підводними човнами)
UHF SATCOM	– Navy Ultra High Frequency Satellite Communication System (морська система супутникового зв'язку на УВЧ)

ВСТУП

В системах зв'язку й мовлення широко використовується вільне поширення радіохвиль. При цьому лінією передачі є природне середовище, яке заповнює простір, в якому поширюються радіохвилі від передавальної антени до приймальної. На наземних лініях типу земля – земля таке середовище включає атмосферу й поверхневі шари землі. На космічних лініях Земля – космічний апарат траєкторія поширення проходить через атмосферу Землі та космічний простір.

Земна атмосфера і поверхневі шари Землі є поглинаючими неоднорідними середовищами. Їх діелектрична проникність й провідність не залишаються постійними у просторі й у часі та змінюються в залежності від частоти хвилі, що поширюється.

Закони поширення радіохвиль на різних ділянках атмосфери досить складні. Наприклад, сферичність земної поверхні, її неоднорідні напівпровідні властивості, нерівності рельєфу ускладнюють закономірності змінення поля при поширенні вздовж межі розділу повітря – Земля. Електрична неоднорідність атмосфери, яка найбільш різко проявляється у вертикальному напрямку, приводить до значного викривлення траєкторій. Безліч шляхів поширення й випадкові флуктуації електричних параметрів атмосфери є причиною спотворень сигналів в тракті поширення та флуктуацій їх рівнів.

Різко виражена частотна залежність законів поширення призводить до необхідності узгодження з цими законами основних принципів побудови ліній зв'язку та мовлення з урахуванням виділеної робочої частоти. Як показують дослідження, умови поширення приблизно однакові в межах кожної з дев'яти частотних смуг, на які розділяють весь радіодіапазон. Прикладами узгодження основних принципів побудови ліній з умовами поширення можуть служити наземні лінії зв'язку на сантиметрових та декаметрових хвилях. Зв'язок на великих відстанях за допомогою сантиметрових хвиль можливий лише шляхом переприймання сигналів (прийому, посилення, випромінювання далі) ланцюжком ретрансляційних станцій. Відстань між сусідніми станціями не перевищує всього

лише відстані прямої видимості (зазвичай 40 – 70 км). При цьому умови поширення такі, що можливою є передача широкосмугової інформації зі смугою до декількох десятків мегагерц. На лініях зв'язку декаметрових хвиль відстань між передавальними та приймальними пунктами може досягати 10 – 15 тис. км й більше, але ширина смуги частот інформації, яка передається, не повинна перевищувати одиниць кілогерц, оскільки в більш широкій смузі спостерігаються неприпустимо великі спотворення.

В першому розділі розглянуто загальні питання поширення радіохвиль.

Другий розділ присвячено основним параметрам передавальних та приймальних антен.

В третьому розділі розглядається рівняння ідеального радіозв'язку.

Четвертий розділ вміщує питання послаблення поля вільного простору в реальних умовах.

П'ятий розділ присвячено основним поняттям та співвідношенням теорії зон Френеля.

В шостому та сьомому розділах розглянуто процес відбиття хвиль від границі розділу двох середовищ \square повітря і земної поверхні.

Розділи восьмий та дев'ятий присвячуються розрахунку полів випромінювачів, які піднято над плоскою землею, та розглянуто особливості поширення радіохвиль над нерівною або неоднорідною трасою, якщо антени розташовано високо над землею

Розділ десятий та одинадцятий описує моделювання процесів поширення радіохвиль при низько та високо розташованих антенах на трасі з перешкодами на шляху поширення хвиль.

В дванадцятому та тринадцятому розділах розглянуто питання емпіричного та чисельного моделювання (за допомогою сучасних середовищ комп'ютерного проектування) процесів поширення радіохвиль в умовах великого міста і всередині будівель та приміщень. Розглянуто актуальні питання розрахунку інтенсивності електромагнітних полів радіочастотного діапазону як важливого екологічного фактору антропогенних середовищ.

1 ЗАГАЛЬНІ ПИТАННЯ ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ

1.1 Класифікація радіохвиль за діапазонами частот і способом поширення

В курсі розглядається поширення радіохвиль по природних трасах – по поверхні Землі, в атмосфері Землі, у космічному просторі.

Радіохвиля – це випромінювання з певними електромагнітними властивостями.

Кожна система передачі сигналів складається із трьох частин (рис. 1.1): передавального пристрою – на виході якого стоїть передавальна антена; приймального пристрою – на вході якого знаходиться приймальна антена і проміжної ланки – середовища, яке сполучає лінії.



Рисунок 1.1 – Схема системи передачі сигналів

У радіолінії – проміжна ланка – це середовище, простір, в якому поширюються радіохвилі.

Середовище – це ланка радіолінії, яка практично не піддається керуванню і впливає на параметри радіохвиль. У вільному просторі швидкість поширення радіохвиль практично дорівнює швидкості поширення світла у вакуумі $V = 3 \cdot 10^8$ м/с й не зазнає поглинання.

Вплив середовища. Під впливом середовища відбувається:

- змінюється швидкість і напрямок радіохвиль;
- зменшується амплітуда поля хвилі;
- відбувається поворот площини поляризації;
- відбувається спотворення переданих сигналів.

Отже, радіосигнал характеризується несівною частотою f_0 , комплексною огинаючою амплітудою і законом її змінення.

Тому виникають такі основні задачі:

- розрахунок енергетичних параметрів радіоліній – вибір потужності передавального пристрою або визначення потужності сигналу на вході приймального пристрою;
- визначення оптимальної робочої довжини хвилі із заданими умовами поширення;
- визначення істинної швидкості й істинного напрямку приходу сигналу;
- вивчення можливих спотворень переданого сигналу й розробка заходів для їх усунення.

Для вирішення цих задач необхідно вивчити електричні властивості поверхні й атмосфери Землі та космічного простору, а також фізичні процеси, що відбуваються при поширенні радіохвиль.

Умови поширення радіохвиль по природним трасам визначаються багатьма факторами, тому їх повний аналіз - складна задача.

У кожному конкретному випадку будують модель траси поширення радіохвиль, виділяючи ті фактори, котрі мають основний вплив.

Будуть розглядатися поля на значній відстані від випромінювача, у його дальній зоні ($r \gg \lambda$). Вважаємо, що розглянуті середовища не мають магнітних властивостей.

Параметри навколишнього середовища визначаються її фізичними характеристиками. При вивченні поширення радіохвиль у природних умовах найбільш важливими середовищами є поверхня й атмосфера Землі. Фізичні характеристики Землі вивчені доволі детально. Вважається, що відносна магнітна проникність більшості природних середовищ $\mu_r = 1$, а діелектрична проникність $\epsilon_r = 1$ і відносна провідність σ змінюється у доволі широких межах.

1.2 Фізичні характеристики Землі

Земля – третя планета Сонячної системи. Параметри Землі:

- Екваторіальний радіус Землі $a_{зм} = 6378,14$ км;
- Полярний радіус – мала піввісь еліпсоїда Красовського $a_{кр} = 6356,78$ км;
- Середній радіус Землі – 6371,3 км;
- Периметр по екватору – 40075 км;
- Об'єм – $1,0832 \cdot 10^{12}$ км³;
- Маса – $59737 \cdot 10^{24}$ кг;
- Щільність – 5,515 г/см³;
- Площа поверхні – 510 065 700 км²;
- Екваторіальний нахил вісі до орбіти – 23,45°.

Поверхня Землі на 70,8% вкрита водою и 29,2% – суходолом. Вода океанів, морів і річок має різну солоність. Водна поверхня із часом змінюється від гладкої до хвиль висотою 10 м.

Рельєф суходолу різний – від гладкої поверхні до гір висотою кілька кілометрів. Фізичні властивості поверхні Землі такі ж різноманітні. Схематично структура Землі показана на рисунку 1.2 [60].

У залежності від фізичних та електричних характеристик розрізняють земну кору, поверхню Землі (суходіл, море) и атмосферу.

На трасах, що проходять поблизу Землі, завдяки впливу цієї поверхні й атмосфери траєкторія радіохвиль викривлюється, змінюється швидкість поширення, а напруженість поля хвилі відрізняється від напруженості поля у вільному просторі.

Вплив поверхні Землі можна оцінити чотирма факторами:

- Відбиття радіохвиль від поверхні Землі й пов'язане із цим явище інтерференції (рис.1.3, а) [23];
- напівпровідниковими властивостями середовища й пов'язаними із цим втратами електромагнітної енергії у землі (воді);
- сферичністю Землі й дифракцією радіохвиль (рис. 1.3, б);
- нерівностями земної поверхні, що викликають розсіювання радіохвиль (рис.1.4).

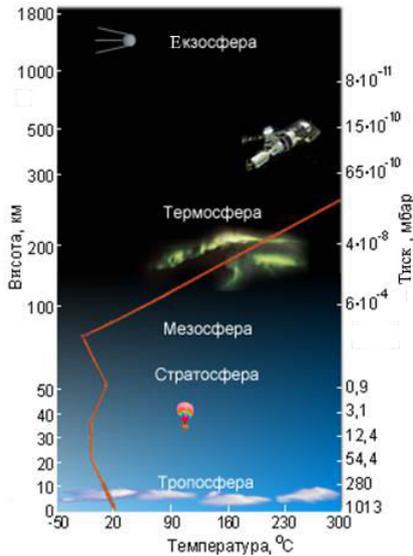
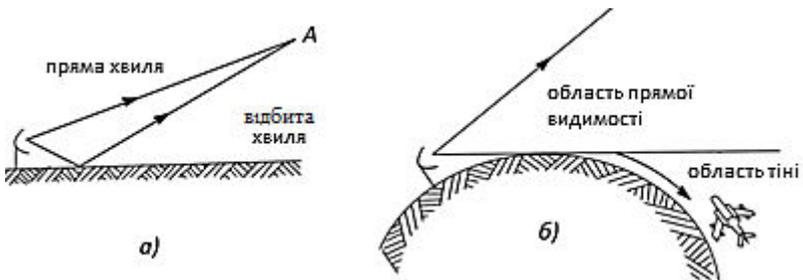


Рисунок 1.2 – Схематична структура природного середовища Землі



a) – відбиття радіохвиль від поверхні Землі і зв'язане з ним явище інтерференції радіохвиль, *б)* – сферичність Землі і зв'язане з ним явище дифракції радіохвиль

Рисунок 1.3 – Основні фактори впливу поверхні Землі на поширення радіохвиль

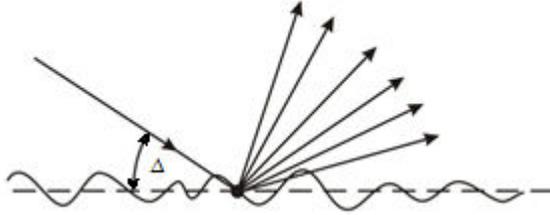


Рисунок 1.4 – Вплив нерівності земної поверхні, що викликає розсіювання радіохвиль

Вплив атмосфери Землі на поширення радіохвиль обумовлено особливістю електрофізичних властивостей земної атмосфери.

Атмосфера – це газоподібна оболонка, що оточує Землю, та рухається разом із нею як одне ціле. Нижньою границею служить земна поверхня, верхня границя – неоднозначна. Вона змінюється в залежності від стану магнітного поля Землі й простягається від двох до двадцяти земних радіусів. Все залежить від інтенсивності магнітних збурень. Устрій атмосфери складний і змінюється у просторі й часі.

Розрахунковим шляхом більшість характеристик визначити не вдається. Вивчення атмосфери ведеться в основному експериментальними прямими й непрямими методами.

Прямі методи – припускають безпосереднє вивчення атмосфери: температури, щільності, хімічного складу та іншого.

Непрямими методами вивчають полярне сяйво, метеори, світіння нічного неба, поширення радіохвиль та іншого.

На великих висотах відомості поповнюються завдяки ракетам й штучним супутникам.

Із точки зору поширення радіохвиль атмосферу поділяють на три області: тропосферу, стратосферу й іоносферу (рис.1.5). Границі між областями виражені не різко й залежать від часу та географічного розташування точки спостереження.



Рисунок 1.5 – Области атмосфери, в яких поширюються радіохвилі

Тропосфера. Нижні шари атмосфери приблизно до 100 – 130 км майже ідентичні по складу. Вони містять в основному азот (78% – N_2) й кисень (21% – O_2). Тропосфера, окрім цих газів, містить водяну пару, вміст якої залежить від метеорологічних умов й схильний до різких коливань.

Тропосфера – це найбільш рухома частина земної атмосфери, для якої характерні інтенсивне вертикальне змішування, різкі вихрові рухи, а також значні коливання температури, вологості.

Висота тропосфери над екватором досягає 15 – 17 км, у помірних широтах – 10 – 12 км, у полярних областях 7 – 10 км.

Висота тропосфери схильна до невеликих сезонних змінень. Стан тропосфери у її різних точках характеризується трьома параметрами: тиск повітря, температура й вологість.

Усі ці три параметри впливають на так звану оптичну щільність повітря й заломлення електромагнітних хвиль. Змінення температури й тиску призводить до змінення діелектричної сталої повітря й пов'язаного із нею показника заломлення. Для сухого повітря

$$\varepsilon_r = 1 + 211 \cdot 10^{-6} \frac{p}{T}, \quad (1.1)$$

де p – тиск у мм рт. ст.; T – абсолютна температура.

Показник заломлення тропосфери

$$N = (\sqrt{\varepsilon_r} - 1) \cdot 10^6 = \frac{77,5}{T} \left(p + \frac{4810\omega}{T} \right), \quad (1.2)$$

де ω – абсолютна вологість повітря, тобто тиск водяної пари у мілібарах.

Зміна метеорологічних умов призводить до більш швидкої зміни показника заломлення тропосфери, що призводить до викривлення траєкторії радіохвиль. Чим вище частота, тим сильніше тропосфера впливає на радіозв'язок. Особливо це позначається на поширенні дециметрових і сантиметрових хвиль.

Неоднорідність тропосфери в горизонтальному напрямку через присутність місцевих неоднорідностей, що викликаються турбулентним (з завихреннями) рухом повітря, які сильно впливають на УКХ діапазон.

На великих висотах відмінність в масах газів, що складають атмосферу, призводять до розшарування атмосфери і до утворення **стратосфери**.

Якщо тропосфера складається головним чином з молекулярних азоту і кисню (N_2 , O_2), то в стратосфері під впливом сонячної радіації відбувається розпад цих молекул на атоми (N , O), а також іонізація, тобто розщеплення на позитивні іони і негативні електрони.

Іонізовані шари стратосфери, розташовані на висотах від 50 до 800 – 1000 км називаються **іоносферою**.

На висоті 250 – 400 км існує основний максимум іонізації, вище і нижче якого електронна щільність зменшується.

Область нижче основного максимуму іонізації називається **внутрішньою іоносферою**, а вище цього показника – **зовнішньою іоносферою**.

У внутрішній іоносфері існує кілька максимумів іонізації. Вони називаються, відповідно, шарами, і позначаються як D , E , F_1 , F_2 . Причиною появи цих шарів є неоднорідність атмосфери, її шарувата будова.

Шар E утворюється в області постійного складу атмосфери; шар F_1 в області молекулярного азоту; шар F_2 в області атомного кисню., а також температурний нерівномірний розподіл (табл. 1.1).

Таблиця 1.1 – Висотне розташування шарів

Назва шару	D	E	F_1	F_2
Висота, км	60-80	100-130	180-240	250-400

Кількість шарів, як і їх будова, залежать від сонячної активності, пори року, доби та інших причин. Ці шари суттєво впливають на радіохвилі, викликаючи зміну їх швидкості поширення, заломлення, відбиття і поглинання.

Вдень, коли на атмосферу діє сонячна енергія, спостерігаються всі чотири шари, що розрізняються щільністю вільних електронів (рис. 1.6). Шари не мають різких меж (тобто, іонізація не падає до 0), а їх висоти і щільність змінюються.

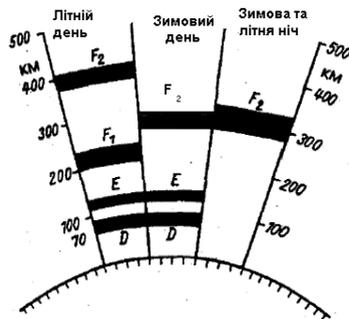


Рисунок 1.6 – Схема побудови іоносфери в залежності від часу та сезону

Шар D розташований на висоті 60 – 80 км і найбільш сильно поглинає середні та короткі хвилі і добре відбиває хвилі довше 5000 м (60 кГц). Вночі та взимку шар D відсутній.

Шар E знаходиться на висоті 100 – 130 км, тут щільність електронів значно вище. Цей шар використовується для радіозв'язку відбитими хвилями на ближніх відстанях в денний час.

Шар F_2 розташовується на висоті 250 – 400 км, його електронна щільність досить велика (10^6 ел./см³), і змінюється від

дня до ночі і від літа до зими. Це основний шар для радіозв'язку відбитими і короткими хвилями.

Влітку в денні години між шарами F_2 і E на висоті 180 – 240 км спостерігається **шар F_1** , взимку цей шар в деякі роки відсутній. Під час заходу Сонця він піднімається і зливається з шаром F_2 .

Інтенсивність випромінювання Сонця, що викликає іонізацію у верхніх шарах атмосфери, зазнає сильних змін, що повторюються приблизно через 11 років. Ці зміни збігаються з видимими змінами стану Сонця, зокрема зі зміною кількості сонячних плям і розмірів сонячної корони. У роки мінімуму сонячної активності число плям зменшується або зовсім зникає, а розміри корони зменшуються, різко убуває і ультрафіолетове випромінювання, а отже й іонізація верхніх шарів атмосфери.

Через 5–6 років картина, навпаки, повторюється, ультрафіолетове випромінювання збільшується в 2,5 рази в порівнянні з мінімумом.

Таким чином, будова іоносфери, щільність вільних електронів її шарів змінюється протягом доби від дня до ночі; протягом року від місяця до місяця і на протязі 11 – річного циклу, річний – з часом річного сонцестояння, а добовий – з полуднем.

Роки максимальної активності Сонця – 1959, 1970, 1981, 1992, 2003, 2014, 2025 і т. д.

Роки мінімальної активності – 1954, 1965, 1976, 1987, 1998, 2009, 2020 та ін.

1.3 Вплив іоносфери на радіозв'язок

Неіонізоване повітря нижніх шарів атмосфери «прозоре» для порівняно довгих радіохвиль і вони поширюються в цих шарах без помітного поглинання, заломлення і віддзеркалення.

Іоносфера має великий вплив на поширення радіохвиль. Тут хвиля зазнає заломлення, віддзеркалення і поглинання.

При цьому добові, сезонні, широтні 11-річні зміни іоносфери істотно впливають на умови радіозв'язку і зумовлюють вибір робочих частот для зв'язку відбитими хвилями.

1.4 Заломлення и віддзеркалення радіохвиль в іоносфері

В іонізованому повітрі швидкість поширення радіохвиль залежить від частоти й концентрації вільних електронів, вона буде менше швидкості світла в порівнянні з неіонізованим повітрям, де групова швидкість $V_{гр} = C = 3 \cdot 10^8$ (м/с).

Чім вища концентрація електронів, тим менше $V_{гр}$.

Ступінь іонізації атмосфери змінюється із висотою, тому іоносфера є для радіохвиль оптично неоднорідним середовищем (із зміною діелектричної сталої), що викликає заломлення радіохвиль.

Якщо в повітрі показник заломлення $n = 1$, $\epsilon_r = 1$, то в іоносфері він менше одиниці $n_u = \sqrt{\epsilon_{ru}} < 1$.

Вплив неоднорідності іоносфери проявляється в тому, що радіохвилі поширюються не по прямолінійних траєкторіях, а по криволінійних. При певних умовах радіохвилі будуть зазнавати повне внутрішнє відбиття від іоносфери и повертатися на Землю.

Розглянемо випадок поширення радіохвиль в «плоскій іоносфері», тобто в такому іонізованому газі, у якого поверхні однакових значень електронної концентрації – паралельні один одному площини.

Вважаємо, що товщина шару – мала, в його межах електронна концентрація буде мати постійне значення.

$$0 < N_1 < N_2 < N_3 < N_4 \dots < N_n < N_{n+1}. \quad (1.3)$$

На самий нижній шар з неіонізованого повітря падає промінь частотою f під кутом φ . Коефіцієнт заломлення

$$1 > n_1 > n_2 > n_3 \dots > n_n > n_{n+1}. \quad (1.4)$$

При переході з одного середовища в інше радіохвилі, як і світлові хвилі, заломлюються тим більше, чим менша діелектрична проникність іншого середовища и пов'язаний із нею показник заломлення. Якщо вважати, що радіохвиля – промінь, то такий промінь, поступово заломлюючись, буде викривлятися и

відбиватися до Землі (рис.1.7). Фронт хвиль також буде поступово повертатися.

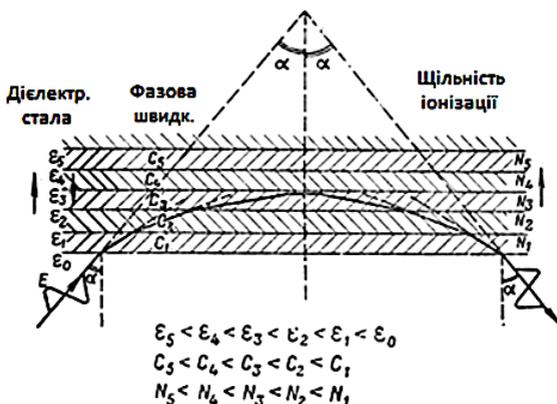


Рисунок 1.7 – Заломлення і віддзеркалення радіохвиль в шарах іоносфери

Поворот хвиль у вершині траєкторії відбувається в силу явища повного внутрішнього відбиття, тобто при переході з оптично більш щільного в оптично менш щільне середовище.

Діелектрична проникність концентрованого шару визначається як

$$\epsilon_u = 1 - \frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2}, \tau = 0, \quad (1.5)$$

де N_e – електронна щільність (ел/см³); $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ (кул) – заряд електрона; $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ (кг) – маса електрона; $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9}$ (Ф/м).

Якщо підставити ці числові значення у формулу, то отримаємо

$$\epsilon_u = 1 - 3,19 \cdot 10^{-9} \frac{N_e}{w^2} \approx 1 - 81 \frac{N_e \left(\frac{\text{ел}}{\text{см}^3} \right)}{f^2 (\text{кГц})}. \quad (1.6)$$

З формули (1.6) видно, що діелектрична стала концентрованого середовища тим менша, а заломлення n тим більше, чим більша щільність іонізації N_e і нижча частота коливань радіохвилі (f). На більш низьких частотах заломлення сильніше.

Тобто, відбиття радіохвиль від іоносфери характеризується наступними закономірностями:

1) чим більша щільність концентрації даного шару, тим сильніше заломлення і віддзеркалення;

2) чим коротша довжина хвиль λ , тим більша потрібна щільність іонізації для відбиття і тим довший шлях, що долає поступово заломлена хвиля в іоносфері.

Тому більш довгі хвилі відбиваються від нижніх шарів іоносфери, більш короткі - від верхніх шарів, а ультракороткі, для яких недостатня щільність іонізації, пронизують іоносферу і не відбиваються взагалі, а прямують далі у простір.

Відбиваються радіохвилі за тим же законом, що і світлові хвилі: кут падіння дорівнює куту відбиття. Тому справжній процес поступового заломлення хвилі іоносфери можна уявити як відбиття від деякої дзеркальної поверхні, що знаходиться на висоті h_{ef} , яку називають діючої висотою відбивного шару. Величину h_{ef} (рис. 1.8) можна визначити шляхом геометричної побудови, якщо відомі кути, під якими йде в простір і повертається на Землю радіохвиля, і відстань між пунктами передачі і прийому.

Власна частота концентрованого газу ω_0 . Очевидно, що при значній електронній щільності діелектрична проникність газу може дорівнювати нулю.

З виразу для відносної діелектричної проникності іоносфери ϵ_i можна знайти кругову частоту, при якій $\epsilon_i = 0$ при вертикальному падінні хвиль на іоносферний шар:

$$f_0 = \sqrt{80,8N_{e\max}}, \quad (1.7)$$

f_0 називається власною частотою іонізованого газу або частотою Лангмюра, або критичною частотою $f_{кр}$.

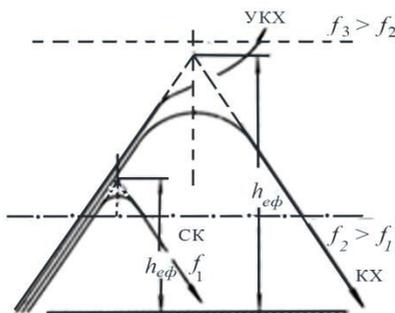


Рисунок 1.8 – До визначення $h_{eφ}$

Фазова і групова швидкість іонізованого газу. Для концентрованого газу, без урахування втрат, фазова швидкість

$$\mathcal{V}_φ = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{f_0^2}{f^2}}}; \mathcal{V}_φ > c, \quad (1.8)$$

тобто фазова швидкість в іоносфері більше швидкості світла.

$$\mathcal{V}_{гр} = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = c\sqrt{\epsilon_u}. \quad (1.9)$$

В іонізованому газі сигнал поширюється зі швидкістю, меншою швидкості світла $\mathcal{V}_{гр}$.

Критичний кут $\varphi_{кр}$. Відбиття радіохвиль залежить від кута падіння радіохвилі на іонізований шар. Існує критичний кут (рис. 1.9), при якому хвиля, що потрапляє до даного шару іоносфери, зазнає відбиття. При кутах, які більші за критичний, радіопромінь пронизує даний шар і проходить до наступного. Критичний кут визначається з формули:

$$\cos \varphi_{кр} = 56,5 \frac{\sqrt{N_{эл}}}{\omega}, \text{ де } \omega = 2\pi f. \quad (1.10)$$

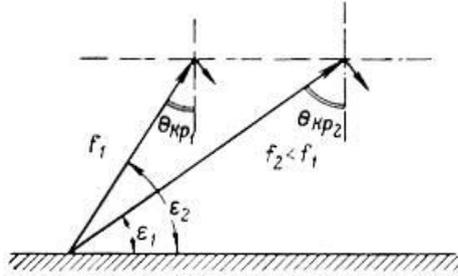


Рисунок 1.9 – Залежність критичного кута від частоти

З виразу для критичного кута $\varphi_{кр}$ можна визначити максимальну робочу частоту (МРЧ), при якій хвилі відіб'ються від іоносфери для заданої електронної щільності $N_{ел}$, і при куті падіння $\varphi_{кр}$:

$$f_{\varphi_{кр}} = \frac{\sqrt{80,8N_{эл}}}{\cos \varphi_{кр}}. \quad (1.11)$$

Якщо $f > f_{кр}$, то при нормальному падінні хвилі на іоносферу відбиття не відбувається і хвиля йде в космічний простір, а коефіцієнт відбиття дорівнює нулю.

Якщо $f = f_{кр}$, то коефіцієнт відбиття від іоносфери змінюється в залежності від частоти стрибком.

Якщо $f < f_{кр}$, то відбувається повне відбиття хвилі від іоносферного шару, і коефіцієнт відбиття дорівнює одиниці.

При похилому падінні хвилі іоносфера є прозорою для частот, що перевищують $f_{кр max}$.

З рисунку 1.10 видно, що промінь, спрямований по дотичній до поверхні Землі, падає на іоносферу під найбільшим можливим при даній висоті шару кутом $\varphi_{кр max}$.

Шар атмосфери

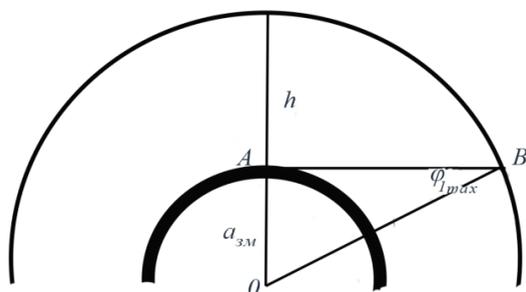


Рисунок 1.10 – До визначення максимального кута падіння хвилі на іоносферу

З трикутника АОВ маємо

$$\sin \varphi_{1 \max} = \frac{a_{\text{зм}}}{a_{\text{зм}} + h}, \quad (1.12)$$

де $a_{\text{зм}} = 6\,370$ км – радіус Землі; h – висота нижньої границі відбивного шару іоносфери.

Так як хвиля не може бути послана під кутом, більшим ніж $\varphi_{1 \max}$, то це говорить про обмеження робочого діапазону. Від іоносфери можуть відбиватися хвилі довше 10 метрів.

1.5 Завмирання радіохвиль внаслідок багатопроменевості у тропосфері та іоносфері

Детермінований сигнал при проходженні через неоднорідне в просторі та часі середовище, яким є іоносфера і тропосфера, набуває характеристики випадкового сигналу з флуктуаціями, формою, амплітудою, фазою, частотою, поляризацією, а часом – і напрямком приходу. Для моделювання поля в точці прийому як складної функції великого числа випадкових аргументів, використовується математичний апарат теорії ймовірностей.

Флуктуації амплітуди сигналу називаються **завмираннями** (федингами), тобто, це – безперервні безладні коливання напруженості поля в точці прийому. Тривалість цих коливань

складає порядку хвилин, секунд і навіть часток секунд. Завмирання являють собою спотворення, які виникають як за рахунок змін параметрів середовища, так і за рахунок багатопроменевого поширення радіохвиль.

Механізм віддаленого поширення УКХ внаслідок розсіювання у тропосфері істотно відрізняються від процесу, яким характеризується поширення земних хвиль.

Можна відзначити дві відмінності:

- по-перше, поле у місці прийому утворюється в результаті інтерференції безлічі елементарних променів, які розсіюються від окремих неоднорідностей («глобул») у тропосфері;

- по-друге, розташування розсіювальних центрів безперервно і випадковим чином змінюється, що приводить до зміни довжин шляхів окремих променів, а також їх фаз в місці прийому.

Поширення енергії хвилі за різними шляхами отримало назву багатопроменевості, а зміна в часі довжини окремих променів – «багатопроменевості, яка флюктує», що ускладнює процес поширення.

Розрізняють дискретну та безперервну (дифузну) багатопроменевість. У першому випадку у пункт прийому потрапляє обмежене число променів, наприклад, два, як показано на рис. 1.11 (дискретна багатопроменевість при поширенні радіохвиль) Звичайно, довжини шляхів, які проходять окремі промені, різні.

При дифузній багатопроменевості до пункту прийому потрапляє безліч елементарних променів, як показано на рис. 1.12 (дифузна багатопроменевість при поширенні радіохвиль).

Не слід змішувати багатопроменевість, яка флюктує, з випадком «двопроменевості» при поширенні хвиль в межах прямої видимості при піднятих антенах (рис. 1.13), коли до приймальної антени також надходять два промені: прямий (1) та відбитий від землі (2). В цьому випадку ніяких флюктуацій фаз не відбувається, має місце звичайна цілком детермінована інтерференція двох променів.

Під цим розуміється обставина, що результуюче поле в місці прийому утворюється в результаті інтерференції безлічі променів, що впливають на приймальну антену. На рис 1.14. наведено приклад запису зміни в часі рівня напруженості поля при тропосферному розсіюванні. З рисунка 1.14 видно, що напруженість поля швидко змінюється навколо деякого середнього рівня. У свою чергу, цей рівень змінюється значно повільніше. Тому завмирання поділяються на швидкі і повільні.

При швидких завмираннях відбуваються флуктуації амплітуди напруженості поля навколо середнього рівня, який не змінюється протягом 1 ... 10 хвилин. Причина швидких завмирань полягає в тому, що напруженість поля в місці прийому є результатом інтерференції багатьох хвиль.

Різниця ходу шляхів цих хвиль безперервно змінюється. Амплітуди інтерференційних компонентів можна вважати однаковими, а фази розподіляються рівномірно в інтервалі від 0 до 360 градусів.

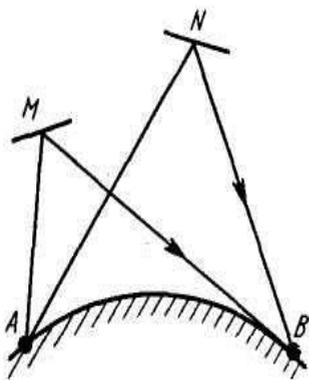


Рисунок 1.11 – Дискретна багатопроменевість при поширенні радіохвиль

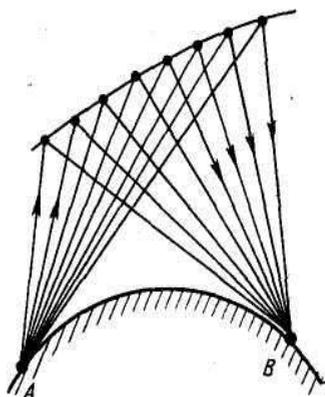


Рисунок 1.12 – Дифузна багатопроменевість при поширенні радіохвиль

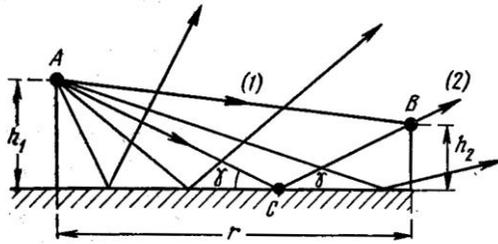


Рисунок 1.13 – До піднятої прийомної антени надходить тільки один промінь із множини відбитих від поверхні Землі

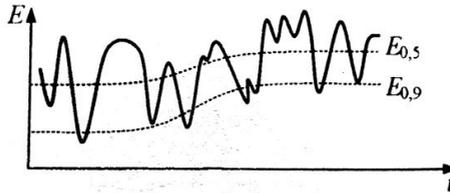


Рисунок 1.14 – Зміна в часі рівня напруженості поля при тропосферному розсіюванні

При зазначених умовах щільність ймовірності результуючої діючої напруженості електричного поля підкоряється закону Релея:

$$p(E_d) = (2E_d/\overline{E_d^2}) \cdot e^{-(E_d^2/\overline{E_d^2})}, \left(\frac{B}{M}\right), \quad (1.13)$$

де E_d – це діюче значення напруженості поля; $\overline{E_d^2}$ – середнє значення квадрата діючого значення за період спостереження T, які зазвичай обирають порядку 5 – 15 хв.

У термінах теорії ймовірності $\overline{E_d^2}$ – це момент другого порядку величини E_d (дисперсія). Графік щільності розподілу показаний на рис. 1.15

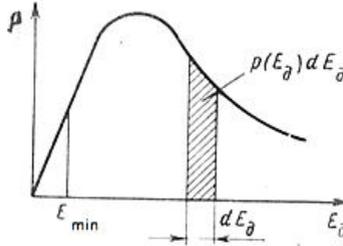


Рисунок 1.15 – Графік щільності розподілу амплітуд інтерференційних компонентів поля для закону Релея

Ймовірність того, що рівень сигналу буде перевищувати деяке мінімальне значення E_{min} , визначається за формулою

$$p(E_{min}) = e^{-\frac{E_{min}^2}{E_d^2}}. \quad (1.14)$$

Графік ймовірності, який побудовано за формулою (1.14), наведено на рис 1.16.

Тут по осі абсцис нанесені значення $p(E_{min})$ у відсотках, а по осі ординат – значення E_{min} в дБ по відношенню до медіанного значення.

Ця формула (1.14) дозволяє дуже легко визначити співвідношення між медіанним та середньоквадратичним значенням. Поклавши $p(E_{min}) = 0,5$, знаходимо

$$E_{мед}^2 = 0,69(\overline{E_d^2}), \left(\frac{B^2}{M^2}\right). \quad (1.15)$$

Замінивши у формулі (1.14) E_d^2 на $E_{мед}^2$ за допомогою співвідношення (1.15) представимо в більш зручному для практичного застосування вигляді щільності розподілу поля

$$p(E_d) = \frac{1,38 E_d}{(E_{мед}^2)} e^{-0,69 \frac{E_d^2}{(E_{мед}^2)}}, \quad (1.16)$$

а функція розподілу представляється виразом

$$P(E_{min}) = e^{-1,38 E_{min}^2 / E_{мед}^2}. \quad (1.17)$$

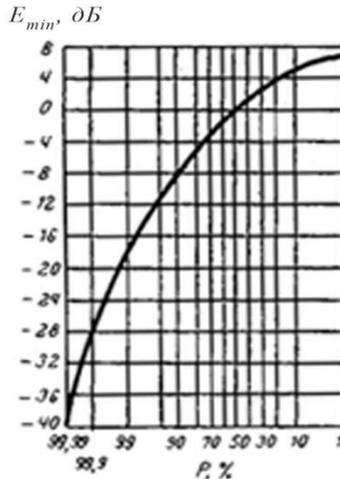


Рисунок 1.16 – Функція розподілу рівнів для швидких завмирань

Наявність завмирань обумовлює введення спеціального визначення для характеристики середнього рівня прийнятого сигналу і ступеня відхилення миттєвих значень рівня від середнього значення.

Медіанним прийнято називати такий рівень напруженості поля, який перевищується протягом 50% часу прийому (рис. 1.17).

Припустимо, що сигнал приймається протягом часу T , причому зміни напруженості поля в часі представляються суцільною лінією на рис. 1.17. Для знаходження медіанного значення напруженості поля необхідно провести пряму, яка буде паралельною осі абсцис, на такому рівні, щоб сума проміжків часу, протягом яких фактичне значення менше цього рівня, складала рівно половину від загального інтервалу T .

На рис. 1.17 медіанний рівень позначаємо через $E_{мед}$. Періоди, що відповідають перевищенню медіанного рівня, заштриховано. Загальна довжина заштрихованих ділянок дорівнює загальній довжині незаштрихованих.

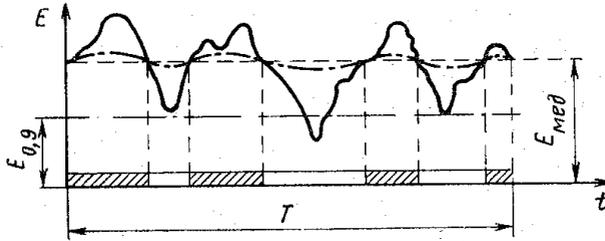


Рисунок 1.17 – До визначення медіанного рівня сигналу

Середня частота завмирань тим більша, чим коротша робоча довжина хвилі і більша швидкість руху неоднорідності. Статистичний зв'язок між значеннями напруженості поля на інтервалі відстаней характеризується нормованою функцією кореляції, яка описується виразом:

$$K(l) = \exp\left(-\frac{l}{l_0}\right), \quad (1.18)$$

де l – інтервал рознесення точок спостереження в просторі;

l_0 – масштаб просторової кореляції.

Масштаб просторової кореляції швидких завмирань у напрямку вздовж траси значно більше, ніж в напрямку, перпендикулярному до траси.

Досвід показує, що для отримання завмирань необхідне відносне частотне рознесення $\left(\frac{\Delta f}{f}\right) \approx (2 \dots 5)10^{-3}$.

Випадкові зміни медіанних значень амплітуди напруженості поля $E_{0.5}$ називаються повільними завмираннями. Цей вид завмирань пов'язаний з випадковою зміною метеорологічних параметрів тропосфери. Статистичний закон розподілу медіанних значень підпорядковується нормальному логарифмічному закону.

Для отримання більш стійкого сигналу на вході приймача використовують прийом на дві (рідше чотири) антени, які рознесені в напрямку, перпендикулярному до траси, на відстань, яка більша за 20λ . Крім того, використовують рознесення по частоті.

1.6 Втрати радіосигналу на трасі

Перешкодами, або шумами називають сторонні сигнали, що надходять на вхід радіоприймального пристрою одночасно з корисним сигналом і мають частоту, що потрапляє в смугу пропускання приймача. Для впевненого виявлення корисного сигналу на виході приймача необхідно, щоб потужність корисного сигналу на вході приймача P_c була вища за потужність перешкоди $P_{ш}$. При роботі радіоліній різного виду (радіотелеграфу, радіотелефону, телебачення, радіолокації, телеметрії та ін.) потрібне певне мінімальне відношення $P_c/P_{ш}$. Мінімальна потужність корисного сигналу, необхідна для надійної роботи радіолінії даного виду, визначається рівнем перешкод. Рівень перешкод так само, як рівень корисного сигналу, зазвичай зазнає випадкові зміни в часі. Тому обчислюється ймовірність того, що на даній радіолінії відношення $P_c/P_{ш}$ перевищує задане значення. Ця ймовірність називається стійкістю роботи радіолінії.

Потужність перешкод на вході приймача $P_{ш}$ прийнято визначати через шумову температуру $T_{ш}$:

$$P_{ш} = k\Delta f T_{ш}, \quad (1.19)$$

де $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{град} \cdot \text{Гц}} \right)$ – постійна Больцмана;

Δf – смуга пропускання приймача (в герцах).

Сумарна шумова температура на вході узгодженого з антеною приймального пристрою:

$$T_{ш} = T_{ш \text{ пр}} + T_{шA} + T_{\Sigma A}, \quad (1.20)$$

де $T_{ш \text{ пр}}$ – температура теплового шуму приймача, приведена до його входу, вона залежить від типу приймального пристрою і зростає із зростанням робочої частоти, причому в діапазоні сантиметрових і коротших радіохвиль часто $T_{ш \text{ пр}}$ перевершує інші складові формули і цілком визначає значення $T_{ш}$;

$T_{шA}$ – температура теплового шуму конструкції приймальної антени, яка обумовлена тепловими втратами в антені;

$T_{шA}$ – антенна температура, обумовлена загальним впливом на антену всіх зовнішніх джерел шумових перешкод, до яких відносяться перешкоди промислового, атмосферного та космічного походження, а також шуми, що обумовлені тепловим випромінюванням поверхні і атмосфери Землі.

$T_{\Sigma A}$ можна представити як суму шумових температур, обумовлених окремими джерелами:

$$T_{\Sigma A} = T_{п} + T_{атм} + T_{гал} + T_{дискр} + T_{атм зем} + T_{пов зем}, \quad (1.21)$$

де $T_{п}$ – температура промислових перешкод; $T_{атм}$ – температура атмосферних (грозових) перешкод; $T_{гал}$ – температура Галактики; $T_{дискр}$ – температура дискретних космічних джерел радіовипромінювання; $T_{атм зем}$ – температура газів атмосфери Землі.

Для визначення $T_{\Sigma A}$ необхідно обчислити інтеграл по повному тілесному куту $\Omega = 4\pi$, що відраховується з точки спостереження для кожного з додатків формули (1.21).
Наприклад:

$$T_{атм} = \frac{D_{пр}}{4\pi} \int_{4\pi} T_{я}(\theta, \varphi) F^2(\theta, \varphi) d\Omega, \quad (1.22)$$

де $D_{пр}$ і $F(\theta, \varphi)$ – коефіцієнт спрямованої дії і нормована характеристика спрямованості приймальної антени; $T_{я}(\theta, \varphi)$ – кутовий розподіл яскравісної температури зовнішніх джерел перешкод.

Яскравісною температурою джерела перешкоди (шуму) називається температура абсолютно чорного тіла, що створює таку ж спектральну щільність випромінювання (щільність потоку потужності в смузі частот 1 Гц), як і дане джерело.

Основним завданням, що розв'язується при вивченні поширення радіохвиль, є розробка методів розрахунку енергетичних параметрів радіолінії таким чином, щоб в точці спостереження із заданою вірогідністю виконувалося необхідне співвідношення $P_c/P_{ш}$. Надлишкова потужність передавального пристрою призводить до подорожчання системи і до можливого

створення перешкод сигналами даної станції роботі інших радіоліній. Потужності корисного сигналу і перешкоди на вході приймального пристрою залежать від частоти радіохвилі. Тому в ряді випадків є можливість вибору оптимальної робочої хвилі, для якої відношення $P_c/P_{\text{ш}}$ максимальне і енергетичні параметри радіолінії при заданих умовах виявляються найкращими.

1.7 Класифікація радіохвиль за способом поширення

За способом поширення в навколосемному просторі радіохвилі розподіляються по чотирьох групах:

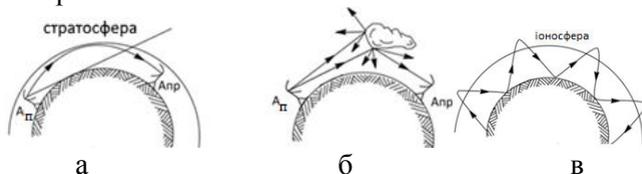
- підземні (підводні) хвилі;
- земні або поверхневі хвилі;
- тропосферні хвилі;
- іоносферні, або просторові, хвилі.

Підземні (підводні) хвилі. При падінні на земну поверхню радіохвилі частково відбиваються, частково заломлюються, поширюючись як підземні (підводні) хвилі і поглинаються в товщі землі або воді. Неоднорідність структури земної поверхні і атмосфери є причиною непрямолінійного поширення радіохвиль.

Земні хвилі – це радіохвилі, що поширюються в безпосередній близькості (в масштабі довжин хвиль) від поверхні землі, частково огинають її опуклість внаслідок дифракції. До дифракції схильні довгі і наддовгі хвилі, довжина яких порівнянна з розмірами опуклостей. Дальність поширення досягає за рахунок дифракції до 3000 – 4000 км.

Тропосферні хвилі – це радіохвилі, що поширюються на значні відстані (до 1000 км) за рахунок рефракції (викривлення траєкторії поширення радіохвиль) і розсіювання в тропосфері (туман, хмари, дощ) (рис. 1.18, б). Розсіювання хвиль проявляється на $\lambda < 10$ м, ці хвилі слабо дифрагують навколо земної кулі. В той же час, значні довжини радіотрас досягаються за рахунок прямої хвилеводної дії тропосфери. У тропосферних хвилеводах поширюються радіохвилі $\lambda < 3$ м (рис. 1.18, а). Тропосфера неоднорідна як по висоті, так і уздовж поверхні Землі.

Іоносферними, або просторовими, хвилями називаються радіохвилі, що поширюються на великі відстані і огинають земну кулю в результаті одноразового або багаторазового їх віддзеркалення від іоносфери при $\lambda > 10$ м (рис.1.18, в), а також хвилі, що розсіюються на неоднорідностях іоносфери і відбиваються від іонізованих слідів метеорів (у діапазоні метрових хвиль). Іонізація обумовлена дією ультрафіолетових променів Сонця, внаслідок чого з'являється велика кількість вільних електронів.



а) – явище рефракції радіохвиль, *б)* – розсіювання УКХ, *в)* – вплив іоносфери на поширення радіохвиль різних діапазонів

Рисунок 1.18 – Три основних фактори впливу першого шару атмосфери на поширення радіохвиль

Радіохвилі в космосі. За межами іоносфери щільність газу та електронна щільність зменшується і на відстані, рівній 3...4,5 ($a_{зм} = 6370$ км), атмосфера Землі переходить в космічний простір, де газ повністю іонізований. Умови поширення при цьому такі ж самі, як і у вільному просторі.

1.8 Класифікація радіохвиль за діапазонами

Характер впливу тих чи інших факторів істотно залежить від довжини хвиль. Хвилі кожного діапазону мають свої особливості поширення, але на кордонах діапазонів не існує різких змін цих особливостей. У таблиці 1.2 наведено розподіл електромагнітних хвиль за діапазонами за рекомендаціями Міжнародного консультативного комітету радіозв'язку (МККР).

Шкалу електромагнітного випромінення по діапазонах радіохвиль зображено на рис. 1.19 [60]. Вздовж горизонтальної

вісі зверху наведено шкалу частот у Герцах, знизу – шкалу радіохвиль у метрах.

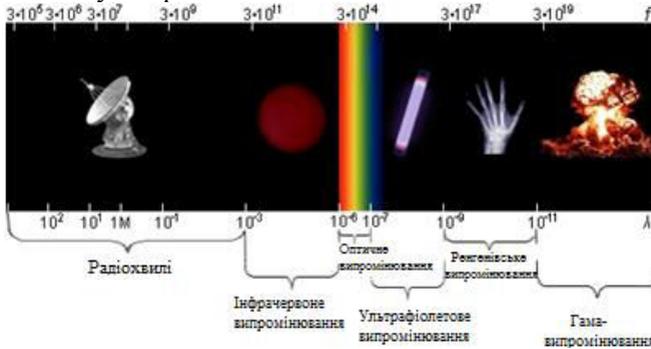


Рисунок 1.19 - Шкала електромагнітного випромінення по діапазонах радіохвиль

У табл. 1.2 наведено розподіл електромагнітних хвиль за діапазонами згідно з Державним стандартом України та вказані відповідні номері діапазонів за рекомендаціями Міжнародного консультативного комітету радіозв'язку (МККР). У 1992 р. МККР (CCIR: Comité consultatif international pour la radio) був перетворений в International Telecommunication Union – Radiocommunication Sector (ITU – R): Сектор радіозв'язку Міжнародного Союзу електров'язку (МСЕ).

Таблиця 1.2 – Класифікація радіохвиль за діапазонами

Україна, ДСТУ 3254-95			МККР	
Діапазон	Довжина хвилі у вільному просторі	Частота	№	Позначення частоти
ВНЧ (вкрай низькі частоти)	10...100 Мм (дека мегаметрові хвилі)	3...30 Гц	1	ELF (extreme low frequency)
ННЧ (наднизькі частоти)	1...10 Мм (мегаметрові хвилі)	30...300 Гц	2	ULF (ultra low frequency)

ІНЧ (інфранизькі частоти)	100... 1000 Км (дека міріаметрові хвилі)	300...3000 Гц	3	ILF (infra low frequency)
ДНЧ (дуже низькі частоти)	10... 100 Км (міріаметрові хвилі)	3...30 КГц	4	VLF (very low frequency)
НЧ (низькі частоти)	1...10 Км (кілометрові хвилі)	30... 300 Гц	5	LF (low frequency)
СЧ (середні частоти)	100...1000 м (гектометрові хвилі)	300...3000К Гц	6	MF (middle frequency)
ВЧ (високі частоти)	10...100 м (декаметрові хвилі)	3...30 МГц	7	HF (high frequency)
ДВЧ (дуже високі частоти)	1...10. м (метрові хвилі)	30...300 МГц	8	VHF (very high frequency)
УВЧ (ультрависокі частоти)	10...100 см (дециметрові хвилі)	300...3000 МГц	9	UHF (ultra high frequency)
НВЧ (надвисокі частоти)	1... 10 см (сантиметрові хвилі)	3...30 ГГц	10	SHF (superhighfrequency)
ВВЧ (виключно високі частоти)	1... 10 мм (міліметрові хвилі)	30...300 ГГц	11	EHF (extreme high frequency)
ГВЧ (гіпервисокі частоти)	0,1...1 мм (дециміліметрові)	300...3000Г Гц	12	-

Електромагнітні хвилі оптичного діапазону виділяються окремо:

ІЧ (інфрачервоні)	$10^{-4} \dots 7,5 \cdot 10^{-7}$ м	$3 \cdot 10^3 \dots 4 \cdot 10^5$ ГГц
ВС (видиме світло)	$7,5 \cdot 10^{-7} \dots 4 \cdot 10^{-7}$ м	$4 \cdot 10^5 \dots 7,5 \cdot 10^5$ ГГц
УФ (ультрафіолетові)	$4 \cdot 10^{-7} \dots 10^{-7}$ м	$7,5 \cdot 10^5 \dots 3 \cdot 10^6$ ГГц

1.9 Типи радіоліній

Радіолінії діляться на дві групи – *первинні* і *вторинні*.

У разі первинних радіоліній інформація безпосередньо формується у передавальному радіосигналі.

Приклади *первинних радіоліній*:

– радіолінія, в якій випромінений передавальною антеною $A_{пер}$ радіосигнал потрапляє безпосередньо на вхід приймальної антени $A_{пр}$. (рис. 1.19, а);

– радіолінія, в якій радіохвилі досягають приймальної антени внаслідок відбиття їх від іоносфери (рис. 1.19, б). Іноді радіохвилі можуть досягати пункту прийому шляхом поширення біля поверхні Землі і дифракційного її огинання, рефракції в тропосфері та ін.;

– радіолінія зв'язку наземної радіостанції з різними літальними, в тому числі і космічними, апаратами.

Різновидом цієї групи є радіорелейна лінія зв'язку (РЛЗ) – це послідовний ланцюжок первинних радіоліній. Передана інформація потрапляє на кінцевий пункт через проміжні станції A_1 , A_2 (через велику протяжність лінії зв'язку), які є активними ретрансляторами. Зазвичай несівна частота сигналу дещо змінюється після підсилення при випромінюванні на подальшу сусідню станцію (рис. 1.19, в).

Вторинні радіолінії. В цьому випадку випромінений сигнал не несе інформації. Він безпосередньо не потрапляє в пункт прийому. Випромінювані хвилі, поширюючись в середовищі, потрапляють на штучний (літак) або природний (грозова хмара) об'єкт, який по електричним властивостям відрізняється від навколишнього середовища (рис. 1.19, г).

Цей об'єкт розсіює падаючі хвилі за різними напрямками, тобто створюється вторинне електромагнітне поле, яке і впливає на приймальну антену. Про наявність об'єкта і його параметри судять за характеристиками, які придбав сигнал під впливом цього об'єкта. Тобто, інформація знімається не з первинного падаючого сигналу, а з вторинного (розсіяного) поля.

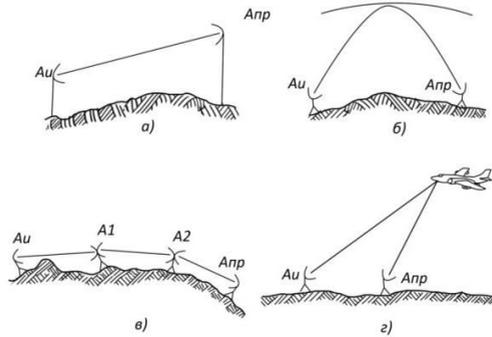


Рисунок 1.19 – Типи радіоліній

Ці вторинні радіолінії знаходять застосування, насамперед, у радіолокації. Тут приймальні та передавальні пристрої знаходяться в одному пункті, а для випромінювання і прийому використовується одна і та ж антена.

1.10 Поширення радіохвиль у вільному просторі. Енергетичні співвідношення в умовах вільного простору

Вільний простір являє собою однорідне непоглинаюче середовище, для якого $\epsilon_r = 1$, $\mu_r = 1$. Реально таких середовищ немає. Але вирази, що описують умови поширення радіохвиль в цьому простому випадку є фундаментальними. Поширення хвиль в більш складних випадках характеризується використанням тих же виразів, але з внесенням множників, які враховують вплив конкретних умов поширення.

Розглянемо напруженість електричного поля неспрямованого випромінювача. Помістимо у вільному просторі антену, що випромінює рівномірно в усіх напрямках (ізотропний випромінювач) і будемо вважати, що це передавальна антенна точка A (рис 1.20).

Довкола джерела проведемо уявну сферу радіуса r . Якщо до випромінювача підведена потужність P_1 і вона рівномірно розподілена по поверхні сфери площею $4\pi r^2$, то середня за період щільність потоку потужності буде дорівнювати:

$$\tilde{P} = \frac{P_1}{4\pi r^2}, \quad (\text{Вт/М}^2). \quad (1.22)$$

Напрямок вектору збігається з напрямком поширення хвиль. Відомо, що середнє значення вектору Пойнтинга дорівнює:

$$\tilde{P} = \frac{1}{2} E_m H_m \quad (\text{Вт/М}^2), \quad (1.23)$$

де E_m, H_m – амплітудні значення векторів E і H у вільному просторі.

Амплітуди E_m і H_m пов'язані між собою співвідношенням:

$$Z_c = \frac{E_m}{H_m}, \quad (1.24)$$

де $Z_c = 120\pi$, Ом – характеристичний опір вільного простору.

Тоді H_m з (1.25) дорівнює

$$H_m = \frac{E_m}{120\pi} \quad (\text{А/М}). \quad (1.25)$$

Підставивши (1.26) в (1.24), отримаємо середнє значення вектору Пойнтинга

$$\tilde{P} = \frac{1}{240\pi} E_m^2 \quad (\text{Вт/М}^2), \quad (1.26)$$

і, пріврівнюючи (1.23) і (1.27), визначимо амплітуду напруженості електричного поля E_m

$$E_m = \frac{\sqrt{60P_1}}{r} \quad (\text{В/М}), \quad (1.27)$$

де P_1 – потужність, що підводиться до неспрямованого опромінювача; E_m – амплітуда електричного поля на відстані r від неспрямованого опромінювача, який розташовано у вільному просторі. Якщо звернутися до діючих значень електричного і магнітного поля,

$$E_g = \frac{E_m}{\sqrt{2}} \quad \text{і} \quad H_g = \frac{H_m}{\sqrt{2}}, \quad (1.28)$$

то, підставивши (1.29) в (1.28), отримаємо вираз для діючого значення напруженості електричного поля неспрямованого випромінювача

$$E_g = \frac{\sqrt{30P_1}}{r}, \quad (\text{В/м}).$$

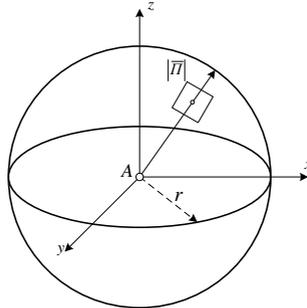


Рисунок 1.20 – До визначення напруженості поля хвилі, створюваної ізотропним випромінювачем

(1.29)

2 ПАРАМЕТРИ ПЕРЕДАВАЛЬНИХ ТА ПРИЙМАЛЬНИХ АНТЕН

2.1 Коефіцієнт спрямованої дії випромінювача

У реальних умовах неспрямованих випромінювачів не існує. Навіть найпростіші антени мають спрямовані властивості. Ступінь концентрації потужності, випромінюваної антеною, називається коефіцієнтом спрямованої дії, скорочено КСД або D і визначає відносний вигравш по потужності, яку треба підвести до антени. Цей вигравш по потужності D дає спрямована антена у порівнянні з неспрямованою, яка на тій самій відстані у заданому напрямку випромінювання створює таке ж саме поле, що і неспрямована антена. Для слабоспрямованих антен прийнято виражати D в разях, для гостроспрямованих – у децибелах дБ, рідко у неперах (Нп).

2.2 Фізичний зміст КСД

Припустимо, що поруч розташовані спрямована антена A і ізотропна, (неспрямована) антена B (рис. 2.1). У неспрямованій антени кругова діаграма спрямованості.

Якщо обидві антени випромінюють однакові потужності P_1 , то в пункті прийому, досить віддаленому від антени, велика напруженість поля створюється спрямованою антеною. Будемо поступово збільшувати підведену до ізотропної антени потужність до тих пір, поки вона не буде створювати в пункті прийому таку ж напруженість, що і спрямована антена.

Таким чином, КСД можна також визначити як число, яке визначається відношенням потужності випромінювання спрямованої антени і неспрямованої, що створюють в даному напрямку на одній і тій самій відстані однакову напруженість поля. Тобто, він показує енергетичний вигравш спрямованої антени в порівнянні з неспрямованою.

Найбільший інтерес представляє КСД в напрямку максимального випромінювання антени

$$D = \frac{\Pi_{max}}{\Pi_{cp}}, \quad (2.1)$$

де

$$\Pi_{max} = \frac{E_{max}^2}{2Z_{c0}} ; \quad \Pi_{cp} = \frac{E_0^2}{2Z_{c0}}.$$

Цей коефіцієнт вперше ввів А. А. Пістолькорс в 1929 р.

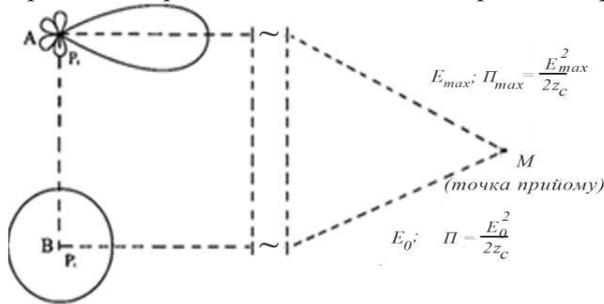


Рисунок 2.1 – Діаграми спрямованості антен: спрямованої (А) і ізотропної (В)

Напруженість поля, створювана у вільному просторі спрямованої антеною в напрямку максимального випромінювання визначається для діючих значень як

$$E_{\partial} = \frac{\sqrt{30P_1 D_1}}{r}, \quad (B/M), \quad (2.2)$$

де P_1, D_1 – потужність та КСД передавальної антени, відповідно; а для миттєвих значень як

$$E_m = \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r}, \quad (B/M), \quad (2.3)$$

КСД вимірюється в Нп, дБ, відносних одиницях.

2.3 Діаграма спрямованості (ДС)

Амплітудна ДС – це залежність інтенсивності електромагнітного поля, випромінюваного антеною від кутових координат в просторі. ДС характеризує спрямовані властивості

антени, тобто її здатність концентрувати ЕМХ в заздалегідь обраному секторі простору.

Схема вимірювання ДС показана на рис. 2.2. Передавальна антена розміщена на початку сферичних координат $M(r, \theta, \varphi)$. Так як вимірювання проводиться в дальній зоні, то форма ДС не залежить від координати r , тобто, її вигляд не змінюється, а залежить тільки від кутових координат φ, θ .

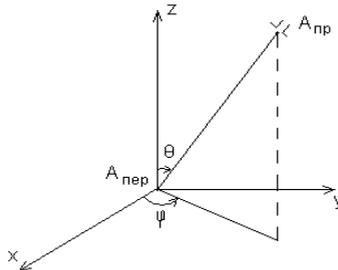


Рисунок 2.2 – Схема вимірювання діаграми спрямованості

В процесі вимірювання отримуються залежності виду:

$E(\varphi, \theta) = E' \cdot f_E(\varphi, \theta)$ – для амплітуди електричного поля;

$\Pi(\varphi, \theta) = \Pi' \cdot f_{\Pi}(\varphi, \theta)$ – для модуля вектора Пойнтінга;

$P(\varphi, \theta) = P' \cdot f_P(\varphi, \theta)$ – для кутової щільності потужності.

Штрихами позначені амплітудні множники (E', Π', P') які не залежать від кутових координат; функції f_E, f_{Π}, f_P визначають ДС.

Нормована ДС: Щоб порівнювати спрямовані властивості різних антен, зручно користуватися нормованими ДС, які визначаються як по полю:

$$F(\varphi, \theta) = \frac{E(\varphi, \theta)}{E_{max}(\varphi, \theta)}, \quad (2.4)$$

де E_{max} – максимальне значення електричного поля;

$$F^2(\varphi, \theta) = \frac{E^2(\varphi, \theta)}{E_{max}^2(\varphi, \theta)}, \quad (2.5)$$

$$F_{дБ}^2 = 10 \lg F^2(\varphi, \theta) = 20 \lg F(\varphi, \theta). \quad (2.6)$$

Напруженість поля, яку створює спрямована антена в довільному напрямку

$$E_m(\varphi, \theta) = \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r} \cdot f(\varphi, \theta) \text{ (В/м)}. \quad (2.7)$$

Комплексна амплітуда напруженості електричного поля спрямованого випромінювача

$$\dot{E}_m = \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r} \cdot f(\varphi, \theta) \cdot e^{j\omega t} \cdot e^{-jkr}, \quad (2.8)$$

Миттєве значення напруженості електромагнітного поля

$$E_m = \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r} \cdot f(\varphi, \theta) \cdot \cos(\omega t - kr) \text{ (В/м)} \quad (2.9)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число вільного простору.

2.4 Формули практичного визначення E_∂ , E_m

Одиниці виміру у формулах для визначення E_m незручні для практичного застосування, тобто E_m визначається у В/м, а r в м.

Зазвичай потужність виражають у кВт, відстань в км, а напруженість в мВ/м. Тоді для діючих значень напруженості

$$E_\partial = \frac{173\sqrt{P_1 k_{BT} D_1}}{r_{\text{км}}} \text{ , (мВ/м) ;} \quad (2.10)$$

для миттєвих її значень

$$E_m = \frac{245\sqrt{P_1 k_{BT} D_1}}{r_{\text{км}}} \text{ , (мВ/м)}. \quad (2.11)$$

Формули для визначення напруженості електричного поля справедливі для будь-якого типу антен, якщо в них підставити D відповідного типу антен.

2.5 Параметри приймальних антен. Коефіцієнт спрямованої дії (КСД)

У разі апертурних антен, тобто антен, що мають поверхню розкриву (дзеркальні, рупорно-лінзові, рупорні) КСД визначається:

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2}, \quad (2.12)$$

де S – площа апертури антени (еквівалентної плоскої поверхні, що випромінює як реальна апертурна антена). Таким способом визначається максимальний КСД.

Це дуже важливе співвідношення в теорії антен. Цей вираз отримано в припущенні, що площа антени досить велика порівняно з довжиною хвилі λ і на поверхні антени рівномірно розподілені однорідні синфазні джерела.

2.6 Коефіцієнт використання поверхні ν (КВП)

Якщо джерела неоднорідні, тобто амплітуда і фаза залежать від просторових координат, то КСД буде менше, і формула може бути представлена у вигляді

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2} \nu, \quad (2.13)$$

де ν – коефіцієнт, який менший за одиницю і називається коефіцієнтом використання поверхні (КВП). КВП змінюється в межах теоретично від 0 до 1, а практично сягає значень 0,4...0,9. Його величина залежить від розподілу струмів або полів на поверхні антени, а також від точності виконання антени.

2.7 Ефективна площа приймальної антени $S_{\text{еф}}$

У формулі для КСД величина $S_{\text{еф}} = \nu S$ називається *ефективною площею приймальної антени*. Отже, в цьому випадку можна записати

$$D_2 = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{еф}}, \quad (2.14)$$

звідки

$$S_{\text{еф}} = \frac{D_2 \lambda^2}{4\pi}. \quad (2.15)$$

Мова йде про приймальну антену, яка, перебуваючи в електромагнітному полі, поглинає частину його енергії і передає в приймач, який є для антени навантаженням. Процеси перетворення потужності в передавальній та приймальній антенах мають різний фізичний зміст, але, в силу теореми взаємності [30], визначаються за одними й тими ж формулами.

Розглянемо поняття ефективною площі апертурної антени з енергетичної точки зору. Еквівалентна площа, з якої антена

повністю поглинає енергію хвилі, що прийшла з головного напрямку, і віддає її в узгоджене навантаження, називається **ефективною площею** антени, тобто $S_{\text{еф}}$ буде визначатися за формулою (2.16).

$$S_{\text{еф}} = \frac{P_{\text{max}}}{\tilde{P}}, \quad (2.16)$$

звідси

$$P_{\text{max}} = \tilde{P} \cdot S_{\text{еф}}. \quad (2.17)$$

Середнє значення вектору Пойнтинга (2.16) спрямованого випромінювача дорівнює:

$$\tilde{P}_{\text{спр. ант.}} = \frac{P_1 \cdot D_1}{4\pi r^2}, \quad (\text{Вт/м}^2) \quad (2.18)$$

Підставивши формулу (2.18) в (2.16), отримаємо:

$$S_{\text{еф}} = \frac{P_{\text{max}} \cdot 4\pi r^2}{P_1 \cdot D_1}, \quad (2.19)$$

2.8 Коефіцієнт підсилення антени (G)

Коефіцієнт посилення G більш адекватно характеризує антену, ніж КСД:

$$G = \eta D \quad (2.20)$$

Дійсно, якщо коефіцієнт спрямованої дії (D) враховує тільки концентрацію енергії в певному напрямку, то коефіцієнт посилення завдяки множнику η враховує ще й зменшення випромінювання внаслідок втрат потужності в самій антені. G вимірюється в неперах, в децибелах і в разях.

3 РІВНЯННЯ ІДЕАЛЬНОГО РАДІОЗВ'ЯЗКУ

Для практичного застосування зручно визначати не напруженість електромагнітного поля в точці прийому, а потужність P_2 на вході приймальної антени. Введемо позначення: P_1 – потужність, що підводиться до передавальної антени, D_1 – КСД передавальної антени. P_2 – потужність на вході приймальної антени і D_2 – КСД приймальні антени, відповідно.

Необхідно зв'язати параметри передавальної антени P_1 і D_1 з параметрами приймальної антени P_2 і D_2 , це можна зробити за допомогою S_{ef} . Відповідно до формули (2.19), в якій $P_{max} = P_2$ – потужність на вході приймача і враховуючи, що S_{ef} приймальної антени визначається з (2.15), то, прирівнюючи (2.15) і (2.19), отримаємо потужність на вході приймального пристрою в умовах поширення радіохвиль у вільному просторі

$$P_2 = P_1 \frac{D_1 D_2 \lambda^2}{(4\pi r)^2}, \quad (3.1)$$

Формула (3.1) називається формулою *ідеальної радіотраси* і не враховує вплив Землі, атмосфери та інших факторів.

Потужність на вході приймального пристрою для двох типів радіоліній. Для радіоліній двох типів (первинної та вторинної) потужність на вході приймача виявляється різною при однакових параметрах передавального і приймального пристрою.

3.1 Потужність на вході приймального пристрою для радіолінії першого типу

Звернемося до рис. 3.1, на якому схематично показана первинна лінія передачі. Потужність сигналу на вході приймача визначиться як (3.2).

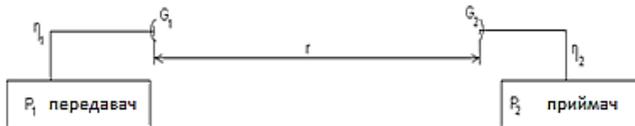


Рисунок 3.1 – Схема первинної лінії передачі

Введемо позначення:

$P_1' = P_1 \cdot \eta_1$ – потужність, що підводиться до передавальної антени;

$P_2' = \frac{P_2}{\eta_2}$ – потужність на виході приймальної антени;

P_2 – потужність на вході приймальної антени.

Для цього типу ліній передачі потужність на вході приймальної антени визначиться формулою

$$P_2 = P_1 \frac{\eta_1 G_1 \eta_2 \lambda^2}{(4\pi r)^2}. \quad (3.2)$$

3.2 Потужність на вході приймального пристрою для радіолінії другого типу

На рис.3.2 наведена схема радіолінії другого типу. Значення потужності на вході приймача для радіолінії II типу залежить від тих же самих параметрів, що і для першого типу, але ще і від перевипромінювальних властивостей ретранслятора.

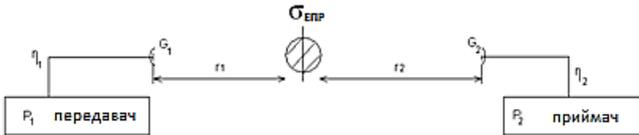


Рисунок 3.2 – Схема вторинної лінії передачі

3.3 Ефективна площа розсіювання

Якщо якийсь тіло опромінюється полем, то його здатність перевипромінювати це поле, оцінюється *ефективною поверхнею розсіювання*, яка чисельно дорівнює площі ідеально провідної плоскої пластини (без втрат), яка перевипромінює неспрямоване первинне поле, створюючи при цьому в місці прийому таку ж щільність потоку потужності, що і реальний перевипромінювач складної геометричної форми.

Величина ЕПР залежить від форми і електричних параметрів матеріалу, з якого виготовлений перевипромінювач, а так само й від його орієнтування щодо напрямку первинного поля та напрямку

прийому. Можливі два варіанти розрахунку потужності сигналу на вході приймальної антени.

Перший варіант – коли перевипромінювач нерівновіддалений від передавача та приймача ($r_1 \neq r_2$). Тоді

$$P_2 = P_1 \frac{\eta_1 G_1 \eta_2 G_2 \sigma_{\text{емп}} \lambda^2}{(4\pi)^3 r_1^2 r_2^2}. \quad (3.3)$$

Другий варіант – коли перевипромінювач рівновіддалений від передавача та приймача ($r_1 = r_2 = r$). Це буває завжди у так званому моностатичному випадку, коли передавач і приймач складають блоки одного й того ж самого радару, то

$$P_2 = P_1 \frac{\eta_1 G_1 \eta_2 G_2 \sigma_{\text{емп}} \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4}. \quad (3.4)$$

У формулі (3.4) G_1 і G_2 дорівнюють одній і тій же самій величині G , якщо передавач та приймач працюють на одну антену. Вираз (3.4) називається *основним рівнянням радіолокації*.

З зазначеного у підрозділі можна зробити наступні висновки:

– на трасах за відсутності ретранслятора (*I* тип лінії передачі) потужність на вході приймача зменшується в r^2 разів, тобто, поле піддається сферичній розбіжності;

– при роботі з ретранслятором (*II* тип лінії передачі) потужність зменшується в r^4 разів, згідно (3.4). В цьому випадку поле двічі відчуває сферичну розбіжність: первинне поле (від передавача до ретранслятора); вторинне поле (ретранслятор - приймач).

4 ПОСЛАБЛЕННЯ ПОЛЯ ВІЛЬНОГО ПРОСТОРУ В РЕАЛЬНИХ УМОВАХ

4.1 Множник послаблення V

Реальні умови істотно відрізняються від умов поширення у вільному просторі через наявність межі розділу атмосфера – Земля та неоднорідної будови атмосфери і земної поверхні.

Амплітуда поля в реальних умовах зменшується не тільки як $\sim \frac{1}{r^2}$, але і за рахунок поглинання і розсіювання електромагнітної енергії (в Землі, іоносфері, тропосфері, гідрометеорах, внаслідок інтерференції, дифракції і т. п.).

Для врахування впливу Землі і неоднорідності атмосфери вводять поняття *множника послаблення поля на реальній трасі у порівнянні з полем у вільному просторі V* , який надалі буде називатися просто *множник послаблення*.

Множник послаблення – це відношення напруженості поля \dot{E} на відстані r від передавальної антени при поширенні в реальних умовах до напруженості \dot{E}_0 на такій самій відстані при поширенні хвилі у вільному просторі, тобто

$$\dot{V} = \frac{\dot{E}}{\dot{E}_0} = |\dot{V}| \cdot e^{-j\varphi_V}, \quad (4.1)$$

де $|\dot{V}|$ – модуль множника послаблення, φ_V – його фаза, яка оцінює додаткові зміни фази поширюваної хвилі.

Фактори, що впливають на величину множника послаблення

Величина множника послаблення залежить

- від довжини радіолінії;
- від висоти підняття передавальної і приймальні антен над Землею;
- від довжини хвилі;
- від типу поляризації;
- від рельєфу місцевості на трасі поширення хвиль;
- від електричних параметрів ґрунту;

– від електрично-неоднорідної будови атмосфери, яка піддається випадковим часовим змінам.

У реальних умовах діюче значення напруженості поля в загальному вигляді можна визначити формулою

$$\begin{aligned} \dot{E}_\partial &= \dot{V} \cdot \dot{E}_{0\partial} = |\dot{V}| \cdot |\dot{E}_{0\partial}| \cdot e^{-j\varphi_0} \cdot e^{-j\varphi_V} = \\ &= \sqrt{\frac{30P_1' D_1}{r}} \cdot |\dot{V}| e^{-j(\varphi_0 + \varphi_V)}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

У більшості випадків $|\dot{V}| < 1$, але іноді, наприклад, при синфазній інтерференції хвиль у зоні прямої видимості, значення $|\dot{V}|$ можуть бути і більшими за одиницю. Максимальне значення $|\dot{V}_{\max}| = 2$ при «однострибковій трасі» [14]. Якщо стрибків на трасі N , то максимальне значення $|\dot{V}_{\max}| = 2 \cdot N$.

Величину $|\dot{V}|$ зручно виражати в дБ:

$$|\dot{V}|_{\text{дБ}} = 20 \lg |\dot{V}|. \quad (4.3)$$

У ряді випадків множник послаблення виражається через відношення щільності потоків потужностей у реальному середовищі та у вільному просторі

$$|\dot{V}|^2 = \frac{\tilde{\Pi}_{\text{серед.}}}{\tilde{\Pi}_{\text{вільн.прост.}}}, \quad (4.4)$$

$$|\dot{V}|_{\text{дБ}}^2 = 10 \lg |\dot{V}|^2. \quad (4.5)$$

Абсолютні значення $|\dot{V}|$, які обчислено в дБ по полю або по щільності потоків потужності, виявляються однаковими:

$$|\dot{V}|_{\text{дБ}}^2 = 10 \lg |\dot{V}|^2 = 20 \lg |\dot{V}| \quad (4.6)$$

Потужність сигналу на вході приймача в реальних умовах на радіолініях першого типу буде визначатися з урахуванням $|\dot{V}|$:

$$P_2 = P_1 \frac{\eta_1 G_1 \eta_2 G_2 \sigma_{\text{енп}} \lambda^2}{(4\pi)^3 r^4} |\dot{V}|^2. \quad (4.7)$$

З виразу (4.7.) можна визначити $|\dot{V}|$

$$|\dot{V}| = \frac{4\pi r \sqrt{P_2}}{\lambda \sqrt{P_1 \eta_1 G_1 \eta_2 G_2}}. \quad (4.8)$$

4.2 Втрати при передачі електромагнітної енергії

При проектуванні систем необхідно мати відомості про втрати електромагнітної енергії.

У літературі використовують два визначення втрат: L (втрати передачі – *transmission loss*) та L_b (основні втрати передачі – *basic transmission loss*).

Введемо співвідношення між $|\dot{V}|$, L_b , та L для радіоліній двох типів. Для радіолінії першого типу втрати передачі L – це відношення потужності, що підводиться до передавальної антени $P_1' = P_1 \cdot \eta_1$ та потужності на виході приймальної антени $P_2' = \frac{P_2}{\eta_2}$ при поширенні в реальних умовах при відсутності теплових втрат $\eta_1 = \eta_2 = 1$, при заданих коефіцієнтах підсилення передавальної та приймальної антен G_1 і G_2 , яке описується наступною формулою:

$$L = \frac{P_1'}{P_2'} = \frac{P_1 \cdot \eta_1 \cdot \eta_2}{P_2}. \quad (4.9)$$

Підставивши в (2.26) вираз (2.22) для P_1 , P_2 отримаємо значення втрат передачі L для радіоліній першого типу у вигляді

$$L = \frac{16\pi^2 r^2}{G_1 G_2 \lambda^2 |\dot{V}|^2}. \quad (4.10)$$

Розрахунки спрощуються, якщо в L виділити складову основних втрат передачі L_b , якій присвячено наступний підрозділ.

4.3 Основні втрати передачі для радіоліній першого типу передачі

Складова основних втрат передачі L_b характеризує втрати в реальних умовах, які обумовлено сферичною розбіжністю фронту хвилі при умові що $G_1 = G_2 = 1$, а $\eta_1 = \eta_2 = 1$ – тобто, обидві антени не спрямовані та позбавлені дисипативних втрат [41]:

$$L_b = \frac{P_1'}{P_2} = \frac{16\pi^2 r^2}{\lambda^2 |\vec{V}|^2} . \quad (4.11)$$

Порівнюючи L і L_b помічаємо, що втрати передачі L_{0I} можна записати у вигляді співвідношення в разгах:

$$L_{0I} = \frac{L_b}{G_1 G_2}, \quad (4.12)$$

або те ж саме, але уже в дБ:

$$L_{0I} = L_b - 10\lg G_1 - 10\lg G_2 . \quad (4.13)$$

4.4 Основні втрати передачі для радіоліній другого типу передачі

Для радіоліній другого типу втрати передачі L_{II} визначаються як

$$L_{II} = \frac{P_1'}{P_2'}, \quad (4.14)$$

$$L_{II} = \frac{P_1' \cdot (4\pi)^3 r^4}{P_1' \eta_1 G_1 \eta_2 G_2 \sigma_{\text{епп}} \lambda^2};$$

якщо $\{\eta_1 = \eta_2\}$, то

$$L_{II} = \frac{(4\pi)^3 r^4}{\lambda^2} \cdot \frac{1}{G_1 G_2 \sigma_{\text{епп}}}. \quad (4.15)$$

Виділимо у (4.15) L_b – основні втрати передачі

$$L_b = \frac{16\pi^2 r^2}{\lambda^2}.$$

Для цього помножимо і розділимо L_{II} на множник $4\pi/\lambda^2$.

$$L_{II} = \frac{16\pi^2 r^2 \cdot 4\pi r^2 \cdot 4\pi \lambda^2}{\lambda^2 \cdot \lambda^2 \cdot 4\pi} \cdot \frac{1}{G_1 G_2 \sigma_{\text{епп}}}.$$

В результаті остаточно отримаємо

$$L_{II} = L_b^2 \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{1}{G_1 G_2 \sigma_{\text{епп}}}. \quad (4.16)$$

У реальних умовах втрати передачі в цьому випадку будуть дорівнювати:

$$L_{II} = L_b^2 \cdot \frac{\lambda^2}{4\pi} \cdot \frac{1}{G_1 G_2 \sigma_{\text{епп}} |\dot{V}|^4}. \quad (4.17)$$

Втрати в умовах вільного простору $|\dot{V}| = 1$ (*transmission loss in freespace*) обчислюються подібно до (4.11), тільки замість основних втрат L_b присутні втрати у вільному просторі L_0 .

$$L_0 = \frac{16\pi^2 r^2}{\lambda^2 G_1 G_1}, \quad (4.18)$$

$$L_{b0} = \frac{16\pi^2 r^2}{\lambda^2}, L_0 = \frac{L_{b0}}{G_1 G_1}. \quad (4.19)$$

5 ЗОНИ ФРЕНЕЛЯ

5.1 Область простору, яка є істотною для поширення радіохвиль

При поширенні радіохвиль в однорідному безмежному просторі різні області цього простору неоднаково впливають на процес формування поля в точці прийому. Існує область простору, яка відіграє визначальну роль.

Область, у якій поширюється основна частина переданої потужності, називається *істотною областю або істотною зоною*.

Вона охоплює простір поблизу прямої, що з'єднує точки випромінювання і прийому (рис.5.1). Визначимо конфігурацію і розміри істотної зони.

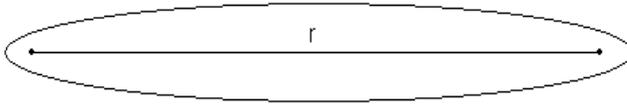


Рисунок 5.1 – Поняття істотної зони

Це можна зробити, виходячи з принципу Гюйгенса - Френеля.

5.2 Принцип Гюйгенса - Френеля

Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля кожен елемент dS в околиці точки A_B поверхні S (рис.5.2), до якого дійшла хвиля в момент часу t і, отже, в якому є електромагнітне збудження, розглядається як вторинне джерело, що випромінює елементарну сферичну електромагнітну хвилю з хвильовою поверхнею ΔS_e . Обвідна S_l цих сферичних хвиль визначає положення хвильової поверхні в більш пізній момент часу t_l . Таким чином, у відповідності з принципом Гюйгенса - Френеля поле в точці

спостереження M представляється як результат інтерференції елементарних вторинних хвиль, що були випромінені елементами хвильової (або відбивної) поверхні. При підсумовуванні вторинних хвиль необхідно в точці спостереження враховувати їх амплітуду і фазу. Амплітуда залежить від кута $\varphi_{x\varepsilon}$ між нормаллю до розглянутого елемента хвильової поверхні первинної хвилі \vec{n}_B і напрямком на точку спостереження M .

Вторинний випромінювач як одиничний випромінювач не може бути фізично реалізований, оскільки реально проявляється тільки інтегральний ефект вторинних випромінювачів. У цьому сенсі одиничний випромінювач розуміється як деякий уявний випромінювач.

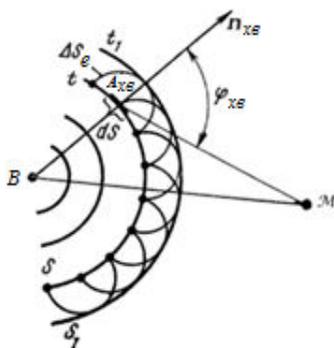


Рисунок 5.2 - До принципу Гюйгенса - Френеля

5.2 Графічна інтерпретація зон Френеля

Першим кроком для визначення істотної зони є поділ простору на зони Френеля.

Побудова, яку запропонував Френель, дозволяє наочно продемонструвати принцип Гюйгенса.

Нехай в точці A розташований випромінювач, а в точці B – приймальна антена. Відстань між ними $r \gg \lambda$ (далека зона). На відстані r_1 розташуємо нескінченну площину S , перпендикулярну лінії AB . На цій поверхні будемо розглядати вторинні джерела (віртуальні).

Побудуємо серію ламаних AD_nB , що перетинають цю площину S (рис. 5.3, a).

Довжина кожної наступної ламаної повинна бути більше попередньої на $\lambda/2$ робочій довжині хвилі. У позначеннях рисунка ця умова буде виглядати так:

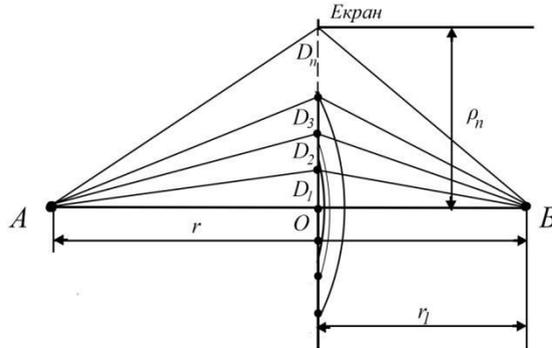


Рисунок 5.3 – Переріз екрану площиною, яка проходить через лінію AB

$$AD_n B - AB = n \frac{\lambda}{2} \left\{ \begin{array}{l} AD_1 B - AB = \frac{\lambda}{2} \\ AD_2 B - AB = 2 \frac{\lambda}{2} \\ AD_3 B - AB = 3 \frac{\lambda}{2}, \quad (5.1) \\ \dots \\ AD_n B - AB = n \frac{\lambda}{2} \end{array} \right.$$

де n – ціле число.

Умова (5.1) буде визначати максимальні і мінімальні значення напруженості поля в точці B. При n – непарних будуть максимуми, а при n – парних – мінімуми.

Сімейство відрізків AD_n і $D_n B$ окреслює в просторі кінчну поверхню, лінія перетину якої з площиною S є колом з центром у точці O . Відрізки всіх ламаних утворюють систему кіл на S . Вид кіл наведено на рис.5.3, б. Ділянки площини, які обмежуються

колами, називаються зонами Френеля на площині. Перша зона - коло. Зона вищих порядків - кільцеві області.

У всіх точках фронту, за визначенням, поле має одну і ту ж саму фазу, еквівалентні джерела, які розташовуються на фронті збудженої хвилі, синфазні. Але від різних точок фронту вторинні хвилі приходять в точку B у різних фазах, так як вони віддалені від точки B на різні відстані.

При цьому зсув фаз між сумарними полями, що створюють границі сусідніх зон, становить 180° . Послідовні зони маркуються знаками «+» і «-» (різниця ходу променів в межах кожної зони змінюється від 0 до $\lambda/2$).

Амплітуда поля в точці B , яка створюється кожною зоною, зменшується у міру збільшення її номера. Це пояснюється тим, що зони з вищими номерами видно з точки B під меншим кутом.

5.2 Амплітудні і фазові співвідношення в зонах Френеля

Сумарне поле, що створюються всіма зонами Френеля, можна визначити шляхом підсумовування хвиль, які створюються елементами поверхні dS , що знаходяться в межах кожної зони окремо, а потім знайти сумарне поле, яке обумовлено всіма зонами Френеля.

Якщо розділити кожену зону Френеля на деяке число рівних за площею концентричних кілець, то хвилі, що створюються кожним кільцем, не відрізнятимуться одна від одної за амплітудою, так як $AB \gg \lambda$. Будуть відрізнятися тільки фази.

Наприклад, якщо першу зону Френеля розділити на 10 кілець, то фази коливань джерел на границі двох сусідніх кілець будуть відрізнятися одна від одної на 18° .

Геометричне підсумовування коливань можна зобразити у вигляді векторної діаграми, а результуючий вектор для першої зони позначити як \vec{E}_1 (рис. 5.4, *a*)

Якщо приріст від кільця до кільця малий, то можна замість ламаної лінії отримати плавну (рис. 5.5, *б*).

Результуючий вектор другої зони Френеля буде направлений протилежно і по довжині буде коротшим, внаслідок збільшення відстаней AD_n і D_nB , тобто $\vec{E}_2 < \vec{E}_1$; $\vec{E}_3 < \vec{E}_2$ і т. д. і різниця фаз результуючих векторів буде дорівнювати 180° (рис.5.5, *б*).

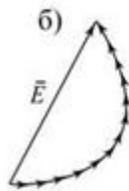
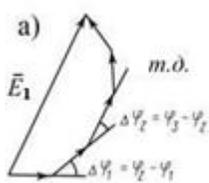


Рисунок 5.4 – Векторне підсумовування полів від різних ділянок отворів:
 а) при стрибкоподібному;
 б) при плавній зміні його діаметра

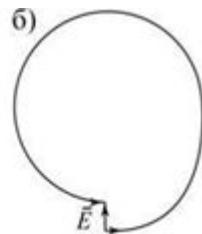
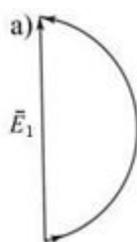


Рисунок 5.5 – Векторна діаграма при діаметрі отвору, відповідному:
 а) першій зоні Френеля;
 б) другій зоні Френеля

Підсумовування можна представити у вигляді скрученої спіралі. Відрізок між початком A і кінцем стрілки показує величину результуючого коливання при переміщенні по спіралі. При наближенні до фокусу спіралі результуюча амплітуда коливання наближається до $\frac{\bar{E}_1}{2}$ (рис.5.6).

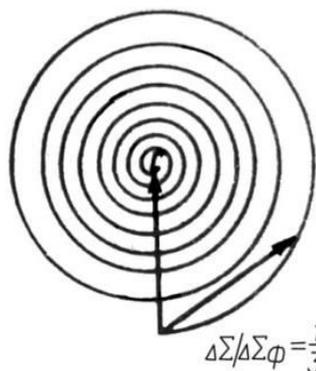


Рисунок 5.6 – Векторна діаграма при збільшенні діаметра отвору до нескінченних розмірів

Так як фази результуючих векторів сусідніх зон відрізняються на 180° і вектори \vec{E}_n колінеарні, то геометричне підсумовування зводиться до алгебраїчного.

Поділ площини S на зони Френеля дає можливість представити результуючу амплітуду хвиль вторинних джерел усіх зон у вигляді знакозмінного ряду, що збігається

$$\vec{E} = \vec{E}_1 - \vec{E}_2 + \vec{E}_3 - \vec{E}_4 + \vec{E}_5 - \vec{E}_6 + \dots \quad (5.2)$$

Сусідні члени цього ряду мало відрізняються один від одного, і тому можна вважати, що кожен з членів дорівнює середньому арифметичному з двох сусідніх членів. Тому ряд можна записати як

$$\begin{aligned} \vec{E} = \frac{\vec{E}_1}{2} + \left(\frac{\vec{E}_1}{2} - \vec{E}_2 + \frac{\vec{E}_3}{2} \right) + \left(\frac{\vec{E}_3}{2} - \vec{E}_4 + \frac{\vec{E}_5}{2} \right) + \\ + \left(\frac{\vec{E}_5}{2} - \vec{E}_6 + \frac{\vec{E}_7}{2} \right) + \dots \end{aligned} \quad (5.3)$$

При $n \rightarrow \infty \lim_{n \rightarrow \infty} E_n = 0$, величина в дужках близька до нуля, а результуючий вектор \vec{E} дорівнює половині значення напруженості поля, що створюється першою зоною Френеля ($\vec{E} \approx \frac{\vec{E}_1}{2}$). Інша половина $\frac{\vec{E}_1}{2}$, а також поля, створювані зонами Френеля вищих номерів взаємно компенсуються.

Графічно цей процес можна представити у вигляді коливальної кривої (рис.5.7).

Таким чином, результуюче поле в точці спостереження в основному створюється хвилями вторинних випромінювачів, які розташовано в межах перших декількох зон Френеля (від першої до 6-8 зони). Внесок інших зон дуже малий завдяки швидкій збіжності ряду (5.3).

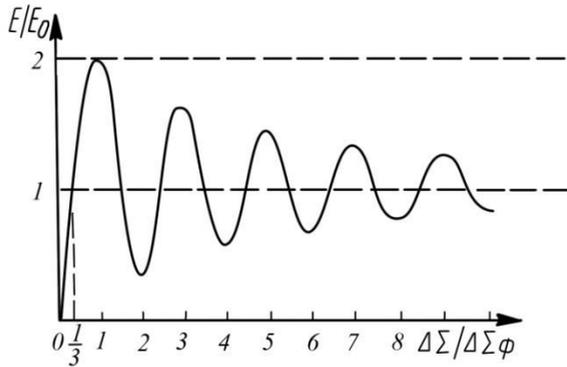


Рисунок 5.7 – Залежність E/E_0 від радіуса зони Френеля

5.3 Розміри зон Френеля

Визначимо радіуси зон Френеля. Позначимо ρ_n радіус n -ої зони. Геометрія задачі представлена на рис. 5.8.

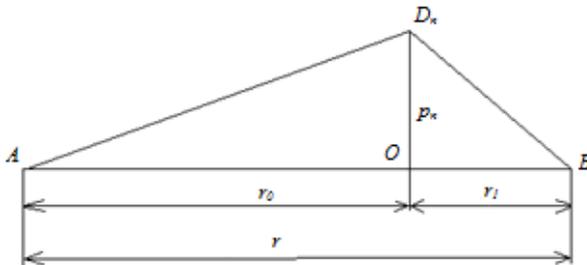


Рисунок 5.8. – Визначення радіусів зон Френеля

Згідно рис.5.8, з простих геометричних міркувань, знаходимо:

$$AD_nB - AB = n \frac{\lambda}{2}, \quad (5.4)$$

з $\triangle AD_nO$ знаходимо AD_n :

$$\begin{aligned}
 AD_n &= \sqrt{r_0^2 + \rho_n^2} = \sqrt{(r - r_1)^2 + \rho_n^2} = \\
 &= r_0 \sqrt{1 + \frac{\rho_n^2}{r_0^2}} = r_0 \left(1 + \frac{\rho_n^2}{2r_0^2}\right). \quad (5.5)
 \end{aligned}$$

Враховуючи, що на практиці завжди виконуються умови $r_0 \gg \lambda$ і $r_1 \gg \lambda$, то радикал в рівнянні (5.5) можна розкласти в біноміальний ряд виду:

$$\sqrt{1+x} = 1 + \frac{x}{2} - \frac{1}{8}x^2. \quad (5.6)$$

Так як у (5.6) $x \ll 1$, то в цьому розкладанні беремо перші два члени, тоді з (5.5) AD_n дорівнюватиме

$$AD_n = r_0 + \frac{\rho_n^2}{2r_0}. \quad (5.7)$$

З $\Delta D_n B O$ знаходимо $D_n B$:

$$D_n B = \sqrt{r_1^2 + \rho_n^2} = r_1 \sqrt{1 + \frac{\rho_n^2}{r_1^2}} = r_1 \left(1 + \frac{\rho_n^2}{2r_1^2}\right). \quad (5.8)$$

Аналогічно визначенню AD_n знаходимо $D_n B$

$$D_n B = r_1 + \frac{\rho_n^2}{2r_1}. \quad (5.9)$$

Використовуючи умову $AD_n B - AB = n \frac{\lambda}{2}$, отримуємо рівняння для визначення радіуса n -ої зони Френеля ρ_n :

$$\begin{aligned}
 r_0 &= \frac{\rho_n^2}{2r_0^2} + r_1 + \frac{\rho_n^2}{2r_1^2} - r = n \frac{\lambda}{2}, \\
 \rho_n^2 \left(\frac{1}{r_0} + \frac{1}{r_1}\right) &= n\lambda, \quad (5.10)
 \end{aligned}$$

$$\rho_n = \sqrt{\frac{n\lambda r_0 r_1}{r_0 + r_1}} = \sqrt{\frac{n\lambda r_1 (r - r_1)}{r}},$$

таким чином,

$$\rho_n = \sqrt{\frac{n\lambda r_1 (r - r_1)}{r}}. \quad (5.11)$$

Перша зона Френеля – коло з радіусом ρ_1 досягає максимального значення на середині траси.

$$\rho_1 = \sqrt{\frac{\lambda r_1 (r - r_1)}{r}}, \quad (5.12)$$

а зони Френеля з номером 2 і більше – кільця, зовнішній радіус яких визначається з (5.11).

Площі усіх зон Френеля однакові і мають величину

$$S_\Phi = \frac{\pi\lambda r_1 (r - r_1)}{r}. \quad (5.13)$$

Якщо $r \rightarrow \infty$, a_{r1} – залишається кінцевим, то

$$\rho_n \rightarrow \sqrt{n\lambda r_1}, S_\Phi \rightarrow \pi\lambda r_1.$$

5.4 Конфігурація істотної зони. Просторові зони Френеля. Мінімальна зона

Поняття істотної і мінімальної областей простору потрібні для розгляду процесів поширення радіохвиль за наявності меж розділів двох середовищ, механізму поширення радіохвиль в неоднорідному середовищі і так далі.

Визначення конфігурації істотної і мінімальної зон можна зробити таким чином. Якщо міняти відстань r_1 , тобто площа S буде переміщатися уздовж лінії спостереження AB , то згідно з формулою:

$$\rho_n = \sqrt{\frac{\lambda r_1(r-r_1)}{r}}, \quad (5.14)$$

радіуси зон Френеля будуть змінюватись і в площині креслення ми отримаємо еліпси з фокусами в т. A і в т. B , кожен з яких визначатиме відповідну зону Френеля.

У просторі для кожної зони Френеля отримаємо відповідні еліпсоїди обертання навколо лінії AB (рис 5.9).

Чим менша довжина хвилі при фіксованому значенні відстані $r_0 + r_1 = r$ між випромінювачем і точкою спостереження, тим більше число n зон Френеля, що утворюють істотну ділянку інтеграції. Для будь-якого положення площини S буде справедливою рівність, що описує межу цієї зони Френеля:

$$AD_n + D_nB = AB + n \frac{\lambda}{2} = const. \quad (5.15)$$

Це рівняння еліпсоїда обертання з фокусами в точках A і B . В просторі перша зона Френеля є еліпсоїдом обертання, а зони Френеля вищих порядків – це простір між двома еліпсоїдами обертання (рис. 5.9, б).

Зробимо важливий висновок про наявність області простору, яка істотно бере участь в поширенні радіохвиль. Ця область обмежена еліпсоїдом, що відповідає зовнішній межі просторової зони Френеля з номером 8-12.

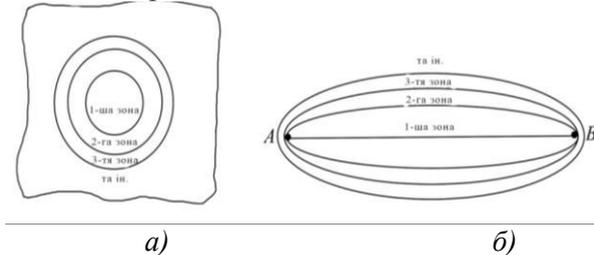


Рисунок 5.9 – Поперечні (а) та повздовжні (б) перерізи еліпсоїдів обертання відповідних зон Френеля

Таким чином, *істотна область при поширенні радіохвиль* в однорідному середовищі є еліпсоїдом обертання з фокусами в точках A (передачі) та B (прийому), для яких виконується умова

$$ACB - AB = (8...12) \frac{\lambda}{2}, \quad (5.16)$$

Часто для спрощення вважають, що істотна область при поширенні радіохвиль, є область, яка обмежена еліпсоїдом з поперечним перерізом, що дорівнює першій зоні Френеля (рис.5.10):

$$\rho_{1max} = \frac{\sqrt{\lambda r}}{2}. \quad (5.17)$$

Мінімальна область простору – еліпсоїд обертання, конфокальний істотній області, що є геометричним місцем точок, для яких виконуються умова

$$ADB - AB = \frac{\lambda}{6}. \quad (5.18)$$

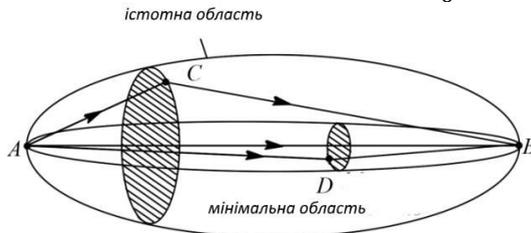


Рисунок 5.10 – Істотна і мінімальна області простору

Оскільки в реальних умовах відстань між кореспондуючими пунктами завжди набагато більша λ , то еліпсоїди істотних і мінімальних зон сильно витягнуті. Біля межі, при $\lambda \rightarrow 0$ вони вироджуються в пряму лінію, що відповідає променевим уявленням геометричної оптики.

Таким чином, енергія радіохвилі передається не по ниткоподібному каналу, а в межах цілком конкретного об'єму простору, що має форму еліпсоїда обертання, який за розмірами співпадає з першою зоною Френеля.

Поняття про істотні і мінімальні зони знадобиться надалі при поясненні процесів відбиття радіохвиль від нерівної поверхні розділу двох середовищ; при поширенні радіохвиль в середовищах з неоднорідними електричними параметрами.

6 ВІДБИТТЯ ХВИЛЬ ВІД ГРАНИЦІ РОЗДІЛУ ДВОХ СЕРЕДОВИЩ – ПОВІТРЯ І ЗЕМНОЇ ПОВЕРХНІ

Електричні властивості Землі, як і будь – якого середовища оцінюються відносними діелектричною і магнітною проникностями та питомою електропровідністю ($\epsilon_{гзм}$, $\mu_{гзм}$, $\sigma_{зм}$).

Всі види земної поверхні зазвичай вважають немагнітними ($\mu_{гзм} = 1$), а $\epsilon_{гзм}$, $\sigma_{зм}$ змінюватимуться в широких межах при вивченні умов поширення радіохвиль.

Складовими земних покривів є різні види ґрунтів, водна поверхня (прісна вода річок, озер), морська вода, вода у вигляді снігу і льоду, ліс.

Ґрунт. На електричні властивості в основному впливає не хімічний склад, а здатність поглинати вологу і утримувати її.

Наприклад, суглинок в природних умовах має відносну електричну провідність $\sigma_{зм} = 10^{-2}$ см/м, в сухому стані поводить як граніт з $\sigma_{зм} = 10^{-4}$ см/м. Протягом року вміст вологи у верхніх шарах землі змінюється до глибини 1 м. Нижче цього рівня вологість постійна.

Вода. Електричні властивості води залежать від її солоності. Зі збільшенням солоності росте питома провідність $\sigma_в$. Умовно розглядають воду морську і прісну, хоча вміст солі у воді різних морів не однакове. Вода прісних водойм містить домішки.

Рослинність, сніг, лід, що покривають ґрунт, можуть розглядатися як напівпровідні шари, що лежать на поверхні ґрунту. Ці покрови особливо впливають на **сантиметрових та міліметрових хвилях**. У табл. 6.1 наведено орієнтовані значення $\epsilon_{гзм}$, $\sigma_{зм}$ різних земних покривів.

Величини $\epsilon_{гзм}$, $\sigma_{зм}$ не дають повної характеристики умов поширення радіохвиль в Землі і уздовж її поверхні.

Середовища розділяють на діелектрики і провідники не по $\epsilon_{гзм}$, $\sigma_{зм}$, а по співвідношенню щільності струму зміщення $J_{зм}$ та струму провідності $I_{пр}$:

$$\left| \frac{J_{зм}}{I_{пр}} \right| = \frac{\omega \epsilon_a}{\sigma} = \frac{2\pi f \epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma} = \frac{2\pi c \epsilon_0 \epsilon_r}{\sigma \lambda} = \frac{2\pi \cdot 10^{-9} \cdot 3 \cdot 10^8 \epsilon_r}{36\pi \lambda \sigma} = \frac{\epsilon_r \lambda_{зм}}{60 \lambda \sigma_{зм}}. \quad (6.1)$$

Таблиця 6.1 – Орієнтовні значення $\varepsilon_{r\text{ЗМ}}$, $\sigma_{\text{ЗМ}}$ різних земних покривів

Вид земної поверхні або покриття	Довжина хвилі λ , м	Відносна діелектрична проникність $\varepsilon_{r\text{ЗМ}}$	Питома провідність $\sigma_{\text{ЗМ}}$, См/м
Морська вода	Більше 1,0	75	1...6
	0,1	70	1...6
	0,03	65	10...20
	0,003	10	10...20
Прісна вода річок, озер	Більше 1,0	80	$10^{-2} \dots 3 \cdot 10^{-2}$
	0,1	75	1...2
	0,03	65	10...20
	0,003	10	-
Вологий ґрунт	Більше 1,0	20...30	$2 \cdot 10^{-2} \dots 3 \cdot 10^{-1}$
	0,1	20...30	$5 \cdot 10^{-1} \dots 1$
	0,03	10...20	1...3
Сухий ґрунт	Більше 1,0	3...6	$10^{-5} \dots 2 \cdot 10^{-3}$
	0,1	3...6	$10^{-2} \dots 7 \cdot 10^{-2}$
	0,03	3...6	$10^{-1} \dots 2 \cdot 10^{-1}$
Мерзлий ґрунт	Більше 1,0	3...6	$10^{-3} \dots 10^{-2}$
	0,1	-	-
	0,03	-	-
Лід ($t = -10^\circ\text{C}$)	Більше 1,0	4...5	$10^{-2} \dots 10^{-1}$
	0,1	3...5	$10^{-4} \dots 10^{-3}$
	0,03	3...2	$10^{-4} \dots 10^{-3}$
Сніг ($t = -10^\circ\text{C}$)	Більше 1,0	1,2	10^{-6}
	0,1	1,2	10^{-5}
	0,03	1,2	10^{-5}
Ліс	Більше 10	1,004	1...6
	0,1	1,04...1,4	$10^{-6} \dots 10^{-5}$
	0,03	-	$10^{-5} \dots 10^{-3}$

По відношенню до земної поверхні критерієм розподілу її ділянок на діелектрики, напівпровідники і провідники є співвідношення між дійсною і уявною частинами комплексної діелектричної проникності землі, а саме

$$\left| \frac{J_{\text{ЗМ}}}{I_{\text{пр}}} \right| = \frac{\varepsilon_{r\text{ЗМ}}}{60\lambda\sigma_{\text{ЗМ}}} . \quad (6.2)$$

Якщо $\frac{\varepsilon_{r\text{ЗМ}}}{60\lambda\sigma_{\text{ЗМ}}} \gg 1$, то ділянку земної поверхні можна вважати діелектриком;

$\varepsilon_{r\text{ЗМ}} \approx 60\lambda\sigma_{\text{ЗМ}}$ – земна поверхня – напівпровідник;

$\frac{\varepsilon_{r\text{ЗМ}}}{60\lambda\sigma_{\text{ЗМ}}} \ll 1$ – земна поверхня за властивостями наближається до провідника.

Якщо $\left| \frac{J_{\text{ЗМ}}}{I_{\text{пр}}} \right| \geq 3$ – то ґрунт є діелектриком, а якщо $\left| \frac{J_{\text{ЗМ}}}{I_{\text{пр}}} \right| \leq \frac{1}{3}$, то ґрунт – провідник.

Електричні властивості земної поверхні зручно оцінювати відносною комплексною діелектричною проникністю:

$$\dot{\varepsilon}_{r\text{ЗМ}} = \varepsilon_{r\text{ЗМ}} - j60\lambda\sigma_{\text{ЗМ}}, \quad (6.3)$$

$$|\dot{\varepsilon}_{r\text{ЗМ}}| = \sqrt{\varepsilon_{r\text{ЗМ}}^2 + (60\lambda\sigma_{\text{ЗМ}})^2}. \quad (6.4)$$

В умовах реальної земної поверхні $|\dot{\varepsilon}_{r\text{ЗМ}}| \gg 1$.

Зазвичай $|\dot{\varepsilon}_{r\text{ЗМ}}|$ не буває менше 10. Тільки у виняткових випадках (сухий пісок в сантиметровому діапазоні) $|\dot{\varepsilon}_{r\text{ЗМ}}| = 2 \dots 5$.

6.1 Граничні умови Щукіна – Леонтовича

Дифракційна задача про поширення радіохвиль уздовж Землі вирішується за допомогою наближених граничних умов Щукіна – Леонтовича замість точних граничних умов. На межі розділу в повітрі співвідношення між дотичними складовими \dot{E}_T і \dot{H}_T визначається хвильовим опором ґрунту $\dot{Z}_{\text{ЗМ}}$:

$$\dot{Z}_{\text{ЗМ}} = \frac{\dot{E}_T}{\dot{H}_T}, \quad (6.5)$$

де

$$\dot{Z}_{\text{ЗМ}} = \sqrt{\frac{\mu_{a\text{ЗМ}}}{\dot{\varepsilon}_{a\text{ЗМ}}}}; \quad \mu_a = \mu_0; \quad \dot{Z}_{\text{ЗМ}} = \frac{120\pi}{\sqrt{\dot{\varepsilon}_{r\text{ЗМ}}}}.$$

Граничні умови Щукіна – Леонтовича спростують вирішення задачі знаходження поля земної хвилі шляхом розв’язку системи рівнянь Максвелла тільки для повітря, замість рішення двох систем – для Землі і повітря, при використанні точних граничних умов. Модуль відносної діелектричної проникності землі $|\dot{\epsilon}_{r_{зм}}|$ залежить від довжини хвиль і поводиться різним чином на різних довжинах хвиль (див. табл.6.2).

Таблиця 6.2 – Залежність $|\dot{\epsilon}_{r_{зм}}|$ від довжини хвилі в різних середовищах

Ґрунт	Діелектрик	Напівпровідник	Провідник
Сух. земля $\sigma_{зм} = 10^{-3}$ См/м $\epsilon_{r_{зм}} = 10$	$\lambda < 4$ м	4 м $< \lambda < 400$ м	$\lambda > 400$ м
Морська вода $\sigma_{зм} = 4$ См/м $\epsilon_{r_{зм}} = 8$	$\lambda < 3$ см	3 см $< \lambda < 3$ м	$\lambda > 3$ м

6.2 Коefіцієнти відбиття при вертикальній і горизонтальній поляризації

Земна поверхня відбиває радіохвилі. Це пов'язано зі значеннями відносної комплексної діелектричної проникності. Відбиття характеризується коефіцієнтом відбиття:

$$\dot{R} = \frac{\dot{E}_{\text{відб}}}{\dot{E}_{\text{пад}}} = |\dot{R}|e^{-j\varphi_R}. \quad (6.6)$$

На межі розділу повітря – земля, при розрахунку коефіцієнта відбиття вважають, що повітря має параметри вільного простору.

Кут підняття, або кут зустрічі (Δ). Введемо поняття кута підняття, або кута зустрічі, або кута ковзання $\Delta = 90 - \varphi$, де φ – кут падіння (рис.6.1).

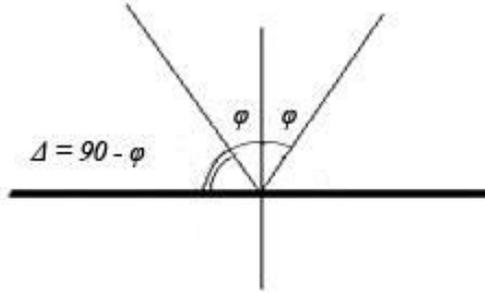


Рисунок 6.1 – До визначення кута підвищення Δ

Горизонтальна поляризація. Якщо повітря – вільний простір, а ґрунт – діелектрик, то коефіцієнт відбиття для горизонтальної поляризації \dot{R}_Γ матиме вигляд:

$$\dot{R}_\Gamma = \frac{\sin\Delta - \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \epsilon_{r1} \cos^2\Delta}}{\sin\Delta + \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \epsilon_{r1} \cos^2\Delta}}, \quad (6.7)$$

при $\epsilon_{r1} = 1$ – повітря

$$\dot{R}_\Gamma = \frac{\sin\Delta - \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \cos^2\Delta}}{\sin\Delta + \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \cos^2\Delta}}, \quad (6.8)$$

де $\dot{\epsilon}_{r3M}$ – комплексна величина.

З (6.7) видно, що \dot{R}_Γ залежить від λ і від параметрів ґрунтів, тобто, від співвідношення ϵ_{r3M} і $60\lambda\sigma_{3M}$. Проаналізуємо $|\dot{R}_\Gamma|$ для трьох видів ґрунтів – діелектричного, провідникового та напівпровідникового. У випадку, коли ґрунт – діелектрик ($60\lambda\sigma_{3M} \ll \epsilon_{r3M}$),

$$R_\Gamma = \frac{\sin\Delta - \sqrt{\epsilon_{r3M} - \cos^2\Delta}}{\sin\Delta + \sqrt{\epsilon_{r3M} - \cos^2\Delta}}. \quad (6.9)$$

З виразу (6.9) видно, що коефіцієнт відбиття реальний (не має уявної частини). Для усіх кутів ковзання Δ , $R_\Gamma < 0$ і не

перетворюється на нуль ні при яких значеннях Δ , внаслідок того, що $\sqrt{\epsilon_{r_{зМ}} - 1} > 0$ для усіх видів ґрунтів. Тому чисельник завжди менший за нуль.

Характерні значення R_{Γ} :

$$\Delta = 0; R_{\Gamma} = -1;$$

$$\Delta = \pi/2; R_{\Gamma} = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_{r_{зМ}}}}{1 + \sqrt{\epsilon_{r_{зМ}}}} \text{ оскільки } \sqrt{\epsilon_{r_{зМ}}} > 1, \text{ то}$$

$$R_{\Gamma} = -\frac{\sqrt{\epsilon_{r_{зМ}} - 1}}{\sqrt{\epsilon_{r_{зМ}} + 1}} \text{ - негативний.}$$

Рівність $R_{\Gamma} = -1$ означає, що фаза дорівнює 180° при усіх значеннях Δ .

Графіки залежності R_{Γ} від Δ і фази $\varphi_{R_{\Gamma}}$ зображено на рис.6.2, рис. 6.3.

$|\dot{R}_{\Gamma}|$ змінюється від 1 при $\Delta = 0$ до $\frac{1 - \sqrt{\epsilon_{r_{зМ}}}}{1 + \sqrt{\epsilon_{r_{зМ}}}}$ при $\Delta = \pi/2$, фази завжди однакові для всіх Δ і дорівнюють 180° .

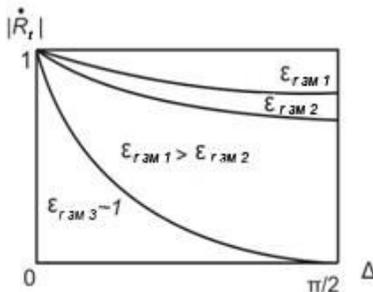


Рисунок 6.2 – Криві модуля коефіцієнта відбиття $|\dot{R}_{\Gamma}|$ у випадку, коли ґрунт – діелектрик для різних $\epsilon_{r_{зМ}}$

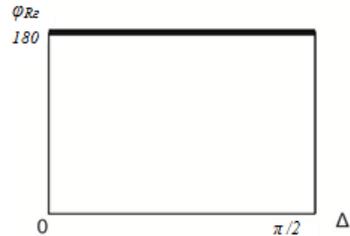


Рисунок 6.3 – Крива аргументу коефіцієнта відбиття у випадку, коли ґрунт – діелектрик

Розглянемо випадок, коли ґрунт – напівпровідник ($\epsilon_{r_{зМ}}$ – величина комплексна)

$$\dot{\epsilon}_{r_{3M}} = \epsilon_{r_{3M}} - j60\lambda\sigma_{3M},$$

і коефіцієнт відбиття також буде комплексним

$$\dot{R} = |\dot{R}_\Gamma| e^{-j\varphi_{R_\Gamma}}. \quad (6.10)$$

У випадку напівпровідникової земної поверхні φ_{R_Γ} може бути відмінний від 0 і 180°. Модуль і фаза $|\dot{R}_\Gamma|$ залежать від частоти, тому що $\dot{\epsilon}_{r_{3M}}$ залежить від частоти.

Графіки залежності $|\dot{R}_\Gamma|$ і φ_{R_Γ} від кута ковзання Δ для цього випадку наведені на рис. 6.4, рис. 6.5:

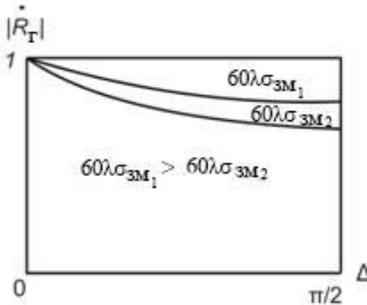


Рисунок 6.4 – Криві модуля коефіцієнта відбиття $|\dot{R}_\Gamma|$ для випадку, коли ґрунт - напівпровідник для різних значень σ_{3M}

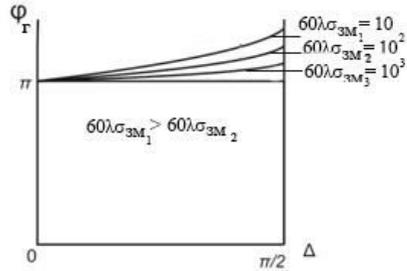


Рисунок 6.5 – Криві аргументу коефіцієнта відбиття $|\dot{R}_\Gamma|$ від напівпровідникового ґрунту для різних σ_{3M}

Криві $|\dot{R}_\Gamma|$ мають монотонний характер. Зі збільшенням довжини хвилі і електропровідності ґрунту модуль $|\dot{R}_\Gamma|$ зростає. Фази при цьому більше, ніж 180°.

У випадку, коли ґрунт – провідник, при будь-якому куті Δ відбувається повне відбиття:

$$R_\Gamma = -1, \text{ фаза } \varphi_{R_\Gamma} = 180^\circ \quad (6.11)$$

Вертикальна поляризація. Коefіцієнт відбиття R_B можна обчислити за формулою

$$\dot{R}_B = \frac{\dot{\epsilon}_{r3M} \sin \Delta - \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \epsilon_{r1} \cos^2 \Delta}}{\dot{\epsilon}_{r3M} \sin \Delta + \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \epsilon_{r1} \cos^2 \Delta}} \quad (6.12)$$

Якщо $\epsilon_{r1} = 1$, то

$$\dot{R}_B = \frac{\dot{\epsilon}_{r3M} \sin \Delta - \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \cos^2 \Delta}}{\dot{\epsilon}_{r3M} \sin \Delta + \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \cos^2 \Delta}} \quad (6.13)$$

У випадку, коли ґрунт – діелектрик, коefіцієнт відбиття є величиною дійсною

$$R_B = \frac{\epsilon_{r3M} \sin \Delta - \sqrt{\epsilon_{r3M} - \cos^2 \Delta}}{\epsilon_{r3M} \sin \Delta + \sqrt{\epsilon_{r3M} - \cos^2 \Delta}} \quad (6.14)$$

В цьому випадку R_B може бути як менше, так і більше нуля. Дійсно, при $\Delta = 0$

$$R_B = \frac{0 - \sqrt{\epsilon_{r3M} - 1}}{0 + \sqrt{\epsilon_{r3M} - 1}} = -1 < 0,$$

при $\Delta = \pi/2$

$$\Delta = \frac{\epsilon_{r3M} - \sqrt{\epsilon_{r3M} - 1}}{\epsilon_{r3M} + \sqrt{\epsilon_{r3M} - 1}} > 0.$$

Тобто, при деякому куті ковзання Δ , $R_{B0} = 0$. Цей кут називається *кутом повного заломлення* Δ_0 , або *кутом повного проходження*.

Прирівнявши чисельник (6.14) до нуля, отримаємо вираз для визначення кута повного заломлення або проходження

$$\sin \Delta_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{r3M} + 1}} \quad (6.15)$$

В випадку повного заломлення або проходження вся електромагнітна енергія проходить в землю і не відбивається від неї.

Графіки залежностей $|\dot{R}_B|$ та φ_{R_B} від Δ приведені на рис.6.6, рис.6.7.

Коефіцієнт відбиття змінюється від правильного позитивного дробу при $\Delta = \frac{\pi}{2} \rightarrow |\dot{R}_B| < 1$ до $R_B = -1$ при $\Delta = 0$. При $\Delta = \Delta_{01}, \Delta_{02}$ – відбиття відсутнє.

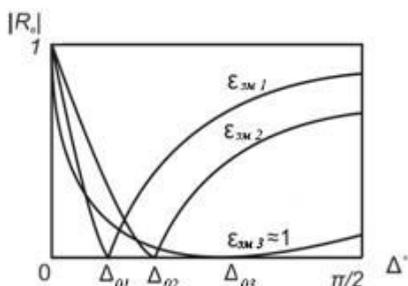


Рисунок 6.6 – Криві модуля коефіцієнта відбиття $|\dot{R}_B|$ у випадку, коли грунт – діелектрик для різних значень ϵ_{3M}

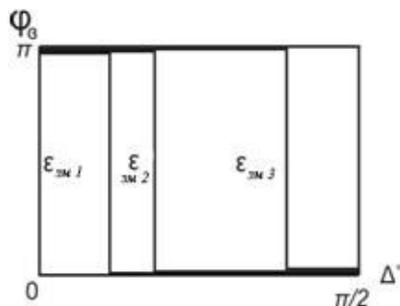


Рисунок 6.7 – Криві аргументу коефіцієнта відбиття $|\dot{R}_B|$ для різних значень ϵ_{3M}

У випадку, коли грунт – напівпровідник, коефіцієнт відбиття – величина комплексна:

$$\dot{R} = |\dot{R}_B| e^{-j\varphi_{R_B}}$$

В цьому випадку характер змін $|\dot{R}_B|$ і φ_{R_B} від Δ такий самий, як і в випадку діелектрика, тільки $|\dot{R}_B|$ ніде не перетворюється на нуль, тобто у випадку напівпровідникового ґрунту кута повного проходження не існує. Просто є кут, при якому $|\dot{R}_B|$ набуває мінімального значення (рис.6.8).

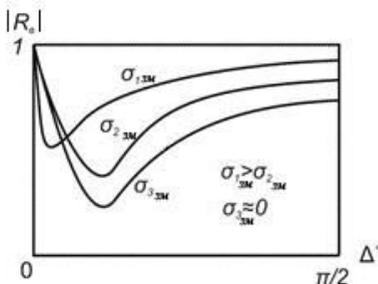


Рисунок 6.8 – Криві модуля коефіцієнта відбиття $|\dot{R}_B|$ у випадку, коли ґрунт-напівпровідник для різних значень σ

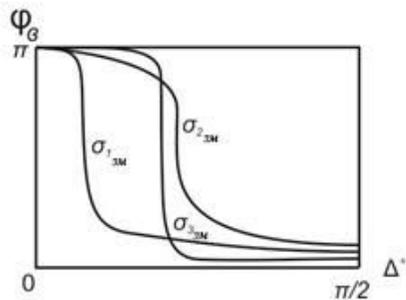


Рисунок 6.9 – Криві аргументу коефіцієнта відбиття $|\dot{R}_B|$ від напівпровідникового ґрунту для різних σ

У випадку, коли ґрунт – провідник, для усіх кутів ковзання справедливим є твердження, що

$$R_B = 1, \varphi_{R_B} = 0. \quad (6.16)$$

З (6.16) виходить, що вся енергія відбивається від провідної землі.

Для практичного визначення модуля і фази коефіцієнта відбиття для двох видів поляризації використовують спеціальні графіки залежності $R(\Delta)$ при падінні хвилі на поверхню землі [40].

Зведені графіки залежності $|\dot{R}_B|$ й $|\dot{R}_\Gamma|$ від Δ , а також φ_{R_B} і φ_{R_Γ} від Δ наведено на рис. 6.10, рис 6.11.

При кутах підвищення $\Delta = 0$ і $\Delta = \pi/2$ модулі коефіцієнтів відбиття дорівнюють один одному. При усіх інших кутах $|\dot{R}_\Gamma| > |\dot{R}_B|$. Ця обставина є головною причиною того, що в радіолокації частіше застосовують горизонтальну поляризацію.

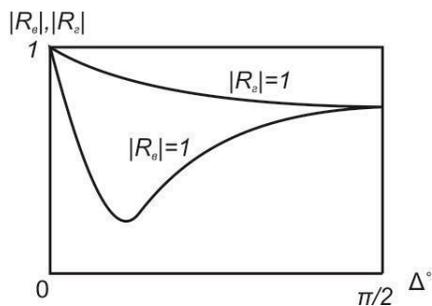


Рисунок 6.10 – Порівняння модулів коефіцієнтів відбиття на вертикальній та горизонтальній поляризаціях

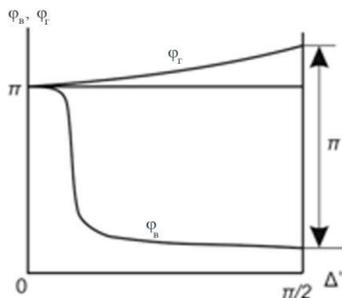


Рисунок 6.11 – Порівняння аргументів коефіцієнта відбиття на вертикальній та горизонтальній поляризаціях

7 ПОШИРЕННЯ ЗЕМНИХ ХВИЛЬ

7.1 Фізичні процеси при поширенні земних хвиль

При поширенні земної хвилі відбуваються наступні фізичні процеси:

– Земна хвиля, поширюючись уздовж межі розділу повітря – грунт збуджує в повітрі і ґрунті струми, які є джерелами вторинного поля.

– Відповідно до принципу – Гюйгенса – Френеля поле земної хвилі можна вважати результатом суперпозиції первинного поля і полів, що є наведеними уявними вторинними джерелами в повітрі і в ґрунті, які збуджуються первинним полем.

– Інтенсивність вторинних джерел в ґрунті послаблена в V разів у порівнянні з вільним простором внаслідок теплових втрат через кінцеві значення $\sigma_{зм}$.

– Ґрунт екранує проникнення поля вглиб землі (скін – ефект), що перешкоджає відтоку енергії в глибокі шари землі і посилює поле над поверхнею землі.

– Сферична земна поверхня – це перешкода, яку земна хвиля огинає при поширенні за межі горизонту. Спостерігається дифракція на неідеальному сферичному екрані з радіусом $R_e = a_{зм} = 6370$ км, що супроводжується великими втратами.

Визначення напруженості поля E з урахуванням всіх п'яти фізичних процесів – складна дифракційна задача. Її рішення було отримане вченим В.О.Фоком в 1945р. для Землі, вважаючи її однорідним діелектриком і з однорідною атмосферою.

7.2 Класифікація методів розрахунку поля

Рішення В.О.Фока – це нескінченний ряд, аналіз якого показує, що для практичних розрахунків можна загальне рішення розділити на декілька часткових.

Критерієм застосування служить висота підйому антен (h_1 , h_2) над поверхнею Землі и довжина радіолінії (r). З точки зору висот розташування антен розрізняють два класи завдань.

– **Перший клас** – коли висота підняття антен $h \gg \lambda$. Це так звані *високо підняті антени* (діапазон частот НВЧ, УВЧ, ДВЧ).

– **Другий клас** – розглядається дифракція при *низько розташованих антенах* $h \ll \lambda$ (діапазон ВЧ і нижчі частоти). При вирішенні завдань другого класу необхідно знати область відстаней або зону, де безперешкодно поширюватимуться земні хвилі – відстань прямої видимості r_{np} без урахування сферичності землі.

У випадку високо піднятих антен часткове рішення визначають згідно з співвідношенням між довжиною радіолінії r і граничною відстанню прямої видимості r_{np} .

7.3 Відстань прямої видимості

Відстанню прямої видимості називається шлях по прямій між передавальною і приймальною антенами, при якому пряма лінія, що сполучає ці антени, торкається земної поверхні в одній точці C (це довжина дотичної до земної сфери AB на рис. 7.1).

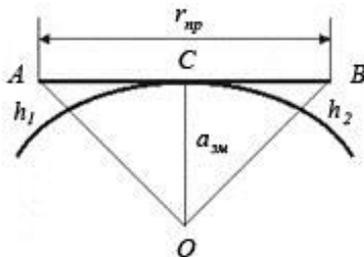


Рисунок 7.1 – До визначення відстані прямої видимості у разі двох високо піднятих антен

Величина r_{np} відраховується по дузі великого кола і лише приблизно дорівнює прямій AB (рис. 7.1).

У разі однорідної атмосфери пункти A і B віддалені на відстань прямої видимості r_{np} . Оскільки $h_1 \ll a_{зм}$ то на підставі простих геометричних міркувань (рис.7.1) маємо:

$$r_{np} = AC + CB.$$

З трикутника OAC

$$AC = \sqrt{(a_{3M} + h_1)^2 - a_{3M}^2} \approx (h_1 \ll a_{3M}) \approx \sqrt{2a_{3M}h_1}.$$

З трикутника OCB

$$CB = \sqrt{(a_{3M} + h_2)^2 - a_{3M}^2} \approx (h_2 \ll a_{3M}) \approx \sqrt{2a_{3M}h_2}.$$

$$r_{\text{пр}} = \sqrt{2a_{3M}} \cdot (\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}).$$

Якщо виразити $r_{\text{пр}}$ – в км, h_1 і h_2 в метрах, то прийдемо до простої інженерної формули

$$r_{\text{пр}}[\text{км}] = 3,57(\sqrt{h_1}[\text{М}] + \sqrt{h_2}[\text{М}]). \quad (7.1)$$

7.4 Моделі трас

У разі піднятих антен $h \gg \lambda$ прийнято розбивати трасу лінії зв'язку на чотири ділянки: плоска земля, зону освітленості, зону півтіні, зону тіні.

Нехай в т. A і т. B знаходиться передавач і приймач. Для якісного розгляду явищ, що відбуваються, скористаємося поняттям істотної області при поширенні радіохвиль.

Перша модель (плоска земля) – є актуальною для такого співвідношення між протяжністю траси і висотами h_1 і h_2 , коли перша зона Френеля не досягає опуклості земної поверхні (лінія AD , яка сполучає між собою точки передавання і приймання на рис. 7.2 не є дотичною до земної поверхні). В цій моделі поверхню Землі вважають плоскою і вплив кривизни Землі не враховувати. Це дає можливість розглядати прямолінійне поширення радіохвиль і вважати протяжність траси малою в порівнянні з відстанню прямої видимості ($r < 0,2r_{\text{пр}}$).

Друга модель (освітлена область). Якщо половина першої зони Френеля перекривається опуклістю земної поверхні (лінія AB , що сполучає передавач з приймачем торкається земної сфери), то необхідно враховувати вплив сферичності Землі,

причому довжина лінії AB повинна знаходитися в межах $0,2r_{пр} < r < 0,8r_{пр}$.

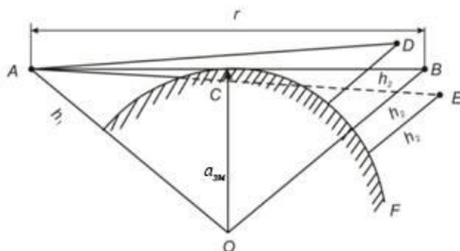


Рисунок 7.2 – Модель гладкої поверхні Землі

Третя модель (область півтіні). В цьому випадку лінія AE , яка сполучає між собою передавач та приймач, перетинає опуклість Землі. Довжина траси знаходиться в межах $0,8r_{пр} < r < 1,2r_{пр}$.

Четверта модель (область тіні) застосовується, якщо довжина траси сягає $r > 1,2r_{пр}$,

У зоні півтіні і тіні хвилі поширюються шляхом дифракції. На рис.8.3 приведено схематичне зображення розглянутих моделей.

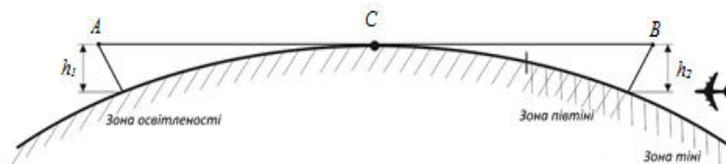


Рисунок 7.3 – Зони освітленості, тіні і півтіні при дифракції радіохвиль навколо земної кулі

В діапазонах СВ і ДВ для низько розташованих антен ($\lambda \gg h, h_1 \cong h_2 \cong 0$) застосовують друге часткове рішення В.О.Фока. Поняття відстані прямої видимості не має сенсу, оскільки сегмент заввишки h , який відсікає пряма AB від земної сфери на рис.7.4 є перешкодою для прямого поширення радіохвиль.

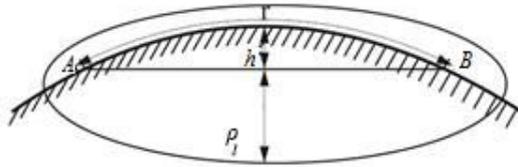


Рисунок 7.4 – Умови використання другого часткового рішення В.О.Фока для низько розташованих антен

Доти, доки висота сегменту h не перевищує значення максимального $\rho_{\phi 1max}$ (радіусу першої зони Френеля $h \ll \frac{\sqrt{\lambda r}}{2}$), впливом сферичності землі можна знехтувати, тобто використовувати модель плоскої землі.

При низько розташованих антенах моделлю плоскої Землі можна користуватися в метровому діапазоні (10 м – 1 м) для трас протяжністю 10 – 20 км; у декаметровому діапазоні (100 м – 10 м) при протяжності трас у декілька десятків кілометрів, на СВ (1000 м – 100 м) і ДВ (10 км – 1 км) довжина траси має бути не менше ніж декілька сотень кілометрів.

При збільшенні r , висота сегменту h стане або рівною, або більшою за $\rho_{\phi 1max}$. В цьому випадку необхідно користуватися моделлю сферичної Землі.

7.5 Приведені висоти h_1' , h_2' з урахуванням сферичності землі

У цьому випадку довжина лінії радіозв'язку менша за відстань прямої видимості. Схему поширення радіохвиль приведено на рис. 7.5. На цьому рисунку точка C – точка відбиття. У відбивальному трактуванні поверхня Землі розглядається як площина. Але, як видно з рис.7.5, при цьому висоти антен h_1' , h_2' становляться дещо нижчими.

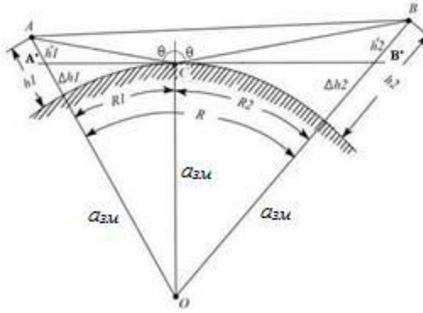


Рисунок 7.5 – До визначення «приведених висот»

Якщо до точки відбиття C провести дотичну до поверхні землі (пряма A_1 і B_1) і відлічувати висоти від цієї прямої, то вводиться в розгляд замість істинних висот h_1 і h_2 так звані *приведені висоти* h_1' , h_2' . При цьому різниця ходу променів між прямою і відбитою хвилею зберігається і кут падіння не змінюється, отже, результат буде правильним. Картина поширення радіохвиль над сферичною Землею буде аналогічною до картини поширення їх над плоскою поверхнею.

Поле в точці B визначається як результат інтерференції прямої хвилі AB і хвилі, що є відбитою від землі (ламана ACB).

Якщо виконати рисунок 7.5 з дотриманням масштабу, то буде видно, що висоти h_1 і h_1' а також h_2 і h_2' не мають кутової розбіжності і можна вважати, що

$$h_1' = h_1 - \Delta h_1, \quad (7.2)$$

$$h_2' = h_2 - \Delta h_2. \quad (7.3)$$

Визначимо Δh_1 і Δh_2 . З $\triangle OA_1C$

$$A_1C = r_1 = \sqrt{(a_{3M} + \Delta h_1)^2 - a_{3M}^2} = \sqrt{2a_{3M}\Delta h_1}.$$

З $\triangle OB_1C$

$$B_1C = r_2 = \sqrt{(a_{3M} + \Delta h_2)^2 - a_{3M}^2} = \sqrt{2a_{3M}\Delta h_2}.$$

Тоді

$$\Delta h_1 = \frac{r_1^2}{2a_{3M}} ; \quad \Delta h_2 = \frac{r_2^2}{2a_{3M}}.$$

Підставивши Δh_1 і Δh_2 в (7.2) і (7.3) отримаємо (7.4), (7.5)

$$h'_1 = h_1 - \frac{r_1^2}{2a_{3M}}, \quad (7.4)$$

$$h'_2 = h_2 - \frac{r_2^2}{2a_{3M}}. \quad (7.5)$$

Підставимо $a_{3M} = 6730$ км і r_1 та r_2 в км. Отримуємо зручні для розрахунку формули

$$h'_1 = h_1(\text{М}) - \frac{r_1^2(\text{КМ})}{12,8}, (\text{М}), \quad (7.6)$$

$$h'_2 = h_2(\text{М}) - \frac{r_2^2(\text{КМ})}{12,8}, (\text{М}) \quad (7.7)$$

Формули (7.6), (7.7) показують, що обчислення наведених висот полягає в знанні місцезнаходження точки відбиття C , або, іншими словами, відстаней r_1 та r_2 .

У загальному випадку визначення розташування точки C пов'язано з громіздкими обчисленнями. Але обчислення спрощуються для двох простих випадків: для малих відстаней ($r \approx 0,5r_{np}$) і великих відстаней ($r \approx r_{np}$).

Для малих відстаней ($r \approx 0,5r_{np}$): положення точки C визначається за формулами для плоскої Землі.

$$r_1 \approx r \frac{h_1}{h_1 + h_2}, \quad (7.8)$$

$$r_2 \approx r \frac{h_2}{h_1 + h_2}. \quad (7.9)$$

Для значних відстаней ($r \approx r_{np}$) пряма AB зливається з ламаною ACB , і можна вважати, що

$$r_1 \approx r \frac{\sqrt{h_1}}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}, \quad (7.10)$$

$$r_2 \approx r \frac{\sqrt{h_2}}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}. \quad (7.11)$$

Для проміжних випадків визначення положення точки відбиття променя S від земної поверхні потребує розв'язку кубічного рівняння. В зв'язку з громіздкістю таких розрахунків доцільно користуватися результатами розв'язку у графічному вигляді, який наведено на рис.7.6 [42]. Для користування рис.7.6 треба задати довжину радіотраси r , висоти передавальної h_1 та приймальної h_2 антен. В результаті по графіку визначається відношення $k = r/r_1$, з якого можна розрахувати r_1 – відстань від передавальної антени до точки відбиття.

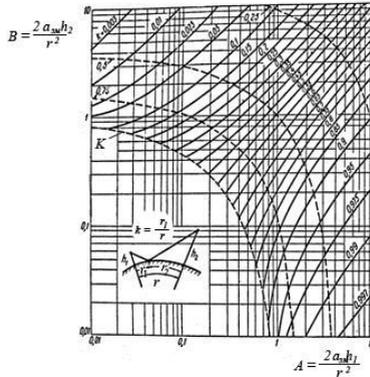


Рисунок 7.6 – Графік для визначення положення точки відбиття для гладкої сферичної Землі, де $K = \frac{1}{\sqrt{A+\sqrt{B}}} = const$

7.6 Напруженість електричного поля в зоні тіні

Для вирішення задачі поширення земної хвилі поблизу напівпровідникової сфери необхідно розв'язати хвильове рівняння у сферичній системі координат. Для значних відстаней в області тіні, коли сферичність землі екранує точку прийому,

можна використати тільки перший член ряду В.О.Фока із загального виразу для напруженості електричного поля в точці прийому. При цьому напруженість поля можна визначити по формулі

$$E = E_0 V, \quad (7.12)$$

де E_0 – напруженість поля у вільному просторі; V - множник послаблення.

Множник послаблення є результатом добутку трьох функцій

$$V = U_1(x) \cdot U_2(y_1) \cdot U_2(y_2), \quad (7.13)$$

або в децибелах

$$V(\text{дБ}) = U_1(x)(\text{дБ}) + U_2(y_1)(\text{дБ}) + U_2(y_2)(\text{дБ}) \quad (7.14)$$

де $U_1(x)$ – функція, яка залежить від відстані і електричних параметрів землі;

$U_2(y_1), U_2(y_2)$ – функції, які залежать від висоти розміщення передавальної і приймальної антен. Параметри x, y_1, y_2 визначаються по формулам (7.15)

$$x = \frac{r}{\left(\frac{a_{\text{зМ}}^2 \lambda}{\pi}\right)^{\frac{1}{3}}}; y_1 = \frac{2h_1}{\left(\frac{a_{\text{зМ}} \lambda^2}{\pi^2}\right)^{\frac{1}{3}}}; y_2 = \frac{2h_2}{\left(\frac{a_{\text{зМ}} \lambda^2}{\pi^2}\right)^{\frac{1}{3}}} \quad (7.15)$$

де $a_{\text{зМ}}$ – радіус Землі.

Для визначення функцій U_1 та V_1 за параметрами x, y_1, y_2 існують графіки, які приведені на рис.7.7, 7.8.

Якщо антени розміщено поблизу Землі, то для визначення напруженості поля в зоні дифракції використовують графіки Міжнародного консультативного комітету з радіозв'язку (МККР), побудовані на підставі розрахунків за дифракційними формулами (рис.7.9).

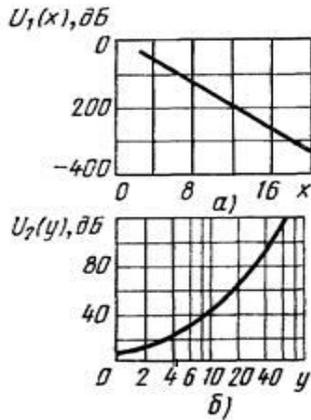


Рисунок 7.7 – Графіки функцій U_1, U_2

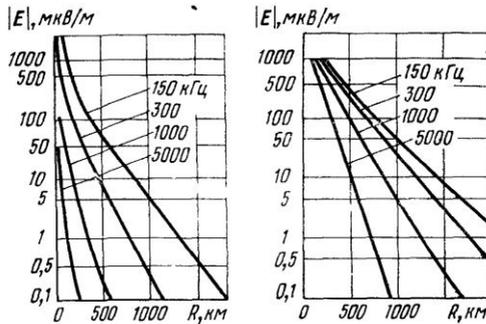


Рисунок 7.8 – Залежність напруженості поля земної хвилі від відстані при поширенні:

- а) – над сушею з параметрами $\sigma_{3M} = 10^{-3} \text{ СМ/М}$, $\epsilon_{r3M} = 4$;
- б) – над морем з параметрами $\sigma_{3M} = 4 \text{ СМ/М}$, $\epsilon_{r3M} = 80$.

На графіках наведено залежність напруженості поля від відстані при потужності передавача $P = 1 \text{ кВт}$ і $D = 1,5$ для різних довжин хвиль і різних електричних параметрів земної поверхні.

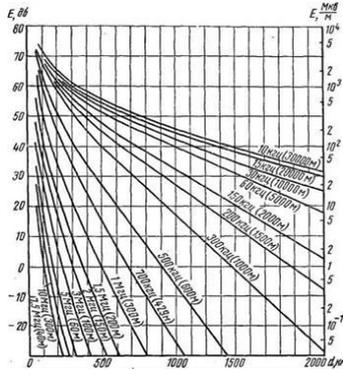


Рисунок 7.9 – Залежність поля земної хвилі від відстані при поширенні над сушею; $\sigma_{3M} = 0,01 \text{ См/м}$, $\epsilon_{r3M} = 4$

Для визначення напруженості поля при заданій потужності випромінювання необхідно значення напруженості поля помножити на величину \sqrt{P} (кВт). Напруженість поля в зоні дифракції зменшується з відстанню значно швидше, ніж при поширенні радіохвиль над плоскою землею поверхнею. Тому напруженість поля в зоні дифракції значно послаблена.

8 ПОЛЕ ВИПРОМІНЮВАЧА, ЯКИЙ ПІДНЯТО НАД ЗЕМЛЕЮ

8.1 Інтерференційне поле, інтерференційні формули

На межі розділу повітря – земля відбувається відбиття хвилі; напруженість поля відбитої хвилі визначається за допомогою коефіцієнтів відбиття $\hat{R}_в$ і $\hat{R}_г$. Поле в точці прийому – результат інтерференції полів прямої хвилі (пряма АВ) і відбитої (ламана АСВ).

Вважаємо, що виконується умова високо піднятих над землею антен ($h_1 \gg \lambda$, $h_2 \gg \lambda$), що практично можливе на УКХ, а іноді й на КХ. При невеликій протяжності траси вважаємо землю плоскою.

Помістимо в точці А вертикальний елементарний вібратор (диполь) – просте джерело сферичних хвиль. Цим джерелом може бути і горизонтальний вібратор.

Тому задача на відбиття сферичної хвилі від плоскої межі повітря – земля можна розглядати таким чином: електромагнітне поле створюється електричним або магнітним диполем у першому середовищі (ϵ_{r1} , μ_{r1} , σ_1). Необхідно визначити вплив на це поле другого середовища (грунт з параметрами ϵ_{r2} , μ_{r2} , σ_2).

Задача строго вирішується методом розділення змінних, але зі спрощенням: вважається, що друге середовище – ідеально провідне, а потім, з урахуванням відбиття плоскої хвилі від плоскої межі розділу, це рішення поширюється на середовище з кінцевими електромагнітними параметрами.

При рішенні використовується ще *метод дзеркальних відображень (МДВ)*

Сутність метода дзеркальних зображень (МДВ) полягає в тому, що реальний елементарний електричний вібратор (ЕЕВ) доповнюють віртуальним, котрий є дзеркальним відображенням першого й замінює вплив провідної Землі. В цьому випадку обидва середовища (верхнього та нижнього півпростору) можна вважати умовно однорідним діелектриком з параметрами ϵ_{r1} , ϵ_{r2} .

Нехай ЕЕВ піднято на висоту h_1 над провідною поверхнею. Фіктивне джерело розташовується в другому середовищі на тій же відстані h_1 (рис 8.1).

Шлях відбитої хвилі по ламаній ACB можна замінити шляхом A_1CB , який йому дорівнює. При цьому вважаємо, що джерелом відбитої хвилі є вібратор, який знаходиться під поверхнею землі на відстані h_1 . Землі замінюється дією другого вібратора у якості віртуального джерела.

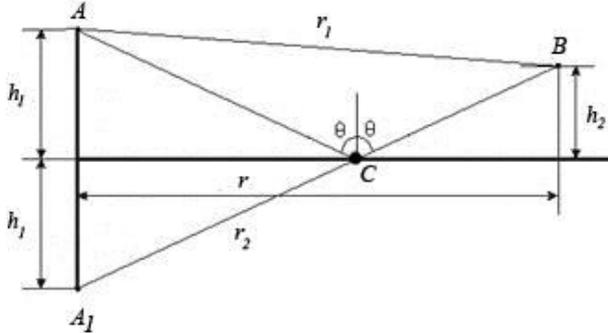


Рисунок 8.1 – Схема поширення радіохвиль у випадку, коли передавальна і приймальна антени підняті над поверхнею землі

Напруженість електромагнітного поля в точці A (напруженість поля прямої хвилі AB)

$$\dot{E}_1 = \dot{E}_{m1} \cdot e^{-jkr_1}. \quad (8.1)$$

Поле відбитої хвилі

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_{m2} |\dot{R}| \cdot e^{-jkr_2} \cdot e^{-j\Phi_R} = \dot{E}_{m2} |\dot{R}| \cdot e^{-jkr_2 - j\Phi_R},$$

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_{m2} |\dot{R}| \cdot e^{-j(kr_2 + \Phi_R)}, \quad (8.2)$$

$$\dot{E}_{m1} = \frac{\sqrt{60PD}}{r_1} \cdot F(\theta) \cdot e^{j\omega t},$$

$$\dot{E}_{m2} = \frac{\sqrt{60PD}}{r_2} \cdot F(\theta) \cdot e^{j\omega t},$$

де \dot{E}_{m1} і \dot{E}_{m2} – комплексні амплітуди напруженості електромагнітного поля прямої і відбитої хвилі у вільному просторі;

$|\dot{R}|$ – коефіцієнт відбиття від землі;

$e^{-j\Phi_R}$ – фаза коефіцієнта відбиття.

Виходячи з умови, що $r \gg h_1$ та $r \gg h_2$, прямі, які проведені з т. A і A_1 можна вважати паралельними в точці прийому B .

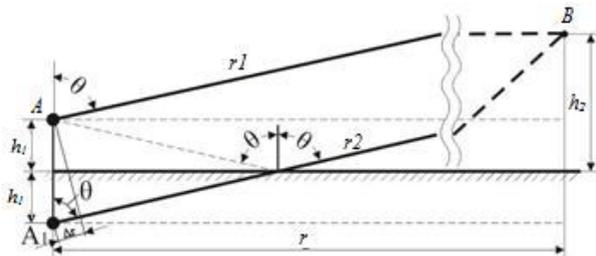


Рисунок 8.2 – Визначення різниці відстаней, яку пройшла пряма і відбита хвилі

З рис. 8.2 можна легко визначити різницю відстаней r_1 та r_2 через висоту передавальної антени h_1 і кут падіння θ на поверхню землі

$$\Delta r = 2h_1 \cos\theta. \quad (8.3)$$

Оцінимо вплив різниці ходу променів Δr (8.3) на амплітуду і фазу результуючої напруженості електромагнітного поля в точці B .

Амплітуда. Різниця Δr величина невелика, тому при обчисленні амплітуди її впливом можна знехтувати і вважати, що амплітудні значення прямої і відбитої хвилі приблизно рівні \dot{E}_{m0}

$$\dot{E}_{m1} = \dot{E}_{m2} \cong \dot{E}_{m0}. \quad (8.4)$$

Фаза. При знаходженні фази таке допущення робити не можна, вплив Δr необхідно враховувати. Використовуючи вирази (8.3) і (8.4) можна записати

$$\begin{aligned} \frac{\dot{E}_2}{\dot{E}_1} &= \frac{\dot{E}_{m0} \cdot e^{-jk r_2}}{\dot{E}_{m0} \cdot e^{-jk r_1}} = |\dot{\mathbf{R}}| \cdot e^{-jk(r_2-r_1)} = e^{-jk\Delta r} = \\ &= e^{-jk2h_1 \cos\theta} \cdot e^{-j\Phi_R}, \end{aligned} \quad (8.5)$$

звідки

$$\dot{E}_2 = \dot{E}_1 \cdot |\dot{\mathbf{R}}| \cdot e^{-jk2h_1 \cos\theta - j\Phi_R}. \quad (8.6)$$

Результуюче поле в точці B запишеться в комплексній формі

$$\begin{aligned} \dot{E} &= \dot{E}_1 + \dot{E}_2, \\ \dot{E} &= \dot{E}_1 [1 + |\dot{\mathbf{R}}| \cdot e^{-j(k2h_1 \cos\theta + \Phi_R)}], \\ \dot{E} &= \dot{E}_{m0} [1 + |\dot{\mathbf{R}}| \cdot e^{-j(k2h_1 \cos\theta + \Phi_R)}]. \end{aligned} \quad (8.7)$$

У тригонометричному вигляді цей (8.7) запишеться як

$$\begin{aligned} \dot{E} &= \dot{E}_{m0} [1 + |\dot{\mathbf{R}}| \cdot \cos(k2h_1 \cos\theta + \Phi_R) - j|\dot{\mathbf{R}}| \times \\ &\quad \times \sin(k2h_1 \cos\theta + \Phi_R)]. \end{aligned} \quad (8.8)$$

Обчислимо модуль \dot{E}_m :

$$\begin{aligned} |\dot{E}_m| &= \dot{E}_{m0} \sqrt{1 + |\dot{\mathbf{R}}|^2 + 2|\dot{\mathbf{R}}| \cdot \cos(k2h_1 \cos\theta + \Phi_R)} \\ &= \dot{E}_{m0} \cdot |\dot{\mathbf{V}}|, \end{aligned} \quad (8.9)$$

де

$$|\dot{V}| = \sqrt{1 + |\dot{\mathbf{R}}|^2 + 2|\dot{\mathbf{R}}| \cdot \cos(k2h_1 \cos\theta + \Phi_R)}. \quad (8.10)$$

В (8.9) E_{m0} – поле у вільному просторі; а в (8.10) V – множник послаблення, що враховує вплив Землі. Формула носить назву інтерференційної формули для $|\dot{E}_m|$. В наступних підрозділах розглядаються окремі випадки її застосування.

8.2 Вертикальний диполь

Якщо вертикальний диполь – випромінювач, то треба врахувати його діаграму спрямованості $F(\theta) = \sin(\theta)$.

Отже, для цього випадку результуюче вертикально поляризоване поле запишеться:

$$E_m = E_{0m} \cdot \sin(\theta) \sqrt{1 + |\dot{\mathbf{R}}_B|^2 + 2|\dot{\mathbf{R}}_B| \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2h_1 \cos\theta + \Phi_R\right)}. \quad (8.11)$$

У (8.11) амплітуда змінюється залежно від кута падіння θ не лише внаслідок діаграми спрямованості випромінювання диполя ($F(\theta) = \sin\theta$), але і внаслідок зміни множника послаблення V .

Вертикальний вібратор створює вертикально поляризовану хвилю, тому слід користуватися значеннями модуля і фази коефіцієнта відбиття для вертикальної поляризації ($|\mathbf{R}| = 1$, $\Phi_R = 0$).

У (8.11) входить множник $\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2h_1 \cos\theta + \Phi_R\right)$, який вказує на існування інтерференційних максимумів і мінімумів. Кількість максимумів залежить від відношення $\frac{h_1}{\lambda}$.

Інтерференційні максимуми спостерігаються в тих напрямках, для яких справедливе співвідношення

$$\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2h_1 \cos\theta + \Phi_R\right) = 1. \quad (8.12)$$

Це можливо, якщо аргументи набувають значень

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2h_1 \cos\theta + \Phi_R = 0, 2\pi, \dots, n 2\pi .$$

Таким чином, інтерференційні максимуми спостерігаються в напрямках, для яких

$$\cos\theta_{max} = \frac{n\lambda}{2h_1} . \quad (8.13)$$

Оскільки, для вертикальної поляризації, фаза коефіцієнта відбиття $\Phi_R = 0$ (ідеально провідна земля), то вираз (8.11) запишеться:

$$V_{max} = \sqrt{1 + 2|\dot{R}_B| + |\dot{R}_B|^2} = (1 + |\dot{R}_B|). \quad (8.14)$$

Інтерференційні мінімуми спостерігаються в напрямках, для яких:

$$\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2h_1 \cos\theta + \Phi_R\right) = -1, \quad (8.15)$$

що можливо, якщо аргументи набувають значень

$$\frac{2\pi}{\lambda} 2h_1 \cos\theta + \Phi_R = \pi, 3\pi \dots, (n + 0,5)\pi ,$$

звідки інтерференційні мінімуми спостерігаються в напрямках, для яких

$$\cos\theta_{min} = \frac{(n+0,5)\lambda}{2h_1}. \quad (8.16)$$

Тоді множник послаблення в мінімумі (для ідеально провідної землі) запишеться:

$$V_{min} = \sqrt{1 - 2|\dot{R}_B| + |\dot{R}_B|^2} = (1 - |\dot{R}_B|). \quad (8.17)$$

Амплітуди результуючого поля з урахуванням інтерференційних максимумів і мінімумів будуть дорівнювати

$$E_{max} = \frac{\sqrt{60PD}}{r} \sin\theta (1 + |\dot{R}_B|), \quad (8.18)$$

$$E_{min} = \frac{\sqrt{60PD}}{r} \sin\theta (1 - |\dot{R}_B|). \quad (8.19)$$

З урахуванням формул (8.18) і (8.19) можна сказати, що ДС диполя поблизу провідної поверхні землі матиме пелюстковий характер внаслідок інтерференції. У полярній системі координат ДС матиме вигляд (рис. 8.3). Таким чином, внаслідок ідеальної провідності, комплексний коефіцієнт відбиття перетворюється на реальний, і при кутах θ_{max} амплітуда поля збільшується в $(1 + |\dot{R}_B|)$ раз, а при θ_{min} зменшується в $(1 - |\dot{R}_B|)$ разів за рахунок впливу поверхні землі.

Розглянемо вплив на ДС параметрів поверхні Землі, над якою відбуваються випромінювання.

У випадку ідеально провідної поверхні, при будь-яких кутах падіння хвилі θ , модуль коефіцієнта відбиття та його фаза дорівнюють $R_B = 1, \Phi_R = 0$.

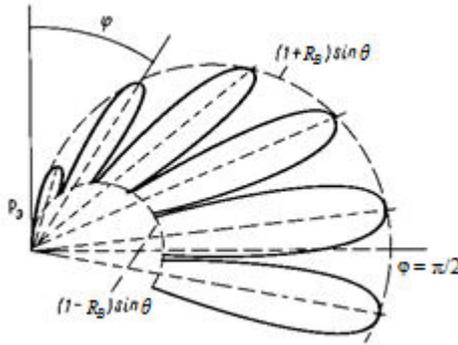


Рисунок 8.3 – Діаграма спрямованості вертикального диполя внаслідок явища інтерференції

Підставимо ці значення у (8.11)

$$E_m = \frac{\sqrt{60PD}}{r} \sin\theta \sqrt{1 + 1 + 2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2h_1 \cos\theta\right)};$$

$$E_m = 2 \frac{\sqrt{60PD}}{r} \cdot \sin\theta \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2h_1 \cos\theta\right).$$

Перший максимум буде при $\theta = \frac{\pi}{2}$. Тоді $E_{mmax} = 2E_{m0}$. У напрямках мінімумів $\theta = 0, \pi, 2\pi, \dots$ випромінювання буде відсутнє (рис.8.4).

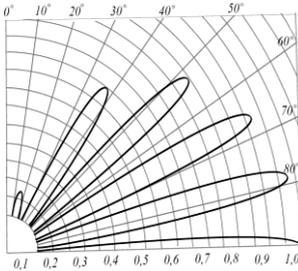


Рисунок 8.4 – ДС
вертикального диполя,
розташованого на висоті
 $h_1 = 2,5\lambda$

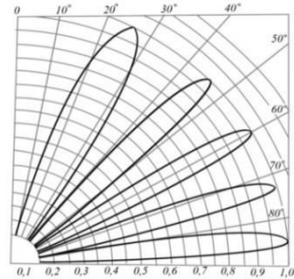


Рисунок 8.5 – ДС
горизонтального диполя,
розташованого на висоті
 $h_1 = 2,5\lambda$

8.3 Горизонтальний диполь

Розглянемо електричне поле горизонтального диполя в його екваторіальній площині. У цій площині диполь не має спрямованих властивостей $F(\theta) = 1$ і створює в дальній зоні горизонтально – поляризоване результуюче поле, амплітуда якого дорівнює

$$E_m = \frac{\sqrt{60PD}}{r} \sqrt{1 + |\dot{\mathbf{R}}_{\Gamma}|^2 + 2|\dot{\mathbf{R}}_{\Gamma}| \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} 2h_1 \cos\theta + \Phi_{\Gamma}\right)}. \quad (8.20)$$

Отриманий вираз відрізняється від рівняння (8.11) тільки заміною $|\dot{\mathbf{R}}_B|$ на $|\dot{\mathbf{R}}_{\Gamma}|$ і відсутністю множника ДС $\sin(\theta)$.

У випадку горизонтального диполя напрями максимумів і мінімумів випромінювання визначаються як

$$\cos\theta_{min} = \frac{n\lambda}{2h_1} ; \cos\theta_{max} = \frac{(n+0,5)\lambda}{2h_1}.$$

Структура поля є пелюстковою, як і для вертикального вібратора, але напрями максимумів та мінімумів випромінювання міняються місцями по відношенню до поля вертикального вібратора. Оскільки $F(\theta) = 1$, то амплітуда пелюсток не змінюється зі зміною кута θ . При $\sigma \rightarrow \infty$; $|\dot{R}_\Gamma| = 1$; $\Phi_\Gamma = \pi$

При піднятому над поверхнею землі горизонтальному вібраторі на відстань, що дорівнює непарній кількості чвертьхвильових відрізків, цей вібратор випромінює вгору, а уздовж землі випромінювання у нього відсутнє (рис.8.5).

8.4 Інтерференційні формули Б.О.Введенського

У найбільш важливому для поширення УКХ вздовж поверхні Землі випадку при пологих променях ($\theta \rightarrow 90^\circ$) формули для визначення поля вертикального і горизонтального вібратора можна піддати подальшому спрощенню. Приблизно можна вважати, що $|\dot{R}_\Gamma| = 1$; $\Phi_\Gamma = \pi$. Тобто, представляє інтерес зміна множника послаблення зі зміною відстані r при заданих висотах антен. Щоб встановити цю залежність, необхідно знайти інший вираз різниці ходу прямого і відбитого променів за умови, що $r \gg h_1$, $r \gg h_2$ (рис.8.6).

Визначимо шлях прямої і відбитої хвиль. З $\triangle AA_2B$ визначимо r_1 :

$$r_1 = \sqrt{r^2 + (h_2 - h_1)^2} = r \sqrt{1 + \frac{(h_2 - h_1)^2}{r^2}} \approx r \left| 1 + \frac{(h_2 - h_1)^2}{2r^2} \right|.$$

З $\triangle A_1BB_1$ визначимо r_2 :

$$r_2 = \sqrt{r^2 + (h_2 + h_1)^2} = r \sqrt{1 + \frac{(h_2 + h_1)^2}{r^2}} \approx r \left| 1 + \frac{(h_2 + h_1)^2}{2r^2} \right|.$$

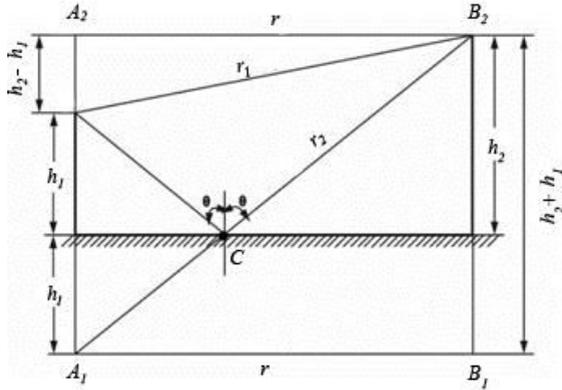


Рисунок 8.6 – До визначення результуючого поля в місці прийому (згідно квадратичній формулі Б.О.Введенського)

Різниця ходу променів прямої і відбитої хвиль визначиться як

$$\Delta r = r_2 - r_1 . \quad (9.21)$$

Виконавши нескладні перетворення, знаходимо Δr

$$\Delta r = \frac{(h_2+h_1)^2}{2r} - \frac{(h_2-h_1)^2}{2r} = \frac{2h_1h_2}{r}.$$

Тоді модуль коефіцієнта послаблення $|\dot{V}|$ з (8.11) буде дорівнювати

$$|\dot{V}| = \sqrt{1 + |\dot{R}|^2 + 2|\dot{R}| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{2h_1h_2}{r} + \varphi_R\right)}, \quad (8.22)$$

де φ_R – фаза коефіцієнта відбиття;

$\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r$ – різниця фаз прямих і відбитих хвиль;

Δr – різниця ходу променів прямих і відбитих хвиль.

При малих кутах ковзання Δ фаза коефіцієнта відбиття $\varphi_R \cong \pi$, особливо на горизонтальній поляризації, і тому різниця фаз між прямою і відбитою хвилями буде дорівнювати

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \pi.$$

Тоді (8.22) змінюється на

$$|\dot{V}| = \sqrt{1 + |\dot{R}|^2 - 2|\dot{R}| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r\right)}. \quad (8.23)$$

Для наближеного визначення коефіцієнта відбиття $|\dot{R}| = 1$, формулу (8.23) легко спростити й привести до більш прийняттого виду:

$$|\dot{V}| = 2 \left| \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r\right) \right|. \quad (8.24)$$

Як виходить з (8.23) й (8.24) множник $|\dot{V}|$ проходить через максимальне та мінімальне значення. При $|\dot{R}| < 1$, ці значення:

$$\begin{aligned} |\dot{V}_{\text{макс}}| &= 1 + |\dot{R}|; \\ |\dot{V}_{\text{мін}}| &= 1 - |\dot{R}|. \end{aligned}$$

При $|\dot{R}| = 1$:

$$\begin{aligned} |\dot{V}_{\text{макс}}| &= 2; \\ |\dot{V}_{\text{мін}}| &= 0. \end{aligned}$$

Значення $|\dot{V}_{\text{макс}}|$ відноситься до випадків, коли аргумент синуса в (8.24) дорівнює

$$\frac{\pi}{\lambda} \Delta r = \frac{\pi}{\lambda} (2m + 1), \quad (8.25)$$

а значення $|\dot{V}_{\text{мін}}|$ – до випадків, коли

$$\frac{\pi}{\lambda} \Delta r = n\pi, \quad (8.26)$$

де $m = 0, 1, 2, 3 \dots$, ($n = 0, 1, 2, 3 \dots$) - порядковий номер максимуму у (8.25), або мінімуму у (8.26); для максимумів

$$\Delta r = \frac{\lambda}{3}, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5\lambda}{2}, \dots, \quad (8.27)$$

а для мінімумів:

$$\Delta r = 0, \lambda, 2\lambda \dots \quad (8.28)$$

Проміжне значення $|\dot{V}|$ можна знайти з формул (8.23) та (8.24).

З формули (8.27) видно, що при $\varphi_R = \pi$, $\Delta r = \frac{\lambda}{2}$ різниця фаз дорівнює $\varphi = 2\pi$, тобто, обидві хвилі синфазні, а з (8.28) різниця фаз $\varphi = 3\pi$, тобто вони протифазні.

Різницю ходу променів можна виразити через кут ковзання Δ :

$$\Delta r = r_2 - r_1 = 2h_1 \cos \theta = 2h_1 \cos(90^\circ - \theta) = 2h_1 \sin \Delta. \quad (8.29)$$

де $\Delta = 90^\circ - \theta$ – кут ковзання.

Таким чином, різниця ходу двох променів дорівнює

$$\Delta r = r_2 - r_1 = 2h_1 \sin \Delta = \frac{2h_1 h_2}{r}. \quad (8.30)$$

Значення $|\dot{V}_{\max}|$ настає за умови

$$\frac{2h_1 h_2}{r} = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5\lambda}{2}, \dots,$$

а значення $|\dot{V}_{\min}|$ – за умови

$$\frac{2h_1 h_2}{r} = 0, \lambda, 2\lambda \dots$$

Залежність множника послаблення від відстані. При змінюванні r множник послаблення V проходить ряд максимумів, коли в точку прийому пряма і відбита хвиля приходять в

однакових фазах, а саме $\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\frac{2h_1h_2}{r} + \Phi_R\right) = 1$, або аргумент $\frac{2\pi}{\lambda}\frac{2h_1h_2}{r} + \Phi_R = 2n\pi$, де $n = 1, 2, 3 \dots$ та ряд мінімумів, коли пряма і відбита хвиля приходять в протифазі, тобто

$$\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\frac{2h_1h_2}{r} + \Phi_R\right) = -1, \text{ або } \frac{2\pi}{\lambda}\frac{2h_1h_2}{r} + \Phi_R = (2n + 1)\pi,$$

де $n = 1, 2, 3$.

Множник послаблення може бути як меншим, так і більшим за одиницю, тому його правильніше називати інтерференційним множителем.

Залежність $V(r)$ має пелюстковий характер (рис.8.7).

Інтерференційні мінімуми. Зі зменшенням r ширина пелюсток зменшується через гіперболічну залежність різниці ходу $\Delta r = \frac{2h_1h_2}{r}$ від відстані, а значення $|\dot{V}_n|$ в мінімумах збільшується за рахунок збільшення кута ковзання Δ , а отже, завдяки зменшенню $|\dot{R}_n|$.

У інтерференційних мінімумах при $|\dot{R}_n| \rightarrow 1$, необхідно визначати $|\dot{R}_n|$ з більшою точністю, оскільки $|\dot{V}_n| = 1 - |\dot{R}_n|$ (рис. 8.7).

Інтерференційні максимуми. При малих кутах ковзання, які звичайні для ліній зв'язку, значення $|\dot{R}_m|$ близькі до одиниці, тому можна вважати без помітної помилки, що $|\dot{V}_n| \approx 2$ в інтерференційних максимумах.

Залежність множника послаблення від висот підняття антен, відстані й довжини хвилі [42]. Керуючись формулами (8.23) та (8.24), можна побудувати залежність множника послаблення від висот h_1 чи h_2 .

Для прикладу розрахуємо випадок зв'язку через озеро чи протоку та ін., який зображено на рисунку 8.8. Нехай $r = 20$ км, $h_1 = 30$ м над рівнем води й $\lambda = 8$ см.

На підставі формули (8.30), висоту підняття другої антени h_2 . можна отримати з виразу для $|\dot{V}_{\text{макс}}|$

$$\frac{\pi}{\lambda} \frac{2h_1h_2}{r} = \frac{\pi}{2} (2m + 1).$$

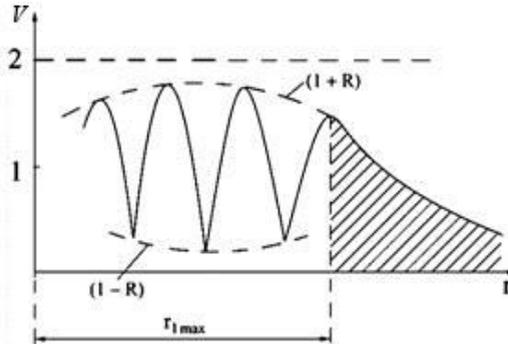


Рисунок 8.7 – Залежність множника послаблення від відстані в загальному випадку

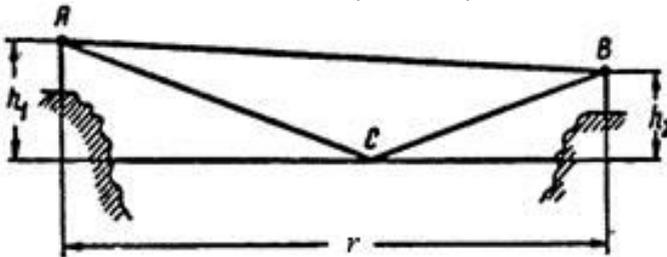


Рисунок 8.8 – До визначення висот підняття антен h_1 і h_2 , які відповідають отриманню $|\dot{V}_{\max}|$ або $|\dot{V}_{\min}|$.

Для різних m отримуємо ряд висот h_2 , для яких будуть відповідати свої значення $|\dot{V}_{\max}|$ (рис. 8.9, а)

$$h_2 = \frac{r\lambda}{4h_1} (2m + 1) = 13,3 \text{ м}; 39,9 \text{ м}; 66,5 \text{ м} \dots \text{ та ін.},$$

а умові досягнення $|\dot{V}_{\min}|$ – висоти

$$h_2 = \frac{r\lambda}{2h_1} n = 26,6 \text{ м}; 53,2 \text{ м}; 79,8 \text{ м} \dots \text{ та ін.}$$

Якщо висоти підвісу антен над поверхнею землі однакові, то значення $|\dot{V}_{\max}|$ (рис 8.9, б) досягаються при висотах передавальної та приймальної антен, що дорівнюють

$$h_1 = h_2 = \sqrt{\frac{r\lambda}{4}} (2m + 1) = 20 \text{ м}; 34,7 \text{ м}; 44,5 \text{ м} \dots \text{та ін.},$$

а $|\dot{V}_{\text{мін}}|$ – при

$$h_1 = h_2 = \sqrt{\frac{r\lambda}{4}} n = 28,3 \text{ м}; 40 \text{ м}; 49,4 \text{ м} \dots \text{та ін.}$$

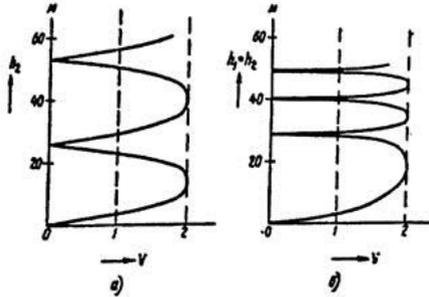


Рисунок 8.9 – залежність множника послаблення $|\dot{V}|$ від висот підняття антени а) – висота $h_1 = 30 \text{ м}$; б) – висоти $h_1 = h_2$.

Таким чином, збільшення висоти приймальної антени h_2 при постійній висоті h_1 спочатку призводить до підсилення прийому, а потім до його послаблення, далі знов до його підсилення та ін. Такий самий результат отримаємо при збільшенні висоти передавальної антени h_1 , при постійній висоті h_2 . У цьому випадку пелюстки діаграми спрямованості немов би притискаються до землі, що і викликає послідовну зміну підсилення та послаблення прийому.

Вплив ефективного коефіцієнту відбиття. При побудові залежності $|\dot{V}|$ від h_2 згідно (8.24) ми вважали, що $|\dot{R}| = 1$, тобто, на трасі (рис. 8.10) відбувається повне відбиття від води при тихій погоді. Проте, при відбитті від суші та від схвильованої водної поверхні слід враховувати, що $|\dot{R}| < 1$. Цю обставину можна урахувати шляхом введення поняття ефективного коефіцієнта відбиття який $|\dot{R}_{\text{еф}}| \leq |\dot{R}|$.

Тоді множник послаблення дорівнює

$$|\dot{V}| = \sqrt{1 + |\dot{\mathbf{R}}_{\text{еф}}|^2 - 2|\dot{\mathbf{R}}_{\text{еф}}| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta r\right)}. \quad (8.31)$$

Побудуємо допоміжні криві згідно формули (8.23):

$$\begin{aligned} |\mathbf{V}_{\text{макс}}| &= 1 + |\dot{\mathbf{R}}_{\text{еф}}|; \\ |\mathbf{V}_{\text{мін}}| &= 1 - |\dot{\mathbf{R}}_{\text{еф}}|, \end{aligned}$$

де значення $|\dot{\mathbf{R}}_{\text{еф}}|$ знаходиться для кутів ковзання

$$\Delta = \arctg\left(\frac{h_1 + h_2}{r}\right) \text{ з рис.8.10.}$$

Далі, за допомогою формули $\Delta r = \frac{2h_1 h_2}{r}$ визначаються висоти h_2 , які відповідають значенням $|\mathbf{V}_{\text{макс}}|$ та $|\mathbf{V}_{\text{мін}}|$. Ці значення h_2 наносяться на допоміжні криві і через отримані точки проводиться крива для $|\dot{V}|$. Приблизний хід таких кривих приведений на рис. 8.11.

При суттєвому дзеркальному відбитті $|\dot{\mathbf{R}}| \rightarrow 1$ залежність $|\dot{V}|$ від висоти h_2 відносно мало відрізняються від рис.8.9 для $|\dot{\mathbf{R}}| = 1$, і навпаки, при суттєвому дифузному відбитті $|\dot{\mathbf{R}}| \rightarrow 0$, величина $|\dot{V}|$ змінюється в невеликих межах і мало відрізняється від одиниці.

В граничному випадку – при чисто дифузному відбитті ($|\dot{\mathbf{R}}| = 0$) маємо поширення радіохвиль у вільному просторі, коли напруженість поля $E = E_{m0}$.

Якщо поляризація хвилі вертикальна, то при співвідношенні

$$\frac{r}{h_1 + h_2} = \sqrt{\varepsilon_r}$$

кут ковзання приблизно дорівнює псевдобрюстерівському і $|\dot{\mathbf{R}}| \rightarrow 0$. Тоді допоміжні криві для $|\mathbf{V}_{\text{макс}}|$ і $|\mathbf{V}_{\text{мін}}|$ сильно зближуються і залежність $|\dot{V}|$ від висоти h_2 повинна мати вигляд, який подібний до рис. 8.12.

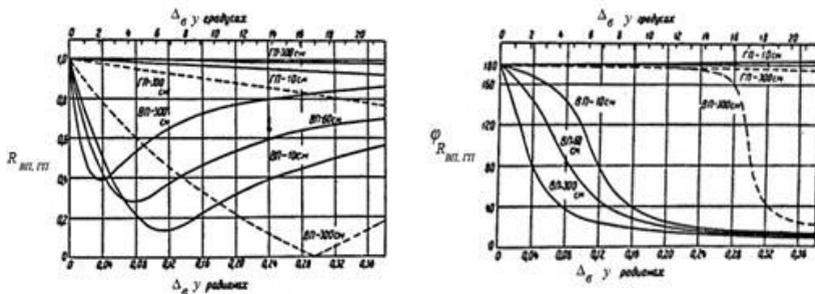


Рисунок 8.10 – Коефіцієнт дзеркального відбиття УКХ від морської води та сухого ґрунту: - морська вода $\epsilon_r = 81, \sigma = 1 \text{ См/м}$; --- сухий ґрунт $\epsilon_r = 10, \sigma = 0,002 \frac{\text{См}}{\text{м}}$; ВП – вертикальна поляризація; ГП – горизонтальна поляризація.

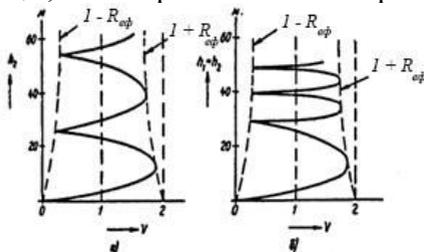


Рисунок 8.11 – Залежність множника послаблення V від висоти h_2 при $|\dot{R}| < 1$ (горизонтальна поляризація): а) при висоті $h_1 = 30 \text{ м}$; б) при однакових висотах $h_2 = h_1$

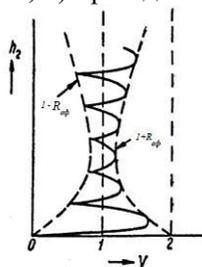


Рисунок 8.12 – Залежність множника послаблення $|\dot{V}|$ від висоти h_2 , що показує можливий вплив кута Брюстера (вертикальна поляризація)

Для побудови інтерференційних кривих необхідно знати фактичну залежність $|\dot{R}_{\text{еф}}|$ від кутів ковзання Δ , яка в загальному випадку невідома. Навпаки, якщо такі криві отримано експериментальним шляхом, то з їх допомогою можна отримати $|\dot{R}_{\text{еф}}|$. Якщо задатися певною висотою h_2 , за допомогою кривих $|\dot{V}_{\text{макс}}|$ і $|\dot{V}_{\text{мін}}|$, отримаємо співвідношення:

$$\frac{|\dot{V}_{\text{мін}}|}{|\dot{V}_{\text{макс}}|} = \frac{1 - |\dot{R}_{\text{еф}}|}{1 + |\dot{R}_{\text{еф}}|},$$

звідки випливає, що $|\dot{R}_{\text{еф}}|$ від кута Δ , який відповідає даній висоті h_2 :

$$|\dot{R}_{\text{еф}}| = \frac{U_{\text{вх_макс}} - U_{\text{вх_мін}}}{U_{\text{вх_макс}} + U_{\text{вх_мін}}}. \quad (8.32)$$

де $U_{\text{вх}}$ – напруга на вході приймача.

8.5 Критерій застосування формули Б.О.Введенського

У багатьох випадках формулу для $|\dot{V}|$ можна спростити. При малих кутах ковзання Δ для більшості видів поверхні Землі на практиці коефіцієнт відбиття $|\dot{R}|$ близький до одиниці, а фаза коефіцієнта $\Phi_r = \pi$, і це особливо справедливо для горизонтально поляризованого випромінювання.

Тоді, враховуючи вищезазначені обставини, множник послаблення $|\dot{V}|$ прийме вигляд

$$|\dot{V}| = 2 \sqrt{\sin^2 \left(\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} \right)} = 2 \left| \sin \left(\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} \right) \right|. \quad (8.33)$$

Множник послаблення $|\dot{V}|$ має синусний закон зміни.

Якщо r виразити в км, висоти антен та довжину хвилі в м, то отримаємо інженерну формулу:

$$|\dot{V}| = 2 \left| \sin \left(\frac{360^\circ \cdot h_1(M) \cdot h_2(M)}{\lambda(M) \cdot r(\text{км})} \right) \right|. \quad (8.34)$$

Залежність множника послаблення $V(r)$ за відсутності втрат при відбитті від землі має вигляд (рис.8.13):

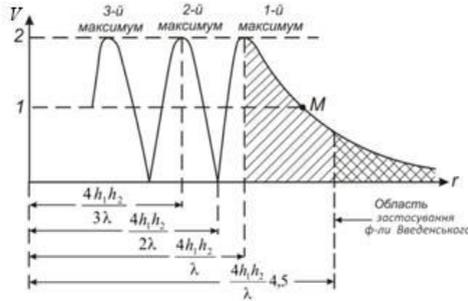


Рисунок 8.13 – Залежність множника послаблення від відстані при $|\dot{R}| = 1$

Визначимо відстані, яким відповідають максимуми і мінімуми.

Максимуми знаходяться з умови:

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

де $n = 0, 1, 2, 3$.

Тоді

$$r_{max} = \frac{4h_1 h_2}{\lambda(2n+1)} \quad (8.35)$$

Отже, перший максимум з боку великих відстаней віддалений від передавача на відстань $r_{1 max}$ (при $n = 0$). Формула для $r_{1 max}$ матиме вигляд:

$$r_{1 max} = \frac{4h_1 h_2}{\lambda}.$$

Положення другого максимуму $r_{2 max}$ (при $n = 1$)

$$r_{2 \max} = \frac{4h_1 h_2}{3\lambda}.$$

Мінімуми знаходяться з умови

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

де $n=0,1,2,3$.

Звідси можна визначити положення мінімумів :

$$r_{\min} = \frac{2h_1 h_2}{\lambda(1+n)}. \quad (8.36)$$

Таким чином, перший мінімум розташований на відстані $r_{1 \min}$ (при $n = 0$)

$$r_{1 \min} = \frac{2h_1 h_2}{\lambda}. \quad (8.37)$$

На відміну від загального випадку, у цьому разі максимальні значення V_{\max} будуть дорівнювати

$$V_{\max} = 1 + |\dot{\mathbf{R}}| = 2,$$

а мінімальні V_{\min}

$$V_{\min} = 1 - |\dot{\mathbf{R}}| = 0.$$

Починаючи з деякої відстані $r_{1 \max} = \frac{4h_1 h_2}{\lambda}$, що відповідає першому інтерференційному максимуму, $|\dot{\mathbf{V}}|$ монотонно спадає, прагне до нуля при значному збільшенні довжини радіотраси r . Це пояснюється тим, що зі збільшенням r різниця ходу променів прямого та відбитого від землі прагне до нуля, тобто, прямий та відбитий промені зливаються.

Квадратична формула Б.О.Введенського. У багатьох важливих для практики випадках формулам для множника посилення можна надати більш просту і зручну форму.

Якщо аргумент синуса у формулі (8.33) для V менше $\pi/9$, тобто за умови

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

то синус можна замінити його аргументом і $|\dot{V}|$ дорівнюватиме:

$$|\dot{V}| = \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}. \quad (8.38)$$

Напруженість поля в точці прийому з урахуванням (8.38) буде дорівнювати

$$E_m = \frac{\sqrt{60PD}}{\lambda r^2} 4\pi h_1 h_2, \quad (\text{В/м}). \quad (8.39)$$

Вираз (8.39) визначає амплітудне значення E_m . Для того, щоб знайти дійсне значення $E_{\text{дійсн}}$, треба виразити потужність P в кВт, висоти антен h_1 та h_2 в м, відстань r в км. Отримаємо **квадратичну формулу Б.О.Введенського** в інженерній формі [14]

$$E_{\text{дійсн}} = \frac{2.18 \cdot \sqrt{P(\text{кВт}) \cdot D}}{\lambda(\text{м}) \cdot r^2(\text{км})} \cdot h_1(\text{м}) \cdot h_2(\text{м}), \quad (\text{мВ/м}) \quad (8.40)$$

Ця формула була отримана академіком Б.О.Введенським і носить його ім'я.

Обмеження для використання квадратичної формули Б.О.Введенського:

– Повинні виконуватися умови для модуля і фази коефіцієнта відбиття $0,95 < |R|$ та $175^\circ < \theta < 180^\circ$, які легше виконуються при горизонтальній поляризації хвиль і важче – при вертикальній поляризації.

– Формула застосовується тільки для таких антен, які піднято над землею, тобто висоти h_1 і h_2 є більшими за довжину хвилі у декілька разів. В цьому випадку можна користуватися

наближеним трактуванням про існування в місці прийому прямого і відбитого променю. Якщо ця умова не виконується, то необхідно враховувати вплив плоскої Землі в якості напівпровідникової поверхні, і розрахунок поля в точці прийому треба проводити строго.

– Формула застосовується при виконанні умови

$$\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda r} < \frac{\pi}{9},$$

тому що тільки в цьому випадку функцію синусу можна замінити її аргументом.

Згідно до квадратичної формули Б.О. Введенського, напруженість поля квадратично спадає з відстанню, тобто $|\dot{V}| \approx \left(\frac{1}{r^2}\right)$. Спадання поля відбувається швидше, ніж у вільному просторі, де $|\dot{V}| \approx \left(\frac{1}{r}\right)$.

Випадок низько розташованих антен. Для антен (несуттєво, передавальної чи приймальної), які знаходяться на Землі (нехай, для прикладу, $h_2 = 0$), напруженість поля не можна вирахувати за формулою Б.О.Введенського, тому що E_m згідно (8.39) дорівнює нулю. Це не відповідає реальності. Справа в тому, що випромінювані хвилі поглинаються на усьому шляху, а не тільки в точці відбиття. Тому в інженерній практиці існує інший спрощений метод розрахунку $|\dot{V}|$ для невеликих висот антен

$$|\dot{V}| = \frac{2\pi \sqrt{h_1^2 + h_0^2} \sqrt{h_2^2 + h_0^2}}{\lambda r}, \quad (8.41)$$

де h_0 – мінімальна ефективна висота антен.

Мінімальну ефективну висоту для вертикальної поляризації можна визначити з формули

$$h_0 = \frac{\lambda}{2\pi q'_{в,г}}. \quad (8.42)$$

В формулі (8.42) для вертикальної поляризації q_V дорівнює

$$q_V = \frac{\sqrt{(\varepsilon_{r_{3M}} - j60\lambda\sigma_{3M}) - \cos^2\Delta}}{(\varepsilon_{r_{3M}} - j60\lambda\sigma_{3M})},$$

а для горизонтальної поляризації q_H дорівнює

$$q_H = \sqrt{(\varepsilon_{r_{3M}} - j60\lambda\sigma_{3M}) - \cos^2\Delta},$$

де $\Delta = 90 - \theta$ – кут зустрічі, або кут ковзання.

Якщо $h_1 \gg h_0$ та $h_2 \gg h_0$, то

$$V = \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda r}. \quad (8.43)$$

Якщо, навпаки, $h_1 \ll h_0$ та $h_2 \ll h_0$, то

$$V = \frac{4\pi h_0^2}{\lambda r}. \quad (8.44)$$

З (8.44) очевидно, що у випадку низько розташованих антен множник послаблення V у явній формі не залежить від висот антен.

9 ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ НАД НЕРІВНОЮ АБО НЕОДНОРІДНОЮ ТРАСОЮ, КОЛИ АНТЕНИ ВИСОКО ПІДНЯТІ НАД ЗЕМЛЕЮ. КРИТЕРІЙ РЕЛЕЯ

Зазвичай на земній поверхні є більш-менш виражені нерівності, наявність яких впливає на поширення радіохвиль. У загальному випадку врахувати цей вплив не є можливим. Тому одним зі шляхів обрахування поля на нерівній місцевості у кожному конкретному випадку є побудова профілю траси з подальшим розрахунком поля тим або іншим способом.

В природі існують різні види нерівностей: дрібні нерівності (шорстка поверхня), пологі пагорби, місто, поодинокі перешкоди (гора, високий будинок) і т. ін.

З курсу технічної електродинаміки відомо: при падінні хвилі на абсолютно рівну поверхню напрям відбитої хвилі визначається за законом геометричної оптики (кут падіння і кут відбиття однакові). Таке відбиття називається дзеркальним. Тільки при нормальному падінні відбита хвиля повертається до випромінювача.

Якщо поверхня землі нерівна, то радіохвилі відбиваються у різних напрямках, у тому числі в зворотному (рис. 9.1).

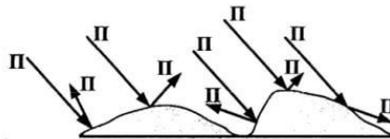


Рисунок 9.1 – Виникнення розсіяних променів при відбитті від шорсткої поверхні

В оптиці для оцінки ступеня шорсткості відбивної поверхні широко застосовують критерій Релея. Це поняття застосовується і при випромінюванні радіохвиль.

9.1 Критерій шорсткості поверхні Релея

Задача формується таким чином: нехай є шорстка поверхня, на яку під кутом θ падають радіохвилі (рис. 9.2).

Припустимо, що усі нерівності мають однакову висоту h , що дає можливість говорити про середню висоту нерівностей.

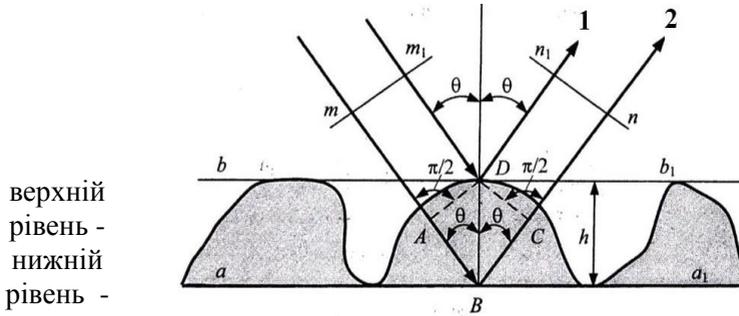


Рисунок 9.2 – До встановлення критерію Релея

У створенні відбитої хвилі беруть участь і нижній, і верхній рівні. Площина $m-m_1$ – площина рівних фаз падаючих хвиль, а площина $n-n_1$ – це площина рівних фаз відбитих хвиль. Визначимо фазові співвідношення на площині $n-n_1$. Хвилі, які відбиваються від нижнього рівня, проходять додатковий шлях $ABC = 2h \cos \theta$.

Це викликає зрушення фаз між променями 1 і 2, яке дорівнює

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2h \cdot \cos(\theta) = \frac{4\pi h}{\lambda} \cdot \cos(\theta). \quad (9.1)$$

Вважають, що якщо фазові спотворення на площині $n-n_1$ не перевищують $\frac{\pi}{2}$, то хвилю можна вважати плоскою і впливом нерівностей на відбиття хвилі знехтувати.

З цієї умови можна отримати допустиму висоту нерівностей, при яких відбиття можна вважати дзеркальним:

$$\Delta\varphi_{\text{дз}} = \frac{4\pi h}{\lambda} \cdot \cos(\theta) < \frac{\pi}{2},$$

звідси допустима висота нерівностей

$$h_{\text{дв}} = \frac{\lambda}{8 \cos(\theta)}. \quad (9.2)$$

Співвідношення (9.1) називається *критерієм Релея*. Воно показує, що при цій висоті нерівностей дзеркально відбиватися будуть промені, які падають полого. Чим коротша λ , тим сильніше позначаються нерівності.

У діапазоні УКХ навіть невеликі нерівності викликають розсіювання відбитих хвиль.

Нерівною поверхнею є також поверхня схвильованого моря, причому міра нерівності залежить від сили хвилювання.

У ДХ і СХ – діапазонах нерівностями є пагорби заввишки десятки метрів і великі будови.

9.2 Область поверхні, яка є істотною при відбитті. Перша зона Френеля при відбитті

За законами геометричної оптики відбиття радіохвиль відбувається в деякій точці. Насправді, згідно хвильової теорії, відбита хвиля формується ділянкою земної поверхні, що оточує точку відбиття.

Якщо передавальна і приймальна антени рознесені на відстань r , то, як відомо, в точку прийому приходить пряма і відбита хвилі. Для кожної з цих хвиль існує область, яка є істотною при поширенні.

Для прямої хвилі – це еліпсоїд обертання з полюсами в точках A та B .

Для відбитої хвилі – будуть такий самий еліпсоїд з одним фокусом, що знаходиться в точці в A' (фіктивне джерело A' , згідно МДВ). Область перетину цього еліпсоїда із земною поверхнею є областю, істотною при відбитті радіохвиль і має конфігурацію еліпса, велика вісь якого витягнута у напрямі поширення хвилі

Це перша зона Френеля при відбитті. Розташування області на трасі оцінюється розташуванням центру еліпса – точкою C .

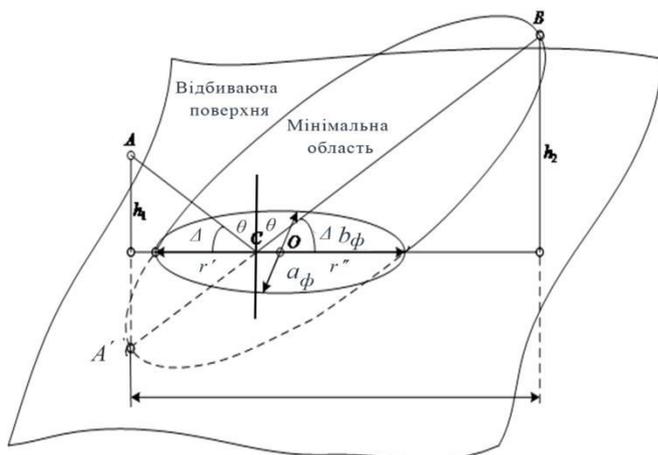


Рисунок 9.3 – Побудова істотної області при відбитті

Визначення розмірів еліпса. При визначенні розмірів еліпса можливі два варіанти: $h_1 = h_2 = h$ та $h_1 \neq h_2$.

Розглянемо перший варіант. В цьому випадку точка C розташовується на середині траси. Розміри півосей еліпса, якщо відомий кут падіння θ , визначаються наступним чином (див. рис. 9.3):

$$a_\phi = \sqrt{\frac{r r'' \lambda}{r' + r''}}, \quad (9.3)$$

$$b_\phi = \frac{a_\phi r}{\sqrt{4a_\phi^2 + r^2 \operatorname{ctg} \theta}}. \quad (9.4)$$

Якщо відомий кут ковзання Δ , тоді розміри еліпса обчислюються по формулах

$$a_\phi = b_\phi \sin \Delta, \quad (9.5)$$

$$b_\phi = \left(\frac{2}{\sin \Delta} \right) \sqrt{\frac{n \lambda h}{2 \sin \Delta}}, \quad (9.6)$$

де $\sin \Delta = \frac{h_1+h_2}{r}$ за умови, що $h_1 = h_2 = h$.

У формулах (9.3), (9.4) розміри півосей еліпса розраховуються для першої зони Френеля ($n = 1$), що допустимо для практичних розрахунків $n = 1$, в інженерних розрахунках більшої точності варто брати $n = 8$. З формули (9.6) видно, що на реальних радіолініях, коли $h_1 + h_2 \ll r$ та $\sin \Delta = h_1 + h_2 \ll 1$, розмір $b_\phi \gg a_\phi$, тобто суттєва область при відбитті витягнута уздовж траси і тим в більшій мірі, чим нижчі антени і довше траса. Коли $h_1 + h_2 \rightarrow 0$, то вся траса стає істотною областю при відбитті. Отже, в цьому випадку відбивне трактування впливу землі неприйнятне.

Розглянемо другий варіант, коли $h_1 \neq h_2$.

Рівняння цього еліпсоїда можна отримати, вирішивши спільно рівняння еліпсоїда обертання і рівняння відбивної площини. Опускаючи досить громіздкі проміжні перетворення, запишемо формули для визначення великої вісі еліпса $2b_\phi$, малої вісі $2a_\phi$ та для величини зміщення центру еліпса C_c відносно геометричної точки відбиття, припускаючи при цьому, що істотна область охоплює перші 8 зон Френеля:

$$2b_\phi = r \sqrt{\frac{8\lambda r(8\lambda r + 4h_1 h_2)}{8\lambda r + (h_1 + h_2)^2}}; \quad (9.7)$$

$$2a_\phi = \sqrt{\frac{8\lambda r(8\lambda r + 4h_1 h_2)}{8\lambda r + (h_1 + h_2)^2}}; \quad (9.8)$$

$$C_c = r \frac{h_2 - h_1}{2(h_1 + h_2) \left(1 + \frac{(h_1 + h_2)^2}{8\lambda r}\right)}. \quad (9.9)$$

У реальних умовах h_1 і $h_2 \ll r$, тому еліптична істотна зона віддзеркалюваної поверхні дуже витягнута уздовж траси ($2b_\phi \gg 2a_\phi$).

З формули (9.9) для C_c видно, що центр еліпса співпадає з точкою відбиття тільки у разі рівності висот передавальної і приймальної антен.

При $h_1 < h_2$ центр еліпса зміщений до точки прийому ($C_c > 0$).

При $h_1 > h_2$ центр еліпса зміщений до точки передачі ($C_c < 0$).

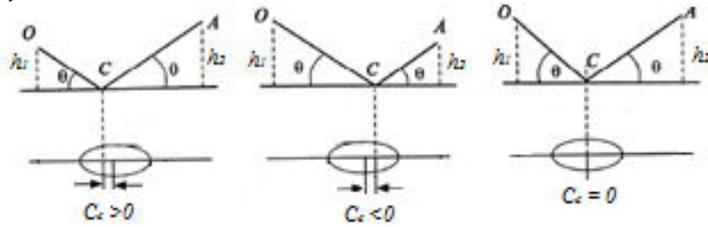


Рисунок 9.4 – Розміри ділянок відбиття: а) при нижчій передавальній антенні $C_c < 0$; б) при вищій передавальній антенні ($C_c > 0$); в) при рівновисотних антенах ($C_c = 0$)

9.3 Напруженість електричного поля над нерівною поверхнею

Напруженість електричного поля над нерівною поверхнею розраховується по тих же формулах, які були отримані для вертикального і горизонтального вібраторів, але тільки з урахуванням ефективного коефіцієнта відбиття.

Практичні рекомендації: при поширенні радіохвиль над неоднорідною поверхнею перш ніж розраховувати напруженість електричного поля, необхідно визначити положення і розміри віддзеркалюваної поверхні. Наприклад, якщо віддзеркалювана поверхня потрапляє на обмежену водну поверхню – озеро, а передавальна і приймальна антени знаходяться на суші на великому видаленні від берега, то коефіцієнт відбиття береться від водної поверхні і характер поля буде таким, начебто уся траса проходила над водою.

9.4 Траси, що проходять над горбистою місцевістю

Найбільш поширеним випадком є випадок, коли:

– кореспондуючі станції знаходяться в межах прямої видимості;

– сама траса проходить над горбистою місцевістю, тобто типовим ландшафтом є слабо пересічена місцевість для більшості материків, іншими словами, горбиста місцевість.

Відмінність поширення радіохвиль над рівною поверхнею від поширення над горбистою місцевістю полягає в тому, що в першому випадку формується один відбитий промінь, а в горбистій місцевості можуть виникати декілька променів (рис.9.5).

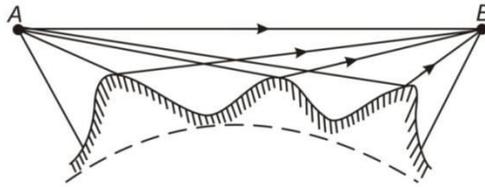


Рисунок 9.5 – Поширення радіохвиль в межах прямої видимості над горбистою місцевістю

При цьому формування відбитого променя відбувається не в геометричній точці, а в межах площі, обмеженої першою зоною Френеля при відбитті. У більшості практичних випадків розміри вершин пагорбів значно менше площі першої зони Френеля.

Типові умови, в яких проходить траса радіорелейної лінії в горбистій місцевості показані на рис.9.6.

Тут l_1 , l_2 , l_3 – відстані між вершинами пагорбів. У заштрихованій області поширюється енергія хвилі, яка обмежена першою зоною Френеля. Тут «небезпечними» зонами є вершини II і III пагорбів.

Завдання проектувальника лінії зв'язку – обрати такі висоти антен h_1 та h_2 на пагорбах I і IV, щоб:

– «просвіт» між АВ і вершинами II і III пагорбів був не менше, ніж радіус першої зони Френеля, який розраховано в місці розташування відповідних пагорбів;

– щоб h_1 та h_2 забезпечували чистоту першої зони Френеля, тобто просвіти мають бути більше радіусів першої зони Френеля

для II і III пагорбів. Тоді пагорби не послаблятимуть поля хвилі, тобто поле буде як у вільному просторі ($|\dot{V}| = 1$).

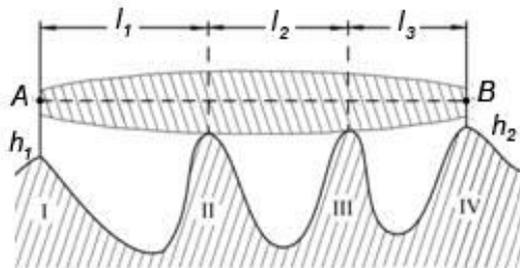


Рисунок 9.6 – Визначення необхідних висот антен при поширенні УКХ у горбистій місцевості
Значення радіусів перших зон Френеля над пагорбами II і III дорівнює

$$R_{\Phi_2} = \sqrt{\frac{\lambda l_1(l_2+l_3)}{l_1+l_2+l_3}} ; \quad R_{\Phi_3} = \sqrt{\frac{\lambda l_3(l_2+l_1)}{l_1+l_2+l_3}}. \quad (9.10)$$

Масштабна сітка для побудови профілю траси. На практиці визначення «просвітів» здійснюється складніше, ніж на рис. 9.6, оскільки необхідно враховувати рельєф місцевості. Рельєф місцевості зазвичай задається у вигляді відміток (висот) над «рівнем моря» (чи умовного нульового рівня), тобто будують профіль траси.

Профіль траси будується в прямокутній системі координат, в якій по осі абсцис відлічують відстань в [км], а по осі ординат – висоти в [м].

Передусім наносять лінію, що зображує рівень моря або умовний нульовий рівень, точки якого визначаються по формулі дальності горизонту, що має вигляд параболи в прямокутній системі координат

$$y = \frac{r^2}{2 \cdot a_{\text{зм}}} \cdot k \cdot (1 - k), \quad (9.11)$$

де $k = \frac{r_1}{r}$ – відносна координата перешкоди, або відносна координата заданої точки;

r_1 – відстань від передавальної антени до заданої точки.

Побудову профілю траси проводять у такій послідовності:

- наносять лінію рівня моря або умовного нульового рівня, при цьому точки визначаються за формулою (9.11);

- користуючись топографічними картами, визначають та наносять висотні відмітки точок профілю відносно умовного рівня на різних відстанях і з'єднують їх плавною лінією;

- на профілі траси наносять ліс, місцеві предмети (будови і так далі);

- знаючи висоту підйому передавальної і приймальної антен, на профілі траси проводять лінію AB , що сполучає точки розташування передавача і приймача;

- відстань між лінією AB і профілем траси називають просвітом H . Просвіт визначають графічно в найбільш високій точці профілю траси (рис.9.7), або в точці відбиття на достатньо рівних трасах. Просвіт вважається позитивним, якщо лінія AB вище найвищої точки на трасі, або від'ємним, коли AB перерізає профіль траси. Якщо найвища точка профілю вкрита лісом, то просвіт визначають відносно верхівок дерев, тому що для УКХ ліс є радіонепрозорою перешкодою.

Класифікація трас за величиною просвіту H . При відсутності рефракції ($g = 0$) в залежності від величини просвіта H траси розділяються на *відкриті, напіввідкриті і закриті*.

Величина просвіту в цьому випадку буде порівнювати величині H_0 , при якій множник послаблення $|\dot{V}|$ приблизно дорівнює 1:

$$H_0 = \sqrt{\frac{1}{3} r_1 \lambda k (1 - k)}, \quad (9.12)$$

Коли $H \geq H_0$ – маємо відкриту трасу; $H_0 > H > 0$ – напіввідкриту трасу; $H < 0$ маємо закриту трасу.

З урахуванням рефракції трансформується профіль траси РРЛ та змінюється величина просвіту H .

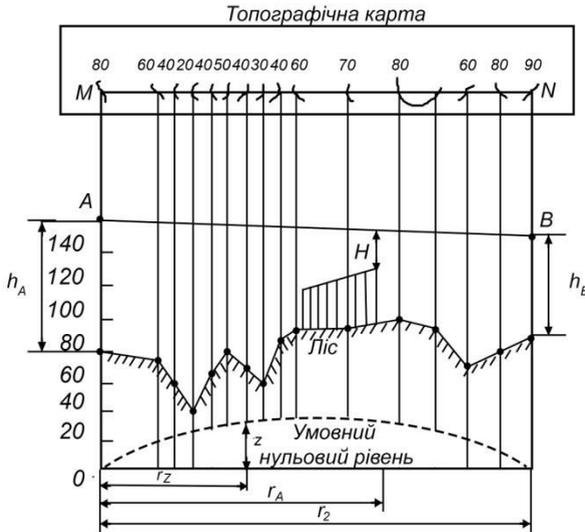


Рисунок 9.7 – Визначення необхідних висот антен за профілем земної поверхні, нанесеним на масштабну сітку

Зміна просвіту враховується величиною $\Delta H(g)$:

$$H(g) = H + \Delta H(g), \text{ або}$$

$$\Delta H(g) = -\frac{R_0^2}{4} g k (1 - k),$$

де H – значення просвіту при відсутності рефракції, яке визначається профілем траси;

$\Delta H(g)$ – приріст просвіта при змінненні g .

Якщо $g < 0$, приріст просвіту $\Delta H(g) > 0$, тобто просвіт на трасі збільшується. А якщо $g > 0$, то приріст просвіту $\Delta H(g) < 0$, тобто просвіт на трасі зменшується. Найбільше просвіт зманується всередині траси ($k = 0.5$). Таким чином, при змінненні метеорологічних умов траса може перетворюватися із відкритої в закриту та навпаки.

При визначенні точок А і В на рис. 9.8 доречно обирати антени приблизно однакової висоти.

Розрахунок напруженості поля в точці прийому з урахуванням сферичності Землі у разі горбистої місцевості. Якщо відстань між передавачем і приймачем менше відстані прямої видимості, то вплив кривизни земної поверхні стає істотним і його потрібно враховувати.

Кривизна впливає наступним чином: різниця ходу променів прямої і відбитої хвилі в порівнянні з плоскою землею зменшується; замість справжніх висот h_1 та h_2 розглядаються приведені висоти h_1' та h_2' ; кут ковзання Δ зменшується в порівнянні з плоскою землею і визначається наступним чином

$$\Delta = \frac{h_1' + h_2'}{r}, \quad (9.13)$$

зі зменшенням кута ковзання $|\dot{V}|$ вводять поняття коефіцієнта розходження D_p .

$$|\dot{R}|_{\text{сф. зем}} = |\dot{R}|_{\text{пл. зем}} \cdot D_p, \quad (9.14)$$

$$D_p = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2r^2 h_1' h_2'}{a_{\text{зм}} (h_1' + h_2')^3}}}, \quad (9.15)$$

де r – довжина траси.

При малому r коефіцієнт розходження D_p прагне до 1.

Відкрита траса ($H > H_0$) – великий позитивний просвіт [41].

У точку прийому приходять дві хвилі: пряма і відбита від перешкоди (рис. 9.8).

Нахил лінії АВ незначний, тому ΔACD та ΔCBE можна вважати прямокутними. При цьому відстань АВ вважають рівною протяжності траси r .

На рис.9.8 введені позначення:

h_1' та h_2' – приведені висоти;

r_b – хорда кола радіусу b ;

Δy – висота сегменту;

b – радіус кривизни сфери, що апроксимує перешкоду.

Необхідно розрахувати Δr , Δ , D_p , h_1' , h_2' через параметри H і узагальнену координату перешкоди $k = \frac{r_1}{r}$:

$$\Delta r = \frac{H^2}{2rk(1-k)}; \quad (9.16)$$

$$\Delta = \frac{H}{2rk(1-k)}; \quad (9.17)$$

$$h_1' = \frac{H}{2(1-k)}; \quad h_2' = \frac{H}{2k}; \quad (9.18)$$

$$D_p = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4k^2(1-k)^2 r^2}{bH}}}. \quad (9.19)$$

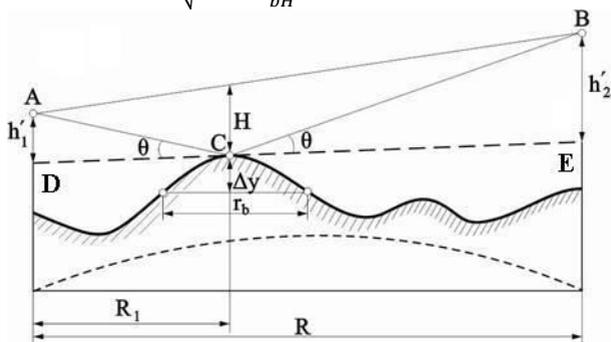


Рисунок 9.8 – До розрахунку множника послаблення на трасах з великим позитивним проясненням H

Величину b можна розрахувати по значеннях Δy та r_b , які визначаються з профілю траси графічно.

Відомо, що висота Δy сегменту кола радіусу b , хорда якого дорівнює r_b при $r_b \ll b$ визначається по формулі:

$$\Delta y = \frac{r_b^2}{8b}, \quad (9.20)$$

звідси

$$b = \frac{r_b^2}{8\Delta y}. \quad (9.21)$$

Підставивши значення b у (9.19), отримаємо:

$$D_p = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{32k^2(1-k)^2 \Delta y}{l^2 H}}}, \quad (9.22)$$

де $l = \frac{r_b}{r}$.

9.5 Інтерференційні мінімуми і максимуми з урахуванням горбистості

Так як кути ковзання Δ в реальних умовах малі, і фаза коефіцієнта відбиття становить $\varphi_R = 180^\circ$, то інтерференційні максимуми спостерігатимуться при значеннях просвіту

$$H_m = \sqrt{(2m - 1) r \lambda k (1 - k)}, \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (9.23)$$

$$H_n = \sqrt{2nr\lambda k(1 - k)}, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (9.24)$$

якщо значення просвіту H дорівнює

$$H_0 = \sqrt{\frac{1}{3} r \lambda k (1 - k)}. \quad (9.25)$$

Таким чином, суть просвіту H_0 полягає в тому, що модуль множника послаблення дорівнює приблизно 1.

При розрахунках зручно іноді користуватися не абсолютною, а відносною величиною просвіту

$$p = \frac{H}{H_0}, \quad \text{звідки } H = p \cdot H_0. \quad (9.26)$$

Підставимо H із (9.26) в (9.16), врахуємо (9.25) і знайдемо Δr

$$\Delta r = \frac{1}{6} p^2 \lambda. \quad (9.27)$$

Відомо, що $|\dot{V}| = \sqrt{1 + |\dot{R}|^2 + 2|\dot{R}| \cdot \cos(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r + \varphi_R)}$.

Тоді, з урахуванням отриманого в (9.27) Δr та того, що $\varphi_R = 180^\circ$, модуль множника послаблення $|\dot{V}|$ буде дорівнювати

$$|\dot{V}| = \sqrt{1 + |\dot{\mathbf{R}}|^2 + 2|\dot{\mathbf{R}}| \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot p^2}{3}\right)}. \quad (9.28)$$

З цієї формули виходить, що *інтерференційні мінімуми і максимуми* будуть спостерігатися при значеннях p_m та p_n відповідно

$$p_m = \sqrt{3(2m - 1)}, \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (9.29)$$

$$p_n = \sqrt{6n}, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (9.30)$$

Для малих кутів ковзання в реальних умовах:

$$|\dot{\mathbf{R}}|_{\text{зем}}^{\text{сф.}} = |\dot{\mathbf{R}}|_{\text{зем}}^{\text{пл.}} \cdot D_p \quad (9.31)$$

Так як $|\dot{\mathbf{R}}|_{\text{зем}}^{\text{пл.}} \approx 1$, тому можна вважати що $|\dot{\mathbf{R}}|_{\text{зем}}^{\text{сф.}} = D_p$.

Тоді значення модуля множника послаблення в інтерференційних мінімумах та максимумах можна вважати такими, що дорівнюють:

для n -го мінімуму

$$|\dot{V}|_n = 1 - D_n \approx 0; \quad (9.32)$$

для m -го максимуму

$$|\dot{V}|_m = 1 + D_m \approx 2, \quad (9.33)$$

де D_n – значення коефіцієнта розходження для n – го мінімуму, а D_m – значення коефіцієнта розходження для m – го максимуму.

Враховуючи, що $H_n = \sqrt{2Nr\lambda k(1-k)}$, з формули (9.22) знайдемо з врахуванням (9.24)

$$D_n = \frac{1}{\sqrt{1+13,1 \frac{\alpha \cdot k^2 (1-k)^2}{l^2 \sqrt{n}}}}. \quad (9.34)$$

отже

$$|\dot{V}|_n = \frac{1}{\sqrt{1+13,1 \frac{a \cdot k^2 (1-k)^2}{l^2 \sqrt{n}}}} \quad (9.35)$$

де $a = \frac{\Delta y}{H_0}$; $l = \frac{r_b}{r}$.

Коли другий доданок в (9.35) істотно менший за 1, то спостерігатимуться глибокі інтерференційні мінімуми. Для цього випадку $|\dot{V}|_n$ розраховується приблизно:

$$|\dot{V}|_n \approx 6,5 \frac{a \cdot k^2 (1-k)^2}{l^2 \sqrt{n}}. \quad (9.36)$$

У розділі при вивченні відбиття від плоскої землі було з'ясовано, що величина модуля множника послаблення в мінімумах дуже критична до величини модуля коефіцієнта відбиття.

Тому, якщо є нерівності поблизу геометричної точки відбиття, то слід перевіряти на відповідність критерію Релея.

Критерій Релея для n-го інтерференційного мінімуму набуває вигляду

$$\Delta h < \Delta h_{max} = \left(\frac{0,3}{0,15}\right) \frac{H_0}{\sqrt{n}}, \quad (9.37)$$

де Δh - висота нерівностей в мінімальній зоні. Якщо нерівність (9.37) задовольняється, то нерівності місцевості не відіграють істотної ролі і глибина мінімумів буде близька до значень, які розраховуються за формулами (9.35), (9.36) для $|\dot{V}|_n$.

Критерій Релея перевіряється для нерівностей, що розташовуються в межах мінімальної зони в дзеркальній поверхні. Розміри осей еліпса дорівнюють:

$$2a_{min} = r \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\frac{1}{3}+2n)}}{\frac{1}{3} + \frac{n}{2k(1-k)}} - \text{розмір великої осі}; \quad (9.38)$$

$$2b_{min} = \sqrt{r\lambda} \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\frac{1}{3}+2n)}}{\frac{1}{3} + \frac{n}{2k(1-k)}} - \text{розмір малої осі}. \quad (9.39)$$

Якщо точка відбиття лежить в середині траси ($k = 0,5$), то

$$2a_{min} = \frac{r}{\sqrt{1+6n}}; \quad (9.40)$$

$$2a_{min} = \sqrt{\frac{r\lambda}{3}}, \quad n = 1,2,3. \quad (9.41)$$

При $0 < H < H_0$ (*напіввідкриті траси*) і тим більше при $H < 0$ (*закриті траси*) застосування інтерференційних формули (9.28) для розрахунку $|\dot{V}|$ недопустимі і необхідно користуватися дифракційними формулами.

9.6 Розрахунок множника послаблення на напіввідкритих і закритих трасах

На напіввідкритих і закритих інтервалах РРЛ множник послаблення має монотонний характер, зумовлений процесом дифракції радіохвиль, тобто огинанням ними земної поверхні.

Розрахунок множника послаблення з урахуванням реального рельєфу місцевості проводиться наближеними методами. Вони засновані на результатах робіт В.О.Фока з теорії дифракції радіохвиль з урахуванням апроксимації реальних перешкод на трасі сферами, радіус яких визначається конкретними перешкодами [36].

При апроксимації перешкод визначається параметр μ , що характеризує радіус кривизни перешкод і залежить від висоти Δu і хорди r сегмента апроксимуючої сфери. Профіль закритої траси з перешкодою, апроксимуючий сферою, наведений на рис. 9.9.

Траси з однією перешкодою. Множник послаблення розраховується за формулою

$$V_{[\text{дБ}]} = V_{0[\text{дБ}]}[1 - p(g)], \quad (9.42)$$

де p визначається за формулою

$$p(g) = \frac{H(g)}{H_0} = \frac{H + \Delta H(g)}{H_0}. \quad (9.43)$$

V_0 – значення множника послаблення на дотичній трасі ($H=0$), визначається за графіком на рис. 9.9 при $p(g) = 0$ в залежності від параметра μ .

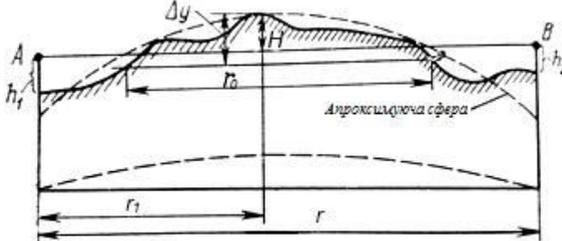


Рисунок 9.9 – До визначення множника послаблення на напіввідкритих і закритих трасах

Значення μ з урахуванням геометричних характеристик траси визначається формулою

$$\mu = \mu_0 \mu[p(g)], \quad (9.44)$$

де

$$\mu_0 \approx \sqrt[6]{\frac{64\pi\alpha^2}{3}} \sqrt[3]{\frac{k^2(1-k)^2}{l^2}}, \quad (9.45)$$

$$\mu[p(g)] = \sqrt[3]{1 - d \Delta p(g)} \sqrt[3]{1 + d \frac{p(0) + \Delta p(g)}{1 - d \Delta p(g)}}, \quad (9.46)$$

$$\Delta p(g) = \frac{\Delta H(g)}{H_0} = -\frac{R_0^2 g k(1-k)}{4H_0}, \quad (9.47)$$

$$p(0) = \frac{H}{H_0}, \quad (9.58)$$

$$d = \frac{l^2}{4\alpha k(1-k)}. \quad (9.49)$$

На рис. 9.10 приведена номограма для визначення μ_0 в залежності від α та l .

У більшості випадків значення $|\dot{V}|$ можна визначити з графіка на рис. 9.10, вважаючи що $\mu[p(g)] \approx 1$, тобто, що $\mu \approx \mu_0$. Величина $\mu[p(g)]$ помітно відрізняється від одиниці лише при досить великих значеннях $d, p(0), \Delta p(g)$. На рис. 9.10 наведено залежність $|\dot{V}|$ від $p(g)$ на напіввідкритих і закритих трасах при різних значеннях μ . При значеннях $p(g) < 1$ величина $|\dot{V}|$ монотонно убуває при зменшенні $p(g)$ приблизно за експоненційним законом, який порушується тільки при $\mu \rightarrow 0$ і $\mu \rightarrow \infty$. Швидкість убування $|\dot{V}|$ найменша, якщо $\mu \rightarrow \infty$ (траси з клиноподібними перешкодами), і найбільша, коли $\mu \rightarrow 0$ (плоскі траси).

Траси з декількома перешкодами. При наявності на трасі двох або більше перешкод з різним взаємним розташуванням строго розрахувати множник послаблення надзвичайно важко, так як необхідно вирішувати задачу про дифракцію радіохвиль на цих перешкодах.

При розрахунку необхідно враховувати наступне:

– Дві або кілька перешкод, що близько розташовані одна до одної, можуть бути прийняті за одну еквівалентну перешкоду, а величини H і r повинні визначатися з профілю так, як показано на рис. 9.11.

При наявності перешкод різної висоти Δh_i (рис.9.12) впливом низької перешкоди можна знехтувати, якщо виконуються умови

$$\begin{cases} H_i > H'_0 \\ H_1 + 5 \cdot 10^{-2} R_1 (r + r_1 - 2Rr_2) > H'_0, \end{cases} \quad (9.50)$$

де просвіт H'_0 на ділянці R_2 ,

$$H'_0 = \sqrt{\frac{1}{3} r_2 \lambda k'_1 (1 - k'_1)}; \quad (9.51)$$

$$k'_1 = \frac{r_1}{r_2}, \quad (9.52)$$

В формулі (9.50) H_1 – просвіт на ділянці r_2 , який визначається дотичною до перешкоди 2 в найбільш високій точці (рис. 9.12).

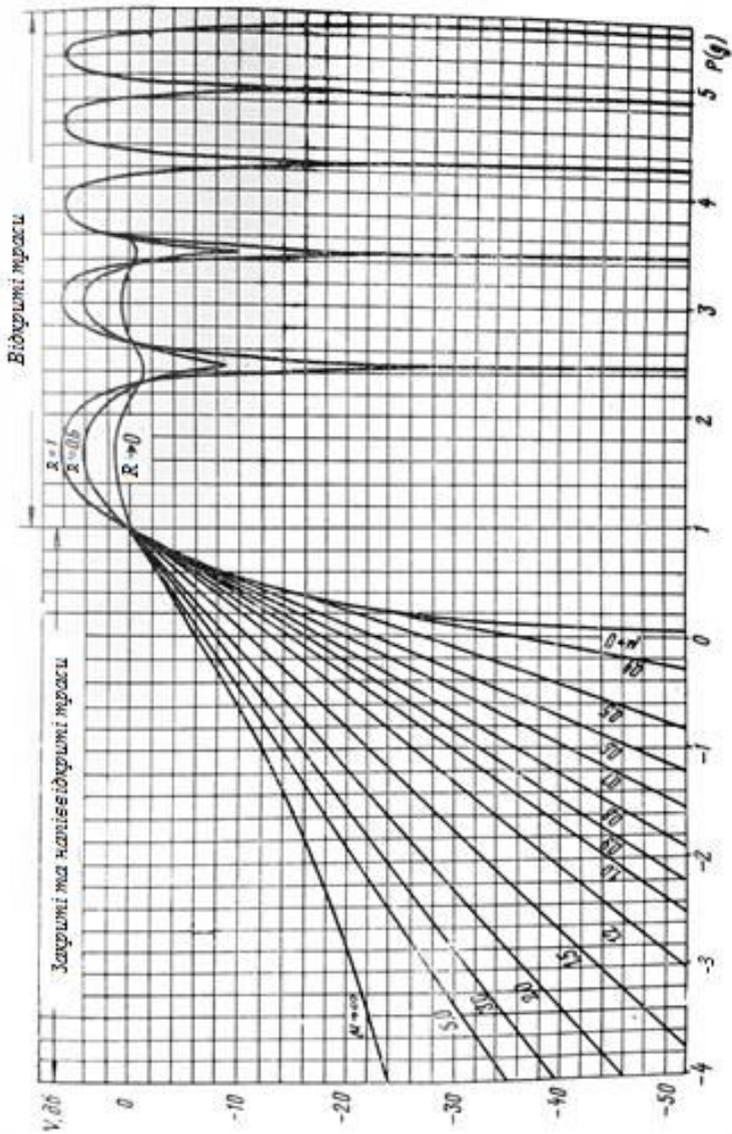


Рисунок 9.10 – Залежність V від $p(g)$

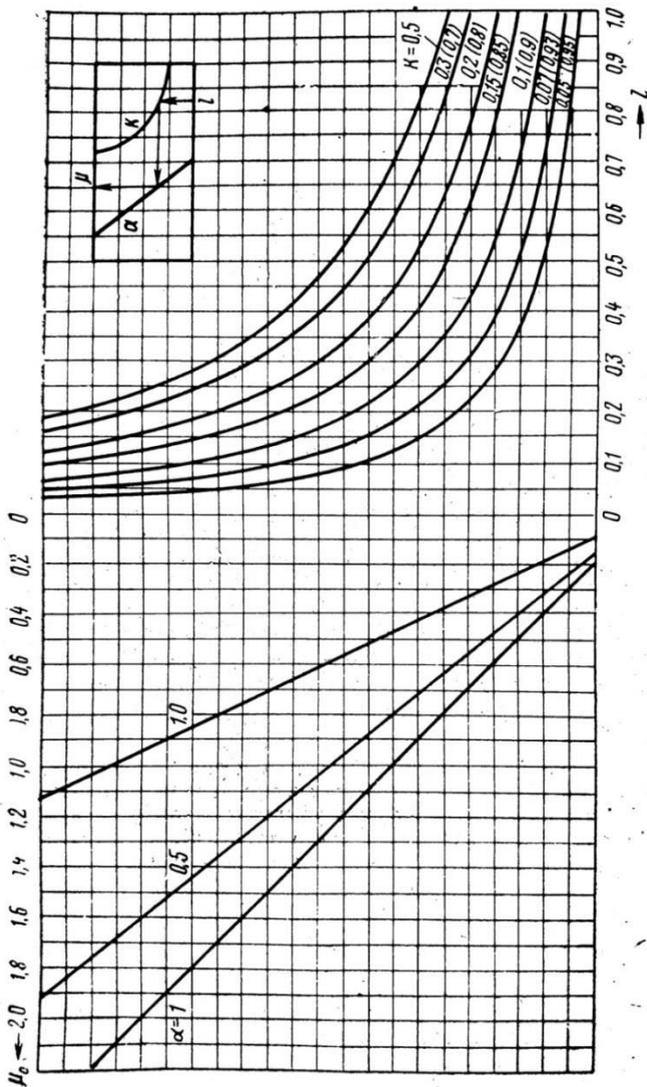


Рисунок 9.11 – Номограма для визначення μ_0

Значення r в формулі підставляються в кілометрах, а H – в метрах

– якщо дві перешкоди віддалені одна від одної (рис.9.13), то наближено можна вважати, що сумарне значення множника послаблення

$$V_{[\text{дБ}]} \approx f(r, r_1, r_2)(V_{1[\text{дБ}]} + V_{2[\text{дБ}]}) \tag{9.53}$$

де $V_{1[\text{дБ}]}$ $V_{2[\text{дБ}]}$ – значення множника послаблення для кожної перешкоди при відсутності іншої перешкоди. Воно розраховує також, як і для трас з однією перешкодою.

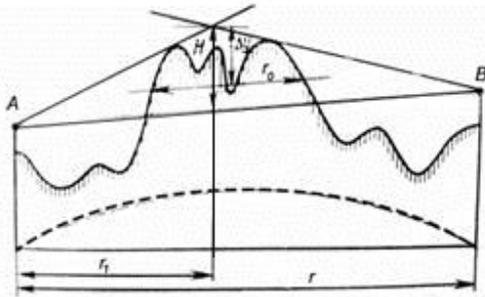


Рисунок 9.12 – Апроксимація декількох перешкод одним еквівалентною перешкодою

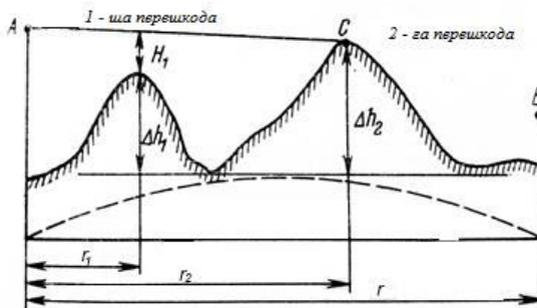
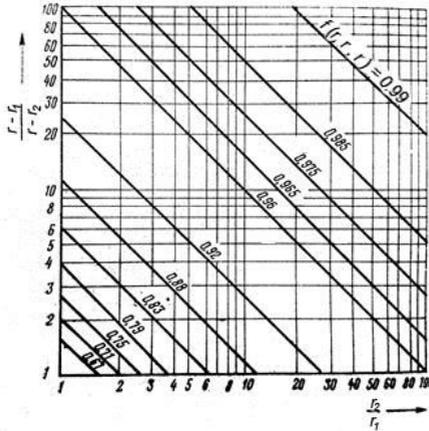
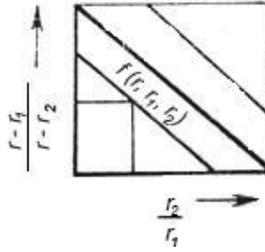


Рисунок 9.13 – Профіль траси з двома віддаленими перешкодами



a)

б)

Рисунок 9.14 – До визначення результуючого послаблення на трасі з двома перешкодами: а – методика отримання $k'_1 = \frac{r_1}{r_2}$; б – номограми для визначення k'_1

Величина $f(r, r_1, r_2)$ визначає взаємний вплив перешкод:

$$f(r, r_1, r_2) = \frac{5}{3} \lg \frac{2}{1 - \frac{\alpha}{\pi}} \quad (9.54)$$

де α – параметр, що враховує геометричне розташування перешкод на трасі:

$$\alpha = \arcsin \sqrt{\frac{r_0(r_2 - r_1)}{r_2(r_0 - r_1)}} \quad (9.55)$$

Величина $f(r, r_1, r_2)$ може визначатися за графіком на рис. 9.14.

Формулою

$$V_{[\text{дБ}]} \approx f(r, r_1, r_2)(V_{1[\text{дБ}]} + V_{2[\text{дБ}]}) \quad (9.56)$$

слід користуватися при одночасному виконанні наступних умов:

- на дотичних і закритих трасах, тобто при $H(g) \leq 0$;
- коли висота кожної перешкоди Δh_i над западиною між перешкодами є більшою за величину H_0 для кожної перешкоди (рис. 9.14);
- при такій відстані між перешкодами, коли $f(r, r_1, r_2) \geq 0.65$. Якщо $f(r, r_1, r_2) < 0.65$, то перешкоди можна прийняти за одну еквівалентну перешкоду.

Ця наближена методика розрахунку була експериментально перевірена в діапазоні сумарного послаблення $-6 \div -(25 \dots 30)$ дБ.

При наявності на трасі більшої кількості перешкод не існує простих розрахункових формул.

10 ПОЛЕ НИЗЬКО РОЗТАШОВАНОГО ЕЛЕКТРИЧНОГО ВІБРАТОРА В ЗОНІ НАБЛИЖЕННЯ ПЛОСКОЇ ЗЕМЛІ

У діапазонах наддовгих хвиль (декаметрових, гектометрових) і більш довгих хвиль випромінювання і прийом проходить в умовах, коли висоти підняття антен h_1 та h_2 менші за λ .

При такому розташуванні антен робота радіосистем здійснюється на дифракційній хвилі, що ковзає уздовж поверхні Землі. Дослідження структури поля ковзаючої хвилі в зоні наближення плоскої Землі проводять при наступних допущеннях:

- у межах розкриття приймальної антени ділянка сферичного фронту – плоска;

- ділянка сферичної поверхні Землі поблизу точки спостереження теж вважається плоскою;

- припускають, що вертикальний вібратор збуджує біля поверхні Землі вертикально поляризоване електричне поле $\vec{E}_1 = \dot{E}_{1z}$ (рис.10.1) [23].

Введемо прямокутну систему координат, вісь X співпадає з напрямом поширення, а вісь Z спрямована вгору.

Складові напруженості електромагнітного поля у верхньому середовищі (повітря) позначимо індексом 1 ($\dot{E}_1, \dot{E}_{1z}, \dot{H}_1, \dot{H}_{1y}, \dot{E}_{1x}$), а складові в другому середовищі (у напівпровідниковому) – індексом 2 ($\dot{E}_2, \dot{E}_{2z}, \dot{H}_2, \dot{H}_{2y}, \dot{E}_{2x}$).

Розглянемо більш простий випадок, коли випромінювач розташований поблизу поверхні, що є ідеально провідною. До цієї умови близьке поширення хвиль ДХ діапазону над морем, коли провідність поверхні $\sigma_{зм} \rightarrow \infty$.

Енергія, що випромінюється таким вібратором, поширюється тільки у верхньому напівпросторі над площиною розділу середовищ і напруженість поля в порівнянні з вільним простором збільшується в два рази. ДС має максимум випромінювання уздовж землі при вертикальній поляризації, а при горизонтальній поляризації випромінювання в цьому напрямку відсутнє. Згідно з граничними умовами (7.5) вектор напруженості електричного поля спрямований перпендикулярно до поверхні, а вектор Пойнтинга – паралельно поверхні (рис.10.1, а). При поширенні

над ідеальною провідною поверхнею, структура поля не змінюється, оскільки витік потужності в землю відсутній.

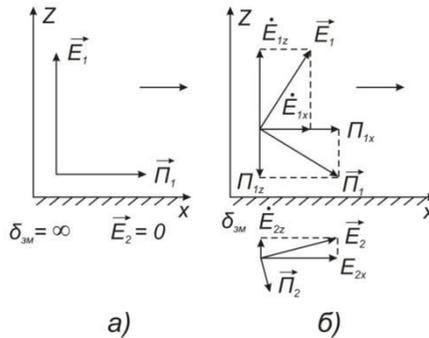


Рисунок 10.1 – Структура поля низько розташованого вертикального вібратора в зоні плоскої Землі : а) $\sigma_{3M} = \infty$; б) σ_{3M} – кінцева

Якщо поверхнею є неідеальний провідник, то σ_{3M} має кінцеве значення, і ϵ_r буде величиною комплексною: $\dot{\epsilon}_{r3M} = \epsilon_{r3M} - j60\lambda\sigma_{3M}$.

$$|\dot{\epsilon}_{r3M}| = \sqrt{\epsilon_{r3M}^2 + (60\lambda\sigma_{3M})^2}; \quad (10.1)$$

$$tg\alpha = \frac{60\lambda\sigma_{3M}}{\epsilon_{r3M}}; \quad (10.2)$$

$$\alpha = arctg \frac{60\lambda\sigma_{3M}}{\epsilon_{r3M}}; \dot{\epsilon}_{r3M} = |\dot{\epsilon}_{r3M}|e^{-j\alpha}. \quad (10.3)$$

10.1 Структура поля в повітрі біля поверхні землі

У процесі поширення над землею з кінцевою провідністю σ_{3M} частина енергії витікає в землю, проникаючи вглиб земної поверхні. Отже, окрім складової вектору Пойнтинга \dot{I}_{1x} , яка спрямовується уздовж поверхні землі, є ще складова \dot{I}_{1z} , яка спрямована перпендикулярно до поверхні землі. Сумарний вектор $\vec{\dot{I}}_1$ виявляється нахиленим під деяким кутом до земної

поверхні, а це означає, що вектори \vec{E}_1 відхиляється від вертикального напрямку.

Таким чином, над поверхнею землі з кінцевою провідністю завжди є дві складові електричного поля (\dot{E}_{1X} та \dot{E}_{1Z}) – як на рис.10.1,б. Визначимо співвідношення між ними.

Якщо вважати, що відома вертикальна складова \dot{E}_{1Z} , то у випадку плоскої хвилі в повітрі горизонтальна складова магнітного поля буде дорівнювати

$$\dot{H}_{1Y} = \frac{\dot{E}_{1Z}}{120\pi}. \quad (10.4)$$

Ця складова \dot{H}_{1Y} пов'язана з горизонтальною складовою \dot{E}_{1X} наближеними граничними умовами Шукіна–Леонтовича, які є дотичними до землі. Складові \dot{E}_{1X} та \dot{H}_{1Y} пов'язані співвідношенням $z_s = \frac{\dot{E}_{1X}}{\dot{H}_{1Y}}$, де $z_s = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{r_{3M}}}}$, (згідно граничним умовам Шукіна–Леонтовича).

Тоді

$$\dot{H}_{1Y} = \frac{\dot{E}_{1Z}}{z_s}. \quad (10.5)$$

Прирівнявши (10.4) і (10.5), отримаємо

$$\dot{E}_{1X} = \frac{\dot{E}_{1Z}}{\sqrt{\epsilon_{r_{3M}}}}. \quad (10.6)$$

Використовуючи (10.1) для $\epsilon_{r_{3M}}$, та підставивши його у формулу (10.13) у вигляді модуля і фази, отримаємо

$$\dot{E}_{1X} = \frac{\dot{E}_{1Z} \cdot e^{j\frac{\alpha}{2}}}{\sqrt[4]{\epsilon_{r_{3M}}^2 + (60\lambda\sigma_{3M})^2}}. \quad (10.7)$$

З формули (10.7) видно, що вертикальна складова поля над поверхнею землі завжди більша за горизонтальну. Чим більше λ та σ , тим меншою буде горизонтальна складова. В повітрі $\dot{E}_{1Z} \gg \dot{E}_{1X}$.

У діапазоні СХ і низьких частот (НЧ) при звичайних значеннях провідності ґрунту \dot{E}_{1Zmax} та \dot{E}_{1Xmax} відрізняються в десятки та сотні разів.

Граничним випадком є морська поверхня, яка на дуже низьких частотах близька за своїми властивостями до провідника $|\dot{\epsilon}_{r_{3M}}| \rightarrow \infty$, а $\dot{E}_{1Xmax} \rightarrow 0$.

У всіх випадках випромінювання і приймання земної хвилі у безпосередній близькості землі вигідно вести на вертикальній поляризації.

Із співвідношення (10.7) видно, що результуюче поле над поверхнею землі виявляється поляризованим еліптично, тобто хвиля перестає бути плоскою. Ортогональні складові \dot{E}_{1Z} та \dot{E}_{1X} зрушені на кут $\frac{\alpha}{2}$, тобто результуючий вектор \vec{E}_1 описує еліпс. Але, оскільки $\dot{E}_{1Z} \gg \dot{E}_{1X}$, то еліпс поляризації сильно витягнутий. Тому приблизно вважають, що в повітрі на поверхні Землі поле лінійно поляризоване. Результуючий вектор орієнтований у напрямі великої осі еліпса, тобто нахилений під кутом вперед на кут ψ , відносно нормалі. Кут ψ згідно (10.7) можна визначити із співвідношення

$$tg(\psi) = \frac{E_{1Xmax}}{E_{1Zmax}} = -\frac{1}{\sqrt[4]{\epsilon_{r_{3M}}^2 + (60\lambda\sigma_{3M})^2}}. \quad (10.8)$$

Кут ψ називається «кутом нахилу фронту хвилі» (рис.10.2)

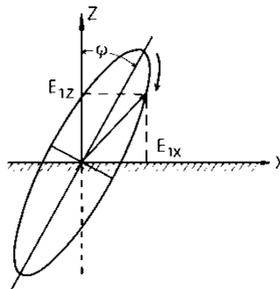


Рисунок 10.2 – Еліпс поляризації хвилі, що поширюється уздовж плоскої поверхні землі

10.2 Структура поля в ґрунті на межі розділу

Структура поля в ґрунті на межі розділу ґрунт-повітря визначається з точних граничних умов: тангенціальні складові електричних та магнітних полів на межі розділу є рівними у обох середовищах:

$$\dot{E}_{2X} = \dot{E}_{1X}, \dot{H}_{1Y} = \dot{H}_{2Y}. \quad (10.9)$$

Умови (10.9) дають зв'язок між \dot{E}_{2X} та \dot{E}_{1X} , з яких випливає

$$\dot{E}_{2X} = \frac{\dot{E}_{1Z}}{\sqrt{\varepsilon_{r3M}}} = \frac{\dot{E}_{1Z}}{\sqrt[4]{\varepsilon_{r3M}^2 + (60\lambda\sigma_{3M})^2}}, \quad (10.10)$$

$$\dot{E}_{2Z} = \frac{\dot{E}_{1Z}}{\sqrt{\varepsilon_{r3M}}} = \frac{\dot{E}_{1Z}}{\sqrt{\varepsilon_{r3M}^2 + (60\lambda\sigma_{3M})^2}}, \quad (10.11)$$

$$\dot{H}_{1Y} = \dot{H}_{2Y} = \frac{\dot{E}_{1Z}}{120\pi}. \quad (10.12)$$

З виразів (10.11) і (10.12) і граничних умов $\dot{E}_{2X} = \dot{E}_{1X}$, витікає, що горизонтальна складова в ґрунті або у морській воді є більшою за вертикальну складову $\dot{E}_{2Xmax} \gg \dot{E}_{1Zmax}$, оскільки вирази під знаками радикалів набагато більші за одиницю. Тому в даному випадку необхідно застосовувати антени з горизонтальною поляризацією.

10.3 Розрахунок напруженості поля низько розміщених антен

Напруженість поля земної хвилі, що ковзає уздовж поверхні, можна визначити хвилевим методом шляхом рішення рівнянь Максвелла з урахуванням граничних умов на межі розділу повітря-ґрунт.

Рішення є складним завданням навіть для випадку плоскої поверхні розділу. Уперше рішення запропонував в 1909 р.

Арнольд Зоммерфельд в інтегральній формі, яка непридатна для інженерних розрахунків.

У 1923–1926 роках при деяких припущеннях це завдання було вирішене М.В. Шулейкіним і голандським вченим Балтазаром Ван-дер-Поєм. Рішення дає можливість визначити вертикальну складову земної хвилі при розташуванні випромінювача на плоскій поверхні розділу повітря-грунт.

Відомо, що напруженість електричного поля при поширенні хвилі над напівпровідною поверхнею, є меншою, ніж над ідеальною поверхнею, внаслідок проникнення енергії радіохвиль в напівпровідну землю, де вона частково втрачається (рис.10.3).

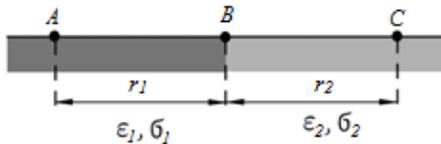


Рисунок 10.3 – До визначення напруженості поля і коефіцієнту послаблення у точці прийому в випадку низько розташованих антен ($h_1, h_2 \ll \lambda$)

Це зменшення оцінюється коефіцієнтом послаблення $|\dot{V}|$

$$E_m = \frac{\sqrt{120PD}}{r} \cdot |\dot{V}|. \quad (10.13)$$

У загальному випадку $|\dot{V}|$ – величина комплексна та є складною функцією від деякого комплексного безрозмірного аргументу ρ , який називається чисельною відстанню. Він залежить від довжини хвилі, електричних властивостей ґрунту, протяжності траси:

$$\rho = \frac{\pi \cdot r}{\lambda \cdot |\epsilon_{r\text{ЗМ}}|} = \frac{\pi \cdot r}{\lambda \sqrt{\epsilon_{r\text{ЗМ}}^2 + (60\lambda\sigma_{\text{ЗМ}})^2}}, \quad (10.14)$$

де $\rho = \frac{r}{|S|}$ – відношення дійсної відстані до так званого масштабу відстані, який в загальному випадку також є величиною комплексною;

$$|S| = \frac{\lambda}{\pi} \left| \frac{\varepsilon_r^2}{\varepsilon_r - 1} \right|, \text{ [м]}. \quad (10.15)$$

Для хвиль діапазону СХ і нижчих, зазвичай, $60\lambda\sigma_{\text{ЗМ}} \gg \varepsilon_{r\text{ЗМ}}$, тобто струми провідності більші за струми зміщення. В цьому випадку чисельна відстань дорівнює

$$\rho \approx \frac{\pi \cdot r}{60\lambda^2 \sigma_{\text{ЗМ}}}. \quad (10.16)$$

Для іншого крайнього випадку, коли струми зміщення перевищують струми провідності, тобто $60\lambda\sigma_{\text{ЗМ}} \ll \varepsilon_{r\text{ЗМ}}$,

$$\rho = \frac{\pi \cdot r}{\lambda \cdot \varepsilon_{r\text{ЗМ}}}. \quad (10.17)$$

Якщо ρ відомо, то розрахунок поля зводиться до обчислення функції $V(\rho)$. Такий розрахунок проводиться методом чисельного інтегрування. Але ці громіздкі обчислення можна замінити визначенням $V(\rho)$ по графіках, які склав Вільям Берроуз в логарифмічному масштабі (рис.10.4).

На практиці з достатньою мірою точності можна вести розрахунок за наближеною формулою, яка апроксимує криву на рис.10.4, – для двох видів поляризації для різних $Q = \frac{\varepsilon_{r\text{ЗМ}}}{60\lambda\sigma_{\text{ЗМ}}}$.

За відсутності графіку, що показано на рис.10.4, модуль послаблення можна обчислити за наближеною формулою

$$V(\rho) \cong \frac{2+0,3\rho}{2+\rho+0,6\rho^2} \quad (10.18)$$

Залежністю можна користуватися при невеликих, віддалених від передавача відстанях ($\rho \leq 0,5$). У цьому випадку можна знехтувати опуклістю землі. З формули (10.18) видно, що при невеликих значеннях ρ множник послаблення мало залежить від

ρ і близький до одиниць, тобто він слабо зменшується зі зміною відстані, довжини хвилі і електричних властивостей ґрунту. Напруженість електричного поля змінюється за законом $E_m \sim \frac{1}{r}$, як у вільному просторі. Ця формула отримала назву формули Шулейкіна – Ван дер Поля.

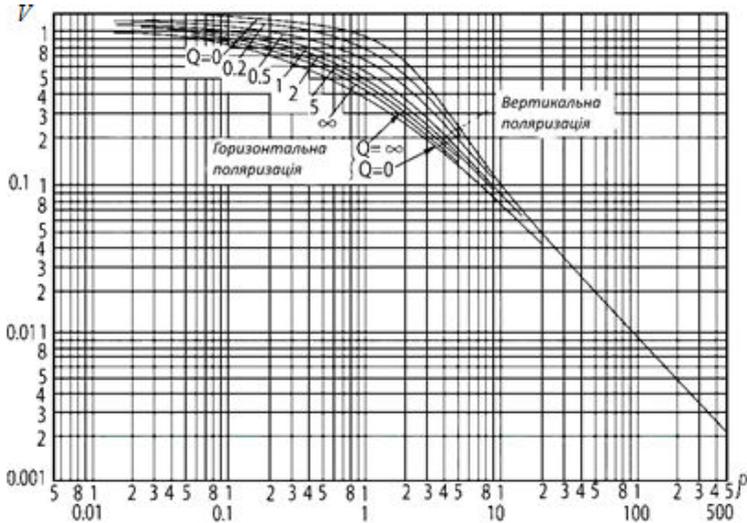


Рисунок 10.4 – Залежність множника послаблення від чисельної відстані ρ при різних значеннях параметра Q

При $\rho > 25$ величина змінюється зворотно пропорційно до ρ , причому

$$|V_d| \approx \frac{0,707}{\rho}, \text{ або } |V_m| \approx \frac{1}{2\rho}. \quad (10.19)$$

Напруженість поля змінюється за складним законом, а не по експоненті, як в поглинаючому середовищі. Формулами Шулейкіна можна користуватися тільки на відстанях $r_{\text{пл.зм}} \leq 235 \cdot 10^3 \cdot \sqrt[3]{\lambda}$, де λ – [м], r – [км]. При цьому помилка не перевищує 10%. При невиконанні цієї умови не можна

користуватися формулами (10.18), (10.19) через вплив сферичності Землі.

10.4 Поширення радіохвиль над неоднорідним ґрунтом. Злітні і посадкові майданчики. Явище берегової рефракції

Теорія і практика показують, що при використанні антен, які розташовуються поблизу поверхні землі, найбільший вплив на поширення радіохвиль мають ділянки земної поверхні, що знаходяться в безпосередній близькості від передавальної і приймальної антен.

Формули для розрахунку напруженості електричного поля над неоднорідною трасою враховують найпростіші випадки – траси, що складаються з 2-х або 3-х однорідних ділянок, межі між якими різко виражені, наприклад, при переході траси з суші на море або навпаки.

Схематично це буде виглядати у наближенні плоскої землі наступним чином (рис.10.5).

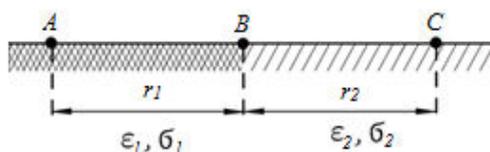


Рисунок 10.5 – Поширення земних радіохвиль над неоднорідною трасою (попередньо над двома ґрунтами)

Необхідно визначити множник послаблення в т. В. Точні рішення були виконані Е.Л. Фейнбергом [59]. Вони дали формули для розрахунку коефіцієнта послаблення $|\dot{V}|$ при поширенні радіохвиль над неоднорідною поверхнею, над трасою, що складається з двох і трьох ділянок:

- суша - море;
- море - суша;
- суша - море - суша;
- море - суша - море.

У випадку траси, що складається з двох різнорідних ділянок, множник послаблення дорівнює

$$|\dot{V}| = \frac{1}{2 \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{r_1 r_2} (r_1 + r_2)}}, \quad (10.20)$$

де ρ_1, ρ_2 – чисельні відстані двох ділянок;

$r = r_1 + r_2$ – повна довжина траси. При цьому повинні виконуватися нерівності $\rho_1 \gg 1, \rho_2 \gg 1$.

З виразу (10.20) видно, що значення $|\dot{V}|$ є симетричним щодо параметрів ρ_1 та ρ_2 , тобто обидві прилеглі до передавальної і приймальної антен ділянки поверхні є однаково важливими для поширення радіохвиль над неоднорідною трасою.

Графіки залежності напруженості електричного поля над трасою, що складається з двох ділянок «суша–море» і «море–суша» наведено на рис.10.6.

Проаналізуємо ці залежності.

«Суша–море». У випадку однорідної траси (однорідна морська траса; однорідна сухопутна траса) зі збільшенням відстані r , $|\dot{V}|$ завжди зменшується, причому $|\dot{V}|_{\text{морськ}} > |\dot{V}|_{\text{сух}}$.

У разі неоднорідної траси «суша–море» спостерігається явище підвищення рівня $|\dot{V}|$ поля при перетині берегової лінії (за рахунок переходу на ділянки з більш високими значеннями провідностей).

«Море–суша». У цьому випадку, коли передавач на морі, а приймач на суші, перехід від моря до суші супроводжується істотним зменшенням $|\dot{V}|$.

Множник ослаблення траси, що складається з трьох ділянок. Залежність $|\dot{V}|$ від відстані для траси, яка складається з трьох однорідних ділянок, буде схематично виглядати, як показано на рис.10.6.

Напруженість поля в точці прийому буде вище, коли кінцеві ділянки траси мають більшу провідність в порівнянні з середньою ділянкою.

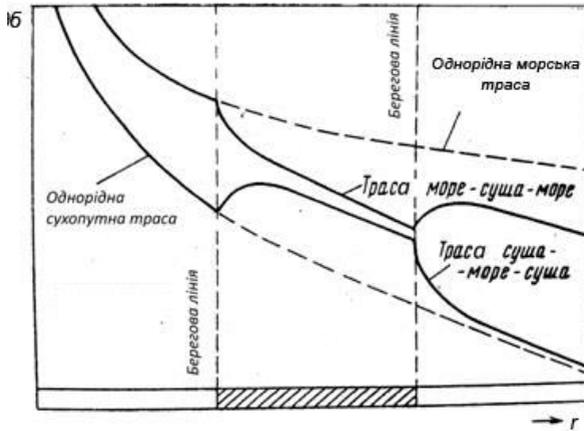


Рисунок 10.6 – Залежність зміни модуля коефіцієнта послаблення від відстані на трасі, яка складається з трьох ділянок

Ця закономірність виражена тим більше, чим меншою є довжина усієї траси та чим коротшою є хвиля:

$$|\dot{V}| = \frac{1}{2 \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_3}{r_1 r_3} (r_1 + r_2 + r_3)}}, \quad (10.21)$$

де $\rho_1 \gg 1$, $\rho_2 \gg 1$, $\rho_3 \gg 1$. $r = r_1 + r_2 + r_3$ – повна довжина траси.

Графіки залежностей напруженості електричного поля для трьох ділянок наведено на рис.10.11.

З рис.10.7 видно, що напруженість поля в точках прийому завжди буде більшою, якщо кінцеві ділянки траси мають більшу провідність в порівнянні з середньою ділянкою. З формули (10.21) для $|\dot{V}|$ видно, що напруженість поля не залежить від електричних параметрів середньої ділянки.

«Суша-море-суша» – напруженість у точці прийому близька до напруженості поля на однорідній сухопутній трасі.

«Море-суша-море» – напруженість близька напруженості поля над однорідною морською траєюю.

Ще уособлює переважний вплив кінцевих ділянок траси. Цей факт помітний на графіку залежності $|\dot{V}|$ від коефіцієнта заповнення траси сушею ξ (рис.10.7).

Коефіцієнтом заповнення траси сушею називається відношення довжини траси, що проходить над сушею, до протяжності всієї траси.

$$\xi = \frac{r_{\text{суші}}}{r_{\text{суші}} + r_{\text{моря}}} \quad (10.22)$$

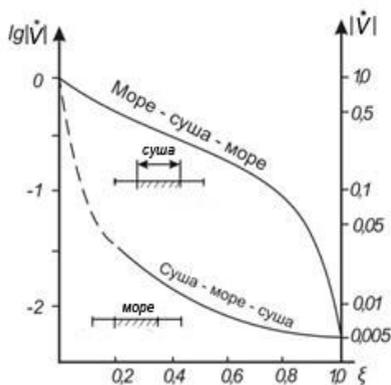


Рисунок 10.7 – Множник послаблення у логарифмічному масштабі при поширенні радіохвиль над трасами «суша-море-суша» і «море-суша-море» в залежності від ступеня заповнення траси сушею

З рис.10.7 видно, що, якщо траса має кінцеві ділянки, які складаються з суші («суша-море-суша»), навіть при малій протяжності цих ділянок ($\xi = 0,1$), множник ослаблення різко зменшується.

Якщо кінцеві ділянки море («море-суша-море») вплив суші позначається тільки при $\xi = 0,8$, при цьому крива різко падає і наближається до кривої «суша-море-суша».

«Злітні» і «посадкові» майданчики. При поширенні земних хвиль внесок окремої ділянки у поглинання залежить від місця розташування ділянки на трасі. Найбільше поглинання надають ділянки, безпосередньо розташовані біля передавальної і приймальної антени, які називаються «злітні» і «посадкові» майданчиками. Ввів назви академік Л.І. Мандельштам.

Цю незвичайну поведінку земних хвиль можна пояснити наступним чином.

Розглянемо два випадки:

- земля плоска – ідеально провідна;
- земля плоска – напівпровідник.

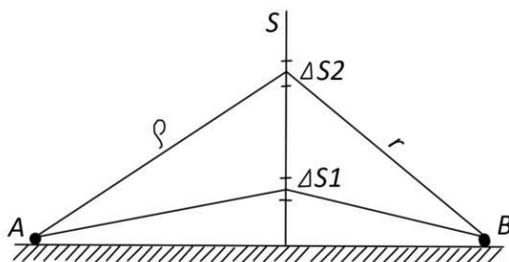


Рисунок 10.9 – До поняття «злітних» і «посадкових» майданчиків у випадку, коли поверхня Землі – ідеальний провідник

Земля – плоска, ідеально провідна. Згідно з принципом Гюйгенса–Френеля в точці В (рис.10.9) формується поле за рахунок складання полів вторинних джерел, розташованих, наприклад, на площині S , перпендикулярної до поверхні землі, причому в т. В напруженість дорівнює $2E_{\text{вгл.пр.}}$.

Майданчики ΔS_1 , ΔS_2 розташовані на різних висотах і внесок буде визначатися розташуванням $\rho_1 + r_1$, $\rho_2 + r_2$ і т. д., причому $\rho_1 + r_1 < \rho_2 + r_2$. Чим менше відстань, тим більший внесок. Отже, ΔS_1 дає найбільший внесок у сумарну напруженість поля.

Земля – напівпровідник. Картина змінюється. Послаблююча дія Землі діє сильніше на ΔS_1 , ніж на ΔS_2 . На ΔS_2 майже не позначається вплив землі, тобто внесок роблять ділянки, які розташовані на деякій висоті від поверхні землі.

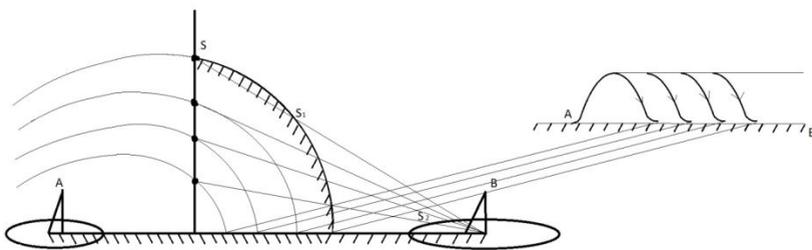


Рисунок 10.10 – До поняття злітних і посадкових майданчиків у випадку коли поверхня Землі – напівпровідник

Поле в точці прийому (B) згідно принципу Гюйгенса-Френеля створюється елементарними джерелами на поверхні S_1 , в повітрі, та елементарними джерелами, які наводяться хвилею на поверхні S_2 . Істотну роль грають тільки ті джерела на поверхні землі, які розташовані поблизу приймальної антени.

Струми, що наведені в землі, є вторинними джерелами і будуть тим більшими, чим вищою буде провідність поверхні землі.

Чим вище провідність «посадкового майданчика», тим більшою буде ЕРС, що наводиться у приймальній антені, розташованій над цим майданчиком. Струми на ділянках землі, які розташовані далеко від приймальної антени, мало впливають на ЕРС.

Особлива роль «злітного» майданчика. Він знаходиться поблизу передавальної антени, де існує велика об'ємна щільність енергії, що випромінюється передавачем. Якщо провідність мала, то значна частка загальної кількості енергії передавача поглинаються землею. Це зменшує інтенсивність джерел Гюйгенса на поверхнях S_1 та S_2 , які створюють поле поблизу приймальної антени (рис.10.10).

Далеко від передавача енергія «розмазана» по більшому об'єму, основний запас енергії зосереджений в просторі над землею. Втрати енергії в землі на цій ділянці траси зменшують інтенсивність джерел Гюйгенса тільки на невеликій частині поверхні S_1 . Поле в точці прийому створюється на всій поверхні

S_f і зменшення інтенсивності джерел невеликої частини поверхні мало впливають на ЕРС у приймальній антені. Тому антени поля передавальних і приймальних центрів таких ліній бажано розташовувати в районах з високою провідністю ґрунту.

Подібний спосіб може використовуватись для здійснення радіозв'язку між двома зануреними човнами – це умовний приклад, бо він здійснюється іншими методами (рис.10.11).

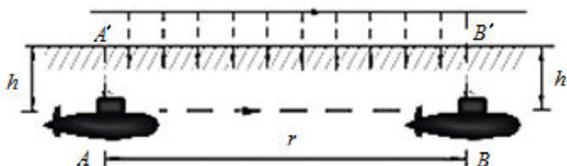


Рисунок 10.11 – До визначення понять «злітного» і «посадкового» майданчиків

На рис.10.11 $r \gg h$ – глибини занурення. При поширенні в морській воді радіохвиля сильно поглинається, тому хвилі на шляху r створюють дуже мале поле в точці В. Більш сильне поле створюється хвилею, що вийшла на поверхню моря в т. А', яка поширюється як земна хвиля уздовж поверхні розділу, і доходить до т. В', а потім заглиблюється в море на відрізок h , досягнувши другого підводного човна в т. В. Шлях $AA'B'B$ схожий на шлях «злітних» і «посадкових» майданчиків.

10.5 Зв'язок із підводними човнами

За міжнародним регламентом радіозв'язку наддовгі хвилі поділяються на наступні піддіапазони.

Довжина хвилі	Частота	Назва частотного піддіапазону	Назва хвильового піддіапазону	Застосування
10–100 км	3–30 кГц	Дуже низькі (ДНЧ, VLF)	Міріметрові	радіонавігація, зв'язок із підводними човнами, радіотелеграфний зв'язок, сигнали часу, метеослужба
100–1000 км	300–3000 Гц	Інфра – низькі (ІНЧ, ULF)	Гекто-кілометрові	зв'язок із підводними човнами, зв'язок із шахтами, телефонний зв'язок

1000–10000 км	30–300 Гц	Наднизькі (ННЧ, SLF)	Мегаметрові	Спеціальний зв'язок, зв'язок із підводними човнами, передавання електроенергії, геофізичні дослідження
10000–100000 км	3–30 Гц	Вельминизькі (ВНЧ, ELF)	Дека-метрові	спеціальне

Наддовгі хвилі – радіохвилі з довжиною хвилі понад 10 км. Вони легко огинають Землю, слабо поглинаються земною поверхнею, проникають у середовище морської води, добре відбиваються від іоносфери [58].

До широкого вжитку супутникових систем зв'язку далекий радіозв'язок із зануреними підводними човнами здійснювався головним чином у наддовгохвильовому діапазоні і в ланці «берег - підводний човен». Наддовгі радіохвилі мають дві вирішальні переваги – вони, по-перше, здатні проникати вглиб морської води і, по-друге, можуть поширюватися на дуже великі відстані, не виявляючи при цьому чутливості до іоносферних збурень, що спричиняють надмірна сонячна активність або ядерний вибух.

1) Геофізичні дослідження. Наддовгі хвилі здатні обігнути земну кулю, що є їх цінною властивістю в дослідженнях стану різних шарів атмосфери. Їх здатність частково проникати в морську воду і в ґрунт дозволяє використовувати їх для зондування.

2) Шкідливі випромінювання ліній електропередачі. Довгі і особливо наддовгі повітряні лінії електропередачі змінного струму мають протяжність, порівнянну із довжиною хвилі для випромінювання частотою 50 Гц (6000 км, довжина чвертьхвильового випромінювача 1500 км), що робить їх своєрідною антеною, в результаті чого втратами на випромінювання вже не можна нехтувати. Цього недоліку позбавлені кабельні ЛЕП, завдяки зовнішньому заземленому обплетенню кабелю, а також ЛЕП постійного струму.

3) Зв'язок із підводними човнами. Коли вони знаходяться в зануреному стані – це досить серйозна технічна задача. Основна

проблема полягає в тому, що електромагнітні хвилі з частотами, що використовуються в традиційному радіозв'язку, сильно послаблюються при проходженні через товстий шар провідного матеріалу, яким є солоня морська вода, через так званий поверхневий або скін-ефект.

Зв'язок із підводними човнами, що знаходяться в підводному положенні, здійснюється наступними способами.

Акустична передача. Звук може поширюватися у воді досить далеко, і підводні гучномовці і гідрофони можуть використовуватися для зв'язку. У всякому разі, військово-морські сили і СРСР, і США встановлювали акустичне обладнання на морському дні в ділянках, які часто відвідувалися підводними човнами, і з'єднували їх підводними кабелями з наземними станціями зв'язку.

Односторонній зв'язок в зануреному положенні можливий шляхом використання вибухів. Серії вибухів, що повторюються через певні проміжки часу, поширюються підводним звуковим каналом і приймаються сонарами.

Радіохвилі дуже низьких частот або very low frequencies (ДНЧ, VLF 3-30 кГц) мають ще більш компактні антени в порівнянні з попередніми діапазонами, але можуть проникати в морську воду тільки на глибини до 20 метрів, долаючи поверхневий (скін) ефект. Підводний човен, що знаходиться на невеликій глибині, може використовувати цей діапазон для зв'язку. Підводний човен, що знаходиться набагато глибше, може використовувати буй з антеною на довгому кабелі. Буй може перебувати на глибині декількох метрів і через малі розміри не виявлятися сонарами супротивника. Радіохвилі вельминизьких частот або extremely low frequencies (ВНЧ, ELF, 3-30 Гц, довжина хвилі 100 000-10 000 км) легко проходять крізь Землю і морську воду. Радіохвилі наднизьких частот або super low frequencies (ННЧ, SLF, 30-300 Гц, довжина хвилі 10 000-1000 км) також легко проникають крізь землю і морську воду, але мають розміри елементів антен на порядок менший. Будівництво ВНЧ / ННЧ – передавача - надзвичайно складне завдання через величезну довжину хвилі і вкрай низький ККД передавача. Замість використання повнорозмірних антен - знаходиться доступна ділянка Землі з досить низькою питомою провідністю, і в неї

заглиблюється 2 значних за розмірами електрода на відстані близько 60 км один від одного. Оскільки питома провідність Землі в ділянці електродів досить низька, електричний струм між електродами буде проникати глибоко в надра Землі. Електроди та струм між ними створюють своєрідну величезну антену. Через вкрай високу технічну складність такої антени, тільки СРСР і США мали ННЧ - передавачі. Через великий розмір такого пристрою передача із зануреного човна на землю неможлива. Код зв'язку тримається в секреті, але можна припустити, що через низьку частоту передачі (одиниці байт в хвилину) через ННЧ - зв'язок передаються лише найпростіші команди, на кшталт «Спливти і слухати команду по супутниковому зв'язку». Однак і приймальні антени ННЧ - зв'язку аж ніяк не малі - човни використовують випускні буксировані антени.

Радіозв'язок через ретранслятори. Супутники. Якщо субмарина знаходиться в надводному положенні, то вона може використовувати звичайний діапазон радіозв'язку, як і інші морські судна. Це не означає використання звичайного короткохвильового діапазону: найчастіше це зв'язок з військовим супутником зв'язку. У США подібна система зв'язку називається «супутникова підсистема обміну інформацією з підводними човнами» (англ. Submarine Satellite Information Exchange Sub-System, SSIXS), частина морської системи супутникового зв'язку на ультрависоких частотах (англ. Navy Ultra High Frequency Satellite Communications System, UHF SATCOM).

Допоміжні підводні човни. У 1970-х роках в СРСР був розроблений проект модифікації підводних човнів проекту 629 для використання їх в якості ретрансляторів сигналу і забезпечення зв'язку з човнами з будь-якої точки світу з командуванням ПМФ. За проектом було модифіковано три субмарини.

Літаки. Для зв'язку з підводними човнами в ПМФ (СРСР) використовується літак-ретранслятор Ту-142МР «Орел» (за класифікацією НАТО - «Bear-J»). У нижній частині фюзеляжу встановлено барабан з випускною буксувальною тросовою антеною довжиною 8,6 км і приймач НДХ – діапазону великої

потужності - станція Р-826ПЛ «Фрегат». Крім цього, на літаку встановлений комплекс короткохвильових станцій для тропосферного зв'язку - «БКСП-А» і додаткове обладнання для кодування і автоматизації радіозв'язку, під керуванням БЦВМ «Орбіта-20». У складі екіпажу два льотчика, штурман, бортінженер, кормовий стрілець, радист і три оператори (СДВ, ТЛГ і ПУР). Для захисту екіпажу від електромагнітного випромінювання на всіх ілюмінаторах, за винятком трьох лобових стекол льотчиків, встановлені металеві екрануючі сітки. Літак здатний перебувати в повітрі до 17 годин без дозаправки.

Прихованість. Сеанси зв'язку, особливо зі спливаючими човнами, порушують їх прихованість, наражаючи на ризик виявлення і атаки. Тому приймаються різні заходи, що підвищують прихованість човна, як технічного, так і організаційного порядку. Так, човни використовують передавачі для передачі коротких імпульсів, в яких стиснута вся необхідна інформація. Також передача може бути здійснена спливаючим та підспливаючим буйом. Буй може бути залишений човном в певному місці для передачі даних, яка починається, коли сам човен вже покинув ділянку.

Зв'язок між підводними човнами. Якщо човен знаходиться в надводному положенні, проблем зі зв'язком немає: традиційні радіостанції і супутниковий зв'язок забезпечують зв'язок в обох напрямках і з багатьма кораблями. Але атомні підводні човни несуть службу в глибинах океану, намагаючись себе не виявляти (таємність - основна перевага субмарин). У радіохвиль є великі проблеми з поширенням під водою.

Перебуваючи на перископічній глибині, човен може підняти свій перископ і використовувати для радіозв'язку встановлені на ньому антени. Проблема в тому, що подібний перископ, обвішаний антенами, буде демаскувати човен, так як може бути виявлений радаром супротивника. Перископи сучасних човнів в надводній їх частини намагаються робити малопомітними (за технологією, так би мовити, "Стелс"). Водночас, намагаються максимально скоротити час присутності перископа над водою: наприклад, перископ може підніматися, виконувати дуже швидке сканування горизонту, передавати, використовуючи спеціальний

тип сигналів, короткі повідомлення через супутник і тут же ховатися назад, під воду.

Перебуваючи на невеликій глибині, човен може приймати радіохвилі не високої частоти ("короткі хвилі") - вони проникають на деяку глибину під поверхню води. При цьому радіохвилі з більш низькими частотами проникають дещо глибше під поверхню води. Таким чином можливий прийом повідомлень з літаків (є спеціальні літаки, що забезпечують ретрансляцію повідомлень підводним човнам).

Як тільки підводний човен піднявся на перископну глибину, то він себе з великою часткою ймовірності вже виявив, хоч і не підіймав перископа. Є цілий набір засобів, що дозволяють виявляти великі підводні човни на невеликих глибинах: з супутника, по супутному сліду, якщо човен рухається і т.п. Тож, без особливої необхідності човен спливати не стане.

Для зв'язку можуть використовуватися спеціальні буї, які піднімаються з човна, що знаходиться в підводному положенні. Такий буй, начинений радіосистемами, прив'язаний до човна і обмінюється з ним інформацією, може спливати на поверхню, а може і залишатися на невеликій глибині, використовуючи ефект з проникненням радіохвиль. Один з акустичних варіантів полягає в розміщенні під водою ретранслявальних станцій, що мають надводні радіоантени. Припустимо, що така станція перетворює радіосигнали в акустичні коливання і транслює їх під водою, а човен "приймає звук", перебуваючи на великій глибині. Акустичний підводний зв'язок, в теорії, працює на відстанях, що вимірюються десятками кілометрів. При необхідності можна використовувати дуплексний режим, тобто, станція приймає сигнали від човна і ретранслює їх по радіо "в центр". Однак, увесь океан такими станціями не забудуєш, їх можна розмістити тільки уздовж традиційних районів патрулювання (рис.10.12)

Розглянемо, яким чином умовний "командний пункт" підтримує зв'язок з розташованими в автономному плаванні на великій глибині підводними човнами. В даному випадку використовується радіозв'язок, але не простий, а на наднизьких частотах (наддовгих хвилях). Виявляється, що радіохвилі

довжиною в тисячі кілометрів (частота 70-90 Гц) проникають в найглибші океани. Тобто, підводний човен зможе прийняти сигнал на такій частоті, навіть перебуваючи на максимальній глибині занурення у декілька кілометрів.

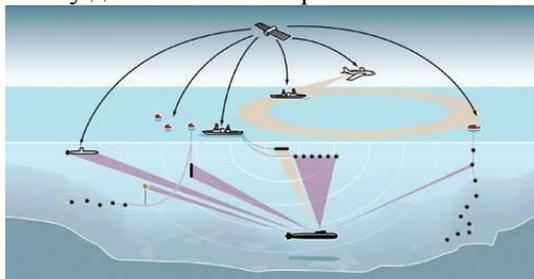


Рисунок 10.12 – Види зв'язку з підводними човнами

Правда, з використанням настільки низькочастотних радіохвиль є цілий ряд проблем.

По-перше, їх надзвичайно складно випромінювати. Завдання прийому - набагато простіше. Дійсно, адже побудувати таку величезну антену - нереально. Одним із способів трансляції наддовгих електромагнітних хвиль є використання самої земної кори в якості випромінювача (антени). Щоправда, цей спосіб вимагає величезних витрат енергії і правильного вибору місця розташування генеруючої установки, тому що істотну роль відіграють геологічні особливості (зокрема, електрична провідність) земних порід, що розташовано під "генератором". Зате, такі радіохвилі успішно поширюються по всій земній кулі.

По-друге, низька частота несівної хвилі означає, що надзвичайно складно створити модуляцію і вибрати систему кодування, яка дозволить хоч трохи швидше передавати помітну кількість інформації (рис.10.13). Адже 90 Гц - це навіть не 900 МГц, на яких працює GPRS.

По-третє, сигнали з подібними частотами доводиться приймати на тлі сильних перешкод різної природи, а при цьому ефективна потужність передавача дуже мала, не дивлячись на те, що "генеруючу установку" може жити ціла електростанція.

Втім, описані проблеми не заважають використовувати наддовгі хвилі для одностороннього зв'язку з підводними човнами в океані (а також і для дослідження земної кори).

Як виявилось, саме мережа з роботів може забезпечувати оперативний і по більш широкій смузі зв'язок з підводними човнами. Роботи менш помітні, та й їх виявлення не дає інформації про місцезнаходження субмарини. При цьому мережа роботів переміщується, супроводжуючи човен, але так як це саме мережа, яка розтяглася на багато тисяч квадратних кілометрів, секретність положення човна зберігається.

10.6 Берегова рефракція

При поширенні радіохвиль над неоднорідною трасою, залежно від співвідношення між довжинами однорідних ділянок змінюється не тільки модуль множника ослаблення, але і його фаза. Це викликає зміну орієнтації фазового фронту, тобто напрямку поширення хвилі, або берегову рефракцію. Суть явища берегової рефракції полягає в наступному. Припустимо, що корабельний передавач знаходиться в точці A на морі на великій відстані від берега. А радіопеленгатор – на суші в точці B поблизу берегової лінії (рис.10.13). У відсутності рефракції точки C , B , D перебували б на еквіфазній поверхні, або лінії. Ця лінія являла б собою дугу кола з радіусом r та центром в місці розташування випромінювача (т. A). Проведемо нормаль до цієї поверхні n_0 . Коли радіохвилі перетинають берегову лінію, то симетрія щодо точки A порушується і еквіфазна поверхня займе положення, яке показано пунктирною лінією (NBM). Нормаль n_0' до еквіфазної лінії в цьому випадку показує дійсний напрямок хвиль в місці розташування пеленгатора. Кут $\Delta\varphi$ між векторами n_0 і n_0' визначає величину помилки пеленга, що обумовлена береговою рефракцією. Є спеціальні графіки і номограми для розрахунку цих кутів [23]. Помилка пеленга спостерігається при малих чисельних відстанях ($\rho \ll 1$). Помилка пеленга зменшується при збільшенні $\sigma_{грунту}$ і віддаленні точки B від берегу.

При значних чисельних відстанях $\rho \gg l$ помилка пеленга практично зникає через те, що фазова швидкість практично не відрізняється від швидкості світла.

Відхилення пеленга від початкового значення зазвичай не перевищує $3-5^\circ$.

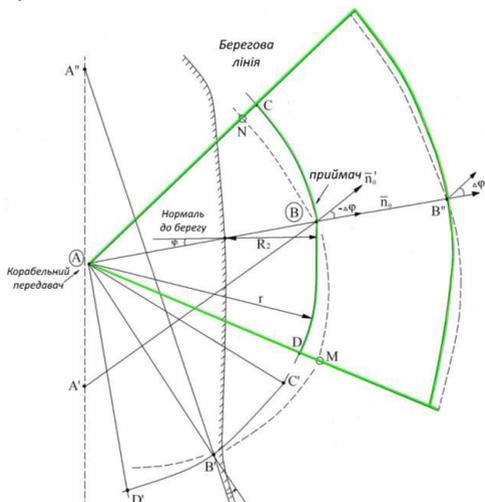


Рисунок 10.13 – До поясненням явища берегової рефракції

10.7 Розрахунок помилки пеленгу

Якщо вважати морську ділянку траси ідеально провідною і припустити, що точка передачі А розташована настільки далеко від берегової лінії, що падаючу хвилю можна вважати плоскою, то кут рефракції $\Delta\varphi$ при малих кутах падіння, можна розрахувати за формулою

$$\Delta\varphi = \pm \frac{\operatorname{tg}\varphi\sqrt{\lambda}}{2\pi\sqrt{\varepsilon_{\Gamma 3M}^2 + (60\lambda\sigma_{3M})^2}} \cdot R_2, \quad (\text{рад}), \quad (10.23)$$

де R_2 – відстань від точки прийому до берегової лінії по нормалі до неї;

φ – кут падіння.

Знак («+») відповідає розташуванню точки прийому на морі; знак («-») – розташування цієї точки на суші. Формула (11.23) придатна для розрахунку $\Delta\varphi$, якщо $\varepsilon_{r_{3M}} > 60\lambda\sigma_{3M}$.

З формули видно, що $|\Delta\varphi|$ тим більше, чим більше φ (кут падіння) і зменшується в міру віддалення від берегової лінії.

Якщо $\varepsilon_{r_{3M}} \ll 60\lambda\gamma_{3M}$, то

$$\Delta\varphi = \pm \frac{\operatorname{tg}\varphi}{2\pi\sqrt{60\lambda\gamma_{3M}\cdot R_2}}, \quad (\text{рад}), \quad (10.24)$$

тобто, не залежить від довжини хвилі. У звичайних умовах $\Delta\varphi$ не перевищує декількох градусів.

11 ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ ПРИ НАЯВНОСТІ НА ШЛЯХУ ЕКРАНУЮЧИХ ПЕРЕШКОД

На закритих трасах, що проходять в гірських районах, напруженість поля УКХ визначається особливостями гірського рельєфу, з яких основними є великі перепади висот рельєфу місцевості і наявність перешкод у вигляді окремих гір або ряду гірських хребтів.

Форма перешкод може бути найрізноманітнішою: від гострих гір великої висоти до пологих пагорбів порівняно малої висоти.

Для визначення поля в точці прийому на такому виді траси застосовують добре розроблені у фізичній оптиці методики розрахунку дифракційного поля, головним чином, у відповідності принципом Гюйгенса – Френеля. Електричні параметри перешкод не враховуються, бо вважають, що вони «непрозорі». При цьому гірський хребет апроксимується одиночною клиноподібною перешкодою.

Можливі два випадки поширення радіохвиль за наявності клиноподібної перешкоди (абсолютно поглинаючий екран).

– Екран не перетинає повністю прямолінійного шляху поширення і лише в деякій мірі вклинюється в область, яка ефективно бере участь в перенесенні енергії. Умовно вважаємо в цьому випадку висоту позитивною ($H > 0$, освітлена зона). Введемо визначення справжнього просвіту (H) як найкоротшої відстані між кромкою екрану і прямою AB , яка з'єднує точку передачі і прийому (рис. 11.1).

– Екран перетинає шлях AB . Висота H в цьому випадку має негативний знак, $H < 0$, область тіні (рис. 11.2).

Г.С. Ландсберг [38] показав, що множник послаблення можна обчислити за формулою

$$\dot{V} = \frac{1}{\sqrt{2}} [C(V_0) - jS(V_0)] = \sqrt{\frac{[C^2(V_0) + S^2(V_0)]}{2}} \cdot e^{j\gamma}, \quad (11.1)$$

де

$$\operatorname{tg}(\gamma) = -\frac{S(V_0)}{C(V_0)}, \quad (11.2)$$

$$\gamma = -\operatorname{arctg} \left[\frac{S(V_0)}{C(V_0)} \right], \quad (11.3)$$

$S(V_0)$ та $C(V_0)$ – синус- та косинус-інтеграли Френеля:

– інтегральний косинус

–

$$C(V_0) = \frac{1}{2} - \int_0^{V_0} \cos\left(\frac{\pi V^2}{2}\right) dV \quad (11.4)$$

– інтегральний синус

–

$$S(V_0) = \frac{1}{2} - \int_0^{V_0} \sin\left(\frac{\pi V^2}{2}\right) dV \quad (11.5)$$

$$C(-V_0) = C(V_0), \quad (11.6)$$

$$S(-V_0) = -S(V_0). \quad (11.7)$$

$V_0 = -\frac{H\sqrt{2}}{R_{\phi_1}}$ – параметр дифракції, а $R_{\phi_1} = \sqrt{\frac{l_1 l_2 \lambda}{l_1 + l_2}}$ – радіус першої зони Френеля.

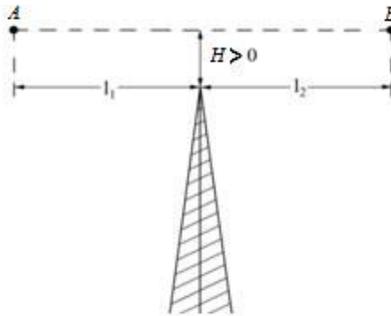


Рисунок 11.1 – Поширення радіохвиль при наявності на шляху клиновидного екрану в освітленій зоні ($H > 0$)

Графіки функцій $C(V_0)$ та $S(V_0)$ приведені на (рис.11.3).

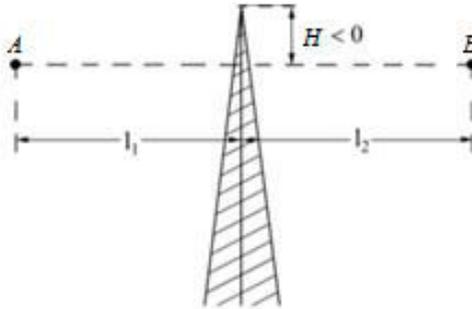


Рисунок 11.2 – Поширення радіохвиль при наявності на шляху клиновидного екрану в зоні тіні ($H < 0$)

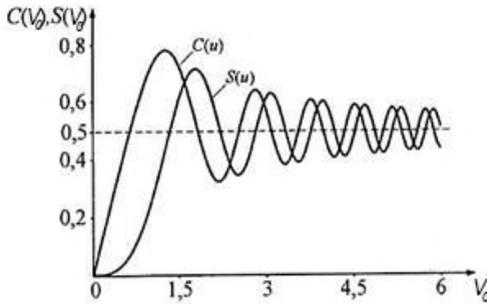


Рисунок 11.3 – Графіки функції $C(V_0)$ та $S(V_0)$

11.1 Фізичні уявлення

При дифракції хвиль навколо перешкоди має значення не вся просторова перешкода, а лише порівняно невелика її частина у безпосередній близькості від самої перешкоди. Розмір цієї області пов'язаний з розмірами зон Френеля, які визначаються місцем розташування вершини перешкоди. Розрахунок дифракційного поля можна ввести за відомим методом дифракції Френеля.

Розміри зон Френеля залежать від просвіту H , відстаней l_1 (точка A – вершина перешкоди), та l_2 (точка B). У залежності від цих величин змінюється співвідношення між площиною закритих

та вільних ділянок зон Френеля, що викликає змінення множника послаблення $|\dot{V}|$ (рис. 11.2). Від величини просвіту H залежить кількість зон Френеля, які формують поле у точці прийому.

Якщо просвіт досить великий, що вміщує 8-12 перших зон Френеля, то напруженість поля в точці прийому не відрізняється від E_m у вільному просторі, де $|\dot{V}| = 1$.

У випадку, коли кількість зон Френеля є меншою за 8...12, то якісна картина модуля та фази множника послаблення поля за перешкодою, буде мати такий вигляд, як показано на рис. 11.5, 11.6.

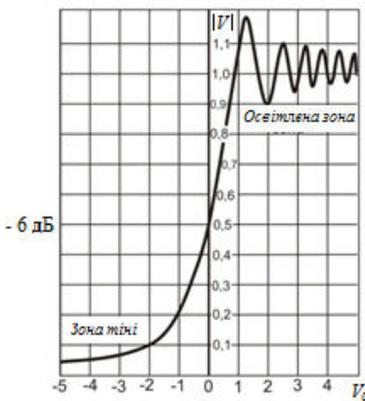


Рисунок 11.5 – Залежність модуля V від параметра дифракції

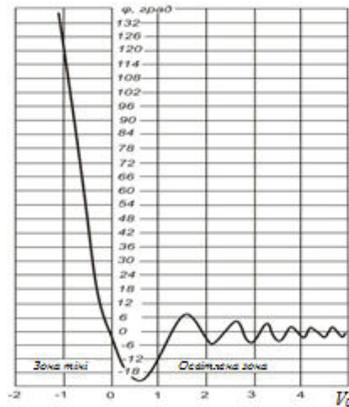


Рисунок 11.6 – Графік розподілу фази множника послаблення

На рис. 11.5 праворуч від нуля розташовуються позитивні значення V_0 (зони освітленості), ліворуч – негативні (зони тіні).

Принципово можна виділити три області:

- 1) область осциляцій, де $H < R_{\phi 1}$, $V_0 > 1$ ($5 > V_0 > 1$);
- 2) область спаду, де $H = 0$, $H = R_{\phi 1}$, причому H -позитивна величина ($0 < V_0 < 1$);
- 3) область спаду, де $-H = R_{\phi 1}$, $-H > R_{\phi 1}$ причому H - негативна величина ($V_0 < -1$).

Перша область. У освітлену зону входять дві під області ($5 > V_0 > 1$ і $V_0 < 1$). Ця область відповідає істинному просвіту $+H > 0.7 R_{\phi 1}$. Тут мають місце осциляції множника послаблення навколо одиниці (в дБ $|\dot{V}| = 1$ дорівнює 0 дБ). Амплітуди осциляцій асимптотично загасають зі збільшенням V_0 .

Зі збільшенням V_0 екрануються нижні ділянки зон Френеля з великими номерами ($n > 2$). Так як поля від різних зон Френеля складаються векторно, то при екрануванні порушуються амплітудні і фазові співвідношення між хвилями, що інтерферують. Це призводить до осциляцій (рис. 11.7).

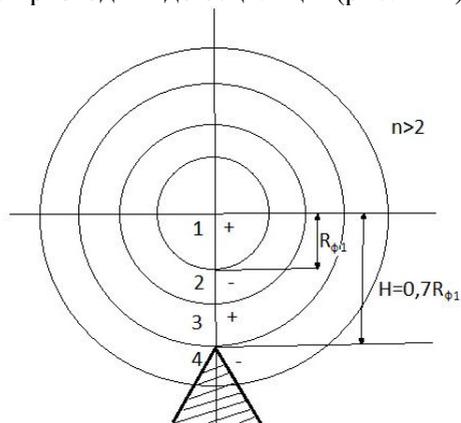
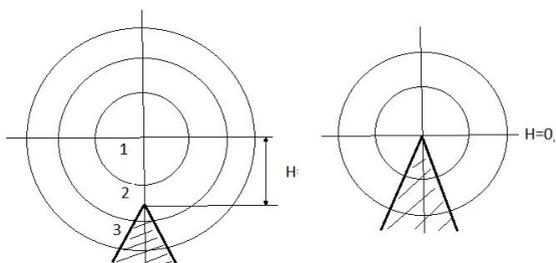


Рисунок 11.7 – Перша область зміни множника послаблення ($5 > V_0 > 1$)

Друга область. При значеннях $0 < V_0 < 1$, просвіт H залишається позитивним, але починає зменшуватися. $|V|$ монотонно зменшується і при $V_0 = 0,5$ досягає значення 1.1 ($|\dot{V}|_{\text{дБ}} = -1,94$ дБ.)

При $V_0 = 0$, $H = 0$, $|\dot{V}| = 0,5$, $|\dot{V}|_{\text{дБ}} = -6$ дБ точка спостереження знаходиться на лінії геометричної тіні, коли екран перекриває половину площі всіх зон і половину першої зони Френеля включно (рис. 11.8).



а) $0 < V_0 < 1$

б) $V_0 = 0$

Рисунок 11.8 – Друга область зміни множника послаблення

Третя область. При $V_0 < -1$ поле створюється ділянками зон Френеля, що не закриті перешкодою. $|\dot{V}|$ монотонно зменшується від -6 дБ до -26 дБ при $V_0 = -5$. Існує особлива точка, в якій $-H = R_{\phi 1}$, тобто перешкода повністю перекриває першу зону Френеля ($V_0 = -1$, $|\dot{V}|_{\text{дБ}} = -14$ дБ). В цій точці $V_0 = -2$, або в дБ $|\dot{V}|_{\text{дБ}} = -20$ дБ (рис. 11.9).

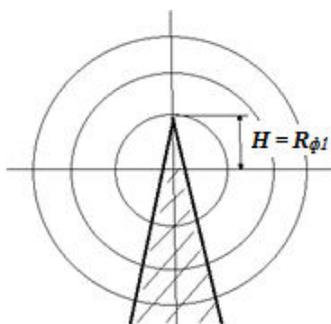


Рисунок 11.9 – Четверта область зміни множника послаблення

У межах зміни V_0 від -1 до -2, $|\dot{V}|$ можна розраховувати за асимптотичними формулами:

$$|\dot{V}| = \frac{1}{\sqrt{2\pi \cdot (-V_0)}} = \frac{0,225}{-V_0}, \quad (11.8)$$

або в дБ:

$$|\dot{V}|_{\text{дБ}} = -13 - 20 \lg(-V_0), \text{ дБ.} \quad (11.9)$$

11.2 Посилення поля перешкодою. Чотирипроменева теорія дифракції

У діапазоні УКХ, крім явища дифракції хвиль передавача навколо краю непрозорого екрану, необхідно враховувати дифракцію на цьому ж екрані хвиль, які відбиваються від поверхні Землі на ділянках передавальна антена – екран та екран – приймальна антена.

Нехай на шляху поширення радіохвиль знаходиться непрозорий екран у вигляді клиноподібної перешкоди (рис. 11.10).

Поле в точці прийому – це результат інтерференції чотирьох хвиль, кожна з яких дифрагує на краю непрозорого екрану. Це хвилі AMB , $A'MB$, AMB' , $A'MB'$. Для визначення результуючого множника послаблення при даному типі дифракції використовується метод дзеркальних відображень. Підсумовування полів можливе внаслідок лінійності системи.

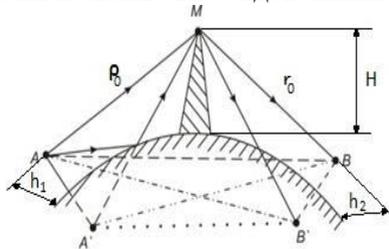


Рисунок 11.10 – Дифракція біля непрозорої перешкоди з урахуванням відбиття від поверхні Землі

Всі ці чотири промені дифрагують на вершині клиноподібної перешкоди (рис. 11.10). Для визначення результуючого множника послаблення введемо наступні позначення (рис. 11.10): На ділянці передавач – вершина перешкоди M позначимо AM – прямий промінь; $A'M$ – відбитий промінь; різницю ходу променів позначимо як $\Delta r_1 = A'M - AM$. На цій ділянці множник послаблення можна визначити за формулою

$$|\dot{V}_{01}| = \sqrt{1 + |\dot{R}|^2 + 2|\dot{R}| \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r_1 + \varphi_R\right)}. \quad (11.10)$$

На ділянці вершина перешкоди M – приймальна антена позначимо MB – прямий промінь, MFB – відбитий промінь; різницю ходу променів як $\Delta r_2 = MFB - MB$. На цій ділянці множник ослаблення знайдемо як

$$|\dot{V}_{02}| = \sqrt{1 + |\dot{R}|^2 + 2|\dot{R}| \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta r_2 + \varphi_R\right)}. \quad (11.11)$$

Результуючий множник послаблення на такій трасі дорівнює добутку трьох множників

$$|\dot{V}| = |\dot{V}_0| |\dot{V}_{01}| \cdot |\dot{V}_{02}|, \quad (11.12)$$

де $|\dot{V}_{01}|$, $|\dot{V}_{02}|$ розраховуються за формулами (11.10), (11.11);

$|\dot{V}_0|$ – цей множник ослаблення розраховується за формулою (11.7).

Для малих кутів ковзання можна користуватися формулою Б.О. Введенського, якщо виконується умова $h_1 \cdot h_2 < \frac{\lambda r}{18}$. В цьому випадку поле на краю екрану можна розглядати як суму прямої і відбитої від земної поверхні хвилі. Геометрія задачі наведена на рис. 11.10. Тут прийнято наступні позначення: ρ_0 – відстань від A до M ; r_0 – відстань від M до B ; H – висота перешкоди; h_1 , h_2 – висоти антен.

Результуючий множник послаблення у цьому разі також розраховується за формулою (11.12).

Множник послаблення $|\dot{V}_{01}|$ розраховується за формулою Б.О. Введенського на ділянці передавальна антена – перешкода й буде дорівнювати.

$$|\dot{V}_{02}| = 2 \left| \sin \left[\frac{kh_1 H}{\rho_0} \right] \right|, \quad (11.13)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число вільного простору.

Множник послаблення $|\dot{V}_{02}|$ на ділянці перешкода - приймальна антена визначиться за формулою (11.14). Поле в точці прийому – це суперпозиція двох хвиль, які дифрагували на краю екрану (прямої та відбитої від землі). Це дає другий множник ослаблення $|\dot{V}_{02}|$

$$|\dot{V}_{02}| = 2 \left| \sin \left[\frac{kh_2 H}{r_0} \right] \right|. \quad (11.14)$$

Результуючий множник послаблення визначається як

$$|\dot{V}| = 4 \left| \sin \left[\frac{kh_1 H}{r_0} \right] \right| \cdot \left| \sin \left[\frac{kh_2 H}{r_0} \right] \right| \cdot |\dot{V}_0|, \quad (11.15)$$

або в дБ як

$$|\dot{V}|_{\text{дБ}} = |\dot{V}_1|_{\text{дБ}} + |\dot{V}_2|_{\text{дБ}} + |\dot{V}_0|_{\text{дБ}}. \quad (11.16)$$

Чотирипроменева теорія дифракції довго вважалася ідеалізованою. Однак, при розробці ліній УКХ у гірській місцевості було виявлено явище «посилення» поля при огинанні радіохвилями гірських хребтів. Це явище непогано пояснює чотирипроменева теорія.

Сутність ефекту «посилення перешкодою». Вважаємо, що перешкода відсутня, тобто має місце дифракція радіохвиль навколо сферичної поверхні Землі (т. В знаходиться в зоні глибокої тіні). Позначимо напруженість в точці прийому як $E_{\text{диф}}$. Нехай тепер на трасі з'являється перешкода. За логікою це має спричинити додаткове ослаблення. Але факти показують, що наявність гірських хребтів за деяких умов призводить до виникнення в т. В поля $E_{\text{неп}} > E_{\text{диф}}$.

Це можна пояснити наступним чином. Зазвичай h_1 і h_2 є набагато меншими за висоту перешкоди H . Тому множник послаблення обчислюється за формулою (11.1).

Для всіх чотирьох хвиль множники послаблення згідно цієї формули будуть величинами одного порядку. У діапазоні УКХ коефіцієнти відбиття від землі обох видів поляризації близькі до

одиниці при малих кутах підняття. За сприятливих фазових співвідношень поле в точці прийому буде в чотири рази перевищувати поле при однопроменевому поширенні. У цьому і є сутність ефекту підсилення. Крім того, всі промені проходять шлях від A до H і від M до B в повітрі, далеко від Землі. Тому вони не зазнають поглинання, і $|\mathbf{R}| \approx 1$. Єдиними втратами будуть дифракційні втрати при огинанні перешкоди. У випадку відсутності перешкоди при дифракції навколо сферичної поверхні Землі хвиля поширюється поблизу ґрунту і зазнає при цьому сильного поглинання.

«Підсилення» перешкодою як природним ретранслятором може досягати 60...80 дБ. Це вигідно, бо непотрібно ставити високігріних ретрансляторів.

11.3 Дифракція на трасі, що складається з декількох перешкод

Визначення ослаблення на трасах з декількома перешкодами зводиться до вирішення задачі про багаторазову дифракцію. В загальному вигляді вирішення задачі про дифракцію на цілому ряді перешкод, дуже складне. Її строге вирішення існує лише для окремого випадку двох перешкод. Якщо на трасі знаходиться два або більше хребтів, то кожен з них можна апроксимувати клиноподібною одиночною перешкодою.

Справа в тому, що в умовах гірського рельєфу практично ніколи не відома точна форма перешкоди. Якщо навіть вона і відома, то її практично неможливо достатньо точно апроксимувати будь-якими геометричними поверхнями. Нерівності гірського рельєфу настільки складні за формою, що точне їх відображення є вкрай важким завданням. Тому методи розрахунку зазвичай не ускладнюють зайвою строгістю, так як на практиці вони не дають помітного уточнення у порівнянні з «грубими» методами, які описуються в цьому розділі.

У разі дифракції на декількох перешкодах загальний множник послаблення буде добутком множників послаблення окремих ділянок, що є наслідком малих розмірів істотної області

при дифракції на перешкодах з малим радіусом кривизни. Якщо на трасі мається n перешкод, то загальний множник послаблення буде дорівнювати:

$$|\dot{V}| = |\dot{V}_{12}| |\dot{V}_1| |\dot{V}_{23}| |\dot{V}_2| |\dot{V}_{34}| \dots |\dot{V}_{k,k+1}| |\dot{V}_k| |\dot{V}_{k+1,k+2}| \dots |\dot{V}_{n+1,n+2}|, \quad (11.17)$$

де $|\dot{V}_k|$ – послаблення на k – й перешкодї; $|\dot{V}_{k,k+1}|$ – послаблення на трасі між k -ою і $k+1$ -ою перешкодами в припущенні, що кореспондентські пункти знаходяться на вершинах цих перешкод. Множники $|\dot{V}_k|$ визначаються з урахуванням того, що попередня перешкода змінює напрямок поширення хвилі. Хвиля приходить не з точки розташування джерела, а з напрямку, що збігається з напрямком від вершини попередньої перешкоди на вершину перешкоди, яка розглядається. В результаті дифракції на попередній перешкодї джерело як би піднімається до лінії, що з'єднує перешкоди, які розглядаються, з попередньою перешкодою при незмінній відстані від перешкоди, яка розглядається, до джерела.

Таким же поширення буде і у випадку перешкод довільної форми з малим радіусом кривизни. Це впливає з того факту, що, при інтегруванні гюйгенсівських джерел, які розташовані на площині, що проходить крізь перешкоду, яка розглядається, істотна область є малою через те, що має малий радіус кривизни перешкоди. Тобто, множник $|\dot{V}_k|$ визначається наступним чином. Через вершини $k-1$ і k -ої перешкод проводиться лінія; $|\dot{V}_k|$ – це послаблення, яке викликане перешкодою, коли джерело знаходиться на цій лінії в точці A' , а приймач – на вершині k -ої перешкоди (рис. 11.11). Найбільш зручно при розрахунку розбити всю трасу навпіл і розрахувати послаблення для кожної половини траси. Ослаблення середньою перешкодою необхідно представити таким чином, нібито джерело і приймач підняті до ліній, що з'єднують вершину середньої перешкоди з вершинами сусідніх перешкод (рис. 11.12). Такий метод дає найбільш точні результати, які задовольняють теоремі взаємності.

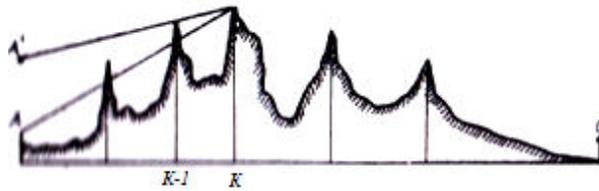


Рисунок 11.11 – Дифракція на багатьох перешкодах. Уявне положення передавального пункту A'

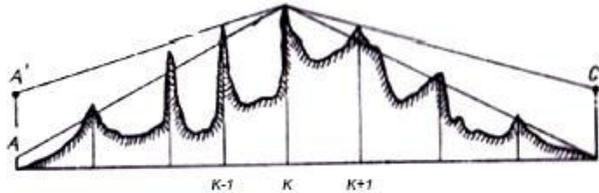


Рисунок 11.12 – Визначення ослаблення на k -ій перешкоді за допомоги введення уявних положень кореспондуючих точок A', C'

Фізична основа цих досліджень полягає в наступному. Відомо, що при дифракції на одиночній клиноподібній перешкоді поле в точці прийому B визначається випромінюванням вторинних гюйгенсівських джерел, які розташовані на незатіненій частині площини, що проходить через екран (рис. 11.13).

При пісумовуванні полів цих джерел, яке зводиться до інтегрування по поверхні, яка розташовується над екраном, інтенсивність кожного джерела залежить від відстані до точки передачі A .

При дифракції на двох клиновидних перешкодах (рис. 11.14) поле в точці прийому B визначається шляхом інтегрування по незатіненій частині площини, що проходить через другий екран, причому інтенсивність вторинних джерел на цій площині буде визначатися не тільки відстанню до точки передачі A , а й впливом першого екрану. Цей вплив враховується на підставі рішення задачі про дифракцію на одиночній клиноподібній перешкоді.



Рисунок 11.13 – Дифракція на поодинокому клиновидній перешкоді

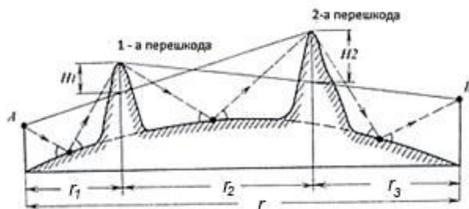


Рисунок 11.14 – Дифракція на двох перешкодах

Аналогічні міркування можна привести і для множини клиноподібних перешкодах, коли їх більше двох (рис. 11.15).

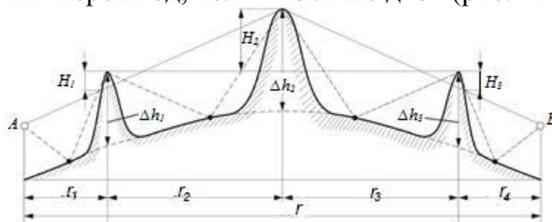


Рисунок 11.15 – Дифракція на трьох перешкодах

Незважаючи на те, що фізична картина дифракції радіохвиль на декількох клиноподібних перешкодах досить проста, строге визначення множника послаблення пов'язане з багатьма

великими труднощами й може бути доведене до простих розрахункових формул лише для декількох окремих випадків.

Якщо на трасі розташовано дві клиновидні перешкоди (рис. 11.14) $H_1 = 0$ й $H_2 = 0$; (тобто, лінія AB торкається вершини обох перешкод), то модуль множника послаблення визначається за формулою:

$$|\dot{V}| = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{r_2 r}{r_1 r_3}} \right], \text{ де } r = r_1 + r_2 + r_3. \quad (11.18)$$

Коли відстань між перешкодами $r_2 \rightarrow 0$, то з (11.18) виходить, що $|\dot{V}| \rightarrow \frac{1}{2}$ (-6 дБ), тобто, обидві перешкоди дають таке ж послаблення, як і одна перешкода. Якщо $r_1 \rightarrow 0$, $r_3 \rightarrow 0$, то $|\dot{V}| \rightarrow \frac{1}{4}$ (-12 дБ), тобто при досить великій r_2 у порівнянні з r_1 і r_3 , загальне послаблення дорівнює добутку (або сумі в дБ) послаблень, які вносить кожна перешкода окремо в припущенні відсутності іншої перешкоди.

Якщо проsvіти негативні ($H_1 < 0$, $H_2 < 0$) і великі за абсолютною величиною, то модуль множника послаблення визначається як:

$$|\dot{V}| = |\dot{V}(\mathbf{u}_1)| |\dot{V}(\mathbf{u}_2)|, \quad (11.19)$$

або, в дБ

$$|\dot{V}|_{\text{дБ}} = |\dot{V}_1(\mathbf{u}_1)|_{\text{дБ}} + |\dot{V}_2(\mathbf{u}_2)|_{\text{дБ}}, \quad (11.20)$$

де $|\dot{V}_1(\mathbf{u}_1)|$ та $|\dot{V}_2(\mathbf{u}_2)|$ - модулі множника послаблення на одиночній клиноподібній перешкодi. В них

$$u_1 = H_1 \sqrt{\frac{2(r_1+r_2)}{\lambda r_1 r_2}}, \quad (11.21)$$

$$u_2 = H_2 \sqrt{\frac{2(r_2+r_3)}{\lambda r_2 r_3}}. \quad (11.22)$$

Фізичне тлумачення процесу багатокрокової дифракції на клиноподібних перешкодах. Вершина першої перешкоди вважається деяким еквівалентним джерелом, випромінювання якого ослаблене на величину множника $|\dot{V}_1(\mathbf{u}_1)|$. Вершина другої перешкоди – нове еквівалентне джерело, випромінювання якого ослаблене в $|\dot{V}_2(\mathbf{u}_2)|$, і т. д.

Цей підхід може застосовуватися і при кількості перешкод більшій за три, але тільки за умови, що значення всіх аргументів u_1, u_2, u_3 і т.д., менші за 0,5... 1.

У формулі (11.19) для множника ослаблення не враховуються відбиті хвилі, які можуть виникати на ділянці AB між перешкодами (пунктирні лінії), якщо місцевість між ними досить полого:

$$|\dot{V}|_{дБ} = |\dot{V}_1(\mathbf{u}_1)|_{дБ} + |\dot{V}_2(\mathbf{u}_2)|_{дБ}. \quad (11.23)$$

З урахуванням відбиття формула (11.19) перетворюється на

$$|\dot{V}| = |\dot{V}_1(\mathbf{u}_1)| \cdot |\dot{V}_2(\mathbf{u}_2)| \cdot |\dot{M}_1| \cdot |\dot{M}_2| \cdot |\dot{M}_3|, \quad (11.24)$$

де $|\dot{M}_1|, |\dot{M}_2|, |\dot{M}_3|$ – модулі інтерференційних множників на ділянках: точка A – перша перешкода; перша перешкода – друга перешкода; друга перешкода – точка B .

Інтерференційні множники можна визначити таким чином, як це робилося в розділі 8 при визначенні поля в зоні прямої видимості (с. 88, 89, 92); відмінність буде полягати в тому, що в формулі для різниці ходу між прямою і відбитою хвилями і для кута ковзання слід підставляти довжини відповідних ділянок та відповідні висоти вершин перешкод, або кореспондуючих точок.

При наявності на трасі великої кількості перешкод навести прості розрахункові формули важко. Для цих випадків розрахунок множника послаблення наводиться в [35].

12 ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ В УМОВАХ ВЕЛИКОГО МІСТА. МОДЕЛІ РОЗРАХУНКУ НАПРУЖЕНОСТІ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ

Будь – яку радіотрасу можна представити у вигляді набору декількох основних шляхів, по яких сигнал від базової станції доходить до приймальної антени і навпаки. На кожному з цих шляхів знаходяться різні об'єкти, що впливають на поширення радіохвиль. У міських умовах це:

- напрямні структури – проспекти, вулиці, ділянки річок, контактні лінії міського електротранспорту та ін.;
- окрема будівля або групи будинків;
- поверхня землі і перешкоди на ній (автомобілі, стовпи, паркани та ін.);
- ділянки рослинності (парки, сквери, дворові насадження та ін.);

Велике місто можна розглядати як сильно пересічену місцевість.

Поширення УКХ в містах мають дві основні особливості:

- Підвищене ослаблення поля в порівнянні з відкритою місцевістю;
- Велика неоднорідність напруженості поля в різних точках спостереження, особливо всередині будинків.

Підвищене ослаблення обумовлено великою кількістю перешкод типу кам'яних і залізобетонних будівель, великої кількості дротів, дахів будівель та ін. Втрати оцінюють статистично, розділяючи райони міста на два типи:

- щільно забудовані висотними будівлями;
- райони, забудовані в основному двох і триповерховими будівлями.

Велика неоднорідність поля в різних точках спостереження обумовлена інтерференцією великого числа хвиль, відбитих від різних перешкод в межах міста.

Вимірювання показали, що рівень відбитих сигналів становить 50 – 60% від прямого сигналу.

Це сильно спотворює передачу зображення (з'являється багатоконтурне відеозображення).

До того ж, відбиття змінюють первинну поляризацію поля. Наприклад, передавальна станція працює з горизонтальною поляризацією сигналу, а при прийомі в міських умовах виявляється вертикальна складова, яка дорівнює 30% від рівня горизонтальної складової.

Для високоякісного прийому все більше застосовуються кабельні мережі та SMART – телебачення з використанням Інтернету, і подібні проблеми в майбутньому втратять актуальність.

Грубу оцінку середнього рівня напруженості поля можна робити за формулою Б.О.Введенського, вводячи множник (0,4 ÷ 0,6).

Схема поширення УКХ в таких умовах має вигляд, який показано на рис.12.1.

До приймальної антени приходять пряма і відбита хвилі. Знаючи висоти антен h_1 і h_2 , необхідно встановити межі першої зони Френеля. Ці кордони позначені лінією MN .

Якщо ця область припадає на забудовану частину міста, то необхідно оцінити середню висоту даху H_3 в цьому районі. Поле можна розрахувати за інтерференційними формулами, вважаючи висотами антен - висоти, що відраховуються від цього середнього рівня h_1' і h_2' . Це допущення можливе, тому при ковзному падінні металеві дахи є добрими відбивачами рис.12.1.

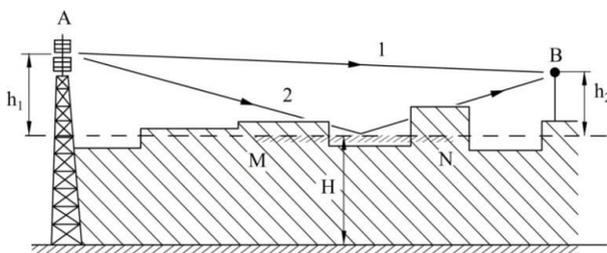


Рисунок 12.1 – Поширення УКХ в умовах міста при наявності прямої видимості між передавальною і приймальною антенами

12.1 Модель Бардіна – Димовича

З урахуванням середнього рівня висоти забудови з рівнями підйому передавальної і приймальної антени, М.І. Бардін і М.Д. Димович використовуючи експериментальні дані, на підставі принципу Гюйгенса і Френеля отримали емпіричні формули для розрахунку поля УКХ, що враховують розміри вулиць і їх розташування щодо передавальної станції [3].

Найбільш цікавим є випадок щільної забудови, тобто необхідно проводити оцінку для найгірших умов поширення, а саме, для прийому на поперечних вулицях (перпендикулярних до лінії, що з'єднує передавач і приймач). Передбачалося, що стіни будівель є абсолютно поглинаючими і не чинять впливу на E в точці прийому.

Вирішуючи диференційну задачу варіаційним методом і використовуючи наближений спосіб обчислення швидко осцилюючих інтегралів, отримали просту формулу для напруженості поля на поперечних вулицях

$$E = 0.019 \cdot h'_1 \cdot \frac{\sqrt{P(\text{кВт})D}}{r^2(\text{км})} \sqrt{\frac{\lambda}{Z}} \cdot F\left(\frac{Z}{b}\right) \text{ (мВ/м)}, \quad (12.1)$$

де P – потужність передавача, подана до антени (кВт);

D – коефіцієнт підсилення антени;

h'_1 – висота передавальної антени, яка відраховується від рівня дахів в місці прийому (м);

r – відстані від досліджуваної точки до передавальної станції (км);

λ – довжина хвилі (м);

Z – відстань від приймача до рівня дахів будівель (м);

b – половина ширини вулиці (м).

З рис.12.2 визначається $F\left(\frac{Z}{b}\right)$ – додатковий множник, з припущення, що $Z \gg \lambda$, $b \gg \lambda$.

Формула (12.1) дає непоганий збіг з експериментом.

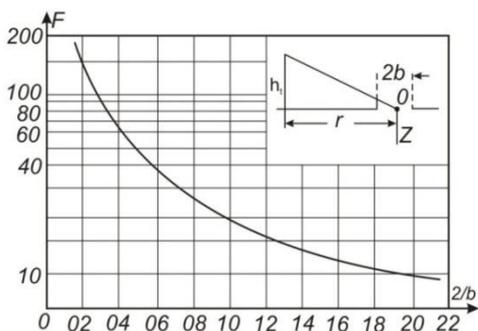


Рисунок 12.2 – Графік залежності додаткового множника

$$F = f\left(\frac{Z}{b}\right)$$

12.2 Модель Трифонова

П.І. Трифонов шляхом переробки експериментальних даних для великого міста [4] отримав формули для розрахунку середньої напруженості у випадку, якщо приймальна антена розташована на висоті 1,5 м, а передавач вище даху будинків

$$E_{\text{сер}} = 26,1h \frac{\sqrt{PD}}{r} \exp(-0,723r) \left(\frac{\text{мВ}}{\text{м}}\right)$$

для $f = 150$ МГц, (12.2)

$$E_{\text{сер}} = 8,7(1,1 + h) \frac{\sqrt{PD}}{r} \exp(-0,723r) \left(\frac{\text{мВ}}{\text{м}}\right)$$

для $f = 300$ МГц, (12.3)

де P – потужність передавача (Вт);

r – відстань (км);

h – висота передавальної антени над рівнем землі (м);

D – коефіцієнт спрямованої дії передавальної антени.

Гарний збіг можливий для відстаней $r \leq 3$ км.

12.3 Емпірична модель Олсбрук – Парсона

Вона розроблена за отриманими Окамурою графіками. Ця модель дозволяє розрахувати «втрати передачі» L

$$L = L_F + \sqrt{(L_P - L_F)^2 + L_D^2} + L_B + \gamma, \quad (12.4)$$

де $L_F = 32,45 + 20 \lg(f) + 20 \lg(r)$ – втрати передачі у вільному просторі, дБ;

f – робоча частота в МГц;

r – відстань між антенами базової та мобільної станцій в км;

L_P – втрати поширення над плоскою землею (при необхідності з урахуванням атмосферної рефракції), дБ.

У більшості випадків вони можуть бути обчислені за квадратичною формулою Б.О.Введенського

$$L_P = 120 - 20 \lg(h_{ms}) - 20 \lg(h_{bs}) + 40 \lg(r), \quad (12.5)$$

де h_{ms} – висота мобільної антени;

h_{bs} – висота базової антени;

L_D – дифракційні втрати, в дБ, обумовлені характером рельєфу місцевості під міською забудовою (горбистість місцевості, сферичність землі тощо)

$$L_D + \gamma = 20 \lg \left[\frac{h - h_{ms}}{\sqrt{b\lambda}} \right] + 16 + \gamma, \quad (12.6)$$

де $L_D + \gamma$ – втрати, викликані наявністю міської забудови, дБ;

λ – довжина хвилі;

b – глибина вулиці, на якій розташована мобільна антена, м;

h – середня висота будинків поблизу мобільного антени, м;

γ – коригуючий коефіцієнт, що залежить від частоти, причому $\gamma = 0$ для $f < 200$ МГц, а для $f > 200$ МГц визначається за графіком в [1].

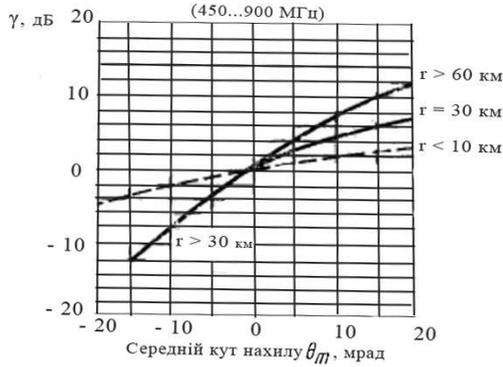


Рисунок 12.3 – Експериментальні та розрахункові залежності коригувального коефіцієнта γ у частотному діапазоні від 450...900 МГц

На рис.12.3 приведена залежність коефіцієнта корекції γ від середнього кута нахилу θ_m при різних відстанях r між антенами.

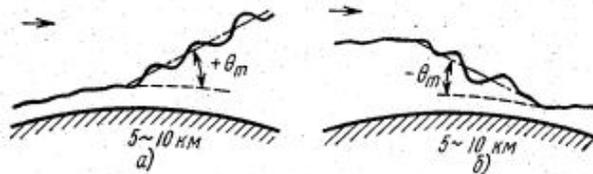


Рисунок 12.4 – Означення середнього кута нахилу поверхні:
а) позитивний нахил ($+\theta_m$); б) від'ємний нахил ($-\theta_m$)

Середній кут нахилу θ_m визначається тільки у тому випадку, коли середня висота земної поверхні плавно змінюється на відстанях у порядку 5 км. Він вимірюється у мілірадіанах.

Для квазіплоского міста, коли дифракційні втрати дорівнюють нулю, основна формула спрощується і приймає вигляд

$$L = L_P + L_B + \gamma. \quad (12.7)$$

Розрахунок за цими формулами дає досить гарний збіг з результатами Окамури.

12.4 Емпірична формула Хати (Hata)

Це найбільш вдала і докладна аналітична модель, що отримана прямою апроксимацією кривих Окамури. Але вони не охоплюють всіх результатів, отриманих Окамурою, і справедливі для квазіплоского міста при наступних обмеженнях [4]:

– $f = 150 \dots 1500$ МГц;

– перевищення висоти базової станції $h_{bs} = 30 \dots 200$ м над середньою висотою рельєфу у в напрямку аналізованої траси в межах її довжини $3 \dots 15$ км;

– висота антени мобільної станції $h_{ms} = 1 \dots 10$ м;

– відстань від передавача до приймача $r = 1 \dots 20$ км.

Середні втрати передачі можна розрахувати за формулою (в дБ):

$$L_{\text{місто}} = 69,55 + 26,15 \cdot \lg(f) - 13,82 \lg(h_{bs}) - \alpha(h_{ms}) + [44,9 - 6,55 \cdot \lg(h_{bs})] \cdot \lg(r), \quad (12.8)$$

де $\alpha(h_{ms})$ – коригуючий коефіцієнт, використовуваний при висоті мобільної антени h_{ms} , відмінної від еталонної, рівної $1,5$ м (в експерименті Окамури $h_{ms} = 3$ м).

Вирази, $\alpha(h_{ms})$ будуть різними для великих і середніх міст.

Для міста середніх розмірів

$$\alpha(h_{ms}) = [1,1 \lg(f) - 0,7]h_{ms} - [1,56 \lg(f) - 0,8]h_{ms} \text{ (дБ)}. \quad (12.9)$$

Для великого міста

$$\alpha(h_{ms}) = 3,2 \cdot [\lg(11,75h_{ms})]^2 \cdot h_{ms} - 4,97, \quad \text{(дБ)}$$

$$\text{для } f > 300 \text{ МГц}, \quad (12.10)$$

$$a(h_{ms}) = 8,29 \cdot [\lg(1,54h_{ms})]^2 \cdot h_{ms} - 1,1, \quad (\text{дБ})$$

$$\text{для } f < 300\text{МГц}. \quad (12.11)$$

– Для надурбанізованих міст

$$L = L_{\text{місто}} - 2 \cdot \left[\lg\left(\frac{f}{28}\right) \right]^2 - 5,4, \quad (\text{дБ}). \quad (12.12)$$

– Для відкритих районів (передмістя)

$$L = L_{\text{місто}} - 4,78 \cdot [\lg(f)]^2 - 18,33 \cdot \lg(f) - 40,98 \quad (\text{дБ}). \quad (12.13)$$

Ці формули дозволяють визначити втрати передачі з точністю до 7 ... 17 дБ для дальності більше 1 км.

12.5 Модель Лі

Лі (англ. W.C.Y.Lee.) запропонував дуже просту модель поширення сигналів, яка заснована на серії проведених в США вимірювань на частоті $f_c = 900$ МГц [8].

Згідно Лі, середнє значення потужності, виміряної на відстані r від передавальної станції, описується виразом

$$P(r) = P_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\beta} \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-n} F_0, \quad (12.14)$$

або в логарифмічному уявленні

$$P(r)_{\text{дБ}} = P_{0\text{дБ}} - \beta \cdot \lg\left(\frac{r}{r_0}\right)_{\text{дБ}} - n \cdot \lg\left(\frac{f}{f_0}\right)_{\text{дБ}} + F_{0\text{дБ}}, \quad (12.15)$$

де P_0 – еталонна медіанна потужність, що виміряно на відстані $r_0=1$ км;

β – нахил кривої втрат поширення, дБ/декаду, який чисельно дорівнює послабленню сигналу при подовженні траси в 10 разів;

F_0 – коефіцієнт корекції, що обчислюється на основі серії множників за формулою

$$F_0 = \prod_{i=1}^5 F_i, \quad (12.16)$$

в якій коефіцієнт F_i розраховується наступним чином:

$$F_1 = \left(\frac{h_{bs,eff}}{30,48} \right)^2, \quad (12.17)$$

$$F_2 = \left(\frac{h_{ms}}{3} \right)^v, \quad (12.18)$$

де $h_{bs,eff}$ – ефективна висота базової станції, (м);

h_{ms} – висота антени рухомої станції, (м);

v – показник ступеня.

При висоті антени рухомої станції (мобільного зв'язку) $h_{ms} < 3$ м приймається $v=1$, а при висоті h_{ms} більше 10 м – ($v=2$).

В свою чергу,

$$F_3 = P_1/10,$$

$$F_4 = G_1/4,$$

$$F_5 = G_2.$$

де P_1 – потужність сигналу, випромінюваного передавачем (Вт),

G_1, G_2 – коефіцієнти підсилення базової і рухомої станції відносно напівхвильового вібратора.

Параметри P_0 та β отримані експериментально на основі проведених замірів у різних типах навколишнього середовища (табл. 12.1).

Медіанні втрати потужності в залежності від частоти часто визначаються коефіцієнтом $\left(\frac{f}{f_0} \right)^{-n}$ і його показником ступеня n .

Для частот від 30 МГц до 2 ГГц і відстаней між рухомою і базовою станціями від 2 до 3 км, значення n лежить в межах від 2 до 3.

Таблиця 12.1 Значення P_0 та β для різних типів навколишнього середовища

Типи середовищ	P_0 на $r_0 = 1$ км, відносний рівень потужності (в дБ)	β (дБ/ декаду)
Вільний простір	-41	20,0
Сільська місцевість	-41	43,5
Передмістя, невелике місто	-40	38,4
Філадельфія	-54	36,8
Нью-Йорк	-55	43,1
Токіо	-62	30,5

Величина n залежить від топографічних особливостей місцевості. Для передмість і сільських районів $n = 2$ при частотах нижче 450 МГц $n = 3$ на частотах вище 450 МГц.

На пересіченій місцевості ефективна висота антени може сильно відрізнятись від її фізичної висоти. На рисунку 12.5 показані способи її визначення.

Вимірювання, що лежать в основі емпіричних формул моделі Лі, були проведені в системі з наступними параметрами: $f_c = 900$ МГц, $h_{bs} = 30,48$ м, $G_1 = 6$ дБ; $P_1 = 10$ Вт, $h_{ms} = 3$ м, $G_2 = 0$ дБ.

12.6 Модель Окамури

В основі моделі лежить безліч вимірів. Вперше вона була представлена в [13]. Численні виміри в частотному діапазоні від 150 до 1920 МГц проводилися в Токіо.

Для визначення середніх втрат L_{dB} від відстані r до передавальної антени базової станції була запропонована формула

$$L_{dB} = L_0 + A(f, r) + G(h_{bs,eff}) + G(h_{ms}),$$

де L_0 – втрати при поширенні у вільному просторі $L_0 = \left(\frac{\lambda}{2\pi r}\right)^2$, обчислювані в логарифмічному масштабі;

$A(f,r)$ – середнє значення втрат в мiському середовищi з квазiгладкою земною поверхнею по вiдношенню до загасання у вiльному просторi в випадку, якщо $h_{bs} = 200$ м, а $h_{ms} = 3$ м;

$G(h_{bs,eff})$ – коефiцiєнт корекцiї в дБ, що враховує вiдхилення ефективної висоти базової станцiї вiд 200 м;

$G(h_{ms})$ – коефiцiєнт корекцiї в дБ, що враховує вiдхилення висоти пiдйому рухомої станцiї, якщо вона вiдрiзняється вiд 3м.

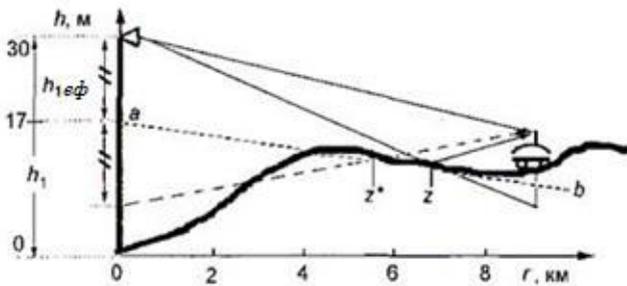


Рисунок 12.5 – Визначення ефективної висоти антени базової станцiї в горбистій мiсцевостi

Формула для розрахунку $L_{дБ}$ разом з рис.12.5 – 12.8 дозволяє оцiнити загасання сигналу в умовах мiської забудови на частотах вiд 150 до 2000 МГц, за умови, що вiдстань мiж передавальною i приймальною антенами складає вiд 1 км до 100 км, а ефективна висота базової станцiї лежить в дiапазонi вiд 30 м до 1000 м.

iснує й iнший варiант формули для розрахунку $L_{дБ}$:

$$L_{дБ} = L_0 + A(f,r) + G(h_{bs,eff}) + G(h_{ms}) - G_{area},$$

де $A(f,r)$ береться, як i в попередньому випадку, з рис.12.5, а коригувальнi члени $G(h_{bs,eff})$ i $G(h_{ms})$ задаються виразами:

$$G(h_{bs,eff}) = 10 \lg \left(\frac{h_{ms}}{3} \right), \text{ при } h_{ms} \leq 3 \text{ м};$$

$$G(h_{ms}) = 20 \lg \left(\frac{h_{ms}}{3} \right), \text{ при } 3 \text{ м} < h_{ms} < 10 \text{ м}.$$

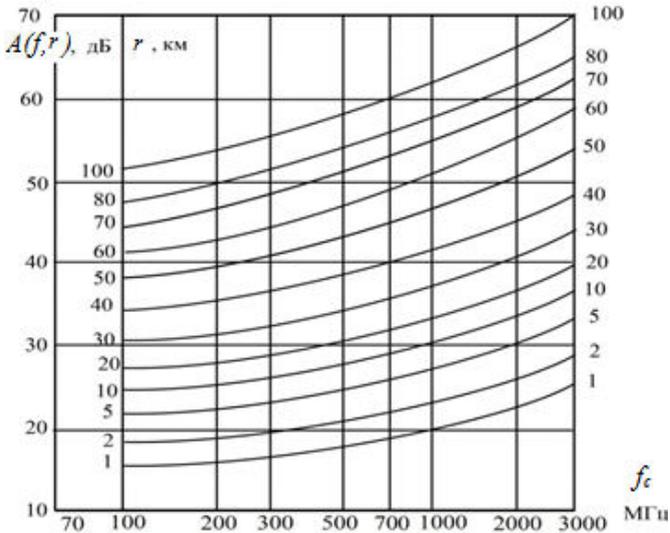


Рисунок 12.5 – Середні значення втрат в міському середовищі в залежності від частоти (МГц) та відстані (км)

Коригувальний коефіцієнт G_{area} в дБ залежить від типу місцевості і несівної частоти і береться з графіка (рис.12.6).

Модель Окамури дуже проста. Вона заснована виключно на експериментальних даних, що зібрано в районі Токіо. Характеристики японської міської місцевості трохи відрізняються від характеристик місцевості Європи та США. Але, незважаючи на це, модель користується популярністю і вважається кращою для розробки стільникових та інших систем наземного рухомого зв'язку [34]. Основний її недолік – повільна реакція на зміну типу місцевості. Вона найкраще підходить для міських і приміських районів і не дуже ефективна для сільської місцевості.

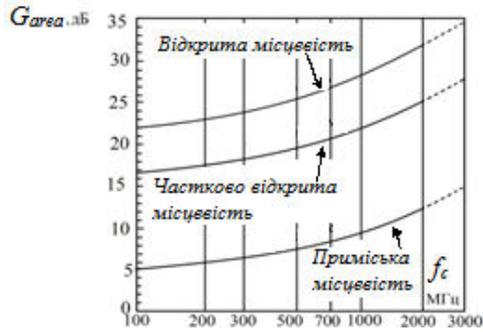


Рисунок 12.6 – До визначення коригувального коефіцієнта G_{area} залежно від типу місцевості і несівної частоти

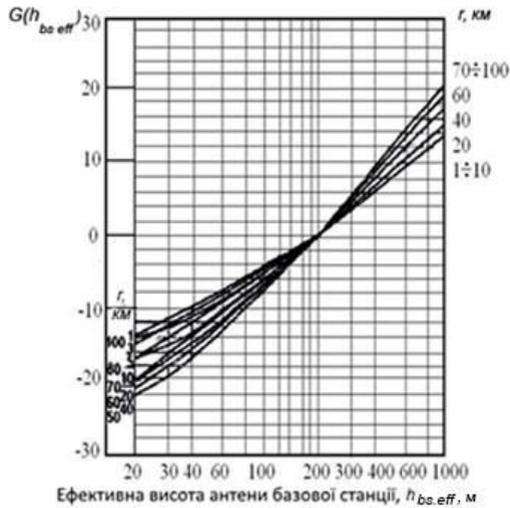


Рисунок 12.7 – Залежність коригувального коефіцієнта ефективною висотою антени базової станції в міській місцевості від висоти антени базової станції та відстані між антенами

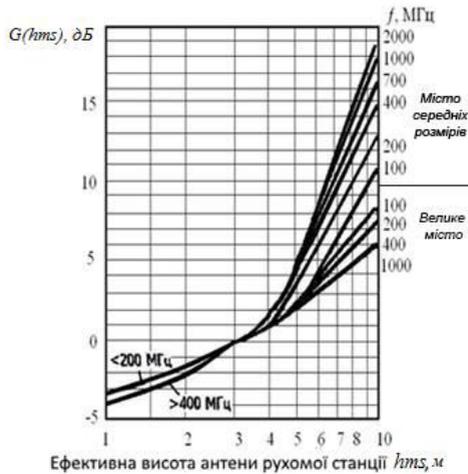


Рисунок 12.8 – Залежність коригувального коефіцієнта ефективною висоти антени рухомої станції від частоти і типу міської забудови

12.7 Уточнені моделі в рамках проекту COST # 231 (Cooperation for Scientific and technical Research)

Наведені раніше моделі дозволяють оцінити залежності втрат від частоти, висот h_{bs} і h_{ms} та типу місцевості. Вони непогано працюють на відстані, що перевищують 1 км і найкраще підходять для частот до 1,5 ГГц. Однак, системи персонального зв'язку (PCS - Personal Communication Systems) працює в діапазоні від 1,8 до 2 ГГц. Приклади таких систем - це DCS 1800 (Digital Communication System, Європа) і PCS 1900 (Personal Communication System, США) - дві версії в системі GSM (Global System Mobile).

Тому, для створення моделі в частотному діапазоні від 1,8 до 2 ГГц в умовах, характерних для систем PCS, було зроблено численні експерименти і проведено безліч вимірів.

Внаслідок значного загасання сигналу в діапазоні 1,8 ГГц в порівнянні з діапазоном 900 МГц, що традиційно застосовується в стільниковій телефонії, основна відмінність між PCS і традиційною системою полягає у зменшенні розміру стільника.

Дослідження проводилися в рамках проекту Європейського Союзу COST # 231 (Cooperation for Scientific and technical Research). Це уточнення стосувалося моделі COST 231-Hata і COST 231-Walfish-Ikegami (Уолфіша-Ікегамі).

12.8 Модель COST 231 – Hata (Mogensen)

Р.Е.Могенсен зі співавторами спільно з європейською асоціацією EVRO-COST запропонували нову версію методу Hata, що справедлива для частот від 1,5 ГГц до 2 ГГц [10]. Стандартна формула для розрахунку середніх втрат потужності в умовах міста (дБ):

$$L_{\text{місто}}(\text{дБ}) = 46.3 + 33.9 \lg f - 13.82 \lg h_{bs,eff} - L(h_{ms}) + (44.9 - 6.55 \lg h_{ms}) \lg r + G_{ms}, \quad (12.19)$$

де $G_{ms} = 0$ дБ є постійною для міст середніх і великих розмірів з помірною рослинністю;

$G_{ms} = 3$ дБ для столичних центрів.

Допустимі межі параметрів цієї моделі f_c від 1500 до 2000 МГц; h_{bs} від 30 до 200 м; h_{ms} від 1 до 10 м; r від 1 до 20 км.

Ця формула дозволяє розрахувати широкий клас радіоканалів зв'язку з урахуванням конкретних умов поширення радіохвиль. Частота несівної, висота підвісу приймальної і передавальної антен, навколишнього простору і сильно залежить від практичного досвіду фахівця.

Моделі Hata і модель COST 231 – Hata можна використовувати при $h_{bs} > 30$ м, але можна і на більш низьких висотах за умови, що сусідні будови нижче антени. Ця модель не підходить для оцінки загасання сигналу, якщо $r < 1$ км. У цьому випадку загасання сильно залежить від топографії місцевості, в якій відбувається поширення. Цю модель не використовують на вулицях з високими будівлями (у так званих вуличних каньйонах).

12.9 Модель Ксіа (Xia)

В даній моделі враховується явище дифракції поля від точкового джерела сферичної хвилі, яка поширюється до приймальної антени, що знаходиться на рівні вулиці, що затінена сусідніми будівлями. Множинна дифракція на рядах будівель формується послідовністю розсіювачів. Тому неможливо скористатися прямими методами геометричної теорії дифракції. Математична задача була вирішена Л.Бертоні [37]. Згідно моделі Ксіа втрати знаходяться з виразу:

$$L = L_0 + L_{rts} + L_{msd}, \text{дБ}, \quad (12.20)$$

де L_0 – втрати у вільному просторі;

L_{rts} – втрати від дифракції та розсіювання верхівками будівель;

L_{msd} – втрати від множинної дифракції.

Розшифрування цих величин наведено в [22]. Дана модель використовується Міжнародним телекомунікаційним союзом (ITU) в якості стандартної моделі для універсальної системи рухомого зв'язку третього покоління IMT – 2000.

Введемо наступні параметри: $2b$ – відстань між будівлями; w – відстань від стіни сусідньої будівлі до приймальної антени (абонентської станції АС); h_1, h_2 – висота підвісу передавальної та приймальної антени; θ' – кут дифракції; H_3 – висота поглинаючого шару рівня міської забудови; φ – кут ковзання прямого променя (кут між напрямком вулиці й напрямком від приймальної антени до передавальної, рис.12.8).

Тоді L_{rts} буде дорівнювати:

$$L_{rts} = 10 \lg \left[\frac{\lambda}{2\pi^2 \sqrt{(H_3 - h_2)^2 + w^2}} \cdot \left| \frac{1}{\theta'} - \frac{1}{2\pi + \theta'} \right|^2 \right], \quad (12.21)$$

де

$$\theta' = \arctg \left(\frac{(H_3 - h_2)}{w} \right). \quad (12.22)$$

Втрати L_{msd} згідно [37] записується у вигляді:

$$L_{msd} = -10 \lg |Q_N^2|, \quad (12.23)$$

де Q_N виражається через функцію Воерса [37]

$$Q_N = \sqrt{N} \cdot \sum_{q=0}^{\infty} \frac{l}{q!} \cdot (2g\sqrt{2\pi})^q \cdot I_{N-1,q},$$

де N – кількість дифракційних перешкод;

g – параметр, який в залежності від положення передавальної антени відносно рівня дахів має різний знак:

$$g = (h_1 - H_3) \cdot \sqrt{1/2b\lambda}. \quad (12.24)$$

Найбільш простий випадок буде, коли передавальна антена розташована на рівні дахів й $g = 0$, тоді фактор $Q_N = 1/N$ (рис 12.8).

Недоліки моделі Уолфіша – Ікегамі полягають в наступному. Дана методика розрахунків втрат поширення дозволяє провести розрахунок втрат для систем зв'язку, в котрих відстань між антенами складає порядку кількох сотень метрів, а територія характеризується різновисотною забудовою з рівновіддаленими будівлями, що в більшості випадків не виконується. Не береться до уваги і те що вулиці можуть мати однобічну забудову.

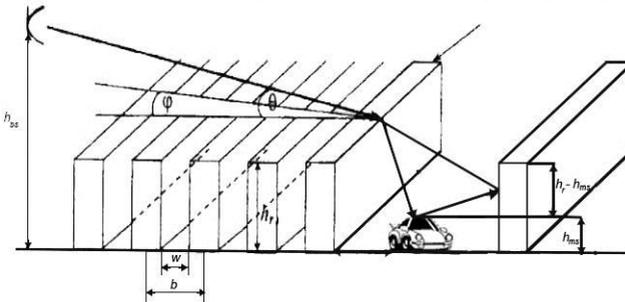


Рисунок 12.8 – Основний шлях поширення сигналу і параметри моделі Уолфіша - Ікегамі

12.10 Модель Ікегамі

В моделі Ікегамі [29] напруженість поля визначається інтерференцією двох променів – дифрагованого (прямого) й відбитого від стін будівель (рис 12.9).

Явище дифракції враховувалося шляхом апроксимації найближчої до приймальної антени будівлі еквівалентним ребром (дифракція на клиновидній перешкоді).

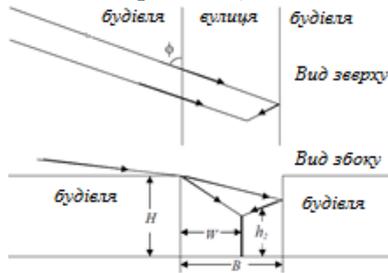


Рисунок 12.9 – До пояснювання моделі Ікегамі

Шлях променів, що приходять в точку прийому з урахуванням висоти підйому приймальної антени визначається з використанням детальної карти місцевості, розташування конкретних будівель і їх висот. Напруженість поля визначається за формулою:

$$E = \left(\frac{0,255}{\sqrt{2}}\right) \cdot E_0 \cdot \sqrt{\lambda \cdot \left(w + \frac{4b-w}{L_{\text{від}}^2}\right) / (H_3 - h_2)} \cdot \sqrt{\sin \varphi}, \quad (12.25)$$

де φ – кут ковзання прямого променя (кут між напрямком вулиці і напрямком від прийомної антени до передавальної);

$2b$ – ширина вулиці, м;

w – відстань від стіни будівлі до приймальної антени, м;

$L_{\text{від}}$ – втрати за рахунок відбиття (відношення амплітуд падаючої і відбитої хвиль) ($L_{\text{від}} = 0,5$ дБ);

H_3 – див. пояснення до формули (12.21) на с.180.

Вираз (12.25) запишемо в дБ, якщо $w = b$:

$$E = E_0 + 5,8 + 10 \lg \left(l + \frac{3}{L_{\text{Від}}^2} \right) + 10 \lg(w) - \quad (12.26)$$

$$- 20 \lg(H_3 - h_2) - 10 \lg(\sin \varphi) - 10 \lg(f).$$

Величина втрат при цьому визначається:

$$L = -5,8 - 10 \lg(2b) + 10 \lg(f) + 20 \lg(H_3 - h_2) +$$

$$+ 10 \lg(\sin \varphi) - 10 \lg \left(1 + \frac{3}{L_{\text{Від}}^2} \right), \text{ дБ.} \quad (12.27)$$

Пробні розрахунки показали, що модель в цілому задовільно оцінює зміни поля уздовж вулиці. До недоліків моделі можна віднести неможливість розрахунку на реальній вулиці і відсутність залежності від висоти підвісу передавальної антени, що позначиться при розрахунку поля по мікро-, піко- нано- та фемтосотах, і неврахування інтерференційної картини поля по вулиці.

12.11 Модель COST 231 – Walfish-Ikegami

Ця модель частково застосовує результати моделі Ксіа. Вона застосовується у випадках, коли антена базової станції розташована як вище, так і нижче лінії рівня дахів міської забудови.

Модель рекомендована ІТУ-R для розрахунку макро – та мікростільникових систем з різними висотами підвіса передавальної антени базової станції для $f = 800 \dots 2000$ МГц, $r = 0,02 \dots 5$ км, $h_{bS} = 1 \dots 3$ м, $h_{mS} = 4 \dots 50$ м [55].

У випадку відсутності прямої видимості між передавальною (базовою) та приймальною (абонентською) антенами основні втрати поширення обчислюються з (12.27). Втрати за рахунок дифракції на даху сусідньої будівлі L_{rst} знаходяться з (12.28), але поправка на орієнтацію вулиці варіюється:

$$L_{rts} = -16,9 - 10 \lg(w) + 10 \lg(f) + 20 \lg(H_3 - h_1) + L_{cri}, \quad (12.28)$$

де

$$\begin{aligned} L_{cri} &= -10 + 0,354\varphi, \text{ дБ} && \text{при } 0^\circ < \varphi < 35^\circ; \\ L_{cri} &= 2,5 + 0,075(\varphi - 35), \text{ дБ} && \text{при } 35^\circ < \varphi < 55^\circ; \\ L_{cri} &= 4,0 - 0,114(\varphi - 55), \text{ дБ} && \text{при } 55^\circ < \varphi < 90^\circ. \end{aligned} \quad (12.29)$$

Втрати при дифракції на будівлях (ребрах екранів) обчислюється наступним чином:

$$L_{msd} = l_1 + l_2 + l_3 \lg(r) + l_4 \lg(f) - 9 \lg(b), \text{ дБ}, \quad (12.30)$$

де

$$\begin{aligned} l_1 &= \begin{cases} -18 \lg(1 + h_1 - H_3), \text{ дБ} & \text{при } h_1 > H_3, \\ 0 \text{ дБ} & \text{при } h_1 < H_3; \end{cases} \\ l_2 &= \begin{cases} 54, \text{ дБ} & \text{при } h_1 > H_3, \\ 54 - 0,8(H_3 - h_1), \text{ дБ} & \text{при } h_1 \leq H_3 \text{ і } r \geq 0,5 \text{ км}, \\ 54 - 1,6r(H_3 - h_1), \text{ дБ} & \text{при } h_1 \leq H_3 \text{ і } r < 0,5 \text{ км}; \end{cases} \\ l_3 &= \begin{cases} 18, \text{ дБ} & \text{при } h_1 > H_3, \\ 18 - 15(h_1 - H_3), \text{ дБ} & \text{при } h_1 \leq H_3; \end{cases} \\ l_4 &= \begin{cases} -4 + 0,7(f/925 - 1), \text{ дБ} & \text{для передмістя,} \\ -1 + 1,5(f/925 - 1), \text{ дБ} & \text{для великого міста.} \end{cases} \end{aligned} \quad (12.31)$$

Обмеження використання даної моделі для розрахунку втрат у мікростільникових системах зв'язку полягає в тому, що ця модель дає помилку при розташуванні антени базової станції (БС) нижче рівня дахів навколишніх будівель.

Крім того, модель не враховує дифракцію радіохвиль на бічних ребрах будівель, так як не приймається до уваги розрахунок дифракційних та віддзеркалених складових поля.

До того ж, на малих відстанях від передавальної антени спостерігаються відмінності в поведінці сигналів різної поляризації, що обумовлено складною структурою ближнього поля.

І на завершення можна сказати, що модель призначена для розрахунку втрат на трасі з великою кількістю екрануючих перешкод. При цьому кількість перешкод не враховується (L_{msd}). В процесі розрахунку передбачалося, що на шляху поширення є достатня кількість будівель. Подальше їх збільшення не приводило до істотного збільшення дифракційних втрат.

Найбільшим недоліком даної моделі є те, що в ній не враховується різновисотність забудови, а враховується тільки середня висота будівель.

12.12 Модель Hata/Davidson /Eрstein – Peterson Diffraction

Це спеціалізована модель, яка заснована на моделі Hata. У даній моделі для розширення частотного діапазону, діапазону відстаней та діапазону висот базової станції Davidson (Motorola) використовував графічні методи для екстраполяції кривих до частот від 30 до 1500 МГц, діапазону відстаней до 300 км і антен базової станції від 30 до 1000 м [56].

Після визначення втрат на трасі по моделі Hata, використовуються наступні рівняння, для коригування втрат на трасі:

- якщо $r > 20$ км ,

$$\text{то } L_{H-D} = L_{Hata} + 10,5 + 0,15 \lg(400h_{bs,eff})(r - 20), \text{ (дБ);}$$

- якщо $r > 64,36$ км,

$$\text{то } L_{H-D} = L_{Hata} - 0,28(r - 64,36), \text{ (дБ);}$$

- якщо $r > 300$ км,

$$\text{то } L_{H-D} = L_{Hata} - 4,7 |\lg(6,2/r)| ((h_{bs,eff} - 300)/600) \text{ (дБ).}$$

Після того, як ці виправлення зроблені, виконуються наступні заключні коригування

$$L_{H-D} = L_{Hata} - (f/250)\lg(1500/f). \quad (12.32)$$

Якщо $r > 40,2$ км,

$$\text{то } L_{H-D} = L_{Hata} - 0,18\lg(1500/f)(r - 40,2), \quad (\text{дБ}),$$

де L_{Hata} – втрати, що розраховуються згідно моделі Hata;

L_{H-D} – втрати на трасі з розширенням Davidson до методу Hata;

h_{bseff} – висота базової станції в м.

12.13 Модель Free space + RMD

Модель Epstein-Peterson Diffraction дозволяє виконувати розрахунок втрат на трасі з урахуванням множинних втрат внаслідок дифракції на перешкодах.

У даній моделі при обчисленні втрат на трасі можна врахувати природні перешкоди на місцевості, забудову та дерева. Ця модель найбільш підходить для аналізу проходження радіохвиль в мікрохвильовому діапазоні для систем типу MMDS, де використовуються стандартні приймальні станції зі спрямованими антенами. MMDS (Multichannel Multipoint Distribution System) – це розподільчі системи ефірного мовлення від 2,0 до 3,0 ГГц для багатоканальної передачі відео та цифрової інформації через центральну передавальну станцію до абонентських приймальних пристроїв в межах прямої видимості.

12.14 Оцінка внеску відбиття при визначенні загасання на трасі

Коефіцієнт відбиття визначається в цій моделі для випадку, коли приймач і передавач перебувають на лінії прямої видимості. Авторами моделі розроблено програму для знаходження точки відбиття на трасі, в якій кут падіння дорівнює куту відбиття (рис. 12.10). Зазвичай таких точок немає на трасі, тому програма допускає деяку куту похибку. Якщо точки відбиття на трасі

немає, то не існує вкладу відбитого променя в потужність на вході приймача.

Якщо точку відбиття знайдено, то обчислюється коефіцієнт відбиття для горизонтальної \dot{R}_r та вертикальної \dot{R}_v поляризації за формулами (12.33, 12.34).

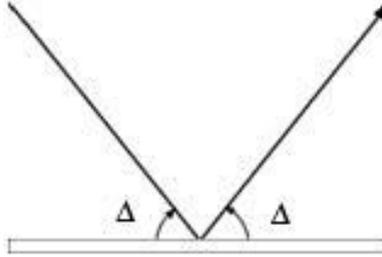


Рисунок 12.10 – До знаходження точки відбиття на трасі від передавача до приймача згідно першому закону Снеліуса

$$\dot{R}_r = \frac{\sin \Delta - \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \cos^2 \Delta}}{\sin \Delta + \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \cos^2 \Delta}} \quad (12.33)$$

$$\dot{R}_v = \frac{\dot{\epsilon}_{r3M} \sin \Delta - \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \cos^2 \Delta}}{\dot{\epsilon}_{r3M} \sin \Delta + \sqrt{\dot{\epsilon}_{r3M} - \cos^2 \Delta}} \quad (12.34)$$

де $\dot{\epsilon}_{r3M} = \epsilon_{r3M} - j60\lambda\sigma_{3M}$ комплексна діелектрична проникність землі;

Комплексні коефіцієнти \dot{R}_r і \dot{R}_v розраховуються для гладкої поверхні. Вони обчислюються для знаходження амплітуди і фази відбитого променя, який потім складається векторно з прямим променем для визначення напруженості електричного поля E в точці прийому

$$E_m = E_{m0} \cdot |\dot{V}|, \quad (12.35)$$

де

$$|\dot{V}| = \sqrt{1 + |\mathbf{R}_{v,\Gamma}|^2 + |\mathbf{R}_{v,\Gamma}| \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta r + \Phi_{R_{v,\Gamma}}\right)} \quad (12.36)$$

– інтерференційний множник послаблення.

12.15 Визначення втрат через дифракцію на трасі (принцип Епштейна - Петерсона)

Дифракційні втрати обчислюються з урахуванням окремо розташованих перешкод на шляху, які можуть бути змодельовані як ізольовані округлені перешкоди. Втрати від кожної ізольованої перешкоди об'єднуються, використовуючи принцип Епштейна – Петерсона [56].

Загальні дифракційні втрати $A(v, \rho)$ в дБ – це сума трьох складових

$$A(v, \rho) = A(v, 0) + A(0, \rho) + U(v, \rho). \quad (12.37)$$

Рівняння для обчислення складових:

$$\begin{aligned} A(v, \rho) &= A(v, 0) + A(0, \rho) + U(v, \rho); \\ A(v, \rho) &= 6,02 + 9v + 1,65v^2, \text{ для } -0,8 \leq v \leq 0; \end{aligned} \quad (12.38)$$

$$A(v, \rho) = 6,2 + 9,11v + 1,27v^2, \text{ для } -0 \leq v \leq 2,4;$$

$$A(v, \rho) = 12,597 + 20lgv, \text{ для } v > 2,4;$$

$$A(v, \rho) = 6,02 + 5,55\rho + 3,418\rho^2 + 0,256\rho^3;$$

$$U(v, \rho) = 11645v\rho + 2,19(v\rho)^2 - 0,206(v\rho)^3 \text{ для } v\rho \leq 3;$$

$$U(v, \rho) = 13,47v\rho + 1,058(v\rho)^2 - 0,048(v\rho)^3 - 6,02 \text{ для } 3 < v\rho \leq 5;$$

$$U(v, \rho) = 20v\rho - 18,2 \text{ для } v\rho > 5,$$

де ρ – коефіцієнт кривизни перешкоди;

v – кут нахилу траси радіозв'язку до перешкоди.

Траскторію променя від попередньої перешкоди до наступної показано на рис. 12.11. Коефіцієнт ρ визначається за формулою:

$$\rho = 0,676R^{0,333} f^{-0,1667} \sqrt{\frac{r}{r_1 r_2}}, \quad (12.39)$$

де R – радіус округлення перешкоди в км, f – частота в МГц, r – довжина шляху від передавача (або попередньої перешкоди) до приймача (або наступної перешкоди), r_1 – відстань від передавача

(або попередньої перешкоди) до поточної перешкоди, r_2 – це відстань від поточної перешкоди до приймача (або наступної перешкоди) – див. рис. 12.12.

Коли радіус R дорівнює нулю, перешкода – це ріжуча кромка і $A(v, \rho) = A(v, 0)$, на рис. 12.12 цей випадок позначено пунктирною лінією «- - -» - дифракція на ріжучій кромці).

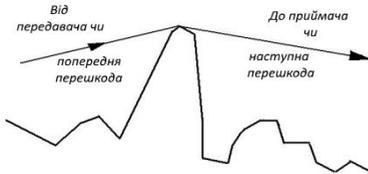


Рисунок 12.11 – До поняття траєкторії поширення променя від перешкоди попередньої до наступної

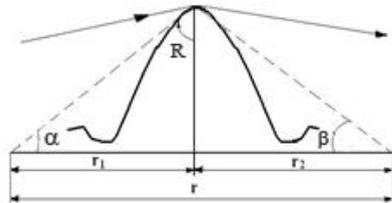


Рисунок 12.12 – Визначення параметрів v і ρ для загальних дифракційних втрат $A(v, \rho)$

Параметр v (кут нахилу траси радіозв'язку до перешкоди) визначається за формулою:

$$v = \sqrt{\frac{2r \cdot \text{tg}(\alpha) \cdot \text{tg}(\beta)}{\lambda}}, \quad (12.40)$$

де α – кут місця від передавача (або попередньої перешкоди) до приймача або до наступної перешкоди (рис. 12.12);

β – кут місця від приймача або наступної перешкоди до передавача.

Втрати завдяки перешкодам на місцевості. При певному типі перешкод додається відповідний коефіцієнт послаблення при обчисленні напруженості поля та рівня прийнятої потужності. При обчисленні втрат цей коефіцієнт враховує послаблення сигналу через будови та лісонасадження навколо місця прийому.

Типи перешкод:

– якщо тип перешкоди «None» (перешкода відсутня, або «немає перешкоди»), то ніякі додаткові втрати через будови або лісонасадження не вносяться;

– якщо перешкода типу «Urban» (центр міста), то додаткове загасання розраховується за формулою

$$L_{\text{місто}} = 16.5 + 15 \lg\left(\frac{f}{100}\right) - 0.12r \text{ дБ}, \quad (12.41)$$

де f – частота в МГц, r – в км.

– якщо перешкода – передмістя (Suburban), то додаткове загасання зменшиться на 12 дБ

$$L_{\text{передміст.}} = 16.5 + 15 \cdot 0.12 \cdot r \cdot \lg\left(\frac{f}{100}\right) - 12.0, \text{ (дБ);} \quad (12.42)$$

– якщо перешкода – щільний листовий покрив (Dense foliage), то додаткове загасання обчислюється за формулою

$$L_{\text{dense foliage}} = 65 \cdot [0,244 \cdot \lg(f) - 0,422], \text{ (дБ)}. \quad (12.43)$$

Ця формула була отримана для найбільш широкої систематизації даних, що було запозичено з різних опублікованих статей по темі ослаблення сигналу внаслідок існування на трасі поширення дерев, лісу або чагарників. Якщо перешкода – рідкий листовий покрив (Sparse foliage), то втрати зменшуватися на 6 дБ щодо щільного покриву.

$$L_{\text{sparse foliage}} = 65 \cdot [0,244 \cdot \lg(f) - 0,422] - 6, \text{ (дБ)}. \quad (12.44)$$

Ці втрати вираховуються приблизно, тому що результати отримуються статистичним методом і не гарантують точних цифр. Для моделей поширення сигналу, які базуються на методі Окамури – Хата («місто» і «передмістя») коефіцієнти обчислюються за оригінальною методикою Хата. При цьому коригувальні коефіцієнти, які наведено вище, не застосовуються.

12.16 Поширення радіохвиль всередині будівель і приміщень. Моделі, які використовуються для опису умов поширення радіохвиль всередині будівель

Велика увага приділяється проблемі поширення хвиль всередині будівель і приміщень. Це пов'язано зі створенням локальних інформаційних мереж, із необхідністю забезпечення надійним радіозв'язком співробітників підприємств для оперативного управління і безпеки.

Наявність всередині будівель стін, перегородок, меблів, радіоелектронної апаратури та інших об'єктів створює складну середовище поширення радіохвиль.

Основними ефектами, що спостерігаються в такому середовищі є:

- багатопроменевими, за рахунок багаторазового перевідбиття від стін та інших об'єктів;
- дифракція на гострих кромках предметів всередині кімнат;
- розсіювання радіохвиль.

Ці ефекти створюють складну інтерференційну структуру електромагнітного поля, яка сильно змінюється при переміщенні людей і інших об'єктів.

Прийом сигналів від віддаленого зовнішнього джерела всередині будівлі можна прогнозувати тільки в загальних рисах. Крім умов поширення радіохвиль від передавача до приймача, що визначаються висотою розташування пунктів, щільністю і характером забудови, на рівень сигналу істотно впливає конструкція будівлі і матеріал, а також положення приймача всередині будівлі. Врахування цих обставин практично не можливе, тому що всередині одного і того ж приміщення можливі такі розташування приймальної апаратури, при яких прийом може бути як хорошим, так і поганим, а іноді й зовсім відсутнім. Складний інтерференційний характер поля всередині приміщення породжує різкі перепади рівня сигналу, що часто перевищують 20 дБ навіть при незначному переміщенні приймача. Зміна частоти сигналу призводить до перерозподілу

інтерференційної картини поля, тому прийнятне раніше розташування апаратури може виявитися абсолютно невдалим. Результати вимірювань наведено в різних роботах. Їх важко між собою порівнювати. Вони можуть бути суперечливими, якщо не враховувати крайню чутливість просторової інтерференційної картини поля всередині приміщення до зміни будь-яких умов передачі або прийому сигналу.

Ослаблення сигналу при проходженні всередину будівель у вигляді порівняння рівня сигналу всередині будівлі з рівнем сигналу поза його межами на тій же висоті визначалося Райсом на частотах 35 і 150 МГц [39]. За оцінками "втрати проникнення" складають в середньому 22 – 24 дБ при середньоквадратичному відхиленні 12 – 14 дБ. Відзначається також, що зміни, які перевищують 20 дБ, інколи спостерігаються при рознесенні приймальних точок всього на декілька кроків. В цілому ж просторові флуктуації сигналу в межах одного поверху підкоряються логарифмічно - нормальному розподілу. Найбільшого ослаблення сигнал зазнавав на першому поверсі.

Вимірювання, що були виконані Шеффердом [40] у Вашингтоні на частотах 150, 450 і 900 МГц, вказують на майже лінійну залежність середнього рівня сигналу всередині будівлі від висоти розташування приймального пункту. Порівнюється середній рівень сигналу всередині будівлі послідовно на різних поверхах з амплітудою сигналу на вулиці поблизу будівлі на висотах 1-1,5 м над поверхнею землі. На першому поверсі сигнал всередині будівлі був ослаблений на 35 дБ на частоті 150 МГц. При піднятті приймального пристрою всередині будівлі ослаблення в середньому зменшувалося до 8 дБ на чотирнадцятому поверсі. На частотах 450 і 900 МГц відповідні значення були близькими і дорівнювали 28 дБ на першому і 0 дБ на чотирнадцятому поверхах.

Висотна залежність ослаблення всередині будівлі істотно залежить від висоти і щільності забудови. Вимірювання, що було виконано в Чикаго і Шаумбурзі, де антена базової станції встановлювалася на висоті приблизно 50 м над поверхнею землі на відкритому місці (здебільшого був присутній прямий сигнал в точці прийому на вулиці), підтвердили на частоті 900 МГц близьку до лінійної висотну залежність ослаблення всередині

будівлі (25 дБ на першому і 0 дБ на дванадцятому поверхах) щодо рівня сигналу, зареєстрованого поблизу будівлі на вулиці. Вимірювання в Манхеттені, де висота підняття антени була близькою до 180 м, а поблизу базової станції в межах 900 м було багато висотних будівель, що створювали затінення в напрямку на приймач. Внаслідок цього спостерігалось менше значення висотного градієнта ослаблення: 22 дБ на першому і 6 дБ на двадцятому поверхах. При цьому, висота приймального пункту була ще недостатньою для виходу з тіні, яка створювалася оточуючими будівлями. Будівлі в Манхеттені були 20- 80-поверхові, в Чикаго - 8-16-поверхові. "Втрати проникнення" всередину будівель у всіх випадках становили від 10 до 30 дБ, але, як правило, на нижніх поверхах були більшими (18-30 дБ). Розподіл ймовірності амплітуди сигналу був близьким до логарифмічно-нормального.

Експерименти з визначення загасання УКХ всередині будівель описані у [13]. Для вимірювань вибиралися будівлі з відомим рівнем напруженості поля ззовні на рівні 1,5 м від землі. Вимірювання в приміщеннях за допомогою приймача-аналізатора дозволили отримати значну вибірку загасань поля УКХ, яке проникало в приміщення будівлі. Кожне значення відношення напруженостей на вулиці та в будівлі визначалося як

$$\Delta = 20 \lg(E_{\text{вул}}/E_{\text{буд}}), \quad (12.45)$$

де $E_{\text{вул}}$ – медіанний рівень напруженості поля ззовні будівлі на рівні 1,5 м від землі;

$E_{\text{буд}}$ – медіанний рівень напруженості поля всередині приміщень будівель на рівні 1 м від підлоги.

Статистичну обробку вибірок загасання проводили для кожного виду приміщень (перших і цокольних поверхів, підвальних приміщень) окремо за класичною схемою: отримані n результатів за оцінкою загасання для кожного типу приміщень будинків групували в N інтервалів $\sigma_i = \Delta_{i-1} - \Delta_i$ і визначали їх середню величину $\Delta_{icc} = \frac{(\Delta_{i-1} + \Delta_i)}{2}$. Кількість відліків в кожному i -му інтервалі та його відносна величину $\rho_i = n_i/n$. Далі визначали щільність, зокрема $W_i = \rho_i/\sigma_i$.

На рис. 12.13 представлені відповідні гістограми. З наведених графіків видно, що порядки величин "втрат проникнення" цілком відповідають даним зарубіжних авторів. Чітко спостерігається також тенденція зменшення відносного загасання при підйомі на більш високі поверхи. У всіх експериментальних роботах відзначається відносно слабка залежність "втрат проникнення" від частоти сигналу для частот вище 30 МГц.

До теперішнього часу немає задовільних методів розрахунку середнього послаблення поля при проникненні його всередину будівлі. Застосування моделі багатоплощинної діелектричної структури не дає будь-яких надій. Підгонка квадратичної формули Б.О.Введенського шляхом введення в неї емпіричних коефіцієнтів також не є перспективною, оскільки її в цьому випадку не вдається фізично витлумачити.

Припустимо, що в середньому висотна залежність поля всередині будівлі повинна відповідати висотній залежності поля поза будівлею, але відрізнятися від неї на деякий коефіцієнт. Це підтверджується зіставленням на якісному рівні висотної залежності в описаних роботах з висотною залежністю медіанного значення напруженості поля в місті, яке було отримане експериментально [13].

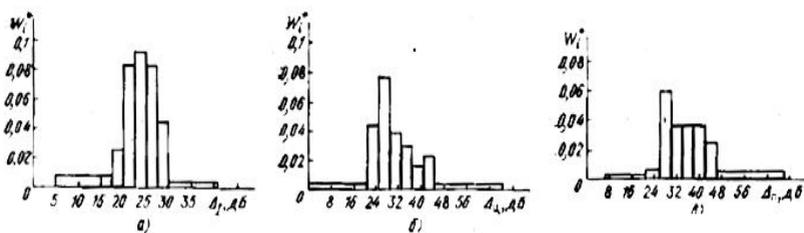


Рисунок 12.13 – Гістограми розподілу величини загасання рівня електромагнітного поля УКХ (174 МГц) при проникненні у приміщення будівель:

а – на перших поверхах; б – у цокольних поверхах; в – у підвальних приміщеннях

12.20 Втрати при поширенні у системах непрямої видимості (NLOS) та прямої видимості (LOS)

Типова модель сухопутних систем рухомого радіозв'язку, наприклад, PCS, або лінія передачі стільникової системи, включає в себе високо підняту антену (або декілька антен) базової станції та відносно коротку ділянку поширення по лінії прямої видимості (LOS). Існує також безліч трас з перевідбиттям (непрямої видимості NLOS) з однією або декількома рухомими антенами, які встановлено на автомобілі чи у більш загальному випадку в приймачі-передавачі рухомої або переносної радіостанції. У більшості випадків не вся ділянка поширення радіохвиль розташована в межах прямої видимості між антеною базової станції та антенами рухомих радіостанцій через природні на штучні перешкоди (рис. 12.14 та 12.15) [43].

На рис. 12.14 антенна базової станції розташована на висоті 70 м, тобто на даху найвищої будівлі. Пряма (LOS) траса з поширенням у вільному просторі (d_0) пролягає між базовою антеною і першою будівлею. Із – за його впливу на трасі d_0 вноситься загасання. Розташовані в віддаленні височини відбивають сигнали. Відбиті затримані сигнали при прийомі можуть мати потужність, яку можна порівняти з потужністю послаблених сигналів прямої траси.

На рис. 12.15 наведено схему середовища поширення радіохвиль приміщення для мікрокомірки з радіусом покриття $r = 1$ км чи нанокомірки з покриттям $1 \text{ м} \leq r \leq 50 \text{ м}$. Висота антени базової станції складає приблизно 3 м, висота антени рухомої станції, яка знаходиться на робочому столі, має довжину близько 1 м.

Офісне приміщення частково поділено перегородками. Центральна лабораторія, склад і виробнича зона ізольовані стінами та подекуди металевими листами.

Таким чином, траса радіолінії (рис. 12.14 та 12.15) може моделюватися як траса поширення, яка змінюється випадковим чином. В багатьох випадках може існувати більше одного шляху

поширення радіохвиль. Ця ситуація має назву багатопроменевого поширення.

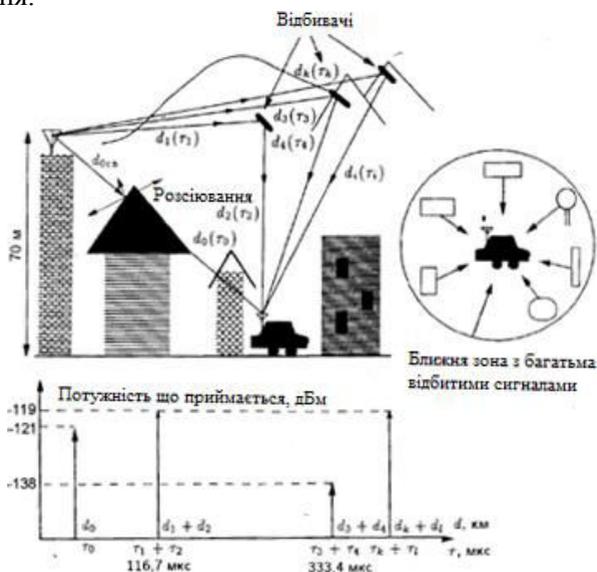


Рисунок 12.14 – Середовище поширення радіохвиль для сухопутної рухомої системи радіозв'язку прямої (LOS) не прямої (NLOS) видимості

Траса поширення змінюється при переміщенні рухомого об'єкту обладнання зв'язку. Поширення радіохвиль в цих умовах характеризується трьома, частково самостійними ефектами, які відомі як завмирання через багатопроменево поширення, затінення (або екранування) та втрати при поширенні. Багатопроменево завмирання обвідної сигналу існує в таких формах: доплерівське розсіювання (випадковий фазовий шум), завмирання обвідної та часове розсіювання (зміна у часі довжини траси поширення відбитих сигналів). Вказані явища пояснюються на рис. 12.16.

Більшість моделей для розрахунку радіотрас всередині будівель засновані на формулі поширення радіохвиль у вільному просторі

$$P_2 = \frac{G_1 G_2 \lambda^2 P_1}{(4\pi r)^2}, \quad (12.46)$$

де P_1 – потужність передавача;
 r – відстань між передавачем і приймачем.

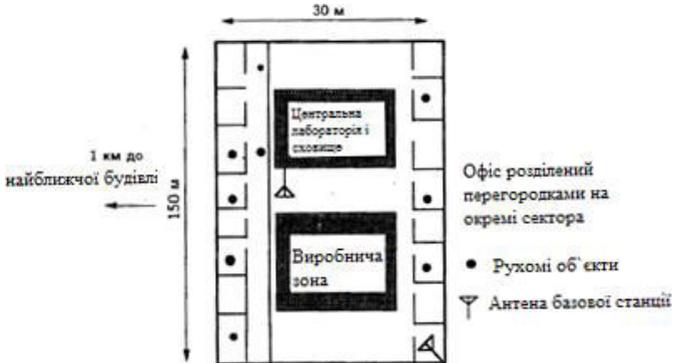


Рисунок 12.15 – Середовище поширення радіохвиль при наявності штучних перешкод

Згідно формули (12.46) потужність P_2 в межах прямої видимості (LOS) зменшується за законом $1/r^2$ при збільшенні відстані r між антенами. Іншими словами, середні втрати при поширенні зростають пропорційно ступеню $n=2$ відстані r .

На підставі експериментальних даних була розроблена і використовується загальна модель для оцінки втрат при поширенні радіохвиль при відсутності прямої видимості (NLOS).

Для таких трас втрати визначаються виразом:

$$L(r) = L_p \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^n, \quad (12.47)$$

де r – відстань між передавачем і приймачем;

r_0 – еталонна відстань або довжина відрізка траси до першої перешкоди (ділянка поширення у вільному просторі);

L_p – втрати при поширенні радіохвиль на трасі прямої видимості довжиною r_0 .

L – сумарні втрати, або втрати при поширенні комбінованої траси, яка складається з ділянок NLOS та LOS.



Рисунок 12.16 – Явище завмирання внаслідок багатопроменевості, затінення та втрат при поширенні

У деяких моделях n – постійна величина і є функцією відстані між приймачем і передавачем, що показує швидкість зростання втрат передачі від відстані.

Експериментальні результати показують, що для типових стільникових систем рухомого зв'язку поза будівлями при відсутності прямої видимості (NLOS) $3,5 \leq n \leq 5$, а для зв'язку всередині будівель $2 \leq n \leq 4$ [54].

Важливо правильно вибрати відповідну відстань r_0 для дослідження умов поширення. У стільниковому зв'язку з великими зонами дії зазвичай використовується відстань 1 км, в мікростільникових системах – набагато менше за 100 м. Ця відстань повинна відповідати дальній зоні антени для виключення ефектів ближнього поля.

Збільшення значення n із зростанням відстані пов'язано зі збільшенням числа стін, які відокремлюють приймальну і передавальну антени.

Показник n залежить від конкретних параметрів середовища поширення. Значення n для різних середовищ наведено в табл. 12.2.

Таблиця 12.2 – Значення n для різних середовищ

Середовище	n
Вільний простір	2
Стільниковий зв'язок в місті	2,7-3,5
Стільниковий зв'язок в місті в тіні	3,5
У будинках при прямої видимості	1,6-1,8
Перешкоди, захаращення в будівлях	4-6

Якщо передавальну антену розташовано всередині кімнати, то незалежно від її положення багатократне віддзеркалення радіохвиль від стін, підлоги, стелі, меблів та інших об'єктів призводить до збільшення потужності сигналу у порівнянні з вільним простором. Це нагадує явище реверберації, яке добре вивчене в акустиці.

Відлуння – залишковий звук, при вимкненому джерелі за рахунок перевідбиття.

Формула розрахунку основних втрат має вигляд:

$$L_p = 10 \cdot \lg \left[\left(\frac{1}{4\pi r^2} + \frac{4}{R} \right) \cdot \left(\frac{\lambda^2}{4\pi} \right) \right], \quad (12.48)$$

$$R = \frac{\sum S}{1-\tilde{\alpha}}, \quad (13.49)$$

де R – коефіцієнт реверберації (коефіцієнт відбиття);

S – площа поглинаючої поверхні;

$\tilde{\alpha}$ – середній коефіцієнт поглинання поверхні.

Значення втрат сильно залежить від $\tilde{\alpha}$ – коефіцієнта поглинання будівельних матеріалів і покриттів (табл. 12.3).

У табл. 12.4 наводяться результати експериментальних досліджень електромагнітних властивостей деяких будівельних

конструкцій (стіни, перегородки і т. п.) для частот 2,3 ГГц та 5,25 ГГц, а також властивості однорідних будівельних матеріалів в діапазонах частот 2 - 7 ГГц в табл. 12.5.

Таблиця 12.3 – Коефіцієнти поглинання будівельних матеріалів і покриттів

Матеріал	Коефіцієнт проходження, %	Коефіцієнт відбиття, %	$\tilde{\alpha}$
Гіпсова панель ($s = 1\text{см}$)	42,5	2	0,98
Фіброліт ($s = 1,9\text{см}$)	4,5	20	0,8
Бетонна плита ($s = 10\text{см}$)	0,0001	16	0,84

При розрахунку характеристик сигналів всередині будівель і приміщень використовуються різні модифікації променевих методів, які дозволяють враховувати відбиття радіохвиль від стін, стелі, підлоги, місцевих предметів, дифракцію хвиль на дверях, вікнах та інші явища, які супроводжують процес поширення радіохвиль.

Таблиця 12.4. Коефіцієнти проходження та відбиття для різноманітних матеріалів на двох частотах (2,3 ГГц та 5,25 ГГц).

Матеріал	T (дБ)			R (дБ)		
	2,3 ГГц	5,25	Δ	2,3 ГГц	5,25 ГГц	Δ
Оргскло (7,1 мм)	-	-0,9267	0,5707	-12,23	-5,65	-6,5753
Оргскло (2,5 мм)	-	-0,2041	0,1994	-21,69	-13,25	-8,4770
Жалюзі (закриті)	-0,0016	0,0022	-0,0035	-30,97	-	-
Жалюзі (відкриті)	0,0137	0,0315	-0,0178	-44,23	-	2,7210
Червона цегла	-4,4349	-	10,186	-12,53	-8,98	-
Червона цегла	-4,5119	-	10,087	-12,52	-9,41	-
Килим	-0,0271	-	-0,0214	-26,94	-18,7	-
Стельове покриття	-0,0872	-	0,0923	-21,07	-18,7	-
Тканина	0,0216	0,0133	0,0083	-41,70	-30,1	-
Скловолокно	-0,0241	-0,034	0,0099	-39,40	-28,8	-
Скло	-0,4998	-	1,1908	-11,29	-4,9	-
Лінолеум	-0,0198	-	0,1081	-23,69	-16,0	-

Хвойна дошка	-2,7889	-	3,3364	-17,45	-14,8	-2,689
ДСП	-1,6511	-	0,2997	-8,59	-14,1	5,5359
Фанера	-1,9138	-	-0,0801	-9,05	-30,5	21,42
Гіпсова плита	-14,863	-	-1,6280	-2,38	-9,24	6,8587
Кафель	-2,2163	-	-0,7946	-6,24	-14,9	8,6093
Толь	-0,0956	-	0,0385	-28,88	-17,8	-
Шлакоблок (сухий)	-6,7141	-	3,6119	-7,67	-6,13	-
Шлакоблок (вологий)	-7,3527	12,384	5,0313	-5,05	-7,55	2,5080

Таблиця 12.5. Відносна діелектрична проникність і тангенс кута втрат при $f = 2 \dots 7$ ГГц

Матеріал	Відносна діелектрична проникність	Тангенс кута втрат
Оргскло	2,74	$3,2 \cdot 10^{-4}$
жалюзі (закриті)	3,49	$5,96 \cdot 10^{-5}$
жалюзі (відкриті)	1,96	$5,96 \cdot 10^{-5}$
Червона цегла (суха)	5,86	$1,16 \cdot 10^{-1}$
Червона цегла (волога)	5,92	$1,17 \cdot 10^{-1}$
Килим	1,32	$5,96 \cdot 10^{-4}$
стельове покриття	1,32	$1,44 \cdot 10^{-2}$
Тканина	1,49	$5,96 \cdot 10^{-5}$
Скловолокно	1,02	$9,21 \cdot 10^{-4}$
Скло	6,38	$2,6 \cdot 10^{-2}$
Лінолеум	3,08	$1,45 \cdot 10^{-3}$
хвойна дошка	2,58	$2,0 \cdot 10^{-1}$
ДСП	2,7	$1,1 \cdot 10^{-1}$
Фанера	2,47	$1,27 \cdot 10^{-1}$
Гіпсова плита	1,07	$4,29 \cdot 10^{-1}$
Кахель	3,08	$5,88 \cdot 10^{-2}$
Толь	2,47	$3,86 \cdot 10^{-2}$

13 МОЖЛИВОСТІ СИСТЕМ ГЕОПРОСТОРОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ В ЗАДАЧАХ ПРОГНОЗУВАННЯ ПОШИРЕННЯ РАДІОХВИЛЬ І ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ЕКОЛОГІЇ

При вирішенні більшості прикладних задач в області зв'язку, телекомунікації та електромагнітної екології потрібно коректне, геометрично точне і математично визначене моделювання реального навколишнього середовища. При цьому основним і практично єдиним джерелом первинної інформації про місцевість є топографічні карти території різних масштабів, а також інші картографічні продукти, що отримано методами дистанційного зондування - матеріали аерофотозйомок, космічних зйомок та ін. Поряд з коректною цифровою моделлю середовища, при практичній реалізації задачі прогнозування поширення радіохвиль, важливу роль відіграють методи моделювання їх поширення в навколишньому середовищі. Ці методи поділяються на емпіричні, статистичні та детерміновані.

13.1 Класифікація методів прогнозування поширення радіохвиль

Емпіричні формули, що засновані на експериментальних даних, є найбільш загальною статистикою і не враховують особливостей місцевості. Вони приблизно прогнозують втрати при поширенні хвиль в середовищі (такі, як модель Окамури для міста) [47]. Більш точні статистичні моделі мають коефіцієнти, що враховують деяку узагальнену статистику, залежну від конкретної місцевості [47, 48]. Наприклад, при регулярній забудові параметрами можуть бути характерна висота об'єктів і відстань між ними. Такі моделі також мають залежність втрат від відстані, і як результат, не провокують імпульсного відгуку. Якщо в якості середовища поширення сигналу розглядаються будівлі, то ситуація багаторазово ускладнюється, передача, як правило, ведеться на високих швидкостях і імпульсний відгук середовища набуває істотного значення. Тому вищевказані

методи практично непридатні при розрахунку поширення радіохвиль для високошвидкісних систем зв'язку в будівлях.

Детерміновані моделі використовують точні знання про середовище поширення (наприклад, тривимірний розподіл електрофізичних характеристик середовища – діелектричної та магнітної проникності). Точні в тому сенсі, що радіотехнічна модель стійка до флуктуацій параметрів моделі (такі, як неточність плану будівлі або міського середовища, електромагнітних характеристик стін та ін.). Як правило, прийнятною точністю прогнозування в даному випадку є точність не гірше 5 дБ (за рівнем електромагнітного поля). Очевидно, чим детальніша модель, тим більше труднощів виникає при її формуванні, зростає обсяг розрахунків та ін. Тому необхідно вибирати компроміс між необхідною точністю розрахунку, затраченими при цьому ресурсами і стійкістю моделі. Відповідь на це питання можуть дати експериментальні дослідження.

Серед найбільш відомих детермінованих методів можна відзначити наступні: наближення геометричної оптики; наближення Кірхгофа (метод інтеграла Кірхгофа); геометрична теорія дифракції; метод параболічного хвильового рівняння; кінцево – різницеві методи в часовій області; метод інтегрального рівняння. Заселені області підрозділяються на слабозаселені, приміські та міські райони, які розташовані на земній поверхні з різним ступенем неоднорідності (рівнина, горбиста і гірська місцевість) і інтенсивністю рослинного покриву, а також на області, розташовані всередині будівель. При виборі методу прогнозування істотну роль відіграє співвідношення довжини хвилі, характерного розміру об'єктів середовища та просторового масштабу розглянутої області, а також ступінь неоднорідності (найчастіше, розривної, або шматкової, однорідності) середовища поширення. Не існує універсального методу прогнозування поширення радіохвиль, який дозволив би з прийнятною точністю вирішувати всі класи задач. Тому доцільно комбінувати методи, вибираючи оптимальні для кожного типу середовища поширення.

У класичній геометричній оптиці хвильовий фронт розглядається як набір променевих трубок, причому обміну енергії між сусідніми променевими трубками не відбувається, тобто не враховуються ефекти дифракції. У зв'язку з цим, межа між тінню і освітленою областю проходить по променю, що досягає перешкоди. Поле в області тіні дорівнює нулю. Даний підхід виправданий, коли розміри перешкод набагато перевищують довжину хвилі.

Метод фізичної (хвильової) оптики заснований на принципі Гюйгенса-Френеля, кількісним формулюванням якого є інтеграл Кірхгофа, тому його іноді називають наближенням Кірхгофа. Даний метод дозволяє наближено обчислити поле як в освітленій області, так і в області тіні. Наближення методу фізичної оптики засноване на тому, що функції (будь-яка із n проєкцій компоненти електромагнітного поля, n - яка-небудь координата) на освітленій частині поверхні вибираються рівними відповідним значенням падаючої хвилі, на тіньовій - рівними нулю [49]. Метод фізичної оптики дає уточнене рішення задачі в порівнянні з методом геометричної оптики, оскільки поле в області тіні не дорівнює нулю, тому враховуються хвильові властивості поля. Недолік методу Кірхгофа полягає в тому, що поле в області тіні ніяк не залежить від характеристик неосвітленої частини поверхні, оскільки струми на тіньовій частині поверхні приймаються нульовими.

Геометрична теорія дифракції ґрунтується на наближенні геометричної оптики, але дозволяє більш точно розраховувати значення поля в області тіні. Зазвичай використовується один з двох способів уточнення методів **геометричної та фізичної оптики**. Перший заснований на уточненні та доповненні цих методів. Другий шлях полягає в наближеному вирішенні рівняння Гельмгольца в зонах тіні і напівтіні. Метод, який уточнює геометричну оптику, базується на узагальненому принципі Ферма про можливість поширення електромагнітного поля не тільки уздовж звичайних променів, але й уздовж дифракційних променів. Під останніми розуміються промені, які проведено по найкоротшому шляху від джерела в точку спостереження і мають при цьому загальний відрізок гладкої кривої з поверхнею відбиття або спільну точку з відбиваючим

ребром. Якщо маємо тіла складної форми, то важко отримати еталонне рішення з використанням описаного методу.

Метод параболічного рівняння, який був розвинений В.А. Фоком і М.А. Леонтовичем, за певних умов є спрощеним рівнянням Гельмгольца і дозволяє знайти головний, такий, що перевищує решту, член рішення. Якщо, згідно узагальненому принципу Ферма, у просторі визначено напрями як променів звичайних, так і дифракційних, то наступним кроком є припущення про характер енергетичного обміну між променевими трубками [49]. Гіпотеза про незалежність поширення поля всередині променевих трубок замінюється наступними гіпотезами:

- а) зберігається поняття променя, енергія не накопичується в будь-якій точці променевої трубки і не коливається всередині неї;
- б) обмін енергією між різними променевими трубками – поперечна дифузія амплітуди – відбувається відповідно до принципу локальності, тобто тільки між сусідніми променевими трубками.

З вимог методу геометричної оптики зберігається вимога повільності зміни амплітуди напруженості поля уздовж променя. Було розроблено чисельний алгоритм для методу параболічного хвильового рівняння [50].

Як показало дослідження розробленого алгоритму, метод параболічного хвильового рівняння підходить для моделювання поширення радіохвиль над нерегулярним рельєфом. Він дозволяє з високою точністю враховувати вплив будівель і рослинного покриву на поширення радіохвиль над поверхнею Землі.

Для вирішення комплексних завдань поширення радіохвиль в житлових середовищах доцільно використовувати метод трасування променів. Цей метод є комбінацією методів геометричної оптики з методами дифракції Кірхгофа або геометричної теорії дифракції. Геометрична теорія дифракції використовується у випадку, коли розміри перешкоди набагато більше довжини хвилі. У випадках, коли розміри перешкод співставні з довжиною хвилі, доцільно застосування теорії дифракції Кірхгофа. Основною областю застосування методу

трасування променів є розрахунок у протяжних областях простору без урахування електромагнітних неоднорідностей з розмірами порядку довжини хвилі.

У тих областях, де вплив досить малих об'єктів не може бути враховано за допомогою наближених методів дифракції, використовуються комбінація методу трасування з більш точними методами, наприклад, *FDTD* (Finite-difference time-domain method, або метод скінченних різниць в часовій області) [51] або *FEM* (Finite element method, або метод кінцевих елементів). Метод трасування променів з успіхом використовується для моделювання поширення радіохвиль в місті і всередині будівель.

Метод *FDTD*. У своїй класичній постановці метод *FDTD* заснований на дискретизації рівнянь Максвелла, записаних у диференціальному просторово – часовому формулюванні. Вузли сіток електричного і магнітного полів зміщені по відношенню один до одного на половину кроку дискретизації по кожній із змінних в часі і просторі. Кінцево – різницеві рівняння дозволяють визначати значення електричного і магнітного полів в даний момент часу на підставі відомих значень в попередній момент часу при заданих початкових умовах. Розподіл векторів напруженості електричного і магнітного полів по поверхні перешкоди на кожному часовому кроці представлений у вигляді, який повністю має рішення. Тому немає необхідності в розв'язуванні системи лінійних безперервних рівнянь. Метод *FDTD* і його програмна реалізація в поєднанні з досягненнями сучасної комп'ютерної техніки, що має високу точність і велику швидкодію. Це робить даний спосіб кращим для вирішення задач розсіювання хвиль на електрично великих тривимірних структурах. Основною перешкодою на шляху застосування методу *FDTD* є його високі вимоги до обчислювальних ресурсів, оскільки для кожної елементарної комірки необхідний розрахунок 6 компонент електромагнітного поля, а максимальний розмір комірки, що необхідний для стабільного рішення, становить не більше $1/3\lambda$.

Метод кінцевого інтегрування або метод кінцевих елементів *FEM*, на відміну від методу *FDTD*, розглядає рівняння

Максвелла не в диференційній, а в інтегральній формі. Для чисельного рішення цих рівнянь визначається область розрахунку, яка розбивається на осередки. Просторова дискретизація рівнянь Максвелла здійснюється на двох ортогональних сітках, на яких також вводиться новий ступінь свободи у вигляді значення інтеграла. Напруженість електричного поля e і магнітні потоки b розміщуються на первинній сітці, а поляризація d і магнітне поле h розміщені на вторинній сітці (рис. 13.1). Було проведено дослідження застосування методу кінцевих інтегралів для моделювання поширення радіохвиль в будівлях на прикладі програмного продукту CST Microwave Studio. Приклад співставлення результатів розрахунку за допомогою Microwave Studio і результатів експериментальних вимірювань наводиться далі.

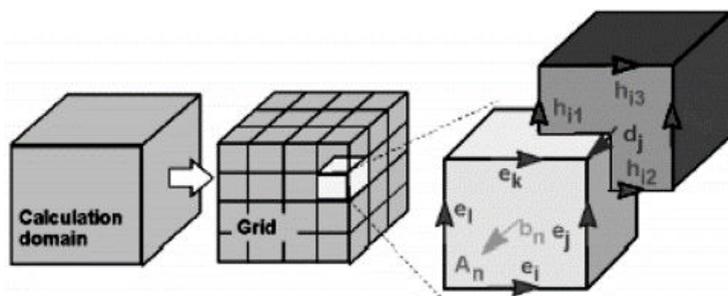


Рисунок 13.1 – Схема метода *FEM*

Як показали дослідження, при використанні сучасних персональних комп'ютерів Microwave Studio підходить для моделювання поширення радіохвиль при лінійних розмірах розглянутої області порядку декількох десятків довжин хвиль, що при частотах порядку 1 ГГц дозволяє прогнозувати розподіл електромагнітного поля в приміщеннях загальною площею близько декількох сотень м².

13.2 Основні принципи геопросторового моделювання стосовно завдань поширення радіохвиль

В даний час найбільш розробленим інструментом геопросторового моделювання є геоінформаційні системи (ГІС), що використовуються для створення і роботи з моделями навколишнього середовища. ГІС є об'єктно-орієнтованими базами даних, в яких інформація про будь – який просторовий об'єкт складається з двох взаємопов'язаних складових: позиційних даних або метрики об'єкта і непозиційних даних або семантики (атрибутів) об'єкта. Вихідною інформацією для створення ГІС моделей місцевості служать цифрові топографічні карти і плани, а при моделюванні будівель/споруд – інженерно-будівельна документація. Все різноманіття об'єктів фізичної реальності у ГІС розділяється на два класи – безперервні і дискретні об'єкти. Моделювання безперервних об'єктів (поверхні рельєфу, фізичних полів) здійснюється за допомогою геоприв'язаних растрових і/або тріангуляційних (об'ємних) поверхонь. Дискретні об'єкти (будівлі та їх елементи, водойми, рослинність і т. п.) описуються за допомогою векторної моделі даних, тобто наборів координат, що визначають їх форму і місцеположення. Вони існують у формі простих геометричних примітивів - точки, лінії та полігону (ламаної, замкненої ламаної). Створення тривимірних моделей середовища здійснюється за рахунок перетворення двомірних примітивів в тривимірні (площини, об'ємні елементи) на основі даних про їх висоти, що вводяться в атрибутивний та/або метричний опис.

Достовірність геоінформаційних моделей визначається величинами помилок у координатах/висотах об'єктів, її просторовим розділенням і повнотою даних про місцевість. Але використання навіть достовірних геоінформаційних моделей в задачах моделювання фізичних процесів неможливе без спеціальної адаптації та переходу від картографічних моделей до цифрових проблемно – орієнтованих моделей місцевості. Процедури адаптації містять у собі проблемно – орієнтоване структурування масиву даних, топологічну верифікацію, комплексування метрики і семантики об'єктів, створення

сполучених об'єктів, розробку єдиної системи атрибутивного опису та ідентифікації елементів моделі.

Таким чином, створюється об'єктно – орієнтована, цільна і топологічно-визначена структура в масивах просторово-координованих даних. Також необхідним елементом підготовки моделі до використання є візуальна адаптивність моделі, що досягається за рахунок додавання шарів даних, які формують візуальний каркас моделі та налаштування колірних і світлотіньових параметрів відбиття. Алгоритми перетворення та адаптації вихідних цифрових даних про місцевість для проведення радіофізичного моделювання залежать від використовуваних моделей поширення радіохвиль. Однак, незалежно від алгоритму коректне моделювання неможливе без наявності цифрової моделі рельєфу, даних про планові контури, дані по висотах і матеріалах побудови будівель/споруд, характеристики підстилаючої поверхні, по розташуванню і висотах лісових масивів, по координатах передавальних і приймальних пристроїв та дані про їх характеристики [50].

У ряді випадків з вихідної цифрової інформації необхідний витяг цифрових описів найбільш важливих для поширення радіохвиль елементів (відбивних поверхонь, ребер дифракції, напівпрозорих поглинаючих обсягів) та їх конвертація у формат, що є зручним для проведення розрахунків. Використання в ГІС моделей метричних систем координат, які є сумісними з системами супутникової навігації, істотно прискорює збір і обробку фактичних матеріалів та експериментальних даних про район дослідження, спрощує впровадження результатів моделювання в процес вирішення практичних завдань.

13.3 Приклади практичної реалізації використання систем геопросторового моделювання в задачах прогнозування поширення радіохвиль та екологічної безпеки

Однією з головних умов застосування та ефективності методів і алгоритмів розрахунку просторового розподілу електромагнітного поля радіочастотного діапазону є можливість

проведення детальної просторової декомпозиції їх результатів, у тому числі для визначення меж зон стійкого зв'язку та екологічного впливу конкретних потенційно небезпечних об'єктів в залежності від їх розташування і технічних характеристик.

Прикладом реалізації такого підходу до вивчення електромагнітної обстановки та проведення фізико-екологічного моніторингу в умовах міського мікрорайону є робота, яку виконано на фізичному факультеті МДУ ім. М.В.Ломоносова [51]. Першим кроком стало створення тривимірної проблемно-орієнтованої моделі мікрорайону площею 1 км² на базі фрагмента стандартного цифрового топографічного плану з масштабом 1:2000 в середовищі геоінформаційної системи (ГІС) ArcView виробництва компанії ESRI, США (рис. 13.2).

Проведення ряду процедур по уточненню (особливо в частині фактичних висот елементів забудови і рослинності) і адаптації створеної просторової моделі дозволило сформулювати на її основі спеціалізовану радіотехнічну модель місцевості, що включає цифрові описи таких елементів середовища, як поверхня рельєфу, бічні поверхні будівель і споруд, кромки їх ребер та обсяги зелених насаджень, що є вихідними даними разом з розробленим оригінальним програмним забезпеченням, яке проводить розрахунки з застосуванням відповідних математичних алгоритмів.

В якості фізичної моделі поширення радіохвиль в умовах щільної міської забудови було вибрано геометрооптичне наближення, що враховує такі базові процеси поширення радіохвиль як відбиття від землі і стін будівель, дифракція на ребрах будівель і споруд і затухання при проходженні крізь зелені насадження. При цьому враховувалися такі особливості випромінювача, як потужність, частота і висота підвісу антени. Крім власне розрахунків рівня поля, розроблене програмне забезпечення дозволило проведення та оцінку середньоквадратичної точності прогнозу рівня поля шляхом порівняння розрахункових та отриманих експериментально даних.

Сумісність обраної геоінформаційної систем зі стандартними середовищами розробки програм і з інтерфейсами програмування дозволила забезпечити не тільки експорт вихідних просторових

даних у формат, що є прийнятним для проведення радіофізичних розрахунків, але й імпорт їх результатів знову в ГІС, у тому числі безпосередньо в тривимірну модель місцевості. При цьому функції експорту/імпорту просторових даних були реалізовані у вигляді набору модулів розширення ГІС ArcView, а власне радіофізичні розрахунки проводилися окремою програмою, що працює у взаємодії з геоінформаційною системою, що дозволяє проводити розрахунки на базі даних про конкретну місцевість зі змінними вихідними умовами (розташування, потужність, частота передавача та ін.)

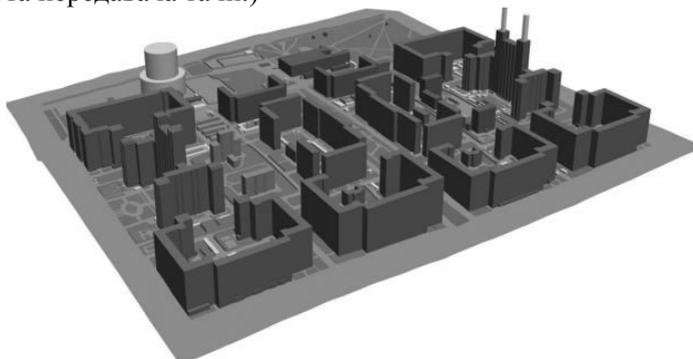


Рисунок 13.2 – Тривимірна модель міського мікрорайону, яку побудовано в середовищі ГІС ArcView, на базі експериментально уточнених даних про висоти об'єктів місцевості

Результати радіофізичних розрахунків імпортувалися в ГІС ArcView у формі цифрового опису обчислених траєкторій поширення радіохвиль, у вигляді тривимірних ліній, в атрибутивних таблицях яких містяться всі кількісні результати розрахунку (величина електромагнітного поля в точці прийому в дБмкВ/м, затримка радіосигналу). Засобами ГІС можлива візуалізація розрахованих траєкторій поширення радіохвиль як в рамках двовимірної, так і тривимірної моделі місцевості, що забезпечує проведення детальної просторової декомпозиції результатів розрахунку, у тому числі з використанням засобів просторового аналізу та оптимізації візуалізації використовуваної геоінформаційної системи.

Порівняння експериментальних даних про розподіл ЕМП 100 МГц та відповідних розрахунків дозволило зробити оцінку середньоквадратичної точності прогнозу величини електромагнітного поля 100 МГц.

Оцінка показала, що середньоквадратична помилка прогнозу не перевищує 8,5 дБ при обробці всієї сукупності експериментальних даних (450 точок вимірювань, які рівномірно розподілено по всій площі просторової моделі на відстані 50 - 950 м від передавача), що добре узгоджується з літературними даними [50]. При цьому, у формуванні рівня електромагнітного поля в переважній більшості точок вимірювання вносило 2 або більше променів (див. рис. 13.3). У межах розглянутої території були ділянки, що істотно відрізнялися за умовами поширення радіохвиль, у тому числі зони прямої оптичної видимості антен, зони глибокої радіотіні і ділянки з частковою видимістю антен. У зв'язку з цим, була проаналізована точність прогнозу рівня ЕМП 100 МГц в різних умовах. В умовах радіотіні, при перевазі дифракційних процесів, точність прогнозу склала 3-4 дБ, в зонах повної/часткової оптичної видимості випромінюючих антен точність була на рівні 5-7 дБ, а в зоні переважання процесів відбиття електромагнітних хвиль вона збільшувалася до 7-9 дБ. Зниження точності прогнозу при переважанні процесів відбиття пов'язане, в першу чергу, з недостатністю даних про характеристики та з неврахуванням дрібних деталей відбивних поверхонь, позаяк в розпорядженні дослідників були тільки планові обриси будівель.

Таким чином, порівняння теоретичних і експериментальних результатів дозволяє стверджувати, що методи геометричної оптики можуть застосовуватися не тільки для аналізу електромагнітної обстановки конкретних мікрорайонів і/або конкретних радіотехнічних об'єктів, але і можуть бути у перспективі ефективно використані для створення карт потенційно-небезпечних зон у місті, що враховують вплив як великих теле- і радіоцентрів, так і радіопередавачів середньої і малої потужності (підстанцій стільникового зв'язку або передачі даних), тобто створювати екологічні проблемно-орієнтовані моделі місцевості не тільки муніципального, але

міського/регіонального рівня, в тому числі і в регіонах зі складною інфраструктурою радіомовлення та зв'язку.

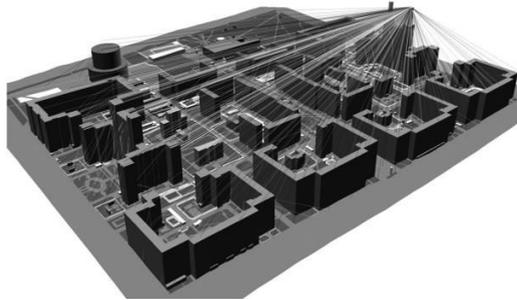


Рисунок 13.3 – Тривимірне зображення траєкторій поширення ЕМП 100 МГц в межах міського мікрорайону; середньоквадратична точність прогнозу по всій сукупності просторових даних (450 точок вимірювання) склала 8,5 дБ

При прогнозуванні поширення радіохвиль в умовах приміщень, системи геопросторового моделювання забезпечують можливість створення метрично коректних і високо деталізованих моделей будівель, які можна успішно використовувати при проведенні прогнозування чисельними методами.

До найбільш точних детермінованих методів прогнозування поширення радіохвиль відносяться *методи чисельного рішення рівнянь Максвелла*, що мають найбільш високу обчислювальну трудомісткість. Для реалізації даного методу авторами була адаптована програмне середовище *CST Microwave Studio*, яке призначене для електромагнітних розрахунків радіотехнічних пристроїв за допомогою методу кінцевих інтегралів (FIT).

На рис. 13.4 представлена одна з просторових областей в будівлі, в якій проводилося моделювання, а також експериментальні вимірювання з метою оцінки точності прогнозування. На рис. 13.5,а представлені результати розрахунку напруженості електричного поля за допомогою *CST Microwave Studio* при несівній частоті 270 МГц. Дані було

усереднено у просторовому вікні розміру у довжину хвилі. На рис. 13.5,б показано результати експериментальних вимірювань напруженості поля. З рис.13.5,б видно якісний збіг картини розподілу поля. Кількісне середньоквадратичне відхилення прогнозу від результатів вимірювань склало близько 3 дБ на 95% площі.

13.4 Електромагнітні поля радіочастотного діапазону як важливий екологічний фактор антропогенних середовищ

Електромагнітні поля радіочастотного діапазону (ЕМП РЧ) є екологічним фактором, ступінь впливу якого на населення швидко зростає у зв'язку з постійним збільшенням кількості об'єктів радіотехнічної інфраструктури заселених територій та радіоелектронних пристроїв, якими користується населення.

Важливою особливістю ЕМП РЧ є їх висока просторова неоднорідність в умовах приміщень і територій забудови. Експериментальні дослідження показують, що в умовах щільної міської забудови перепад напруженості електромагнітного поля становить близько 5-7 дБ на відстанях 30-100 м, а в деяких випадках (перехід від освітленої ділянки до зони радіотіні) до 15-25 дБ і більше; в масштабах мікрорайону (на відстанях 1-2 км) зміна рівня поля може становити 30-40 дБ, рис.13.6 [52, 49].

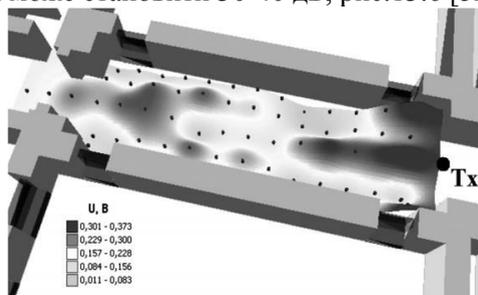


Рисунок 13.4 – Просторова область в будівлі (коридор), в якій проводився розрахунок та експериментальні дослідження (відбиття за допомогою радіотехнічної моделі будівлі в геоінформаційній системі ArcGIS).

Окрім площинного середовища, в міській інфраструктурі дуже чітко виявляється і вертикальна мінливість

електромагнітної обстановки – на верхніх поверхах будівель інтенсивність випромінювання може збільшуватися на 15...20 дБ.

Всередині приміщень при проникненні електромагнітного випромінювання крізь віконні прорізи перепади інтенсивності радіосигналу в межах приміщення доходять до 15...20 дБ, при цьому розмір просторових неоднорідностей ЕМП з коливаннями поля менше 5 дБ складає від 0,8...1,5 м до 3...5 м [52].

У процесі аналізу настільки неоднорідної в просторовому відношенні екологічної обстановки важливу роль відіграють геоінформаційні системи. Зокрема, після збирання та інтеграції в середовище ГС результатів вимірювань, часто з'являється необхідність переходу від дискретних значень параметра, який визначається, до безперервного його розподілу. Ця проблема досить легко вирішується завдяки функціям математичної інтерполяції/екстраполяції даних з окремих точок в безперервні растрові поверхні і створення полів ізоліній (рис. 13.6), що реалізовані в геоінформаційних системах. Безумовною перевагою ГС при вирішенні цієї задачі є те, що при завданні параметрів інтерполяції користувач вказує розмір комірки, крок дискретизації розрахунків і межі області розрахунку безпосередньо в одиницях виміру і координатах місцевості, тим самим отримуючи в результаті строго просторово – прив'язану растрову матрицю, що зазвичай важко реалізується при роботі зі стандартними програмами математичного аналізу [51]. Це забезпечує перехід до високо деталізованого детермінованого опису екологічних умов навколишнього середовища для об'єктивної оцінки експозицій або доз впливу. На рис. 13.6 показано результати розрахунку просторового розподілу напруженості поля в горизонтальній площині коридору за допомогою CST Microwave Studio (а) і результати експериментальних досліджень (б). Рівень напруженості поля у відносних одиницях віднормовано до точки на відстані 1 м від передавальної антени. Дія ЕМП РЧ залежить від місця проживання, специфіки роботи, способу життя та інших факторів.

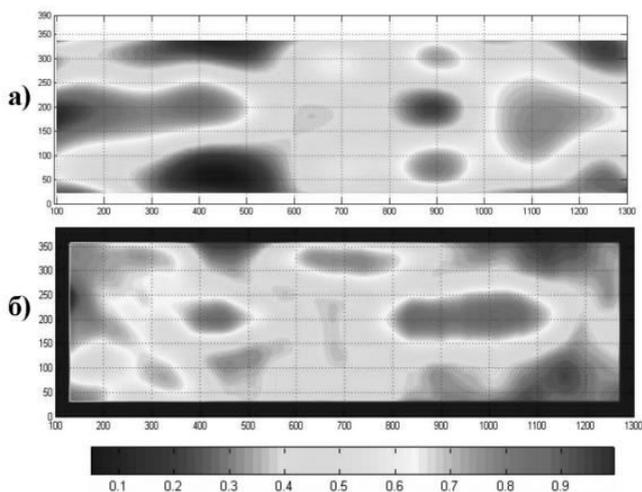


Рисунок 13.5 – Результати розрахунку просторового розподілу напруженості поля в горизонтальній площині коридору за допомогою CST Microwave Studio (а) і результати експериментальних досліджень (б). Рівень напруженості поля у відносних одиницях, що віднормовано до точки на відстані 1 м від передавальної антени

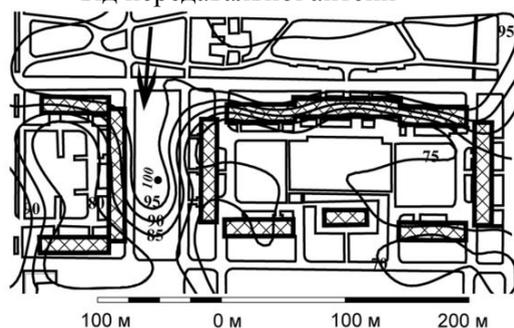


Рисунок 13.6 – Типовий приклад просторового розподілу ЕМП 100 МГц в умовах щільної забудови; ізолянії проведено через 5 дБ; стрілкою вказано напрямок поширення радіосигналу

Підвищується надійність виявлення екопатогенних зон, причин їх появи і забезпечується розробка мотивованих рішень, які спрямовані на оптимізацію екологічної обстановки як з точки

зору електромагнітної безпеки, так і з приводу інших факторів впливу на організм людини з боку навколишнього середовища.

До методологічних проблемам об'єктивної оцінки електромагнітної безпеки слід віднести те, що на практиці процедура екологічного моніторингу ЕМП РЧ в більшості випадків не враховує зазначених особливостей електромагнітного забруднення: використовувана вимірювальна апаратура має дуже високий нижній поріг вимірів (0,6-1,0 В/м і вище), який не дозволяє отримати безперервний в просторовому відношенні опис просторової структури забруднення. З цієї ж причини неможлива коректна оцінка реальної інтенсивності випромінювання, що впливає на людину. Вона становить 0,5 або 0,05 В/м. Дуже широка смуга пропускання вимірювальних антен приладів екологічного контролю ЕМП РЧ (від 4 ГГц і більше для частот вище 0,3 ГГц) не дозволяє здійснювати ідентифікацію типу джерела електромагнітного забруднення (телемовлення, стільниковий зв'язок, Wi-Fi), а також виявляти індивідуальний внесок кожного джерела ЕМП РЧ при їх компактному розташуванні. Це істотно ускладнює як здобуток рішень по захисту від електромагнітного випромінювання (екранування, зниження потужності), так і кроків по правовій оцінці факту порушення санітарних норм. У зв'язку з цим актуальним є впровадження в практику екологічного контролю ЕМП РЧ радіотехнічного вимірювального обладнання (аналізаторів спектру з вимірювальними антенами), що дозволяє проводити частотну декомпозицію структури електромагнітного забруднення.

Спільне використання високоточних радіофізичних методів прогнозування електромагнітної обстановки з системами геопросторового моделювання (в першу чергу спеціалізованих ГІС) дозволяє вийти на принципово новий рівень проведення об'єктивної оцінки екологічної обстановки урбанізованих територій зі складною тривимірною просторовою структурою. Це включає велику кількість потенційних джерел небезпеки, який забезпечить не тільки можливість прогнозу електромагнітної обстановки в широкому діапазоні частот, але і виявлення

конкретних причин виникнення екопатогенних зон, та дозволить приймати вмотивовані рішення, що спрямовуються на оптимізацію екологічної обстановки.

Також необхідно відзначити, що при вирішенні подібного роду завдань, повною мірою розкривається потенціал геоінформаційних систем як дуже ефективного засобу обробки великих слабо структурованих масивів екологічно значущої інформації. У зв'язку з цим, розвиток даного підходу може стати одним із суттєвих кроків на шляху становлення сучасної системи управління об'єктами інфраструктури території, які вимагають екологічного нагляду, а також систем технічного обліку та інформаційних систем управління та підтримки прийняття рішень в галузі радіозв'язку та в суміжних областях.

ВИСНОВКИ

Досягнення в сфері комунікацій міняють якість життя сучасної людини завдяки розширенню та прискоренню доступу до будь-якої інформації. Через це прискорюється і сам темп людського життя. Подальшого розвитку набувають глобальні інфокомунікаційні мережі, що базуються на використанні глобального Інтернету за допомогою штучних супутників Землі. Мобільні телефони перестають бути тільки засобом швидкого та відносно дешевого зв'язку, оператори надають послуги мультимедіа (якісний звук, онлайн відео та телебачення, мультимедійні відеоконференції тощо).

Поширення інфокомунікаційних технологій в сферах праці, відпочинку, розваг, бізнесу, освіти, допомоги інвалідам, підвищення якості життя, в цілому, полегшує і урізноманітнює повсякдення життя людей. В подальшому просуванні ІТТ в життя велику роль відіграє систематичне використання нешкідливих для довкілля джерел енергії та освоєння нових видів таких джерел. Зростає ролі ІТТ у приватному житті і в трудовій діяльності, телекомунікаційні пристрої включають в себе елементи штучного інтелекту, мовні інтерфейси, програмне забезпечення на рідній для користувача мові. Все зазначене вище поступово змінює систему цінностей людства. Водночас, за допомогою ІТТ набуває розширення використання робототехніки в виробничих та побутових умовах – в промисловості, сільському господарстві, сфері послуг та повсякденному житті. Загальною світовою тенденцією є покращення рівня та збільшення тривалості людського життя. Інфокомунікаційні технології вже відіграють важливу роль в цьому процесі: поліпшується доступ до якісної медицини, особливо на етапі обстеження стану здоров'я та діагностики захворювань, освоюються нові методи здобуття знань і навичок, змінюється ряд звичок та формується новий спосіб життя. Маються на увазі ширші можливості для реалізації своїх здібностей, для самоствердження людини як особистості, зростання взаємної довіри і відчуття особистої безпеки. Так як розширюється і спрощується доступ до

інформації, з'являється можливість заочного та дистанційного навчання у престижних навчальних закладах, на основі фрілансінгу виникають нові види трудової діяльності, що вивільняє час людині і робить бізнес менш затратним.

Однак, слід пам'ятати, що, як наслідок деяких означених вище технологічних змін, з'являються і соціологічні проблеми, які породжує інформаційне суспільство. Зокрема, виникає спокуса і можливість контролю за приватним життям громадян, кібершахрайства, маніпуляції свідомістю людини через неправдиву інформацію, що у окремих індивідів може викликати зміну особистості, тому, разом з викладанням новітніх інфокомунікаційних технологій навчальні заклади всіх рівнів та сім'ї повинні здійснювати профілактику шкідливих наслідків і шляхом інформування про існуючі небезпеки намагатися знівелювати деякий небажаний вплив інфотехнологій на стан нервової системи людини.

Все перераховане вище показує ключову роль знань про поширення радіохвиль у різноманітних середовищах та цінність навичок моделювання цих насправді дуже складних природних процесів для прискореного розвитку новітніх інфокомунікаційних технологій.

Автори висловлюють надію, що даний навчальний посібник буде черговим поштовхом до прагнення читачів поглиблювати свої знання не тільки в галузі поширення радіохвиль, а й взагалі підкорювати нові технологічні та наукові висоти сучасного швидкоплинного світу.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

Загальний

1. Джейкс, У. К. Связь с подвижными объектами в диапазоне СВЧ. [Текст] / У. К. Джейкс. – Москва: Связь, 1979. – 520с.
2. Hata, M. Empirical formula for propagation loss in land mobile radioservice [Text] / M. Hata //IEEE. Trans. Veh. Technol. – 1980. – Vol.VT-29, № 3, P. 317-325.
3. Бардин, Н.И. Распространение ультракоротких волн в условиях крупного города [Текст] / Н.И. Бардин, Н.Д. Дымович //Электросвязь.–1964. – №7 –С.15-18.
4. Трифонов, П.И. Затухание рассеянных сигналов УКВ при радиосвязи в большом городе [Текст] /П.И. Трифонов //Сб. тезисов докладов X Всес.конф. по распространению радиоволн, Иркутск, 1972.– Москва: Наука,1972.–С.138-140.
5. Xia, H.H. Microcellular propagation characteristics for personal communications in urban and suburban environments [Text] / H.H. Xia // IEETrans. Veh. Technol. – 1994. – V.3. – №3.
6. Банченко, В.Е. Сочетание статистических и детерминистских методов расчета радио поля в городских условиях[Текст] /В.Е.Банченко, Т.Х. Гайнутдинов, Т.А. Ерохин // Электросвязь. –1998. – №4 –С.31-33.
7. Пономарёв, Л.И. Моделирование радиотрасс мобильных систем связи. [Текст] / Л.И.Пономарёв,Т.Л. Манкевич // Успехи современной радиоэлектроники.– 1999. – №8. –С.45-58.
8. Lee,W.C. Mobile Communications Design Fundamentals. 2nd Edition. [Текст] / W.C. Lee.– NewYork: McGraw-Hill, 1993.
9. Okamura, Y. Field strength and its variability in VHF and UHF Land. Mobile Radio Service [Text] / Y. Okamura, E. Ohmori, T. Kawano, K. Fukuda // Review of the Electrical Communication Laboratory, Vol. 16. –1968. – № 9-10. –P. 825-873.
10. Mogensen, P.E. Urban Area Radio Propagation Measurements at 955 and 1845 MHz for small and Micro Cells[Text] / P.E. Mogensen, P. Eggers, C. Jensen, J.B. Andersen // Proc. of IEEE Global Commun. Conference (GLOBECOM), Phoenix, 1991. – P.1297-1302.
11. Stuber, G.K. Principles of Mobile Communication, Kluwer Academic Publishers [Text] / G.K. Stuber. – Boston, 1996.
12. Маковеева, М.М. Системы связи с подвижными объектами: Учеб. Пособие для вузов [Текст] / М.М. Маковеева, Ю.С. Шинаков. – Москва: Радио и связь, 2002. – 440 с.

13. Пономарёв, Г.А. Распространение УКВ в городе [Текст] / Г.А. Пономарёв, А.Н. Куликов, Е.Д. Тельпуховский. – Томск: РАСКО, 1991. – 223 с.

14. Введенский, Б.А. Распространение ультракоротких радиоволн [Текст] / Б.А. Введенский. – Москва: Наука, 1973. – 408 с.

15. Дымов, А.В. Анализ методов моделирования распространения радиоволн диапазона 900 МГц в условиях города [Текст] / А.В. Дымов, В.А. Тимофеев // Физический вестник ЯрГТУ им. П.Г. Демидова: сб. научн. тр. – Ярославль: ЯрГТУ, 2006. – Вып.1. –С.157-165.

16. Дымов, А.В. Исследование распространения радиоволн в городских условиях в диапазоне 1800 МГц [Текст] / А.В. Дымов, В.А. Тимофеев // сб. науч. тр. XIII МНТК «Радиолокация, навигация и связь». – Воронеж, 2007. – Т.1. –С.611-616.

17. Николаев, В.И. Системы и средства сухопутной подвижной связи: учеб. пособие [Текст] /В.И.Николаев, В.И. Борисов [под ред. В.И. Борисова]. – Воронеж:ВГТУ, 2001. – 209 с.

18. Бардин, Н.И., Распространение ультракоротких радиоволн в условиях крупного города [Текст] / Н.И. Бардин, Н.Д. Дымович // Электросвязь.– 1964. –С.17-25.

19. Черенкова, Е.Л. Распространение радиоволн [Текст] / Е.Л. Черенкова, О.В. Чернышев. – Москва: Радио и связь, 1984. – №7. – 272 с.

20. Дымов, А.В. Результаты моделирования распространения радиоволн в городских условиях с учётом рельефа местности [Текст] / А.В. Дымов, Р.Ю. Козлов // Актуальные проблемы физики: Сборник научных трудов молодых ученых, аспирантов и студентов. – Вып.4. – Ярославль, 2003.

21. Варакин, Л.Е. Статистическая модель многолучевого распространения УКВ в городе [Текст] / Л.Е. Варакин // Радиотехника. – 1989. – №12. –С.56-61.

22. Рекомендации ITU – Rp. 370.

23. Долуханов, М.П. Распространение радиоволн. Учебник для вузов [Текст] / М.П. Долуханов. – Москва: Связь, 1972– 397 с.

24. Борисов, Б.Б. Особенности распространения миллиметровых волн в городе [Текст] / Б.Б. Борисов, А.В. Соколов, В.В. Тарасов // XV Всесоюзн. конф. по распространению радиоволн: тезисы докл. – Москва: Наука, 1987.

25. Гуреев, А.В. Волноводная модель каналов в плотной городской застройке [Текст] / А.В. Гуреев // Изв. вузов, Электроника. –2003. – №3. –С. 50-53.

26. Рекомендации МСЭ – PF/ 699 – 5.

27. Ларин, Е.А. Расчет дифракционного ослабления радиоволн на приземных трассах над пересеченной местностью [Текст] / Е.А. Ларин // Электросвязь. – 1997. – №1. – С.18-21.

28. Дымов, А.В. Исследование распространения радиоволн в городских условиях в зоне тени, создаваемой рельефом подстилающей поверхности [Текст] / А.В. Дымов, Р.Ю. Козлов, В.А. Тимофеев и труды XI МНТК «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2005. – Т.3. – С.184-185.

29. Дымов, А.В. Метод оперативного расчета ослабления дециметровых волн в городской среде [Текст] / А.В. Дымов, В.А. Тимофеев // Труды девятой МНТК «Проблемы техники и технологии телекоммуникаций». – Казань, 2008. – Т.1. – С.145-146.

30. Ikegami, F. Theoretical prediction of mean field strength on urban mobile radio [Text] / F. Ikegami, T. Takeuchi, S. Yoshida // IEEE Transactions on Antennas Propagation. – 1991. – V.39. – №3. – P.299-302.

31. Hata, M. Empirical formula for propagation loss in land mobile radio services [Текст] / M. Hata // IEEE Transactions on Vehicular Technology. – 1980. – V.29, №3. – P.326-345.

32. Козлов, Р.Ю. Моделирование распространения радиоволн в городе с учетом рельефа местности [Текст] / Р.Ю. Козлов, В.А. Тимофеев // Труды X МНТК «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж. – 2004. – Т.3. – С.1845-1850.

33. Распространение ультракоротких волн в городах [Текст] / А.Н. Куликов, Ю.В. Лаврентьев, Г.А. Пономарев и др.; [под ред. Г.А. Пономарева] // Итоги науки и техники, Радиотехника. – 1991. – Т.42. – 196 с.

34. Трифонов, П.Н. Пространственная напряженность поля УКВ в большом городе [Текст] / П.Н. Трифонов // Всесоюзная научная сессия, посвященная дню радио : тезисы докл. 4.2. – Москва: Радио и связь. – 1982.

35. Okamura, J., et. al. Field strength and its variability in VHF and UHF land mobile radioservice [Text] / J. Okamura // Rev. ins. Elec. Eng. – 1968. – v.16. – №9-10. – P.825-873.

36. Троицкий, В. Н. Распространение ультракоротких волн в горах [Текст] / В. Н. Троицкий. Москва: Связь, 1968. – 82с.

37. Справочник по радиорелейной связи [Текст] / Каменский Н.Н., Метрикин А.А., Надененко Л.В. и др. ; [под ред. С. В. Бородича]. – Москва: Радио и связь, 1981. – 440 с.

38. Bertoni, H. L. Diffraction of cylindrical and plan waves by an array of absorbing half screens [Text] / H. L. Bertoni // IEEE Trans an Antennas and Propagation. – 1998. – AP-40. – №2.

39. Ландсберг, Г.С. Оптика [Текст] / Г.С.Ландсберг. – Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 848 с.

40. Rise S. O. Diffraction of Plane Radio Waves by Parabolic Cylinder [Text]// Bell System Tech. J. March. – 1954. –№ 33. –Р.417 – 504.

41. Farmer, R. A. The Key to Tunnel Talking [Text] / R.A.Farmer, N. H. Shepherd// IEEE Trans. Veh. Comm. – 1965. –№3. – Р.93-98.

42. Калинин, А.И. Распространение радиоволн и работа радиолиний [Текст] / А. И. Калинин, У. Н. Черенкова – Москва: Связь, 1971. – 428 с.

43. Аренберг, А.Г. Распространение дециметровых и сантиметровых волн [Текст] / А.Г.Аренберг. – Москва: Сов. радио, 1957. – 305с.

44. Феер, К. Беспроводная цифровая связь. Методы модуляции и расширения спектра. Пер. с англ [Текст] / К. Феер.; [под. ред. В.И. Журавлева]. – Москва: Радио и связь, 2000. – 520 с.

45. Пономарев, Л.И. Моделирование мобильных систем связи [Текст] / Л.И. Пономарев, Т.Л. Манкевич. //Успехи современной радиоэлектроники, – 1999. – № 8. –С.45-58.

46. Петров, Б.М. Электродинамика и распространение радиоволн [Текст] / Б.М.Петров – Москва: Горячая Линия-Телеком, 2004.

47. Квазиоптические методы в задачах моделирования распространения радиоволн вдоль поверхности Земли [Текст] / Сухоруков, А.П., Дудов, Р.А., Королев, А.Ф. и др.; [под. ред. Турчанинова А.В.] // Нелинейный мир. – 2005. - №1-2. – Т. 3 – С.107-115.

48. Wang Y. A hybrid technique based on combining raytracing and FDTD methods for site-specific modeling of indoor radio wave propagation [Text] / Y. Wang, S. Safavi-Naeini, S.K. Chaudhuri // IEEETransactionsonAntennasandPropagation. – 2000. –V.48.–№5.

49. Потапов, А.А.. Методы радиофизического моделирования с использованием геоинформационных систем в обеспечении электромагнитной безопасности урбанизированных территорий [Текст] / А.А.Потапов, А.В.Турчанинов, А.Ф.Королев //Экология урбанизированных территорий. – 2007. – № 1. –С.57-62.

50. Bertoni, H.L. Radio Propagation for Modern Wireless Systems [Text] / H.L. Bertoni. – New Jersey: Prentice hall, 2001. – 340 p.

51. Королев, А.Ф. Возможности геоинформационных технологий в анализе больших объемов слабоструктурированной физико-экологической информации [Текст] / А.Ф.Королев,

А.В.Краснушкин, А.А.Потапов, А.В.Турчанинов // Научные технологии. – 2005. – № 1. – Т.6. – С.42 – 47.

52. Потапов, А.А. Пространственная неоднородность физического загрязнения как экологически значимый фактор [Текст] / А.А.Потапов. – Москва: МГУ им. М.В.Ломоносова, 2006.

53. Donohue, D.I. Propagation modeling over terrain using the parabolic wave equation [Text] / D.I.Donohue, I.R.Kutter // IEEE Trans. on Antennas & Propagat. – 2000. – V. 42. – №.2. – P.200-277.

54. Xia, H.H. A simplified analytical model for predicting path loss in urban and suburban environments [Text] / H.H.Xia // IEEE Trans. Veh. Technol. – 1997. – VT.46. – №4.

55. Vannucci, G. Measurement results on indoor radio frequency re-use at 900 MHz and 18 GHz [Text] / G.Vannucci, R.S.Roman // Proceeding of the third IEEE PIMRC'92. – Boston, 1992.

56. Walfish, Y. A theoretical model of UHF propagation in urban environments [Текст] / Y.Walfish, H. L.Bertoni // IEEE Thans. Antenn and Propag. – 1988. – AP.-38. – №12.

57. Epstein, J. An experimental study of wave propagation at 850 MHz [Text] / J.Epstein, D.W.Peterson // Proc. IRE. – 1953. – V. 41. – №5.

58. Allsebrook, K. Mobile radio propagation in British cities at frequencies in the VHF and UHF bands [Text] / K.Allsebrook, J.D.Parson [Text] // IEEE Trans. Veh. Technol. – 1977. –V-26. – №4. –P.313-323.

59. Связь с подводными лодками [электронный ресурс]. – Режим доступа: http://ru.wikipedia.org/wiki/index.php?title=Связь_с_подводными_лодками&oldid=62735361.

60. Фейнберг, Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности [Текст] / Е.Л.Фейнберг – Москва: АН СССР, 1961. – 546с.

61. Павлова, Г.Г. Системы спутниковой связи и вещания [Учеб. пособие] [Текст] / Г.Г.Павлова // ДВПИ им. В.В.Куйбышева :- Владивосток, 2009. – 175 с.

Навчальне видання

**ЛОГАЧОВА Людмила Михайлівна
БУГРОВА Тетяна Іванівна**

ПОШИРЕННЯ ЗЕМНИХ РАДІОХВИЛЬ ТА МОБІЛЬНИЙ ЗВ'ЯЗОК

Навчальний посібник

Комп'ютерний набір: Логачова Л. М., Бугрова Т. І.
Комп'ютерна верстка: Дяченко О. О.

Підписано до друку 11.10.2018. Формат 60×84/16. Ум. друк. арк. 13,95.
Тираж 300 прим. Зам. № 1103

Запорізький національний технічний університет
Україна, 69063, м. Запоріжжя, вул. Жуковського, 64
Тел.: (061) 769–82–96, 220–12–14

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 2394 від 27.12.2005.