

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДНІПРОВСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Марченко С. В.

Конспект лекцій

з дисципліни

«Антени та пристрої мікрохвильової техніки»

освітньо-професійної програми першого (бакалаврського) рівня

вищої освіти

зі спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»

за освітньо-професійною програмою «Телекомунікації та радіотехніка»

Затверджено:

Редакційно-видавничою

секцією науково-методичної

ради ДДТУ

від _____ 2020 р. протокол № _____

Кам'янське

2020

Розповсюдження і тиражування без офіційного дозволу Дніпровського державного технічного університету заборонено.

Конспект лекцій з дисципліни «Антени та пристрої мікрохвильової техніки» освітньо-професійної програми першого(бакалаврського) рівня вищої освіти зі спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка», за освітньо-професійною програмою «Телекомунікації та радіотехніка», укл. Марченко С. В., Кам'янське; ДДТУ, 2020 р. – 168с.

Укладач: к.ф.-м.н., доц. Марченко С. В.

Відповідальний за випуск:

Зав. каф. «АРРТ»

Рязанцев О. В., к.ф.-м.н.

Рецензент: С'янов О. М., д.т.н., проф. каф. АРРТ

Затверджено на засіданні кафедри апаратури радіозв'язку, радіомовлення і телебачення, від «31» січня 2020 р., протокол № 1.

Цей конспект лекцій не є оригінальним науковим текстом та укладач не претендує на авторство і першоджерело. Цей текст створено на основі існуючих європейських і вітчизняних практик, нормативних документів, методичних розробок окремих закладів вищої освіти, а також на матеріалах і кейсах Національного агентства і забезпечення якості вищої освіти.

Коротка анотація видання. В конспекті лекцій надана основна термінологія і деякі положення теорії багатополюсників та антен. Розглянуто конструкції і принцип роботи основних деталей і вузлів мікрохвильового тракту, зокрема розглянуто виникнення інтерференційної картини в довгих лініях та хвилеводах, коефіцієнти біжучої та стоячої хвилі.

Тема 1. Класифікація ліній передачі.	1
1.1 Класифікація ліній передач техніки мікрохвильового діапазону ...	1
1.2 Характеристики ліній передач.....	11
1.3 Перша система телеграфних рівнянь.....	12
1.4 Друга система телеграфних рівнянь	15
1.5 Аналіз розподілу опору вздовж ЛП	19
Тема 2. ККД і електрична міцність лінії передачі. Узгодження лінії.....	22
передачі з навантаженням	
2.1 ККД та електрична міцність лінії передачі	22
2.2 Принципи узгодження лінії передачі з навантаженням	23
2.3 Способи широкосмугового узгодження	27
Тема 3. НВЧ-фільтри, атенюатори, фазообертачі. Розгалужені.....	31
тракти НВЧ	
3.1 Матриця розсіювання багатополюсника	35
3.2 Хвилеводно-щілинний міст	40
3.3 Спрямовані відгалужувачі	42
Тема 4. Керуючі і невзаємні пристрої НВЧ. Антенні перемикачі.	44
Феритові вентиля і циркулятори.	
4.1 Керування амплітудою і фазою сигналів МХД	44
4.2 Невзаємні пристрої мікрохвильового діапазону	46
Тема 5. Структурна схема антени. Класифікація антен.	52
Характеристики антен в передавальному і приймальному режимах	
5.1 Класифікація антен та їх властивості.....	52
Тема 6. Симетричний вібратор. Поле випромінювання диполя Герца	58
та симетричного вібратора. Основні види симетричних і несиметричних вібраторів	
6.1 Модель симетричного вібратора	58

6.2 Аналіз розподілу струмів і потенціалів на симетричному вібраторі	60
6.3 Поле випромінювання диполя Герца	62
6.4 Поле випромінювання симетричного вібратора	68
6.5 Аналіз діаграми спрямованості симетричного вібратора	70
6.6 Вхідний опір симетричного вібратора. Опір випромінювання. Діюча довжина антени. Коефіцієнт спрямованої дії	72
6.7 Випромінювання симетричного вібратора, розташованого над екраном. Несиметричний вібратор	78
Тема 7. Дротові антени: директорні, логоперіодичні	83
7.1 Директорна антена	83
7.2 Логоперіодична антена	86
Тема 8. Лінійна антенна решітка. Хвильоводно-щілинні антени	91
8.1 Антенні решітки та їх класифікація	91
8.2 Методи розрахунку характеристик антенних решіток	92
8.3 Випромінювання лінійної синфазної антени.	93
8.4 Загальні відомості про хвильоводно-щілинні антени	99
8.5 Основні характеристики хвильоводно-щілинних антен	102
Тема 9. Антени поверхневих хвиль. Конструкція і принцип	106
роботи стрижневих антен.	
9.1 Основні характеристики антен поверхневих хвиль	106
9.2 Конструкція і принцип роботи стрижневих антен	111
поверхневих хвиль	
9.3 Спрямовані властивості стрижневих антен	112
Тема 10. Планарні антени, принцип роботи та діаграма спрямованості	115
10.1 Особливості побудови друкованих антен	115
10.2 Принцип роботи та характеристики друкованих антен	116
Тема 11. Антени з круговою поляризацією поля випромінювання	121
11.1 Опис спіральних антен	121
11.2 Структура поля з круговою поляризацією	122

11.3 Конструктивне виконання і переваги спіральних антен.....	124
11.4 Поле випромінювання однозаходної циліндричної спіральної антени	125
11.5 Особливості конструктивного виконання спіральних антен	128
Тема 12. Рупорні антени. Лінзові антени Параболічна дзеркальна антена.....	130
12.1 Рупорні антени та особливості їх побудови.....	130
12.2 Принцип дії дзеркальних антен	137
12.3 Опромінювачі дзеркальних антен	138
12.4 Характеристики спрямованості дзеркальних антен.	142
12.5 Коефіцієнт спрямованої дії дзеркальної антени і його залежність від геометричних розмірів антени	146
12.6 Принцип дії лінзових антен, їх види та ДС.....	151
Перелік посилань.....	167

Тема 1. Класифікація ліній передачі

1.1 Класифікація ліній передач техніки мікрохвильового діапазону

Лінією передачі мікрохвильового діапазону (МХД) називається пристрій, що обмежує область поширення електромагнітних коливань і спрямовує потік електромагнітної енергії в заданому напрямку. Напрямок поширення визначається взаємним розташуванням джерела електромагнітних коливань і навантаження в лінії передачі [1]. Джерелом електромагнітних коливань може служити, наприклад, генератор, підключений до лінії передачі, приймальна антена або пристрій збудження лінії передачі, яка відбирає частину електромагнітної енергії від іншої лінії передачі або будь-якого пристрою МХД. Навантаженням лінії передачі може служити пристрій, що перетворює електромагнітну енергію (наприклад, в тепло), випромінюючи (передавальна) антена, входні кола приймача та ін [7].

До мікрохвильових (МХ) пристроїв відносяться лінії передачі та перетворювачі МХ-енергії, розгалужувачі, фільтри, вентиля тощо. Сукупність пристроїв МХД, з'єднаних певним чином, утворюють тракт МХД.

Розрізняють регулярні та нерегулярні *лінії передачі (ЛП)*. У регулярній ЛП в продольному напрямку незмінні поперечне січення та електромагнітні властивості середовища. Якщо одна із умов регулярності відсутня, та така ЛП являється нерегулярною [5].

ЛП, що заповнена однорідним середовищем, називається однорідною. В протилежному випадку – неоднорідною. ЛП класифікують по діапазонам частот.

В табл. 1.1 наведені визначені довжини хвиль та частоти електромагнітних коливань. Наведена термінологія обмежена діапазоном частот від 3 кГц до 3000 ГГц. Така класифікація зумовлена особливостями розповсюдження радіохвиль у різних діапазонах частот. В табл. 1.1 діапазон МХ відповідає сантиметровим хвилям [5]. Однак на практиці цим терміном визначають діапазон з більш широкими границями, який включає в себе хвилі від метрових до міліметрових.

Таблиця 1.1 – Діапазон частот

Довжина хвилі	Термін	Частота	Термін
100...10 км	Міріаметрові хвилі	3...30 кГц	Над низькі частоти (ННЧ)
10...1 км	Кілометрові хвилі	30...300 кГц	Низькі частоти (НЧ)
1000...100 м	Гектометрові хвилі	300...3000 кГц	Середні частоти (СЧ)
100...10 м	Декаметрові хвилі	3...30 МГц	Високі частоти (ВЧ)
10...1 м	Метрові хвилі	30...300 МГц	Дуже високі частоти (ДВЧ)
100... 10 см	Дециметрові хвилі	300...3000 МГц	Ультрависокі частоти (УВЧ)
10...1 см	Сантиметрові хвилі	3...30 ГГц	Надвисокі частоти (НВЧ)
10...1 мм	Міліметрові хвилі	30...300 ГГц	Крайньовисокі частоти (КВЧ)
1...0,1 мм	Дециміліметрові хвилі	300...3000 ГГц	Гіпервисокі частоти (ГВЧ)

Лінії передачі класифікуються за типами хвиль що використовуються: лінії передачі з поперечної електромагнітної хвилею (Т-хвилею); лінії передачі з магнітною хвилею (Н - вільний); лінії передачі з електричної хвилею (Е-хвилею); лінії передачі з гібридною хвилею [3].

Направивши вісь Z прямокутної системи координат вздовж ЛП, кожен тип хвиль можна описати умовами, що представлені в табл. 1.2, та накладаються на поздовжні E_z та H_z складові векторів електричного та магнітного полів відповідно.

Таблиця 1.2 –Типи хвиль

Типи хвиль	Умови повздовжніх складових полів
Т-хвилі	$E_z = 0, H_z \neq 0$
Н-хвилі	$E_z \neq 0, H_z = 0$
Е-хвилі	$E_z \neq 0, H_z \neq 0$
Гібридні хвилі	$E_z \neq 0, H_z \neq 0$

З табл. 1.2 випливає, що в Т-хвилі вектори напруженості електричного і магнітного полів лежать в площині, перпендикулярній напрямку розповсюдження; в Н- хвилі вектор напруженості магнітного поля має подовжню і поперечну складові, а вектор напруженості електричного поля має тільки поперечну складову; в Е-хвилі вектор напруженості електричного поля має подовжню і поперечну складові, а вектор напруженості магнітного поля лежить в площині поперечного перерізу лінії передачі; в гібридній хвилі вектори напруженості електричного і магнітного полів мають і поздовжні, і поперечні складові.

Класифікація ЛП за видами представлена на рис. 1.1. ЛП, конструкція якої не допускає пружного або пластичного вигину, називається жорсткою; в іншому випадку - гнучкою. Хвилеводом називається лінія передачі, що має одну або декілька провідних поверхонь, з поперечним перерізом у вигляді замкнутого провідного контуру, що охоплює область поширення електромагнітної енергії. Якщо такий провідний контур відсутній, то лінія передачі називається відкритою.

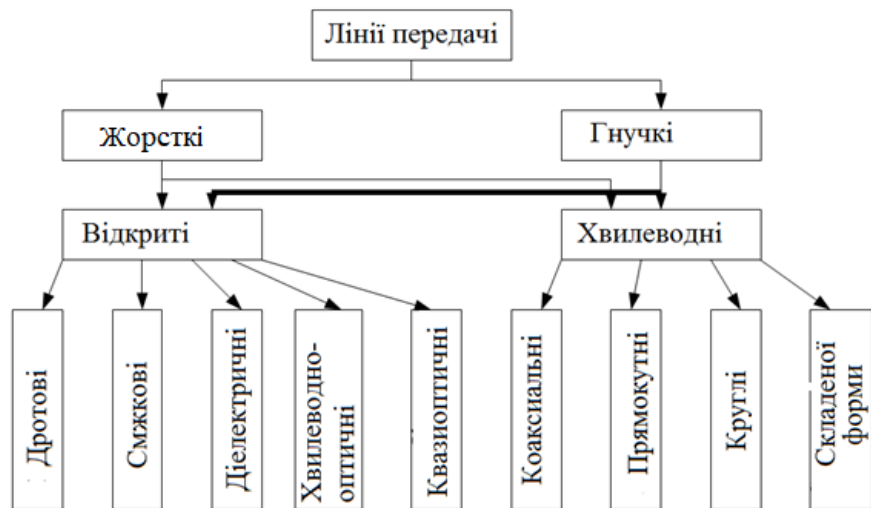


Рисунок 1.1 – Класифікація ЛП

До дровових ЛП відносяться повітряні двопровідні і чотирипровідні ЛП. На рис. 1.2 представлені поперечні перерізи таких ліній передачі. Провідники лінії можуть бути покриті діелектриком. Основним типом хвилі в них є Т-хвиля. У чотирьох провідних лініях збуджуються парно з'єднані провідники, наприклад вертикальні, горизонтальні або діагональні [2].

Такі ЛП використовуються в діапазонах гектометрових, декаметрових і метрових хвиль. До смушкових ЛП відносяться несиметрична і симетрична смушкова лінії, щілинна та копланарна лінія. Поперечні перерізи таких ліній і структура полів в них представлені на рис 1.3. Вони застосовуються в діапазонах дециметрових, сантиметрових і довгохвильової частини міліметрових хвиль. Основною хвилею несиметричної і симетричної смушкової ліній є Т-хвиля. У щілинній і копланарній лініях основною є Н-хвиля

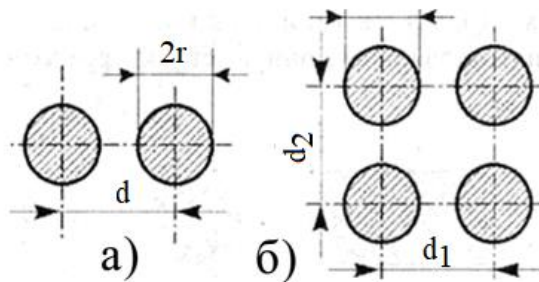
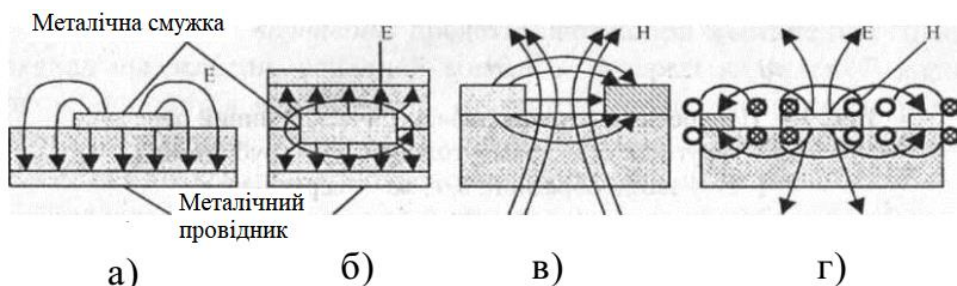
Рисунок 1.2 – Поперечні перерізи дровових ЛП
а) двох дровової; б) чотирьох дровової

Рисунок 1.2 – Поперечні перерізи смушкових ЛП:

а) несиметричної; б) симетричної; в) щілинної; г) копланарної

Розрізняють також мікросмужкові ЛП. До них відносяться смужкові лінії, у яких діелектрична пластина (підкладка) має велику відносну діелектричну проникність ϵ_r (більше 10) і малі втрати. Внаслідок цього геометричні розміри пристроїв, виконаних на основі таких ліній, зменшуються в $\sqrt{\epsilon}$ разів. У якості діелектричної підкладки мікросмужкових ліній використовуються полікор, ситалл, кремній, сапфір і ін. Для зменшення втрат в смужкових лініях в якості діелектрика використовується повітря. Такі лінії називаються повітряними або високо добротними смужковими лініями.

Діелектричні ЛП класифікуються залежно від форми поперечного перерізу. Деякі з них представлені на рис. 1.4. Такі лінії використовуються в діапазоні міліметрових хвиль. Основним типом хвилі є гібридна *HE*-хвиля.

При віддаленні від діелектрика амплітуда хвилі, що розповсюджується по лінії, швидко зменшується. Наявність металевого екрану в дзеркальних діелектричних лініях (рис. 1.4, д, е, ж) дозволяє зберігати поляризаційну структуру поля хвилі, що розповсюджується.

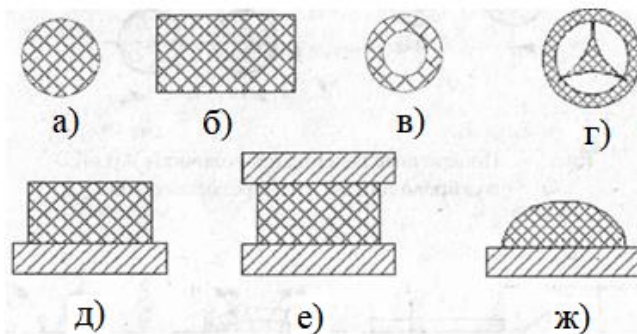


Рисунок 1.4 – Поперечні перерізи діелектричних ЛП: а) круглої; б) прямокутної; в) трубчастої; г) зіркоподібною; д, е, ж – дзеркальних

Волоконно-оптичні ЛП використовуються в дециміліметровому (субміліметровому) і оптичному діапазонах. Вони представляють діелектричну лінію круглого поперечного перерізу, виконану з кварцу, з декількома одночасно типами хвиль, що поширюються. ЛП, в якій на даній частоті можуть поширюватися одночасно кілька типів хвиль (мод), називається багатомодовою. Діаметр круглого волокна становить кілька довжин хвиль електромагнітних коливань. Поширення хвиль в волоконно-оптичних ЛП засноване на ефекті повного внутрішнього відбиття від кордону діелектрик-повітря. Для зменшення теплових втрат в таких лініях використовують волокна із змінним в поперечному перерізі коефіцієнтом заломлення. Це призводить до зменшення геометричного шляху, який проходить промінь на одиницю довжини лінії передачі [6].

Квазіоптичні (променеві) лінії передачі являють собою нерегулярні лінії, принцип роботи яких заснований на використанні оптичних властивостей радіохвиль. На рис. 1.5 схематично представлені варіанти побудови таких

ліній. Вони використовуються в діапазонах міліметрових і субміліметрових хвиль.

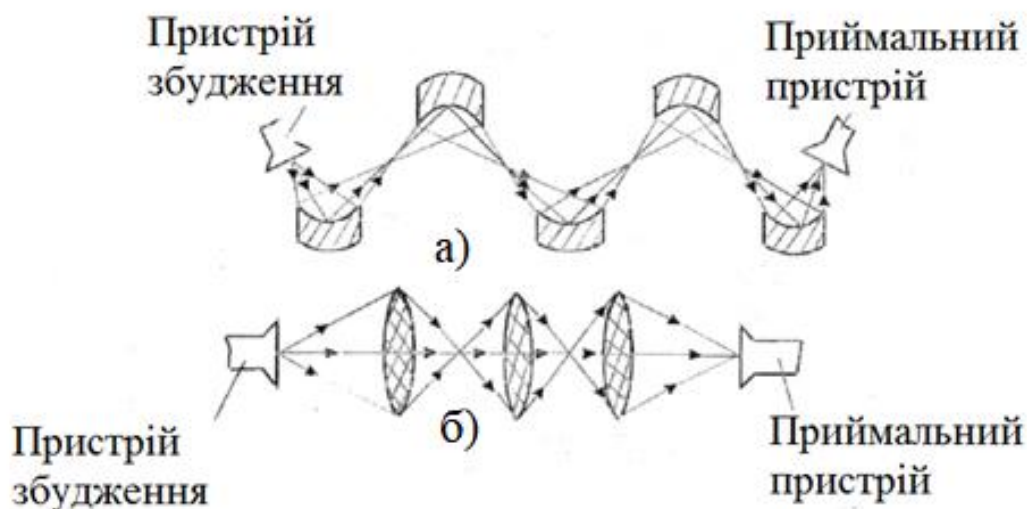


Рисунок 1.5 – Променеві ЛП: а) відбивного типу; б) лінзового типу

Коаксіальні хвилеводи являють собою жорсткі або гнучкі коаксіальні кабелі, основною хвилею в яких є T -хвиля. Вони використовуються в діапазонах від гектометрових до сантиметрових хвиль включно. Поперечні перерізи найбільш поширених на практиці коаксіальних хвилеводів представлені на рис. 1.6.

Хвилеводи прямокутного, круглого і більш складного поперечних перерізів являють собою металеві труби відповідних поперечних перерізів (рис. 1.7). Основною хвилею в таких лініях передачі є нижча H -хвиля. Металеві хвилеводи використовуються в діапазонах від короткохвильової частини дециметрових до міліметрових хвиль.

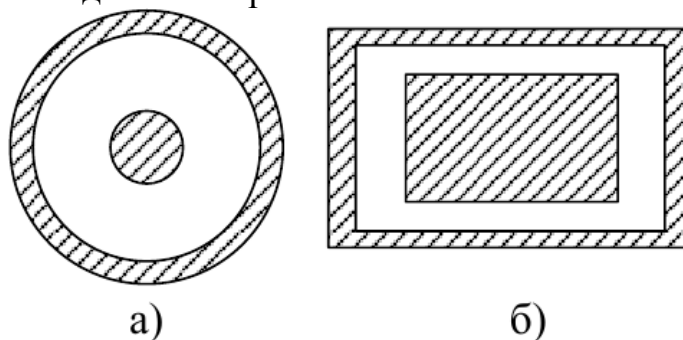


Рисунок 1.6 – Поперечні перерізи коаксіальних хвилеводів: а) круглого; б) прямокутного

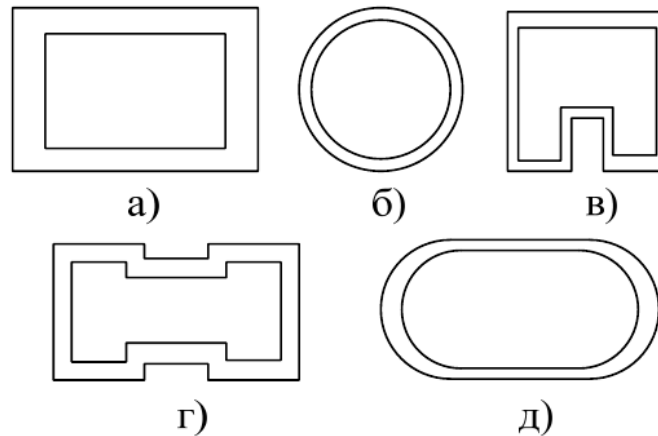


Рисунок 1.7 – Поперечні січення металевих хвильоводів: а) прямокутного; б) круглого; в) П-подібного; г) Н-подібного; д) еліптичного

ЛП можуть бути класифіковані за порядком зв'язності їх поперечного перерізу. Порядок зв'язності є геометричною характеристикою поперечного перерізу лінії і визначається числом провідних поверхонь. Залежно від кількості провідних поверхонь лінії передачі поділяють на однозв'язні, двох зв'язні, трьох зв'язні, багато зв'язкові і нульовий при відсутності провідних поверхонь. Наприклад, металеві хвильоводи є однозв'язними ЛП, коаксіальні хвильоводи - двох зв'язними, а діелектричні ЛП (рис. 1.4, а, б, в, г) мають нульову зв'язність поперечного перерізу.

1.2 Характеристики ліній передач

На практиці найбільшого розповсюдження отримали відрізки регулярних ЛП тієї чи іншої довжини. Якщо довжина регулярної ЛП значно перевищує довжину хвилі в лінії λ_L , то така лінія називається довгою.

Із електродинаміки відомо, що ЛП може бути охарактеризована її погонними параметрами: ρ – хвильовий опір; R_1 – погонний опір, Ом/м; G – погонна провідність; 1/Ом м; L – погана індуктивність, Гн/м; C – погана ємність, Ф/м. Погонний опір та провідність залежать від провідності матеріалу дротів та якості діелектрика, що оточує ці дроти, відповідно. Чим менше теплові втрати в металі дротів та в діелектрику, тим менше, відповідно R, G . Погоні індуктивності L та ємність C визначаються формою та розмірами поперечного січення дротів, а також відстанню між ними [6].

Коефіцієнт розповсюдження хвилі у лінії γ в загальному випадку являється величиною комплексною та може бути представлений насипним чином:

$$\gamma = \sqrt{(R_1 + j\omega L_1)(G_1 + j\omega C_1)} = \alpha + jk,$$

де α – коефіцієнт загасання хвилі у лінії

Вимоги до ЛП:

- Мінімальні втрати енергії при розповсюдженні;
 - ЛП не повинна випромінювати
 - ЛП повинна бути узгоджена на виході та в навантаженні
- Хвильовий опір двох дротової ЛП визначається за формулою:

$$\rho = \frac{276}{\sqrt{\epsilon_r}} \lg\left(\frac{d}{r}\right),$$

де ϵ_r – відносна діелектрична проникність діелектрику; r – радіус провідників; d – відстань між провідниками.

Хвильовий опір коаксіальної ЛП визначається за формулою

$$\rho = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \lg\left(\frac{r_1}{r_2}\right),$$

де r_1 – радіус зовнішнього провідника; r_2 – радіус внутрішнього провідника.

1.3 Перша система телеграфних рівнянь

Розглянемо еквівалентну схему ЛП, що представлено на рис. 1.8.

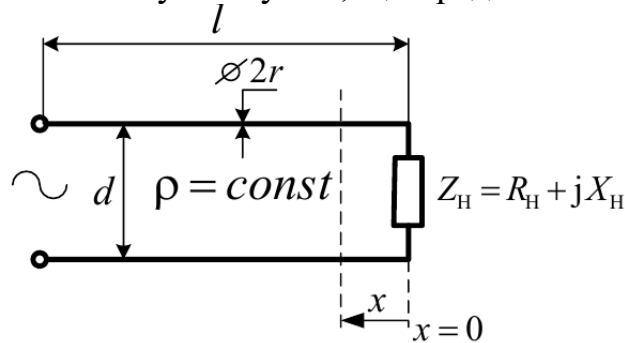


Рисунок 1.8 – Модель двохдротової ЛП

Розподілення напруги у лінії та струму вздовж провідників визначається в загальному випадку на основі системі рівнянь:

$$\begin{cases} u(x) = U_H \operatorname{ch}(\gamma x) + I_H \rho \operatorname{sh}(\gamma x); \\ i(x) = I_H \operatorname{ch}(\gamma x) + \frac{U_H}{\rho} \operatorname{sh}(\gamma x), \end{cases} \quad (1.1)$$

де $U_H = I_H Z_H$ – граничні умови.

Розглянемо двох дротову лінію без втрат. В такому випадку погонні параметри $R_1 = 0$ та $G_1 = 0$, тоді коефіцієнт розповсюдження γ та хвильові опори ρ визначаються виразом:

$$\gamma = j\omega\sqrt{L_1 C_1};$$

$$\alpha = 0, \quad k = \omega\sqrt{L_1 C_1} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{Л}}}, \quad \rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

Тоді система рівнянь (1.1) може бути представлена у вигляді:

$$\begin{cases} u(x) = U_{\text{H}} \cos(kx) + j I_{\text{H}} \rho \sin(kx); \\ i(x) = I_{\text{H}} \cos(kx) + j \frac{U_{\text{H}}}{\rho} \sin(kx). \end{cases} \quad (1.2)$$

Значення опорів навантаження $Z_{\text{H}} = \infty$, при цьому $I_{\text{H}} = 0$ – холостий хід. Розподілення амплітуди напруги та струму представлені на рис. 1.9, а. Розподілення фази та струму представлені на рис. 1.9, б.

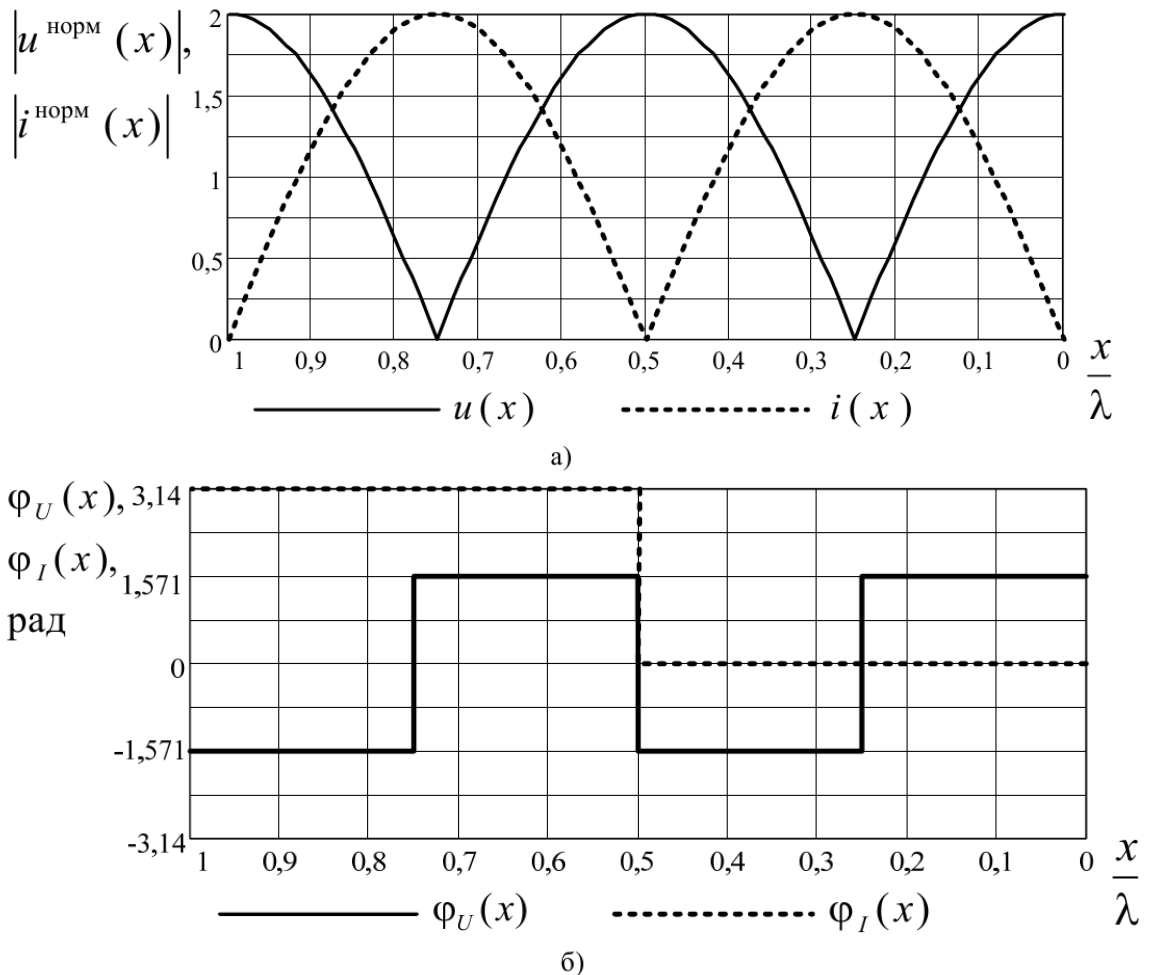


Рисунок 1.9 – Розподілення напруги та струму вздовж ЛП

Значення опорів навантаження $Z_{\text{H}} = 0$ при цьому $U_{\text{H}} = 0$ – коротко замкнуті. Розподілення амплітуди напруги та струму представлені на рис. 1.10.

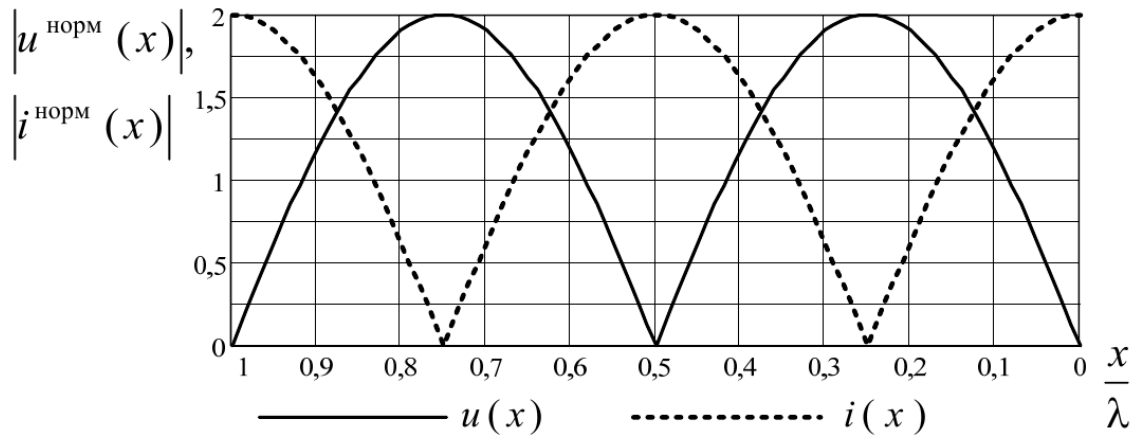


Рисунок 1.10 –Розподілення нормованої амплітуди напруги та струму вздовж ЛП

Значення опорів навантаження $Z_H = jX_H$, має чисто реактивний характер. Розподілення амплітуди напруги та струму представлені на рис. 1.11, коли $Z_H = j\rho$.

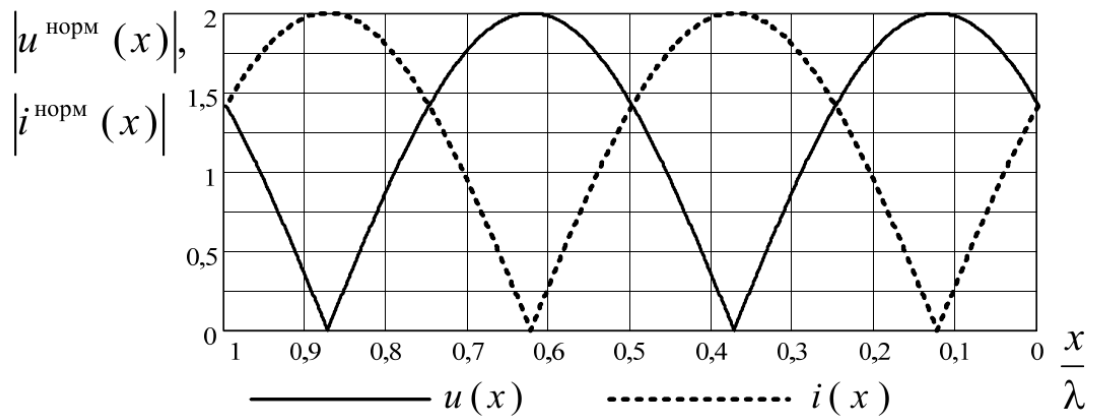


Рисунок 1.11 –Розподілення нормованої амплітуди напруги та струму вздовж ЛП

Значення опору навантаження $Z_H = R_H$, має чисто активний характер. При цьому нормоване розподілення напруги визначається із (1.2) за формулою:

$$|u^{\text{норм}}(x)| = \sqrt{\cos^2(kx) + \left(\frac{\rho}{R_H}\right)^2 \sin^2(kx)}.$$

Розподілення амплітуди напруги та струму представлені на рис. 1.12 для випадку коли $Z_H = 2\rho$.

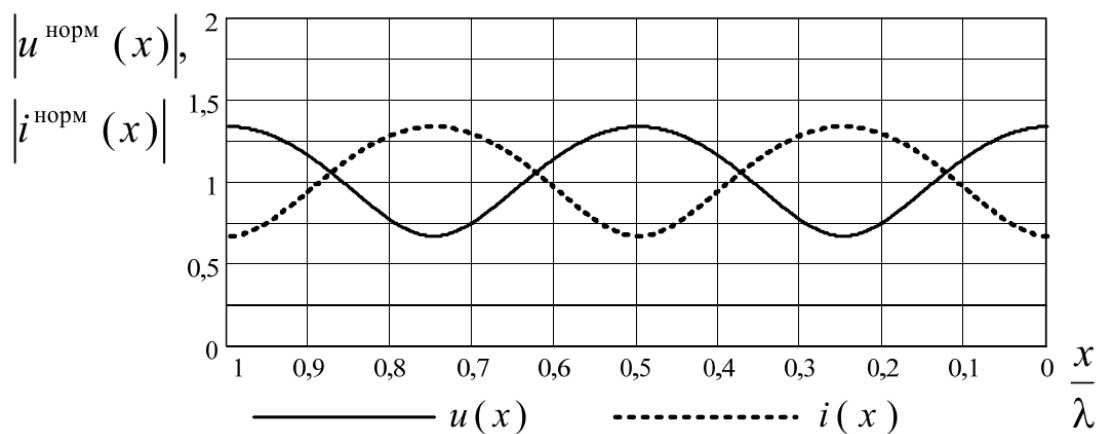


Рисунок 1.12 – Розподілення нормованої амплітуди напруги та струму вздовж ЛП

При активному навантаженні $Z_H > \rho$ максимум амплітуди напруги знаходиться у місці підключення навантаження, мінімум зміщений на відстань, що дорівнює чверті довжини хвилі. При $Z_H < \rho$ у місці підключення навантаження знаходиться мінімум напруги, а максимум – відстані чверті довжини хвилі від нього.

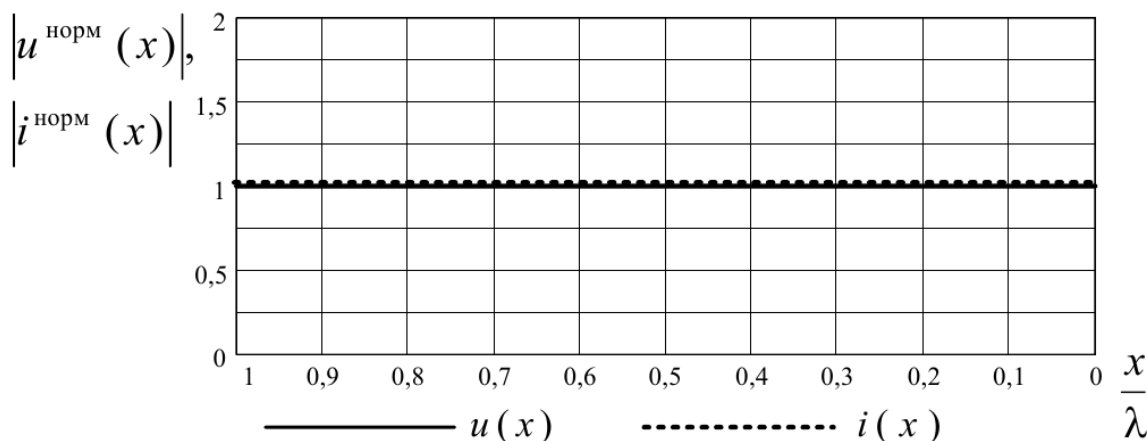


Рисунок 1.13 – Розподілення нормованої амплітуди

Значення опору навантаження $Z_H = R_H = \rho$, що дорівнює хвильовому опору ЛП. Розподілення амплітуди напруги та струму представлено на рис. 1.13. Цей режим роботи ЛП називається режимом бігучої хвилі та характеризується постійним значенням амплітуди напруги та струму вздовж ЛП. При цьому фаза струму та напруги змінюється по лінійному закону.

1.4 Друга система телеграфних рівнянь

Характерною особливістю довгих ліній (ДЛ) являється можливість існування в них двох хвиль, що розповсюджуються назустріч одна дній. Одна з цих хвиль утворюється підключеним до лінії електромагнітних коливань та називається падаючою. Друга хвиля утворюється через відображення падаючої хвилі від навантаження, і називається відбитою. Відбита хвиля

розповсюджується у напрямку, зворотному падаючій хвилі. Увесь різновид процесів, що відбуваються у ДЛ, визначаються амплітудно-фазовими співвідношеннями між падаючою та відбитою хвилями[7].

Розглянемо ЛП без втрат, навантажену комплексним опором Z_H (рис. 1.14). Розподіл напруги та струму вздовж лінії передачі можна описати за допомогою системи рівнянь:

$$\begin{cases} u(x) = U_{\text{пад}}(x) + U_{\text{відб}}(x); \\ i(x) = I_{\text{пад}}(x) + I_{\text{відб}}(x). \end{cases} \quad (1.3)$$

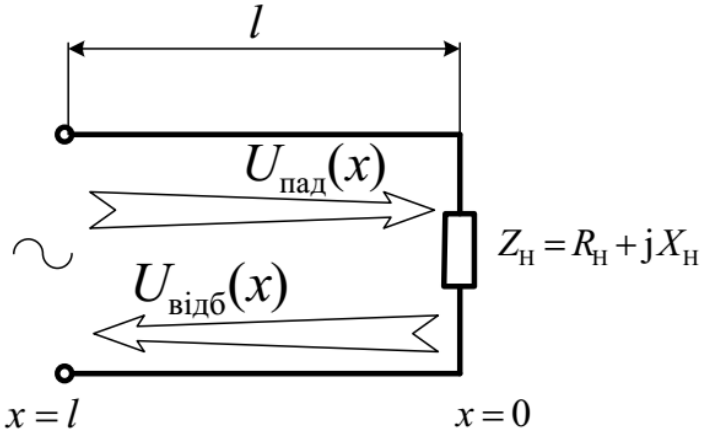


Рисунок 1.14 – Модель розповсюдження хвиль в ЛП

Падаюча та відбита хвиля напруги описується виразами:

$$\begin{cases} U_{\text{пад}}(x) = U_{\text{пад}}(0)e^{jkx}; \\ U_{\text{відб}}(x) = U_{\text{відб}}(0)e^{-jkx}. \end{cases} \quad (1.4)$$

Введемо поняття коефіцієнту відбиття $\Gamma(x)$, який визначається за формулою

$$\Gamma(x) = \frac{U_{\text{відб}}(x)}{U_{\text{пад}}(x)}. \quad (1.5)$$

Коефіцієнт відбиття струму $\Gamma_I(x) = -\Gamma(x)$

Із (1.4) та (1.5) визначимо значення $\Gamma(x)$

$$\Gamma(x) = \Gamma_H e^{-j2kx}, \quad (1.6)$$

де $\Gamma_H = \Gamma(0) = \Gamma_0 e^{j\Psi_0}$; Γ_0 , Ψ_0 – модуль та фаза коефіцієнту відбиття у точці підключення навантаження.

Після підстановки (1.5) та (1.6) в (1.3) отримавши вираз для визначення розподілення напруги та струму вздовж ЛП:

$$\begin{cases} u(x) = U_{\text{пад}}(x)(1 + \Gamma_0 \exp(j(\Psi_0 - 2kx))); \\ i(x) = I_{\text{пад}}(x)(1 - \Gamma_0 \exp(j(\Psi_0 - 2kx))). \end{cases} \quad (1.7)$$

Із (1.7) отримаємо вираз для розрахунку розподілення амплітуд напруги та струму вздовж ЛП:

$$\begin{cases} |u(x)| = U_{\text{пад}} \sqrt{1 + \Gamma_0^2 + 2\Gamma_0 \cos(\Psi_0 - 2kx)}; \\ |i(x)| = I_{\text{пад}} \sqrt{1 + \Gamma_0^2 - 2\Gamma_0 \cos(\Psi_0 - 2kx)}. \end{cases} \quad (1.8)$$

Нормоване розподілення напруги визначається за формулою

$$|u^{\text{норм}}(x)| = \sqrt{1 + \Gamma_0^2 + 2\Gamma_0 \cos(\Psi_0 - 2kx)}. \quad (1.9)$$

Максимальне та мінімальне значення напруги визначається за формулами:

$$\begin{cases} U_{\text{max}} = U_{\text{пад}}(0)(1 + \Gamma_0); \\ U_{\text{min}} = U_{\text{пад}}(0)(1 - \Gamma_0). \end{cases} \quad (1.10)$$

Координата місцезнаходження першого зі сторони навантаження максимуму напруги x_{max} пов'язана з фазою коефіцієнту відбиття в навантаженні Ψ_0 формулою

$$x_{\text{max}} = \frac{\Psi_0}{2k}. \quad (1.11)$$

Координата місцезнаходження першого зі сторони навантаження мінімуму напруги x_{min} визначається за формулою

$$x_{\text{min}} = x_{\text{max}} \pm \frac{\lambda}{4}. \quad (1.12)$$

Коефіцієнт відбиття пов'язан з опором випромінення та хвильовим опором ЛП співвідношенням:

$$\Gamma_{\text{н}} = \frac{Z_{\text{н}} - \rho}{Z_{\text{н}} + \rho}; \quad (1.13)$$

$$Z_{\text{н}} = \rho \frac{1 + \Gamma_{\text{н}}}{1 - \Gamma_{\text{н}}}. \quad (1.14)$$

Формули (1.8) – (1.14) дозволяють розрахувати розподіл амплітуди напруги та струму вздовж провідників двох провідної ЛП.

Приклад. Для ЛП з характеристиками $l = \lambda$ $\rho = 75$ Ом, побудувати нормований розподіл напруги та струму для навантаження $Z_{\text{н}} = 100 \pm j150$ Ом.

Проведемо розрахунки для навантаження $Z_{\text{н}} = 100 \pm j150$

Коефіцієнт відбиття в навантаженні визначимо за (2.3):
 $\Gamma_0 = 0.66$, $\Psi_0 = 40^\circ$.

Місцерозташування максимумів та мінімумів напруги за ф. (1.11 – (1.12): $x_{\text{max}} = 0.055$, $x_{\text{min}} = 0.305$.

Максимальне та мінімальне значення нормованої напруги та струму за ф-ми (1.10): $U_{\max}^{\text{норм}} = 1.66$, $U_{\min}^{\text{норм}} = 0.34$.

За формулами (1.8) і (1.9) побудуємо розподіли напруги і струму (рис. 1.15).

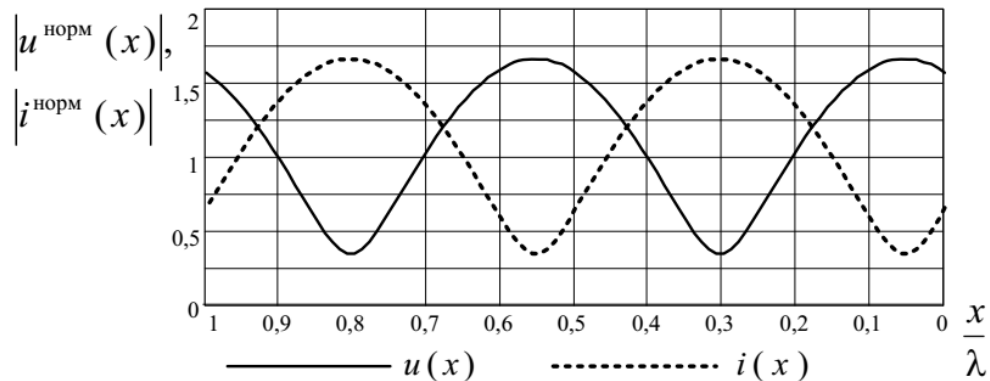


Рисунок 1.15 – Розподіл нормованої амплітуди напруги і струму вздовж ЛП

Проведемо розрахунки для навантаження $Z_H = 100 - j150$.

Коефіцієнт відбиття в навантаженні за (1.13): $\Gamma_0 = 0.66$, $\Psi_0 = 320^\circ$

Місцерозташування максимумів та мінімумів напруги за (1.11 – 1.12): $x_{\max} = 0.455$, $x_{\min} = 0.195$.

Максимальне та мінімальне значення нормованої напруги та струму за (1.10): $U_{\max}^{\text{норм}} = 1.66$, $U_{\min}^{\text{норм}} = 0.34$.

За (1.8 – 1.9) будуємо розподіли напруг та струму (рис 1.16).

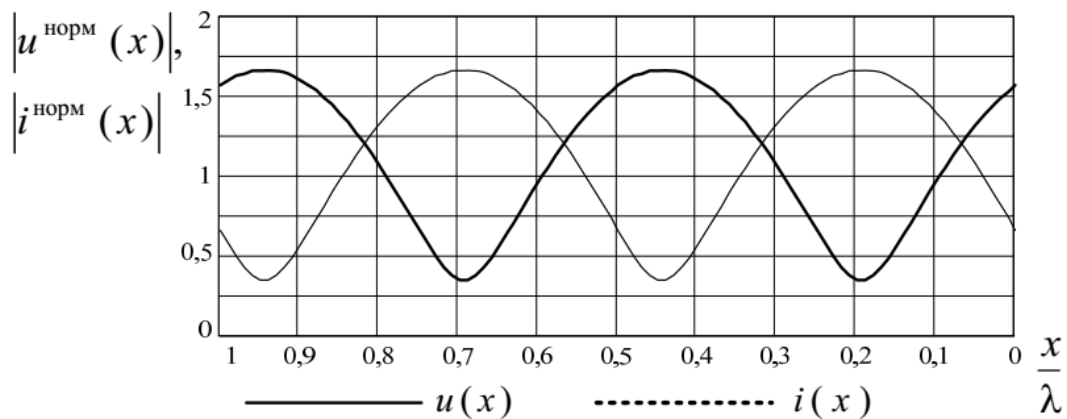


Рисунок 1.16 - Розподіл нормованої амплітуди напруги і струму вздовж ЛП

Якщо характер навантаження індуктивний, то першим зі сторони навантаження буде максимум напруги, розташований на відстані не більше $\frac{\lambda}{4}$ від навантаження. Якщо характер реактивності Z_H ємнісний, то першим від навантаження буде розташований мінімум напруги.

Відстань між мінімумами та максимумами напруги складає чверть довжини хвилі.

1.5 Аналіз розподілу опору вздовж ЛП

В будь-якому перерізі ЛП еквівалентний опір визначається за формулою, яку на підставі *першої системи рівнянь* можна записати у вигляді:

$$Z(x) = \frac{u(x)}{i(x)} = \frac{U_H \cos(kx) + j I_H \rho \sin(kx)}{I_H \cos(kx) + j \frac{U_H}{\rho} \sin(kx)}. \quad (1.15)$$

В результаті перетворень (1.15) отримуємо вираз для $Z(x)$ у вигляді

$$Z(x) = \rho \frac{Z_H + j \rho \operatorname{tg}(kx)}{\rho + j Z_H \operatorname{tg}(kx)}, \quad (1.16)$$

яку також можна записати у вигляді

$$Z(x) = \rho \frac{\rho - j Z_H \operatorname{ctg}(kx)}{Z_H - j \rho \operatorname{ctg}(kx)}. \quad (1.17)$$

Приклад. Побудуємо розподіл опору вздовж розімкненої ЛП ($Z_H = \infty$ - режим холостого ходу) і замкнутої ЛП ($Z_H = 0$ - режим короткого замикання). З (1.16) для розімкнутої ЛП отримаємо вираз:

$$Z(x) = -j \rho \operatorname{ctg}(kx). \quad (1.18)$$

Для замкнутої лінії передачі отримаємо вираз:

$$Z(x) = j \rho \operatorname{tg}(kx). \quad (1.19)$$

На підставі (1.18) і (1.19) побудуємо розподіл еквівалентного опору вздовж ЛП, розімкнутої і замкнутої накоротко в навантаженні (рис. 1.17).

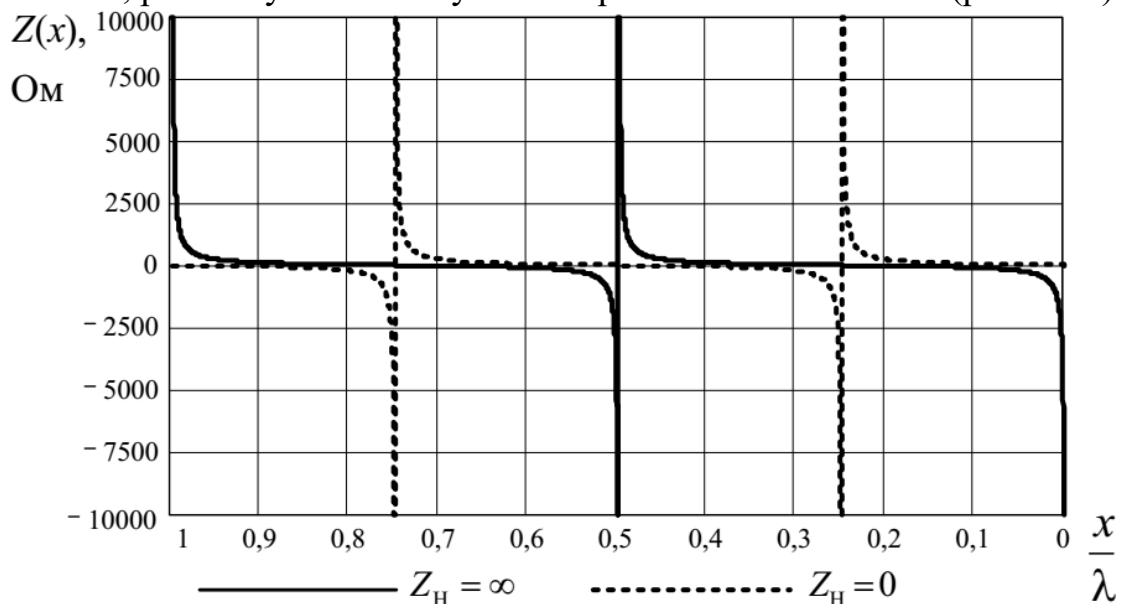


Рисунок 1.17 - Розподіл опору вздовж ЛП в режимі холостого ходу і короткого замикання

З другої системи телеграфних рівнянь (1.7) отримаємо вираз для розподілу опору в лінії передачі

$$Z(x) = \rho \frac{1 - \Gamma_0 e^{j(\Psi_0 - 2kx)}}{1 + \Gamma_0 e^{j(\Psi_0 - 2kx)}}. \quad (1.20)$$

Проаналізуємо (1.20) в максимумах і мінімумах. У місці максимумів амплітуди напруги, при довільних навантаженнях, опору $Z(x)$ завжди чисто активний і перевищує хвильовий опір ЛП:

$$Z(x_{\max}) = R_{\max} = \frac{\rho}{\text{КБХ}} > \rho. \quad (1.21)$$

У точці мінімумів амплітуди напруги опір також активний і менше хвильового опору лінії передачі:

$$Z(x_{\min}) = R_{\min} = \rho \cdot \text{КБХ} < \rho. \quad (1.22)$$

Для довільної навантаження необхідно звільнитися від 0. Для цього введемо нову систему координат від місця розташування першого мінімуму амплітуди напруги $x' = x - x_0$ (рис. 1.18).

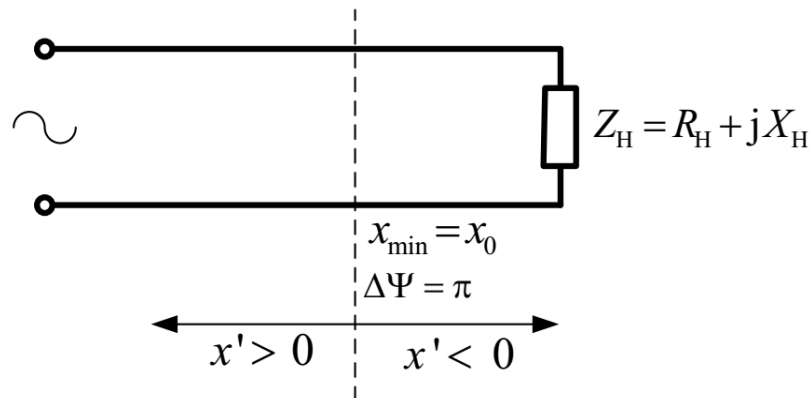


Рисунок 1.18 - Нова система координат від місця розташування першого мінімуму напруги

Тоді можна отримати вираз для розрахунку розподілу опору вздовж однорідної лінії передачі без втрат

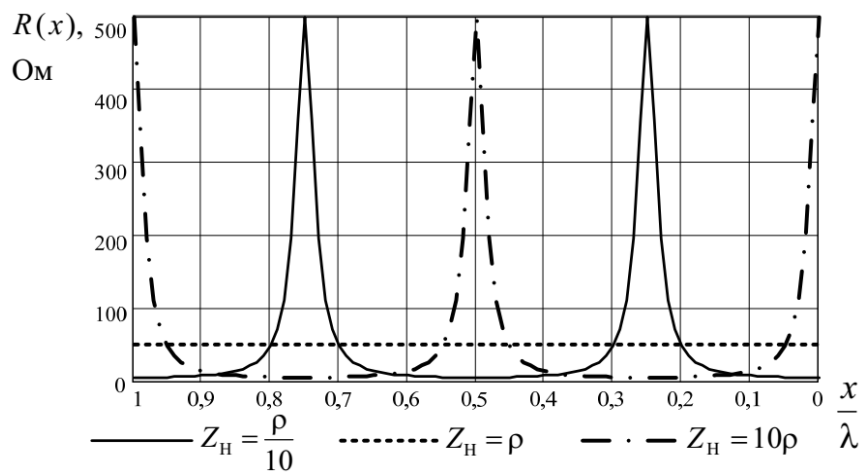
$$Z(x') = \rho \frac{\text{КБХ} + j0,5(1 - \text{КБХ}^2)\sin(2kx')}{\cos^2(kx') + \text{КБХ}^2 \sin^2(kx')}. \quad (1.23)$$

Приклад. Розглянемо активне навантаження $Z_H = R_H$, $X_H = 0$, для якої значення R_H задані в табл. 1.2. Розглянемо лінію передачі в хвильовим опором 50, Ом.

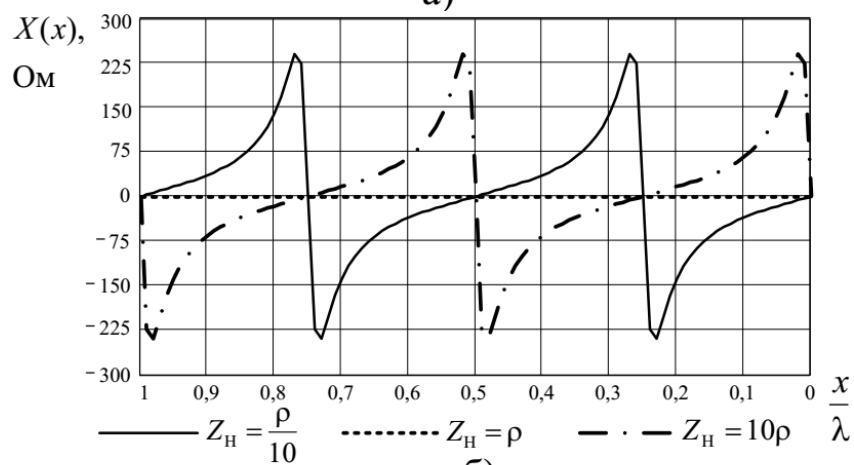
Таблиця 1.2 - Значення опору навантаження

№	2	3	4
R_H	$\frac{\rho}{10}$	ρ	10ρ

Результати розрахунків розподілу опору, виконаних за ф. (1.16) представлені по активній складовій опору - рис. 1.19, а; по реактивній складовій опору - рис. 1.19, б.



а)



б)

Рисунок 1.19 - Розподіл опору вздовж лінії передачі

Тема 2. ККД і електрична міцність лінії передачі. Узгодження лінії передачі з навантаженням

2.1 ККД та електрична міцність лінії передачі

Розглянемо реальну лінію передачі (див. Рис. 2.1), для якої виконуються співвідношення

$$\begin{cases} U_{\text{пад}}(x) = U_{\text{пад}}(0)e^{\gamma x}; \\ U_{\text{відб}}(x) = U_{\text{відб}}(0)e^{-\gamma x}. \end{cases} \quad (2.1)$$

тоді:

$$\begin{aligned} u(x) &= U_{\text{пад}}(0)(e^{\gamma x} + \Gamma_H e^{-\gamma x}), \\ i(x) &= I_{\text{пад}}(0)(e^{\gamma x} - \Gamma_H e^{-\gamma x}). \end{aligned}$$

Потужність, зосереджена в будь-якому перетині ЛП, визначається формулою:

$$P(x) = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[u(x)i^*(x)] = \frac{|U_{\text{пад}}(0)|^2}{2\rho} (e^{2\alpha x} - \Gamma_0^2 e^{-2\alpha x}). \quad (2.2)$$

Потужність в навантаженні ЛП:

$$P_H = \frac{|U_{\text{пад}}(0)|^2}{2\rho} (1 - \Gamma_0^2). \quad (2.3)$$

Потужність на вході лінії передачі:

$$P_{\text{ВХ}} = \frac{|U_{\text{пад}}(0)|^2}{2\rho} (e^{2\alpha l} - \Gamma_0^2 e^{-2\alpha l}). \quad (2.4)$$

Коефіцієнт корисної дії (ККД) визначається як відношення P_H до $P_{\text{ВХ}}$ і може бути записаний на підставі (2.3) і (2.4) у вигляді формули:

$$\eta = \frac{1 - \Gamma_0^2}{e^{2\alpha l} - \Gamma_0^2 e^{-2\alpha l}}. \quad (2.5)$$

При $\beta l \ll 1$ ККД при $KБХ < 1$ визначається за формулою:

$$\eta = \frac{2\eta_{\text{max}}^2}{1 + \eta_{\text{max}}^2 + \frac{1}{2} \left(KБХ + \frac{1}{KБХ} \right)},$$

де $\eta_{\text{max}} = 1 - 2\alpha l$.

Якщо в ЛП є невеликі втрати, то графіки розподілу напруги, вхідного опору і т.д. стають «квазіперіодичними» (майже періодичними), так як модуль

коефіцієнта відображення слабо зменшується при віддаленні від навантаження і коливання графіків також зменшується. В цьому випадку для побудови графіків розподілу опору можна користуватися формулами (1.16) і (1.17), вважаючи, що в них $\Gamma(x) = \Gamma_0 e^{-2\alpha x}$.

Енергетична міцність лінії передачі визначається з умови:

$$U(l)_{\max} = \sqrt{2P_{\text{ВХ}} \rho_{\text{КСХ}}};$$

$$U_{\text{доп}} > U(l)_{\max}.$$

2.2 Принципи узгодження лінії передачі з навантаженням

Під узгодженням розуміється забезпечення в ЛП режиму біжучої хвилі шляхом включення в ЛП між навантаженням і генератором чисто реактивного узгоджувального чотириполюсника (УЧП), який трансформує навантаження яке не відбиває (узгоджене).

Загальний принцип узгодження комплексних опорів полягає в тому, що в лінію додатково включається узгоджувальний елемент, відбиття від якого компенсує відбиття від навантаження. При цьому прагнуть, щоб узгоджувальний елемент був розташований якомога ближче до навантаження. Це робиться для зменшення довжини неузгодженої ділянки лінії від навантаження до узгоджувального елемента. Включення в лінію узгоджувального елемента переслідує такі цілі:

- збільшення потужності передаваної в навантаження;
- збільшення електричної міцності лінії;
- збільшення ККД лінії;
- усунення шкідливого впливу відбитої хвилі на генератор.

В режимі змішаних хвиль в лінії відбувається чергування максимумів і мінімумів напруги. У місцях максимумів напруги виникають умови для електричного пробоя. Усунення відбитої хвилі призводить до зменшення напруги в максимумі. Тому по такій лінії можна передати більшу потужність або збільшити її електричну міцність.

Вплив узгодження на ККД лінії розглянуто вище. Встановлено, що ККД тим вище, чим краще узгоджена лінія з навантаженням, тобто чим менше модуль коефіцієнта відбиття $\Gamma_{\text{н}}$.

Способи вузькосмугового узгодження. Вузькою прийнято вважати смугу частот, що становить одиниці відсотків від середньої частоти. У цій смузі повинен бути забезпечений допустимий рівень узгодження $\text{КСХ} \leq \text{КСХ}_{\text{доп}}$. Типовий графік залежності КСХ тракту від частоти представлений на рис. 2.1. Конкретне значення $\text{КСХ}_{\text{доп}}$ визначається призначенням і типом тракту, умовами його експлуатації і лежить в межах 1,02 ...2.

В вузькій смузі частот в якості узгоджувальних елементів використовуються наступні пристрої: чвертьхвильовий трансформатор,

послідовний шлейф, паралельний шлейф, два і три послідовних чи паралельних шлейфу.

Такі узгоджувальні пристрої використовуються в лініях передачі різних типів (двопровідних, коаксіальних, полоскових, хвильоводних і т.д.). Тип лінії передачі визначає конкретну конструкторську реалізацію цих пристроїв.

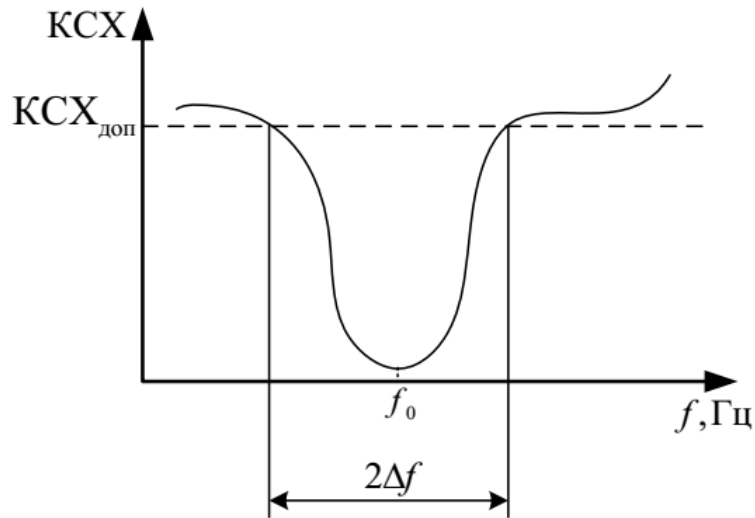


Рисунок 2.1 - Залежність КСХ тракту від частоти

Чвертьхвильовий трансформатор. Це пристрій який являє собою чвертьхвильовий відрізок лінії з хвильовим опором $\rho_{TP} \neq \rho$, включеним в розрив основної лінії передачі. Знайдемо місце включення трансформатора в лінію і його хвильовий опір (рис. 2.2).

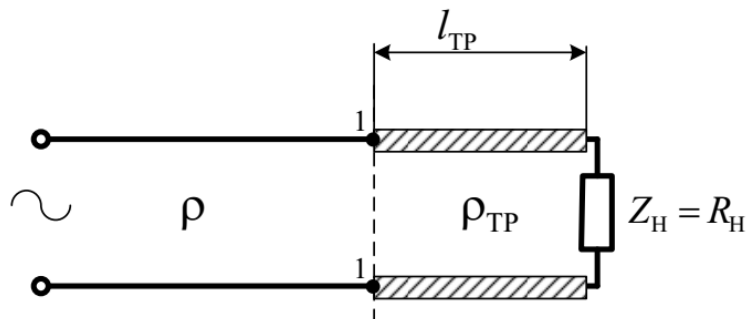


Рисунок 2.2 - Чвертьхвильовий трансформатор

Принцип роботи такого узгоджуючого пристрою заснований на властивості чвертьхвильового відрізка лінії, яке в даному випадку приймає вигляд:

$$Z(x_{11}) = \rho_{TP} \frac{Z_H + j\rho_{TP} \operatorname{tg}(kl_{TP})}{\rho_{TP} + jZ_H \operatorname{tg}(kl_{TP})}.$$

Вважаємо $l_{TP} = \frac{\lambda}{4}$, тоді

$$Z(x_{11}) = \frac{\rho_{TP}^2}{Z_H}. \quad (2.6)$$

У разі комплексного навантаження чвертьхвильовий трансформатор для узгодження може включатися в таких перетинах лінії x_0 , в яких вхідний опір лінії чисто активний. Вхідний опір лінії чисто активний в перетинах лінії, де напруга досягає максимуму або мінімуму. Тому чвертьхвильовий трансформатор включається в максимумах або мінімумах напруги і його хвильовий опір визначається зі співвідношення

$$Z(x_{11}) = \frac{\rho_{TP}^2}{Z(x_0)}, \quad (2.7)$$

де x_0 - координата першого максимуму або мінімуму амплітуди напруги з боку навантаження.

У максимумах напруги $Z(x_0) = \rho K C X$, тому при включенні трансформатора в максимум напруги його хвильовий опір $\rho_{TP} > \rho$. У мінімумах напруги $Z(x_0) = \frac{\rho}{K C X}$, тому при включенні трансформатора в мінімум напруги $\rho_{TP} < \rho$. Таким чином, вибір місця включення трансформатора (максимум або мінімум напруги) визначає відношення його хвильового опору з його хвильовим опором лінії, а це в свою чергу, визначає співвідношення геометричних розмірів поперечного січення трансформатора і лінії.

Послідовний шлейф. Узгоджувальний пристрій у вигляді послідовного шлейфа представляє собою відрізок зазвичай короткозамкненої лінії довжиною $l_{ш}$, з хвильовим опором ρ , який включається в розрив одного з дротів лінії (рис. 2.3). Узгодження досягається підбором місця включення шлейфа в лінію l_0 і довжини шлейфа $l_{ш}$.

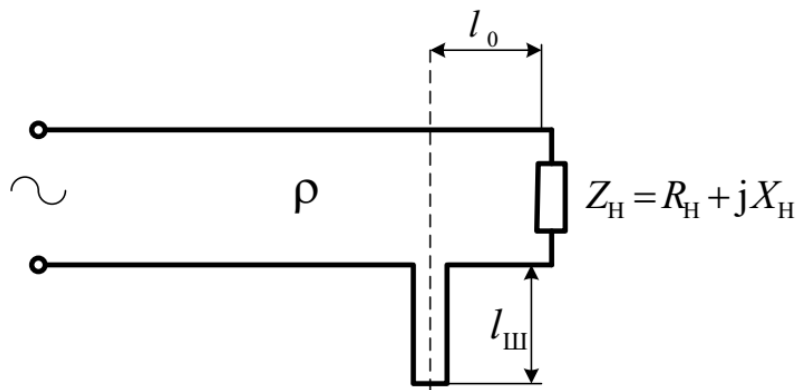


Рисунок 2.3 – Узгоджувальний послідовний короткозамкнений шлейф

Знайдемо l_0 і $l_{ш}$ з умови узгодження лінії в січенні $x = l_0$. У цьому січенні вхідний реактивний опір шлейфа $jX_{ш}(l_{ш})$ включено послідовно з опором лінії $Z(x_{ш}) = R(x_{ш}) + jX(x_{ш})$. Сума цих опорів повинна дорівнювати хвильовому опору ЛП. Розрахункові співвідношення можуть бути представлені у вигляді:

$$\begin{cases} l_0 = x_{\text{ш}} = \left(\frac{1}{k}\right) \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{\sqrt{KCX}}\right); \\ l_{\text{ш}} = \left(\frac{1}{k}\right) \operatorname{arctg}\left(\frac{KCX-1}{\sqrt{KCX}}\right). \end{cases} \quad (2.8)$$

З відношень (2.8) випливає, що послідовний шлейф необхідно включати в такому січенні лінії, де активна частина його вхідного опору дорівнює хвильовому опору лінії. Довжину шлейфу слід підбирати такою, щоб його реактивний опір був такий же за величиною і протилежний по знаку реактивній частині вхідного опору лінії в місці включення шлейфу.

Недолік такого способу узгодження полягає в тому, що при зміні навантаження змінюється не тільки довжина шлейфу, а й місце його включення в лінію. Конструктивно це вкрай незручно.

Паралельний узгоджувальний шлейф. Пристрій, що у вигляді паралельного шлейфу показано на рис. 2.4.

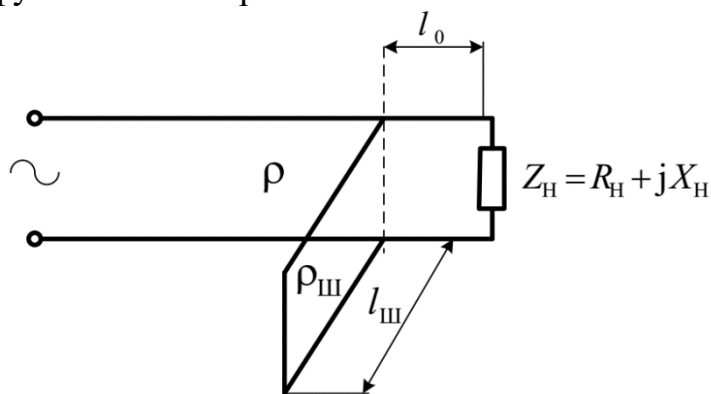


Рисунок 2.4 - Узгоджувальний паралельний короткозамкнений шлейф

Як і в попередньому випадку, узгодження досягається підбором місця підключення шлейфа $x = l_0$ в ЛП і довжини шлейфа $l_{\text{ш}}$.

Розрахункові співвідношення можуть бути представлені у вигляді:

$$\begin{cases} \operatorname{tg}(kl_0) = \frac{\rho X_H \pm \sqrt{\rho R_H ((R_H - \rho)^2 + X_H^2)}}{\rho(R_H - \rho)} \\ \operatorname{ctg}(kl_{\text{ш}}) = \pm \frac{\rho_{\text{ш}}}{\rho} \sqrt{\frac{R_H^2 + X_H^2 + \rho^2 - 2R_H\rho}{\rho R_H}}. \end{cases} \quad (2.9)$$

Паралельний шлейф потрібно включати в такому перетині лінії, в якому активна частина вхідної провідності лінії дорівнює хвильовій провідності, а довжину шлейфу слід вибирати так, щоб його реактивна провідність компенсувала реактивну частину вхідної провідності лінії.

Недоліки паралельного шлейфу такі ж, як і у послідовного: при зміні навантаження змінюються довжина шлейфу і місце його включення в лінію. В екранованих лініях змінювати місце включення шлейфу конструктивно незручно. Тому в якості узгоджувального пристрою застосовують два і три

послідовних або паралельних шлейфів. Однак в дводротовій лінії паралельний шлейф може бути зроблений рухомим, тобто переміщуваний уздовж лінії.

2.3 Способи широкосмугового узгодження.

На практиці застосовуються зчленування і елементи тракту, призначені для роботи у відносному діапазоні частот 10% і більше. Такий діапазон частот прийнято називати *широким*, а пристрої, що працюють в такому діапазоні частот - *широкосмуговими*. У технічних вимогах до цих пристроїв вказується діапазон частот і допустима неузгодженість $K_{CX} \leq K_{CX_{дон}}$ в цьому діапазоні частот. Завдання широкосмугового узгодження виникає, наприклад, при необхідності стикування ліній передачі з різними розмірами або формами поперечних перерізів, а також при роботі тракту з широкосмуговими сигналами, наприклад, лінійно-частотно-модульованих або шумоподібних.

Основними широкосмуговими узгоджувальними пристроями є:

- широкосмугові частотні компенсатори;
- ступінчасті трансформатори;
- плавні переходи або неоднорідні лінії.

Розглянемо принцип роботи кожного з цих пристроїв.

Принцип частотної компенсації складається у взаємній компенсації частотних змін опору навантаження і узгоджувальних елементів. Його можна здійснити за рахунок підбору необхідного закону частотної зміни опору узгоджувальних елементів. Розглянемо широкосмугове узгодження комплексних опорів за допомогою одного шлейфу (рис. 2.5, а).

Припустимо, що графік провідності узгоджуваного навантаження

$$Y_H = \frac{1}{Z_H} = G_H + jB_H \text{ має вигляд, як зображено на рис. 2.5, б. На цьому ж}$$

рисунку представлений графік вхідної реактивної провідності узгоджувального шлейфа $B_{ш}$ (рис. 2.5, в), включеного за схемою рис. 2.5, а.

Нахил кривої $B_{ш}$ підібраний приблизно рівним нахилу кривої B_H з протилежним знаком. Тому сумарна реактивна провідність $B_H + B_{ш}$ зменшується і менше змінюється з частотою, ніж реактивна провідність навантаження. Вхідний опір короткозамкнутого шлейфу визначається співвідношенням

$$Z_{вхш} = j\rho_{ш} \operatorname{tg}(kl_{ш}).$$

Звідси можна визначити вхідну провідність шунта

$$B_{ш} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{ctg}\left(\frac{2\pi}{\lambda} l_{ш}\right).$$

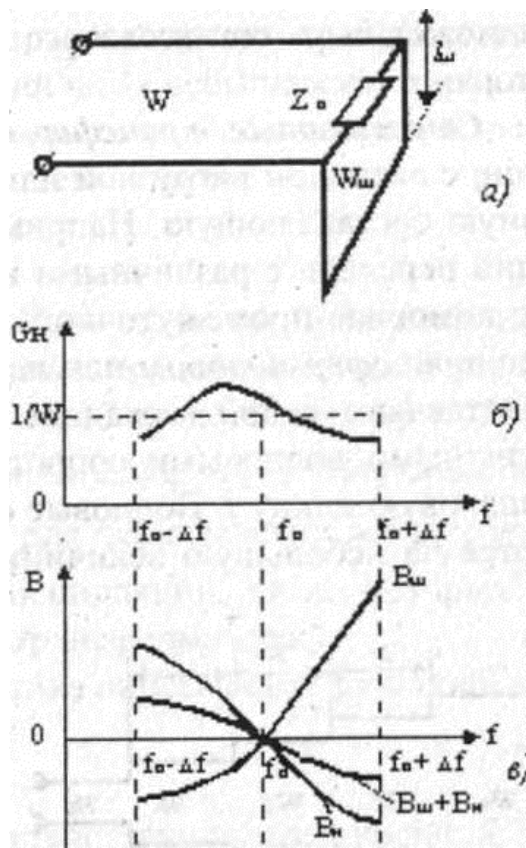


Рисунок 2.5 - Узгодження в смузі частот за допомогою одного шлейфу:
а) схема узгоджувального пристрою; б) графіки провідності навантаження та шлейфа

Таким чином, підбором величини хвильового опору шлейфу і його довжини можна змінювати нахил кривої B_{III} і смугу частот, в якій реактивна провідність змінюється в допустимих межах.

Активна складова провідності навантаження при необхідності може бути узгоджена з допомогою чвертьхвильового трансформатора.

Ступінчасті трансформатори застосовуються для узгодження лінії з активним навантаженням або навантаженням, що має невелику реактивну складову. Наприклад, узгодження при зчленуванні двох ліній передачі з різними хвильовими опорами досягається за допомогою проміжного нерегулярного відрізка лінії, званого трансформатором або переходом. Ступінчасті трансформатори являють собою каскадне включення відрізків ліній передачі з різними хвильовими опорами, але мають однакову довжину. Хвильові опору сусідніх сходинок відрізняються на невелику величину, і відбиття від них невелике. Принцип роботи ступінчастого трансформатора полягає в тому, що завжди знайдеться хоча б пара сходинок, відбиття від яких компенсується. Чим більше сходинок, тим краще узгодження і ширше смуга пропускання. Структура трансформатора визначається числом сходинок n , довжиною сходинки l_i і відношенням хвильових опорів сусідніх сходинок. Властивості трансформатора описуються його частотною характеристикою,

яка представляє собою залежність робочого згасання L від частоти. Під робочим загасанням розуміють величину

$$L = \frac{P_{\text{ВХ}}}{P_{\text{ВИХ}}} \text{ або } L = 10 \lg \left(\frac{P_{\text{ВХ}}}{P_{\text{ВИХ}}} \right), \text{ дБ},$$

де $P_{\text{ВХ}}$ і $P_{\text{ВИХ}}$ - потужність на вході і виході трансформатора відповідно. Згасання в трансформаторі визначається відбиттям від його входу в смузі частот [7]. При цьому в якості аргументу функції робочого згасання L беруть величину $\frac{2\pi}{\lambda}l$. Тому частотна характеристика трансформатора являє собою залежність робочого загасання L від електричної довжини сходинки.

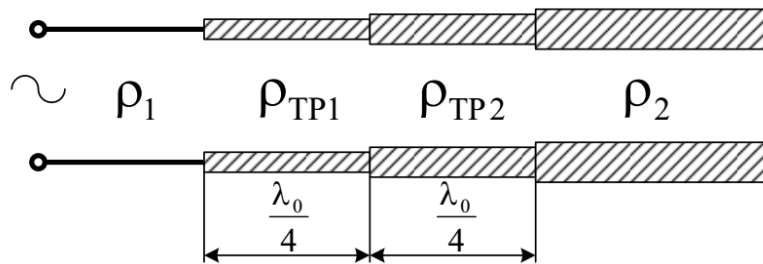


Рисунок 2.6 - Двоступеневий трансформатор

Хвильовий опір відрізків двоступеневого трансформатора (рис. 4.6) визначається співвідношеннями:

$$\begin{cases} \rho_{\text{ТР1}} = \sqrt{\rho_1 \sqrt{\rho_1 \rho_2}}; \\ \rho_{\text{ТР2}} = \sqrt{\rho_2 \sqrt{\rho_1 \rho_2}}. \end{cases} \quad (2.10)$$

В більшості випадків визначення структури трансформатора по заданій смузі частот $2\Delta f$ і допустимій неузгодженості $KCX_{\text{дон}}$ є завданням синтезу узгоджувального пристрою.

Плавні переходи використовуються також для узгодження активних навантажень і можуть розглядатися як граничний випадок ступінчатого переходу при збільшенні числа сходинок n до нескінченності і незмінній довжині переходу. Частотні характеристики плавних переходів неперіодичні. Найбільш часто вживаються на практиці експоненційний перехід, чебишевський перехід і імовірнісний перехід, який є граничним випадком ступеневої переходу з максимально плоскою характеристикою.

Плавний перехід, по суті, є нерегулярною дводротовою лінією передачі, в якій погонні параметри і хвильовий опір - функції позовжньої координати (рис. 2.7).

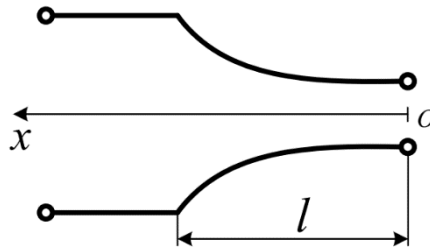


Рисунок 2.7 - Плавний перехід у вигляді експоненційної лінії

При цьому еквівалентна схема елементарної ділянки такої лінії довжиною dx має вигляд, як і для регулярної лінії (рис. 1.8). Тому залишаються справедливими телеграфні рівняння (1.8). Можна показати, що хвильовий опір в такій лінії змінюється за експоненціальним законом:

$$\rho(x) = \rho_0 e^{bx}$$

де ρ_0 - хвильовий опір на початку лінії; b - коефіцієнт, який визначає швидкість зміни хвильового опору вздовж лінії. Підбираючи значення ρ_0 і b , можна забезпечити широкосмугове узгодження. Ефективність узгодження залежить від швидкості зміни хвильового опору вздовж лінії. Чим повільніше змінюється, тим ширше смуга узгодження і більше довжина переходу.

Недоліком плавних експоненційних переходів є їх велика довжина при значних перепадах хвильового опору. Наприклад, при $\frac{\rho(x=l)}{\rho_0} = 7,4$ і

дозволі на неузгодженість $|\Gamma_{max}| \leq 0,05$ довжина переходу $l \geq 3\lambda$. При цьому довжина оптимального чебишовського переходу в 3...4 рази менше. Серед плавних переходів при однакових перепадах хвильових опорів, нижній граничній частоті і дозволі на неузгодженість найменшу довжину мають чебишовські переходи.

Порівняння ступінчатих і плавних переходів показує, що при однакових параметрах довжина ступінчатого переходу помітно менше, ніж плавного. Однак при цьому смуга пропускання плавного переходу набагато ширше. При підвищених вимогах до електричної точності плавний перехід краще ступінчатого. Зниження електричної міцності останнього пояснюється концентрацією електромагнітного поля в місцях стиків окремих сходинок.

Тема 3. НВЧ-фільтри, атенюатори, фазообертачі. Розгалужені тракти НВЧ

Тракт МХД будь якої радіотехнічної системи складається з великої кількості різних пристроїв МХД. До їх числа відносяться відрізки ліній передачі, роз'єми, вигини і скручування, погоджуючі пристрої, фазообертачі, фільтри МХД, дільники потужності МХД, невзаємні пристрої МХД з використанням феритів, комутуючі пристрої і т.д. Загальним для цих і їм подібних пристроїв є те, що вони належать до класу пристроїв з *розподіленими параметрами*. Геометричні розміри цих пристроїв можна порівняти з довжиною хвилі електромагнітних коливань. Це визначає всю специфіку розрахунку і проектування пристроїв МХД, так як процеси, що відбуваються в них, мають *хвильовий характер*. Теорія пристроїв МХД тісно пов'язана з електродинамікою і включає в себе два великі розділи: аналіз пристроїв МХД і синтез пристроїв МХД.

Завдання синтезу пристроїв МХД полягає у визначенні структури і геометричних розмірів елементів пристрою МХД по заданих його характеристиках.

Вивчення зовнішніх характеристик пристроїв техніки МХД може проводитися без конкретизації їх внутрішньої структури. Це дозволяє розглядати пристрій МХД як якийсь «чорний ящик», що має певне число виходячих з нього ліній передачі МХД. Кожна з цих ліній передачі також є пристроєм з розподіленими параметрами, для якого неодмінним є хвильовий характер електромагнітних процесів. Це призводить до необхідності фіксування поздовжніх координат поперечних перерізів ліній передачі або, як кажуть, фіксувати клемні площини. Щодо цих клемних площин проводиться відлік фаз, а в деяких випадках і амплітуд падаючих і відбитих хвиль. Зсув клемних площин уздовж вхідних ліній передачі призводить до зміни зовнішніх характеристик пристроїв МХД. У більшості випадків у вхідних ЛП пристроїв МХД єдиною поширюваною хвилею є хвиля основного типу. Хвилі інших типів знаходяться в закритичному режимі. Клемні площини пристрою МХД прагнуть розташовувати таким чином, щоб амплітудами закритичних хвиль в них можна було б знехтувати [8].

Надалі будемо розглядати пасивні лінійні пристрої МХД. Пристрій МХД називається пасивним, якщо в його склад не входять активні перетворюючі або посилюючі елементи, наприклад, транзистори, електронні пристрої МХД і т.д. Лінійність пристрою МХД означає незалежність його характеристик від підведеної до нього потужності. Зовнішні характеристики пасивних лінійних пристроїв МХД пов'язані між собою системами лінійних алгебраїчних рівнянь. Тому в теорії пристроїв МХД широко використовується математичний апарат теорії матриць.

Методи опису неоднорідностей хвилеводного тракту. У техніці МХД прийнято кожному пристрою МХД ставити у відповідність деякий багатополосник. При цьому кожній розповсюдженій хвилі у вхідних лініях передачі пристрою МХД ставиться у відповідність пара клем цього

еквівалентного багатополюсника. Надалі будемо вважати, що у вхідних лініях передачі поширюються лише хвилі основних типів. Тоді число пар клем еквівалентного багатополюсника збігається з числом вхідних ліній передачі пристрою МХД. Входи пристрою МХД представляють собою поперечні перетини вхідних ліній передачі.

На кожній парі клем еквівалентного багатополюсника можуть бути визначені комплексні напруги u_n і струми i_n . Способи завдання еквівалентних напруг і струмів можуть бути різні. Будемо розглядати лінійні пасивні багатополюсники. Струми і напруга на входах багатополюсника можна пов'язати системою співвідношення,

$$\begin{cases} U_1 = Z_{11}J_1 + Z_{12}J_2 + \dots + Z_{1n}J_n \\ U_2 = Z_{21}J_1 + Z_{22}J_2 + \dots + Z_{2n}J_n \\ \dots \\ \dots \\ U_n = Z_{n1}J_1 + Z_{n2}J_2 + \dots + Z_{nn}J_n \end{cases}$$

котра в матричній формі приймає вигляд

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \dots \\ \dots \\ U_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1n} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ Z_{n1} & Z_{n2} & \dots & Z_{nn} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} J_1 \\ J_2 \\ \dots \\ \dots \\ J_n \end{bmatrix} \quad (1)$$

де $z_{ik} = \frac{U_i}{J_k}$ - взаємні опори i -го та k -го входу в режимі холостого ходу

на всіх входах, окрім k -го;

$z_{ii} = \frac{U_i}{J_i}$ - власний опір i -го входу, визначається в режимі холостого ходу

на всіх входах, крім i -го.

Також використовують нормування елементів матриці опорів $[Z]$:

$$P_i = \frac{1}{2W_i} U_i U_i^* = \frac{1}{2} J_i J_i^* W_i = \frac{1}{2} U_i U_i^* = \frac{1}{2} i_i i_i^*$$

$$U_i = U_i / \sqrt{W_i}, \quad i = \sqrt{W_i} J_i$$

$$Z_{ik} = Z_{ik} \sqrt{\frac{W_k}{W_i}}$$

$$[Y]^{-1} = [Z].$$

Багатополіусник – реактивний, якщо елементи його матриці опорів чисто реактивні.

Аналізуючи роботу пристроїв МХД завжди існує формальна імовірність переходу від електричних і магнітних полів, що характеризуються їх напруженням до їх еквівалентних напружень, «прикладених» до затискачів пристрою, і еквівалентних струмів, «поточних», на цих затискачах. При цьому функціональні особливості будь-якого хвильового елемента, що визначають його взаємодію з різними вузлами тракту, описуються за допомогою деяких коефіцієнтів, що об'єднуються в матрицю. Матриця будь-якого елемента визначена, якщо в ньому відома структура електромагнітного поля.

Повне поле в лінії передачі можна представити у вигляді оцінки суми падаючої і відбитої хвиль (або падаючої з іншого плеча) з нормованими амплітудами $U_{пад}$ і $U_{відб}$. Це уявлення зручно використовувати і при описі МХД елементів, при цьому отримані хвильові матриці об'єднують коефіцієнти зв'язку між величинами падаючих і відбитих хвиль в плечах даного елемента.

Для прикладу розглянемо трьохплечий хвильовий елемент (рис. 3.1).

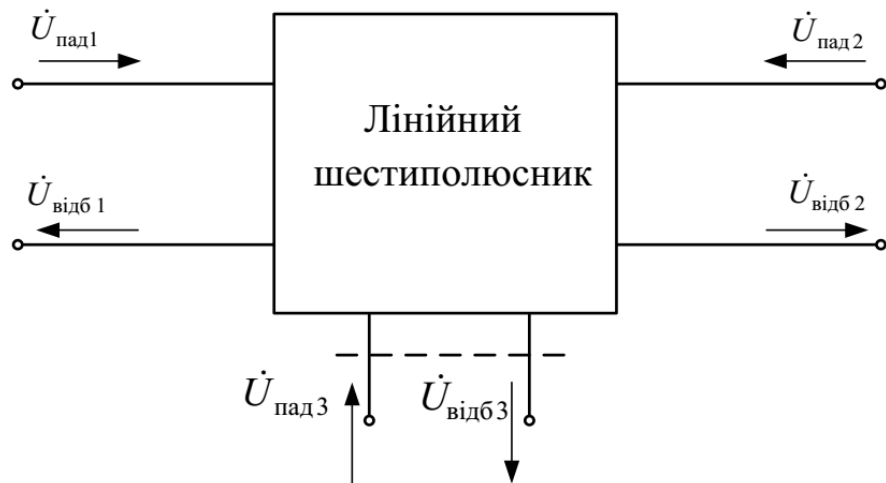


Рисунок 3.1 - Модель шестиполіусника

Вибравши в кожному плечі площину відліку, в якій вимірюються амплітуда і фаза падаючих хвиль, отримаємо наступні співвідношення в плечах елемента:

$$\begin{cases} \dot{U}_{\text{відб}1} = S_{11}\dot{U}_{\text{пад}1} + S_{12}\dot{U}_{\text{пад}2} + S_{13}\dot{U}_{\text{пад}3}; \\ \dot{U}_{\text{відб}2} = S_{21}\dot{U}_{\text{пад}1} + S_{22}\dot{U}_{\text{пад}2} + S_{23}\dot{U}_{\text{пад}3}; \\ \dot{U}_{\text{відб}3} = S_{31}\dot{U}_{\text{пад}1} + S_{32}\dot{U}_{\text{пад}2} + S_{33}\dot{U}_{\text{пад}3}, \end{cases} \quad (3.1)$$

де S_{ij} - комплексні коефіцієнти, що характеризують хвилеводний вузол.

Нехай джерело включене в i -е плече $U_{\text{пад}i} \neq 0$, а до решти плечей хвилеводного елемента підключені узгоджені навантаження, тобто $U_{\text{пад}j} = 0$. Тоді при $j = i$ коефіцієнт S_{ii} являє собою коефіцієнт відбиття хвилі в i -му плечі.

$$S_{ii} = \frac{\dot{U}_{\text{відб}i}}{\dot{U}_{\text{пад}i}}, \quad (3.2)$$

а при $i \neq j$ коефіцієнт S_{ij} - коефіцієнт передачі хвилі з j -го плеча в i -е:

$$S_{ij} = \frac{\dot{U}_{\text{відб}i}}{\dot{U}_{\text{пад}j}}. \quad (3.3)$$

У випадках, коли $|U_{\text{пад}i}| = \text{const}$ система (5.1) може бути записана в матричному вигляді:

$$\begin{bmatrix} \dot{U}_{\text{відб}1} \\ \dot{U}_{\text{відб}2} \\ \dot{U}_{\text{відб}3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \dot{U}_{\text{пад}1} \\ \dot{U}_{\text{пад}2} \\ \dot{U}_{\text{пад}3} \end{bmatrix}, \quad (3.4)$$

де матриця $[S]$ – матриця розсіювання.

3.1 Матриця розсіювання багатополюсника.

Матриця розсіювання багатополюсника. Розглянемо деякий багатополюсник (рис.3.2).



Рисунок 3.2 - Лінійний багатополюсник

Матриця розсіювання для нього має вигляд:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \dots & S_{1N} \\ S_{21} & S_{22} & \dots & S_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_{N1} & S_{N2} & \dots & S_{NN} \end{bmatrix}.$$

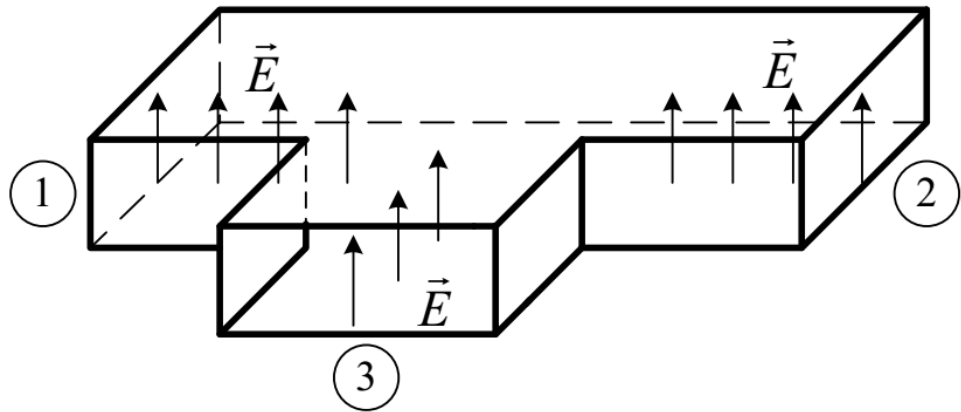
Для симетричних багатополюсників $S_{ij} = S_{ji}$. Кількість елементів матриці, які потрібно визначити складає $\frac{N(N+1)}{2}$.

Скористаємося властивістю унітарності матриці, коли:

$$\sum_{i=1}^N S_{ij} S_k^* = \begin{cases} 1, j = k; \\ 0, j \neq k. \end{cases}$$

Вся подана в плече j енергія розподіляється по всім плечам, які повинні бути узгоджені зі своїми навантаженнями. Незбудження сусіднього плеча – умова незалежного збудження плеч [8].

Матриця розсіювання хвиеводного H -трийника. H -трийник - пристрій для розгалуження енергії вздовж вузької стінки хвиеводу (рис. 3.3). Розподіл потужності здійснюється синфазно. Для отримання в плечі 3 сумарної потужності з плечей 1 і 2, останні потрібно збуджувати синфазно.

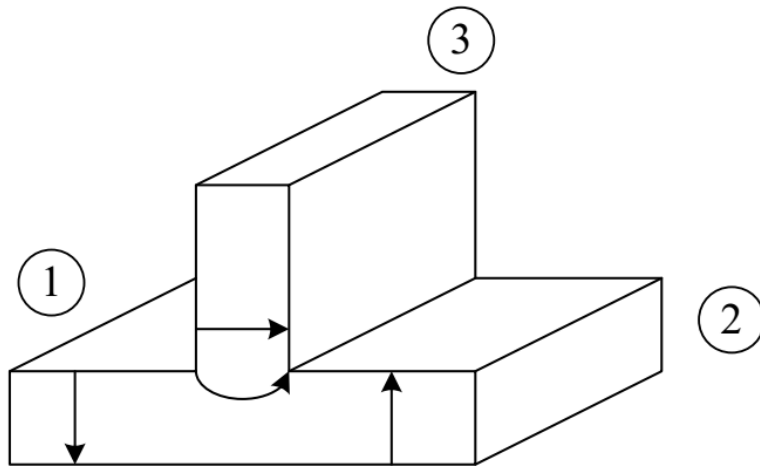
Рисунок 3.3 – Хвиеводний H -трійник

Матриця розсіювання H – площинного хвиеводного трійника, при внутрішньому узгодженні з боку плеча 3, а плечі 1 і 2 навантажені на узгоджені навантаження, має вигляд:

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{bmatrix},$$

де нумерація рядків і стовпців відповідає нумерації плечей.

Матриця розсіювання хвиеводного E -трійника. E -трійник – пристрій для розгалуження енергії уздовж широкої стінки хвиеводу (рис. 3.4).

Рисунок 3.4 - Модель хвиеводного E -трійника

Матриця розсіювання E -трійника, внутрішньо узгодженого з боку плеча 3, а плечі 1 і 2 навантажені на узгоджені навантаження, має вигляд:

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & -1 \\ 1 & -1 & 0 \end{bmatrix}.$$

Розподіл потужності здійснюється противофазно. Для отримання в плечі 3 сумарної потужності з плечей 1 і 2, останні потрібно збуджувати протифазно, а для віднімання потужностей з плечей 1 і 2 - збуджувати їх синфазно.

Матриця розсіювання подвійного хвилеводного трійника (рис. 3.5). Передбачається, що на входах подвійного трійника існують хвилі основного типу H_{10} . В такому багатополоснику відсутні невзаємні пристрої. Такий багатополосник - взаємний.

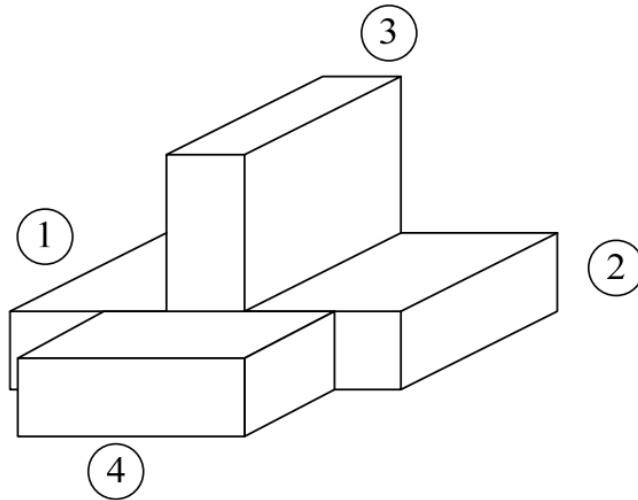


Рисунок 3.5 - Подвійний хвилеводний трійник

Використаємо властивість симетрії багатополосників.

Нехай багатополосник збуджується зі входу 3. Решта входів узгоджені. У цьому випадку поле формується на виходах 1 і 2 (рис. 3.6, а) в протифазі: $S_{13} = -S_{23}$.

Збудження на вхід 4 не пройде: $S_{43} = 0$.

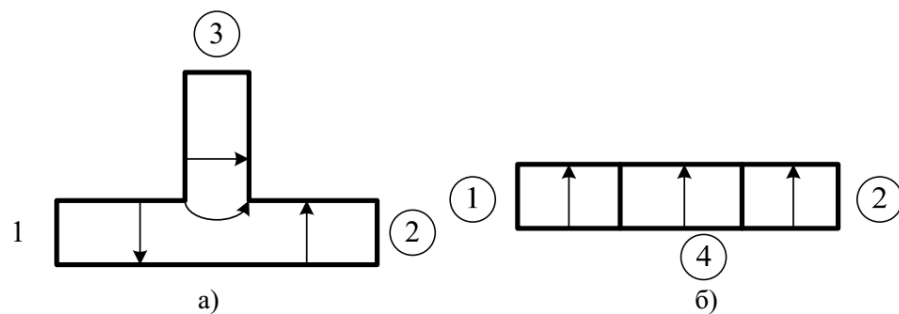


Рисунок 3.6 - До опису принципу роботи подвійного хвилеводного трійника

Уявімо, що збуджується вхід 4, інші узгоджені. Принцип розподілу потужності такий, як і в H -трійнику: $S_{14} = S_{24}$. Енергія в плече 3 не надходить: $S_{34} = 0$.

$$\begin{aligned}
|S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 + |S_{13}|^2 + |S_{14}|^2 &= 1; \\
|S_{31}|^2 + |S_{32}|^2 + |S_{33}|^2 + |S_{34}|^2 &= 1; \\
|S_{41}|^2 + |S_{42}|^2 + |S_{43}|^2 + |S_{44}|^2 &= 1.
\end{aligned}$$

Звідси

$$\begin{aligned}
|S_{41}|^2 &= |S_{31}|^2 = \frac{1}{2}. \\
S_{41} &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\psi}; \quad S_{31} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\varphi} \\
S_{31} &= -S_{32}.
\end{aligned}$$

Повна матриця розсіювання має вигляд:

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & e^{i\varphi} & e^{i\psi} \\ 0 & 0 & -e^{i\varphi} & e^{i\psi} \\ e^{i\varphi} & -e^{i\varphi} & 0 & 0 \\ e^{i\psi} & e^{i\psi} & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Для випадку узгодженої матриці розсіювання, коли фази елементів матриці $\varphi = \psi = 0$, тоді:

$$[S] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

Матриця дає зв'язок між амплітудами падаючих і відбитих хвиль на входах багатополюсника:

$$\begin{bmatrix} \dot{U}_{\text{відб}1} \\ \dot{U}_{\text{відб}2} \\ \dot{U}_{\text{відб}3} \\ \dot{U}_{\text{відб}4} \end{bmatrix} = [S] \cdot \begin{bmatrix} \dot{U}_{\text{пад}1} \\ \dot{U}_{\text{пад}2} \\ \dot{U}_{\text{пад}3} \\ \dot{U}_{\text{пад}4} \end{bmatrix}.$$

Визначимо $\dot{U}_{\text{відб } i}$:

$$\begin{cases} \dot{U}_{\text{відб } 1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\dot{U}_{\text{пад } 3} + \dot{U}_{\text{пад } 4}); \\ \dot{U}_{\text{відб } 2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (-\dot{U}_{\text{пад } 3} + \dot{U}_{\text{пад } 4}); \\ \dot{U}_{\text{відб } 3} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\dot{U}_{\text{пад } 1} - \dot{U}_{\text{пад } 2}); \\ \dot{U}_{\text{відб } 4} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\dot{U}_{\text{пад } 1} + \dot{U}_{\text{пад } 2}). \end{cases}$$

Мостові пристрої МХД. Мостові пристрої - це восьмиполюсники, що володіють такими властивостями: при збудженні одного з плечей сигнал на друге плече не проходить (властивість розв'язки). Сигнал на останніх 2-х входах ділиться навпіл.

Приклади мостових пристроїв. Кільцевий міст, хвильоводно щілинний міст, подвійний хвильоводний трійник.

Кільцевий міст виконується на коаксialьних, хвильоводних, смужкових лініях передачі (рис. 3.7).

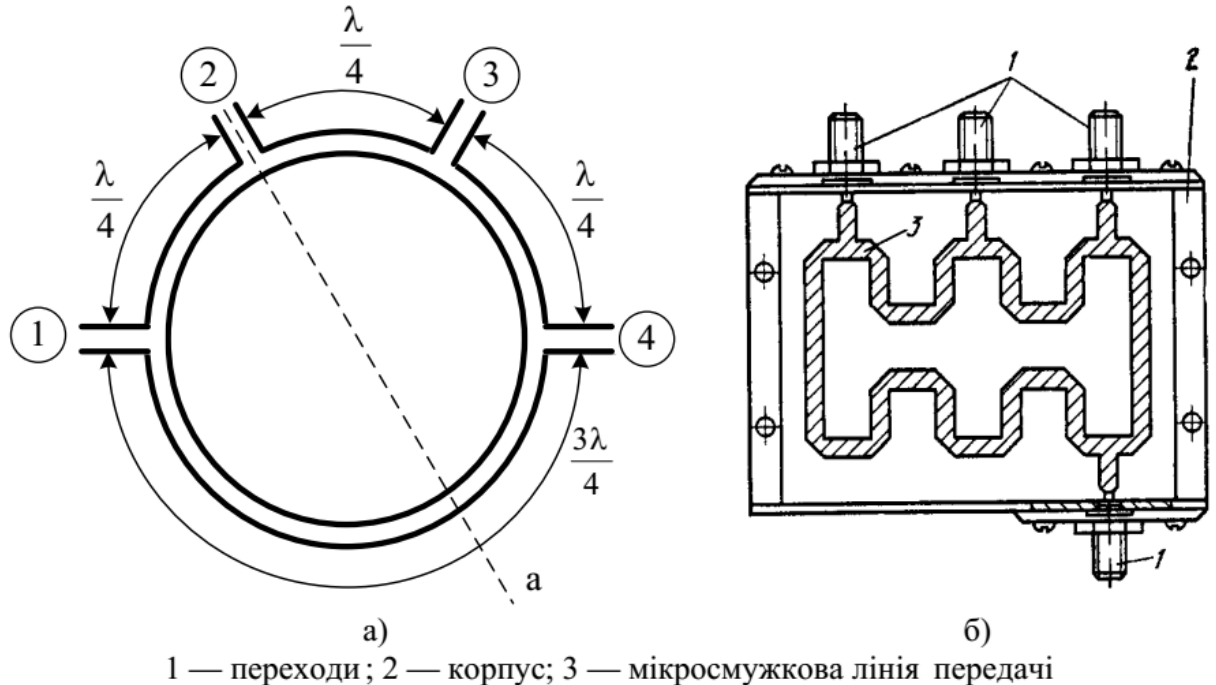


Рисунок 3.7 - Кільцевий міст: а) схема; б) конструкція

Нехай збуджується вхід 2, а решта навантажені на узгоджені навантаження. У кільцевій коаксialьній лінії збуджуються дві хвилі протилежного напрямку. Пройшовши однаковий шлях, поля цих хвиль

складаються в перерізі a (пучність напруги) перетину $a - a$ еквівалентно холостому ходу і відстає від входу 4 на $\frac{\lambda}{4}$. Холостий хід через $\frac{\lambda}{4}$ перераховується в коротке замикання. Сигнал на вхід 4 не продить, а ділиться навпіл між входами 1 і 3. Аналогічно можна розглянути збудження з будь-якого іншого входу. Визначимо хвильовий опір кільця ρ_k , якщо відомі хвильові опори входів $\rho_{лп}$.

Розглянемо випадок синфазних сигналів на входах 1 і 3 - кільцевий міст складено з H -трійників. Опір $\rho_{лп}$ перераховується зі входу 1 до входу 2, як деякий опір Z_1 і зі входу 3 перераховується в Z_2 на вхід 2. Дані опори на вході 2 паралельні.

$$Z_{вх2} = \frac{Z_2}{2} = \rho_{лп}; \quad Z_2 = 2\rho_{лп};$$

$$\rho_{лп} Z_2 = \rho_k^2; \quad \rho_k = \rho_{лп} \sqrt{2}.$$

В випадку, коли кільцевий міст складено з E -трійників, хвильовий опір кільця і ліній передачі повинні бути пов'язані співвідношенням:

$$\rho_k = \frac{\rho_{лп}}{2}$$

3.2 Хвилеводно-щілинний міст

Хвилеводно-щілинний міст. Розглянемо хвилеводно-щілинний міст, представлений на рис. 3.8.

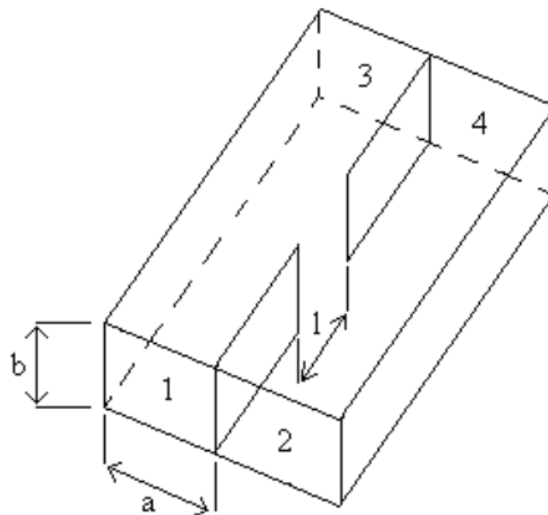


Рисунок 3.8 - Модель хвилеводно-щілинного моста

Вважаємо, що в хвилеводах на входах 1, 2, 3, 4 збуджуються хвилі H_{10} . Нехай міст збуджується з боку плечей 1 і 2 (рис. 3.9). У випадку, показаному на рис. 3.9, а в області щілини збуджується хвиля H_{10} .

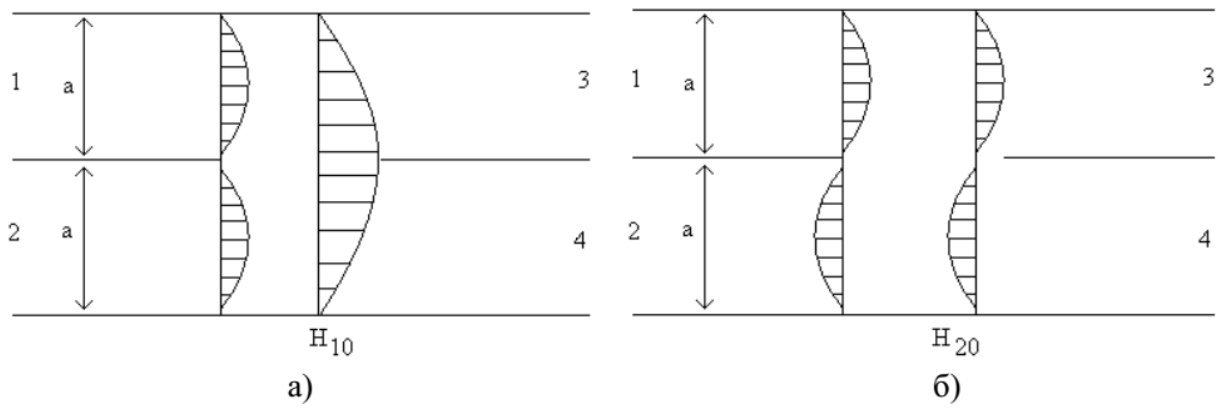


Рисунок 3.9 - Опис принципу роботи хвелеводно-щілинного моста

Визначимо довжину хвилі в області щілини:

$$\Lambda_1 = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{4a}\right)^2}}.$$

У випадку протифазного збудження (рис. 3.9, б) в області щілини збуджується хвиля H_{20}

$$\Lambda_2 = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}.$$

Хвилі цих типів, поширюючись в області щілини отримують запізнювання за фазою:

$$\varphi_{H10} = \frac{2\pi}{\Lambda_1} l; \quad \varphi_{H20} = \frac{2\pi}{\Lambda_2} l.$$

На входах 3 і 4, поля цих хвиль складаються з різницею фаз

$$\Delta\varphi = \left(\frac{2\pi}{\Lambda_1} - \frac{2\pi}{\Lambda_2} \right) l.$$

Для того, щоб різниця фаз становила $\frac{\pi}{2}$ вибирається довжина щілини

$$l = \frac{1}{4} \frac{\Lambda_1 \Lambda_2}{\Lambda_2 - \Lambda_1}.$$

Розглянемо сигнал на вході 3. Сигнал на входах 3 і 4 ділиться навпіл. При цьому сигнал на вході 3 випереджає сигнал на вході 4. Хвилі, поширюючись в області щілини на входах 3 і 4 зустрічають неоднорідність. В результаті з'являються відбиті хвилі. Для їх компенсації (для налаштування моста) вводять регульований штир. Можна регулювати або перехідне послаблення, або спрямованість (розв'язку на вході 2 і рівень сигналів на вході 3 і 4). Також можна розглянути збудження з інших входів.

3.3 Спрямовані відгалужувачі.

Спрямовані відгалужувачі. Спрямовані відгалужувачі (рис. 3.10) - це 8- полюсник, один вхід якого розв'язаний. Цей пристрій використовується для відгалуження частини потужності в деяку вторинну лінію передачі. Це повністю взаємний пристрій.

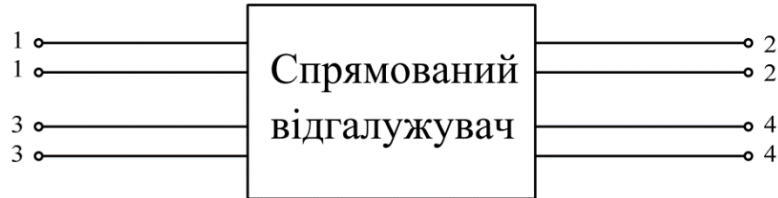


Рисунок 3.10 - Модель спрямованого відгалужувача

Коефіцієнти його матриці розсіювання можна згрупувати наступним чином:

$$\begin{cases} S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} = A; \\ S_{12} = S_{21} = S_{34} = S_{43} = B; \\ S_{13} = S_{31} = S_{24} = S_{42} = C; \\ S_{14} = S_{41} = S_{23} = S_{32} = D. \end{cases}$$

Тоді матрицю розсіювання можна записати у вигляді:

$$[S] = \begin{bmatrix} A & B & C & D \\ B & A & D & C \\ C & D & A & B \\ D & C & B & A \end{bmatrix}.$$

На практиці спрямований відгалужувач в двох режимах роботи (рис. 3.11).

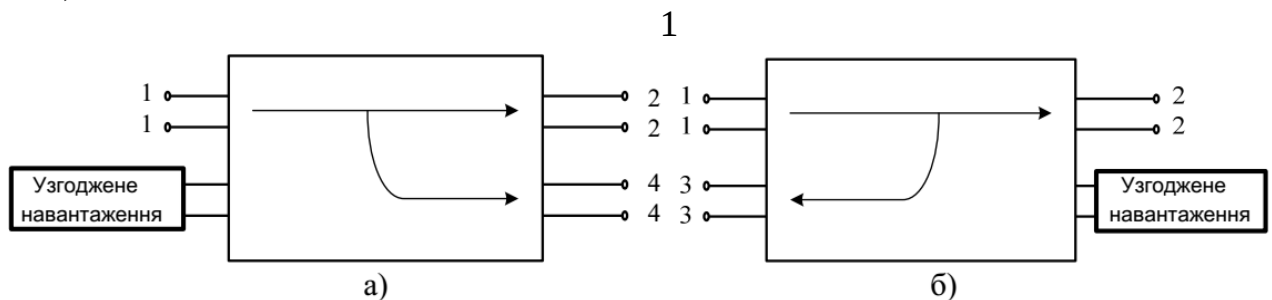


Рисунок 3.11 - Режими роботи спрямованого відгалужувача:
а) співнапрявлені; б) протинапрявлені

Для співспрямованих відгалужувачів матриця розсіювання має вигляд:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & \pm j\sqrt{1-D^2} & 0 & D \\ \pm j\sqrt{1-D^2} & 0 & D & 0 \\ 0 & D & 0 & \pm j\sqrt{1-D^2} \\ D & 0 & \pm j\sqrt{1-D^2} & 0 \end{bmatrix}.$$

Співспрямовані відгалужувачі мають такі характеристики:

1) перехідне послаблення (A)

$$A = 10 \lg \frac{P_1}{P_4} = -20 \lg D, \text{ дБ}$$

2) робоче згасання (L)

$$L = 10 \lg \frac{P_1}{P_2} = -10 \lg (1 - D)^2, \text{ дБ}$$

3) спрямованість (M)

$$M = 10 \lg \frac{P_4}{P_3} = -20 \lg \left| \frac{D}{C} \right|, \text{ дБ}$$

4) коефіцієнт стоячих хвиль (КСХ)

$$\text{КСХ} = \frac{1 + |S_{11}|}{1 - |S_{11}|}.$$

Тема 4. Керуючі і невзаємні пристрої НВЧ. Антенні перемикачі. Феритові вентиля і циркулятори.

4.1 Керування амплітудою і фазою сигналів мікрохвильового діапазону

В сучасних радіотехнічних системах широко застосовують пристрої управління амплітудою (багатоканальні перемикачі, атенюатори, амплітудні модулятори, обмежувачі) і фазою (фазообертачі) МХ сигналу.

Для таких цілей використовують МХ діоди. Керуючий МХ діод може включатися в лінію послідовно або паралельно.

В мікросмужковій лінії безкорпусні діоди зазвичай включають паралельно. Принцип роботи багатоканального перемикача (рис. 4.1) полягає в тому, що при подачі позитивного зміщення діод відкривається, його опір стає набагато менше Z_0 і лінія в цьому перерізі шунтується діодом.

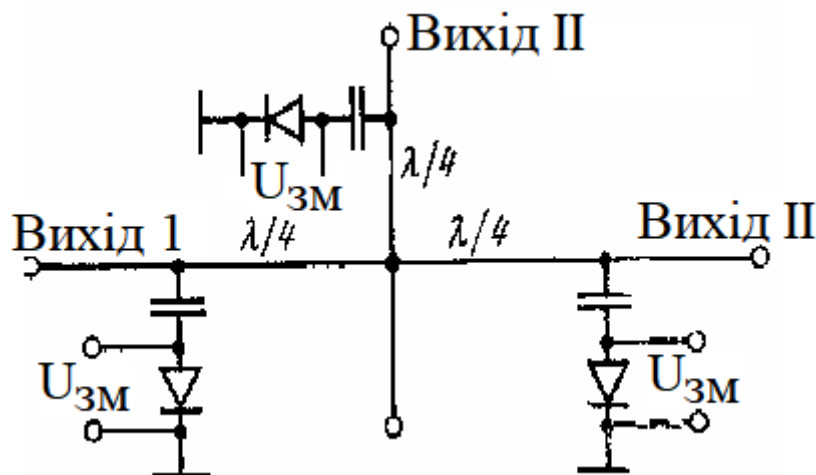


Рисунок 4.1 – Схема багатоканального перемикача

Під'єднувана потужність від цього перетину лінії. Якщо ж на діод подати негативне зміщення, то він закривається, його опір стає великим і не шунтує лінію. У діоді поглинається невелика частка перемикаємої потужності. Це дозволяє виконувати перемикачі для відносно великої потужності на малопотужних приладах. Якщо ця потужність мала (менше 1 Вт), то можна застосовувати МХ діоди різних типів: варактори, тунельні діоди та ін. Якщо ж рівень потужності перевищує 1 Вт, то придатні тільки р-і-п діоди, здатні розсіяти до 10 Вт середньої потужності. Необхідно відзначити, що вносяться втрати в перемикачі в режимі пропускання L_{Π} і замикання L_3 пов'язані залежністю:

$$\frac{\sqrt{L_3} - 1}{\sqrt{L_{\Pi}} - 1} = \frac{R_{\max}}{R_{\min}} = K,$$

де $R_{\max}$, $R_{\min}$ - опори діода при подачі негативного і позитивного зміщення відповідно, K - якість р-і-п-діода.

Зазвичай перемикачі розробляють на максимальний рівень перемикаємої потужності. У цьому випадку режим роботи перемикача доцільно вибрати таким, щоб в положеннях «ввімкнено» і «вимкнено» в діоді поглиналася однакова потужність. При цьому в діоді поглинається близько 6% комутованої потужності. Втрати в режимі «ввімкнено» складають 0,5 дБ, в режимі «вимкнено» (26 ...28) дБ. Якщо потрібно збільшити внесені втрати в режимі «вимкнено», уздовж лінії можна встановити кілька діодів на відстані чверті довжини хвилі. Потужність управління одним р-і п- діодом складає (0,03 ... 0,1) Вт.

Якщо потрібно зменшити потужність управління (наприклад, при великому числі діодів), можна застосувати варактори МДП. У цих приладів при зміні напруги зміщення змінюється ємнісна провідність. Струм витoku в них не перевищує 10^{-14} А, через що необхідна потужність управління істотно зменшується.

На основі одноканального перемикача створені електрично керовані атенюатори. У них напруга зміщення діода плавно змінюється в межах $\pm U_{зм}$. При цьому внесене згасання змінюється в межах (0,5 ...28) дБ.

Якщо в лінію включити варактор або діод з бар'єром Шотткі без зовнішнього зміщення, то на ньому за рахунок проходжуваного сигналу підтримується постійна напруга близько 1 В, тобто відбувається амплітудне обмеження сигналу. Такі схеми використовуються в РЛС для захисту входних ланцюгів приймачів і в ЧМ приймачах для усунення паразитної амплітудної модуляції.

Перемикаючі властивості р-і п-діодов використовують для створення дискретних мікросмужкових фазообертачів (рис. 4.2).

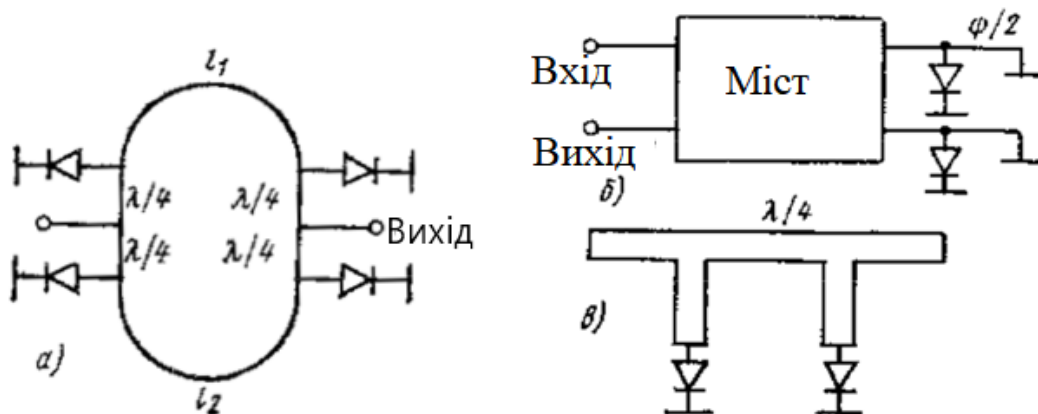


Рисунок 4.2 - Схеми одного розряду мікросмужкових фазообертачів з перемиканням відрізків ліній (а), мостового (б), шлейфного (в)

Такі фазообертачі для спрощення управління ними будують за принципом двійкової розрядності.

На практиці широко застосовуються перемикачі та атенюатори, виконані на широкосмугових спрямованих розгалужувачах (ШСР), які використовуються при розробці модуляторів. На рис. 4.3 показаний антенний комутатор на двох 3дБ-мостах.

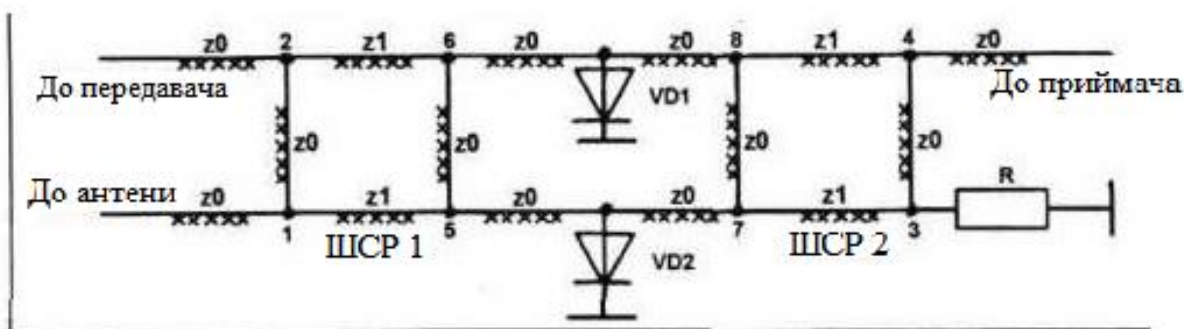


Рисунок 4.3 - Схема антенного комутатора

При передачі $VD1$ і $VD2$ відкриті, потужність передається в точки 5 і 6 і не надходить в антену. Відбиваючись через відкриті діоди, сигнали із зміщенням фаз 90° , складаючись в ШСР1, надходять в антену синфазно. Через неідеальність елементів $VD1$ і $VD2$ потужність проходить в плечі 7 і 8, при цьому синфазно складається в плечі 3 і гаситься резистором R і противофазно - в плечі 4 (сигнал відсутній). При прийомі діоди закриті, при цьому сигнал з антени ділиться навпіл в плечах 5 і 6 і передається в плечі 7 і 8 відповідно. При цьому в плечі 4 сигнали в фазі, а в 3 - в протифазі (сигнал відсутній).

Якщо в плечі 2 встановити резистор $R = Z_0$, схема перетвориться в вимикач (плече 1 - вхід, 4 - вихід). Якщо $VD1$ і $VD2$ відкриті - стан «вимкнено», закриті - «ввімкнено». Якщо керуючий струм подавати не стрибком, а плавно, можна плавно модулювати потужність на виході.

Атенюатор на основі одиночного ШСР зображений на рис.4.4.

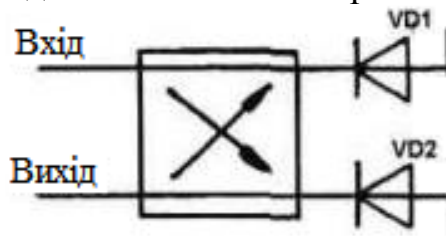


Рисунок 4.4 - Схема атенюатора на основі одиночного ШСР

Вхід і вихід є розв'язаними плечима. Як і в попередньому випадку, можна плавно модулювати вхідний сигнал.

4.2. Невзаємні пристрої МХД

В техніці МХД широке застосування знаходять пристрої, в яких використовуються ферити, поміщені в постійне намагнічуване поле: резонансний феритовий вентиль, феритовий вентиль на зміщенні поля, феритовий Y-циркулятор, феритовий циркулятор на основі ефекту Фарадея та ін.

Ферит має одночасно магнітні властивості феромагнетика і електричні - діелектрика (діелектрична проникність $\epsilon_r = 5...20$, тангенс кута втрат $\tan \delta = 10^4...10^3$, питома провідність $\sigma = (10^4...10^6) \text{ сім/м}$). При відсутності постійного

магнітного поля початкова магнітна проникність μ_r практично дорівнює одиниці. У феритів, підмагнічених постійним магнітним полем, відносна магнітна проникність є кососимметричним тензором другого рангу, тобто описується дев'ятьма скалярними величинами:

$$\underline{\underline{\mu}} = \begin{bmatrix} \mu & -j\nu & 0 \\ j\nu & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix},$$

де μ, ν і μ_z - скалярні величини, що визначають значення відносної магнітної проникності фериту.

Величини μ, ν і μ_z є комплексними: $\mu = \mu' - j\mu''$, $\nu = \nu' - j\nu''$. Дійсні складові компонент тензора магнітної проникності визначають фазову швидкість поширення електромагнітної хвилі, а уявні - магнітне поле в фериті.

Вирази для компонент $\underline{\underline{\varepsilon}}$ приведені в [6].

Реакція намагніченого фериту на електромагнітне поле МХД істотно залежить від співвідношення між напрямком поширення електромагнітної хвилі в фериті і напрямку підмагнічуючого поля. При поперечному підмагнічуванні напрямок вектора $\mathbf{H}$ підмагнічуючого поля перпендикулярний напрямку поширення хвилі, а при поздовжньому підмагнічуванні ці напрямки збігаються. І тому і в інших випадках магнітна проникність фериту може бути виражена через ефективні скалярні відносні магнітні проникності: μ_z і $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \nu^2) / \mu$ — при поперечному підмагнічуванні і $\mu_+ = \mu - \nu$ і $\mu_- = \mu + \nu$ — при поздовжньому підмагнічуванні.

В безмежному феритовому середовищі при поперечному підмагнічуванні електромагнітний процес може бути описаний двома лінійно поляризованими хвилями:

- звичайною, для якої вектор напруженості $\mathbf{M}$ магнітного поля поляризований в напрямку, що збігається з напрямком підмагнічуючого поля і ефективна магнітна проникність фериту дорівнює μ_z ;
- незвичайною, у якій вектор напруженості $\mathbf{M}$ магнітного поля поляризований в площині перпендикулярній до напрямку підмагнічуючого поля і ефективна магнітна проникність - μ .

Ці хвилі мають різні швидкості поширення. Між ними виникає фазове зміщення, що проводить до зміни поляризації електромагнітного поля на шляху поширення хвилі від лінійної до кругової і навпаки. Це явище називається подвійне променезаломлення або ефектом Коттона-Мутона. У розв'язуючих приладах (вентильях, Y-циркуляторах) використовується тільки незвичайна хвиля.

При поздовжньому підмагнічуванні електромагнітний процес в фериті може бути описаний двома хвилями з круговою поляризацією різного

направлення: «+» (правополяризованою) і «-» (лівополяризованою), для яких феррит має ефективні магнітні проникності μ_+ і μ_- , відповідно. У правополяризованій хвилі вектор магнітного поля обертається за годинниковою стрілкою для спостерігача, що дивиться у напрямку підмагнічуючого поля, а у лівополяризованої хвилі воно має протилежний зміст. Швидкості поширення цих хвиль різні, тому між ними виникає фазове зміщення. Напрямок обертання площини поляризації визначається тільки напрямком підмагнічуючого поля і не залежить від напрямку поширення електромагнітної хвилі. Це навзаємне явище називається ефектом Фарадея.

В [7] показано, що величина дійсної частини ефективної магнітної проникності $\mu_{\perp}$ визначається з формули

$$\mu'_{\perp} = \frac{2\mu'_+ \mu'_-}{\mu'_+ + \mu'_-}.$$

Таким чином, незвичайна хвиля може бути представлена суперпозицією двох хвиль з круговою поляризацією вектора НВЧ магнітного поля. В даному випадку напрямок поширення хвилі лежить в площині, перпендикулярній напрямку підмагнічуючого поля.

В більшості МХД феритових пристроїв використовуються прямокутні хвилеводи з хвилею типу H_{10} . В цілому ця хвиля лінійно поляризована. Однак існують дві поздовжні площини, паралельні вузькій стінці, де магнітне поле має чисто кругову поляризацію. Напрямки обертання векторів НВЧ магнітного поля в цих площинах взаємно протилежні і змінюються на зворотні при зміні напрямку поширення МХ енергії в хвилеводі. У довільних поздовжніх перетинах хвилеводу МХД магнітне поле має еліптичну поляризацію.

Так, при конструюванні хвилеводних резонансних вентилів ферритові вкладиші, які переважно мають форму пластин, розміщуються вздовж хвилеводу так, щоб вісь симетрії їх поперечного перерізу лежала в одній з площин з круговою поляризацією МХД магнітного поля. У довгохвильовій частині сантиметрового і в дециметровому діапазонах довжин хвиль застосовують хвильові резонансні вентиля з феритовими вкладишами, розташованими в площині H . Для них потрібно високе значення зовнішнього підмагнічуючого поля. Це дозволяє уникнути взаємних втрат в області «слабких полів» в режимі, коли намагніченість фериту не досягає насичення.

В сантиметровому діапазоні довжин хвиль застосовують хвильові вентиля зі зміщенням поля (рис. 4.4).

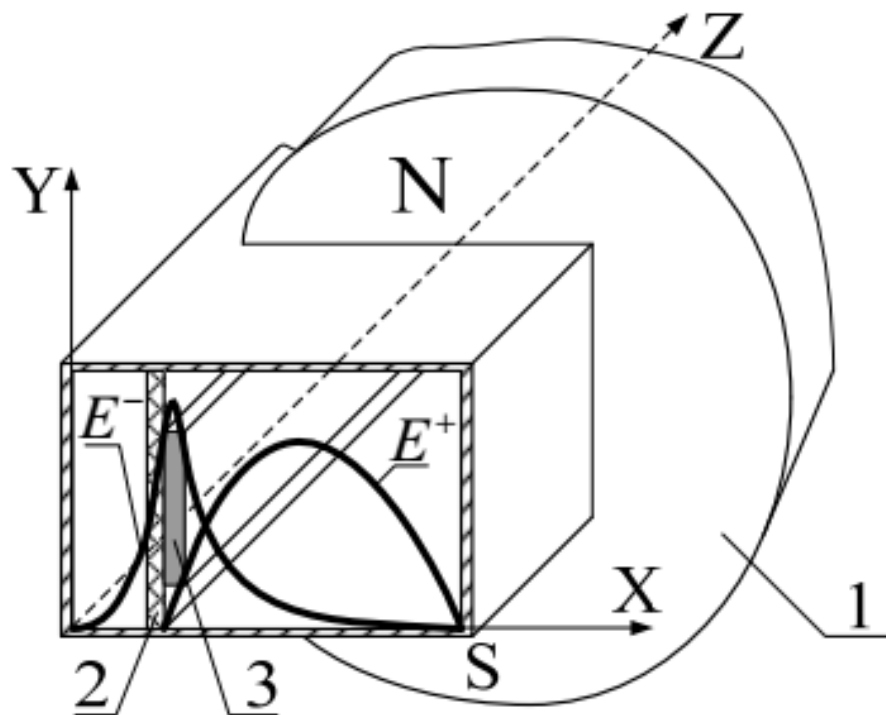


Рисунок 4.5 – До поясненням принципу дії вентиля на зміщенні поля

Вони містять: постійний магніт 1, що створює поперечне підмагнічуюче поле; феритовий вкладиш 2; резистивна плівка 3.

Якщо феритовий вкладиш намагнічений поперечним постійним магнітним полем так, що речова частина величини ефективної магнітної проникності $\mu_{\perp}'$ стає негативною, одна з поширених хвиль («зворотна», позначена на рис. 4.5 як E^-) набуває характеру поверхневої хвилі. Така хвиля поширюється уздовж поверхні вкладиша і має максимальну амплітуду напруженості електричного поля на межі розділу фериту - незаповнений хвилевід. У міру віддалення від цієї межі амплітуда поля зменшується експоненціально. Хвиля протилежного напрямку («пряма», позначена на рис. 4.5 як E^+) не є поверхневою, зміна амплітуди напруженості поля в поперечному перерізі має гармонійний характер і вона за структурою відрізняється від основного типу хвилі H_{10} і має вигляд, як показано на рис. 4.5.

Якщо нанести на праву (по рис. 4.5) поверхню феритового вкладиша тонку резистивну плівку, то «зворотна» хвиля буде поглинатися значно сильніше, ніж «пряма», яка має в місці розміщення поглинаючої плівки малу (близьку до нуля) амплітуду поля.

Зі зміною напруженості постійного магнітного поля будуть змінюватися властивості феритової пластинки, що позначається на характеристиках вентиля. У табл. 4.1 наведені значення основних параметрів вентилів: прямого $L_{пр}$ і зворотного $L_{зв}$ згасань і власного $K_{сх}$, А також для порівняння вказані величини напруженості постійного підмагнічуючого поля H_0 .

Табл. 4.1 - Основні параметри феритових вентилів

Тип вентиля	$L_{\text{пр}},$ дБ	$L_{\text{зв}},$ дБ	$K_{\text{СТУ}}$	$H_0, \text{А/м}$
Резонансний	0,1 ... 1,0	25	1,05	$198,9 \cdot 10^3 \dots 222,8 \cdot 10^3$
На зміщенні поля	0,5 ... 1,0	20 ... 25	1,1 ... 1,2	$23,87 \cdot 10^3 \dots 39,8 \cdot 10^3$
На ефекті Фарадея	0,5 ... 1,0	20	1,25	$796 \dots 1,194 \cdot 10^3$

Трьохплечові циркулятори. Крім вентилів, в техніці МХД застосовуються циркулятори (рис. 4.6), які дозволяють забезпечити розв'язку каналів і узгодження МХД пристроїв. Циркулятор представляє собою торцеве з'єднання трьох або чотирьох полоскових ліній або хвилеводів в Н-площині під кутом 120° або 90° . У центрі з'єднання встановлюється феритовий диск, що знаходиться в постійному полі магніту.

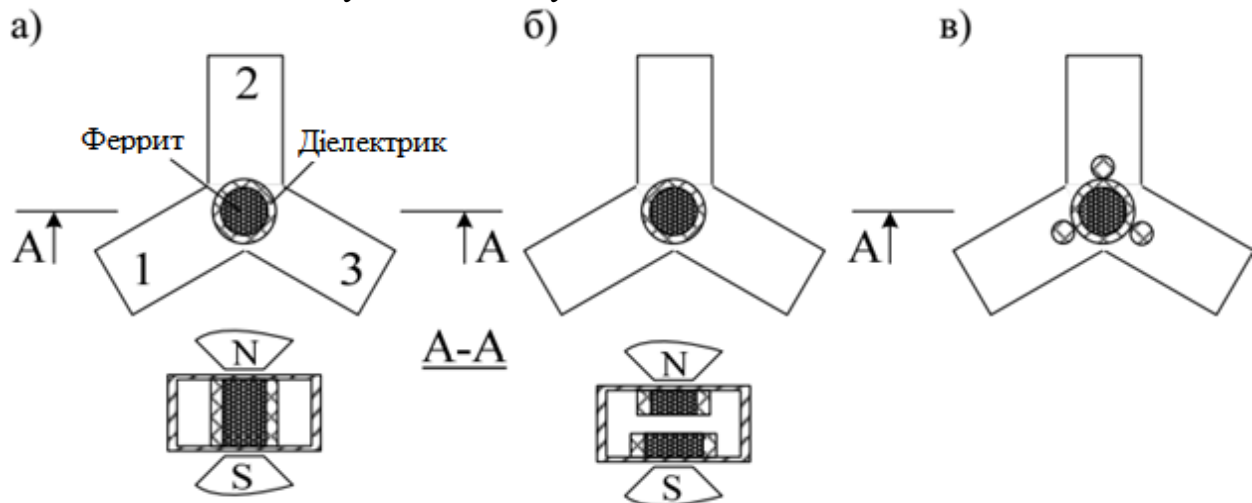


Рисунок 4.6 - Варіанти конструкції трьохплечових Y-циркуляторів

Найбільш простим в конструктивному виконанні є циркулятор, в якому феррит оточений діелектричною втулкою (рис. 4.6, а). Конструкція циркулятора для роботи при підвищеній імпульсній потужності відрізняється тим, що в ньому використовуються два феритових диска, розміщених на одній осі з невеликим проміжком між дисками (рис. 4.6, б). Для забезпечення узгодження на входах циркулятора в широкому діапазоні частот застосовуються діелектричні штирі, що розміщуються щодо ферритового диска як показано на рис. 4.6, в.

Дію циркулятора можна пояснити наступним чином. Хвиля типу H_{10} , яка надходить в плече 1, дифрагує на ферритовому циліндричному вкладиші і збуджує рівні за амплітудою поверхневі хвилі, що огинають феррит в протилежних напрямках. Взаємодія цих поверхневих хвиль з намагніченим ферритом характеризується різними значеннями магнітної проникності. При цьому фазові швидкості поверхневих хвиль виявляються різними. Підбираючи

діаметр феритового циліндра і величину намагнічуючого поля H_0 , можна при додаванні поверхневих хвиль отримати пучність напруженості електричного поля в центрі плеча 2, а вузол напруженості електричного поля в центрі плеча 3. При цьому енергія з плеча 1 надійде в плече 2 і не надійде в плече 3. Якщо енергія подається з боку плеча 2, то вона передається в плече 3 і не надходить в плече 1. При подачі енергії в плече 3 вона передається в плече 1 і не надходить в плече 2. У реальних конструкціях циркуляторів має місце просочування потужності з плеча 1 в плече 3 і т.д. Тому для характеристики циркуляторів застосовуються такі параметри, як розв'язка між плечима L_{36} і прямі втрати L_{np} .

У-циркулятори чутливі до коливань температури навколишнього середовища, величини магнітного поля, розмірів феритів і т.д. Для усунення цього ферит поміщають в діелектричну втулку, яка може бути своєрідним елементом налаштування циркулятора, так як підбором її діаметра можна регулювати ширину робочої смуги.

Для прикладу характеристики деяких циркуляторів представлені в табл. 4.2.

Табл. 4.2 - Характеристики деяких У-циркуляторів

Тип	Розмір поперечного перетину хвилеводу, мм	Відносна смуга робочих частот, %	Параметри			
			L_{36} , дБ	L_{np} , дБ	K_{CTU}	P_{max} , Вт
ЗЦВ-103В	23х5	12	≥ 20	$\leq 0,5$	$\leq 1,2$	10
ЗЦВ-108	23х10	9	≥ 20	$\leq 0,5$	$\leq 1,2$	10

Тема 5. Структурна схема антени. Класифікація антен. Характеристики антен в передавальному і приймальному режимах

Антенa - складова частина будь-якої радіотехнічної системи. Основне призначення антени - випромінювати і приймати електромагнітну енергію. Основне завдання, яке виконує будь-яка антена - перетворення одного виду енергії в інший. Передавальна антена перетворює енергію струмів високої частоти в енергію просторової електромагнітної хвилі, вирішуючи при цьому другу задачу - створюється певна спрямованість випромінювання, тобто концентрація електромагнітного поля в певному напрямку. Приймальна антена вирішує зворотну задачу - перетворює в електричний струм електромагнітну хвилю, що приходить в межах певного сектора кутів простору.

Різноманіття антен визначається не тільки конструктивними особливостями, а й їх функціональним призначенням. Антени можна поділяти на групи за різними ознаками. За формою – на електричні або магнітні, за видом поляризації – на антени горизонтальної, вертикальної або кругової поляризації, по ширині частотного діапазону – на вузькосмугові і широкосмугові, по частотним властивостям – на резонансні і аперіодичні, за напрямком випромінювання - на спрямовані і неспрямовані.

5.1 Класифікація антен та їх властивості

За способом збудження і посилення антени діляться на чотири категорії:

—прості випромінювачі (рис. 5.1): а) вібратор Герца; б) вібратор; в) конічний вібратор; г) діskonусна антена; д) несиметричний вібратор; е) конічна антена; ж) чашковий випромінювач; з) петлева антена; і) петлевий вібратор;

—групові випромінювачі;

—випромінюючі структури;

—апертурні випромінювачі.

Така класифікація не завжди виявляється однозначною. Між окремими категоріями нерідко спостерігаються перетини.

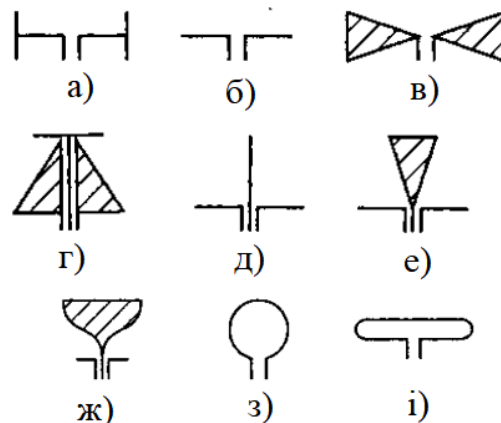


Рисунок 5.1 – Прості випромінювачі

Випромінювачі складаються з окремих елементів. До їх числа відносять:
 —найпростіші випромінювачі;
 —антени: лінійні, фігурні.

До найпростіших випромінювачів відносяться наступні структури.

Сферичний випромінювач, Званий також ізотропною антеною. Являє собою антену без втрат, рівномірно випромінює на всі боки або приймає з усіх напрямків. Діаграмою спрямованості антени є сфера. Така антена нездійсненна, але використовується як теоретичний еталон.

Диполь Герца. Випромінювач носить ім'я німецького фізика Г. Р. Герца (1857 - 1894 рр.); його називають також елементарним електричним випромінювачем або елементарним електричним вібратором. Для реалізації диполя використовується вібратор з кінцевими ємностями, скорочений щодо довжини хвилі випромінювання. У порівнянні з ізотропним випромінювачем він має спрямованість, перпендикулярну вісі вібратора. Діаграма спрямованості має вигляд двох кіл з нульовими значеннями в напрямках вісі диполя.

Диполь Фітцджеральда. Названий на честь ірландського фізика Ф. Дж. Фітцджеральда (F.G. Fitzgerald) і також відомий як елементарний магнітний випромінювач або елементарний магнітний вібратор. Реалізується у вигляді струмової рамки, розмір якої менше довжини хвилі. На відміну від ізотропного випромінювача характеризується спрямованістю, що відповідає площині рамки. Діаграма спрямованості складається з двох кіл з двома нульовими значеннями в напрямках, перпендикулярних площині рамки.

Випромінювач Гюйгенса. Носить ім'я нідерландського фізика Х. Гюйгенса (Ch. Huygens); являє собою поєднання невеликої рамки (магнітна частина) і короткого вібратора в площині (електрична частина). Такий пристрій застосовується для визначення напрямку при радіопеленгації. Діаграми спрямованості в горизонтальній і вертикальній площинах виглядають як кардіоїди і мають одну нульову точку.

Лінійні антени. До них належать такі структури.

Диполь, або вібратор. Найпростішою антеною з симетричним живленням є двохполюсник (диполь) з синусоїдальним розподілом струму. Напівхвильовий вібратор характеризується довжиною $\lambda/2$ (стара назва - дуплет). Довжина хвильового вібратора дорівнює λ (подвійний «Цепелін»). Антену довжиною $1,28\lambda$ називають подовженим подвійним «Цепеліном». Ширококутовий вібратор представляє собою диполь у вигляді конуса (конічний вібратор, подвійний конічний вібратор) або площинний диполь (віяловий вібратор, плоский вібратор). До несиметричних (переважно вертикальних) вібраторів відносяться коаксіальний вібратор, конусоциліндрична і дисконусна антени.

Несиметричний вібратор (Монополь). Інші назви - уніполь, напівдиполь, антена Марконі (Marconi). До простіших типів антен з несиметричним живленням належить однополюсник (монополь) або полудиполь з синусоїдальним розподілом струму над проводимою поверхнею

(землею). Довжина антен становить $\lambda/4$. Подібні антен належать до типу *Groundplane*, якщо провідна поверхня замінена противагою. Використовуються також вертикальні антени довжиною $\lambda/2$ і $5\lambda/8$. До широкосмугових монополів належать конічні і плоскі віялові антени.

Довгий провід. Довжина цих дротяних антен більше робочої довжини хвилі. Вони бувають симетричними або асиметричними, живляться стоячими або біжучими хвилями, можуть бути резонансними або аперіодичними. Прикладами служать змійкова і аеростатна антени, антена Бевереджа, TFD, T2FD.

Рамкові антени - замкнуті антени з елементами у вигляді рамок.

Мала рамка (магнітна антена). Її периметр малий у порівнянні з довжиною хвилі і складає приблизно $1/10\lambda$. Приклад антени цього типу – обмотка котушки або ферритова стрижнева антена.

Велика рамка. Периметр великої рамки становить приблизно 1λ . До таких антен відносяться петлевий вібратор, дискова і квадратна антени і антена типу Delta-Loop.

Щілинні антени. Замкнені антени зі щілинними елементами на провідній поверхні. Довжина щілин становить від $\lambda/2$ до λ , а самі вони бувають лінійними (щілини на площині або циліндрі) або хрестоподібними (наприклад, на дисковій щілинній антені).

Активні антени - представляють собою пасивний елемент (вібратор або монополь) з вбудованою «активною частиною» (підсилювачем). В результаті виходить малогабаритна чутлива і широкосмугова антенна система, однак лінійність її обмежена і не дотримується принцип взаємності. Приклад: активні приймальні антени.

Групові випромінювачі. Випромінювач утворюється групою окремих випромінюючих пристроїв. Властивості випромінювання визначаються розташуванням випромінювачів і особливостями їх живлення за фазою і амплітудою. Завдяки управлінню фазою досягається електронне сканування простору головним променем (група з фазовим керуванням). Кількість окремих випромінювачів може бути довільною, що дозволяє отримувати практично будь-який розподіл випромінювання в просторі. Ця категорія антен підрозділяється на наступні групи:

— лінійні: окремі випромінювачі групи складені в лінію (одномірною побудова);

— площинні: окремі випромінювачі розташовуються в одній площині (двомірний розподіл), як правило, перед відбивачем; група може складатися з декількох підгруп (2x2, 4x4 та ін.);

— просторові: характеризуються тривимірним розміщенням одиночних випромінювачів (кільцеві випромінювачі, конформні групи і т.д.);

— з мережевим живленням, коли використовуються дві системи живлення: матрична, коли при збудженні на одній і тій же частоті система дозволяє одночасно формувати безліч незалежних одна від одної діаграм спрямованості (приклад: матриця Батлера); і адаптивна, коли положення головного променя і нульових точок діаграми спрямованості групової антени

досягаються завданням необхідних фаз і амплітуд (приклад: адаптивна антенна система).

Випромінювачі, що входять до складу антен, складаються з випромінюючих структур різних форм. В рамках цієї категорії виділяють два підвиди структур:

- плоскі;
- просторові.

До плоских структур належать наступні (рис. 5.2):

- прямолінійні. Окремі елементи таких випромінювачів розташовуються уздовж прямої лінії. Приклад: логоперіодична (LP) вібраторна або монопольна антена;
- зігнуті. Приклад: логоперіодична V-подібна антена;
- складчасті. Приклад: антени в формі меандру або зигзага;
- з вигинами. Приклад: логоперіодична вібраторна антена з контуром оптимізації посилення (по Ландсторферу);
- закручені (область спіральних антен). Приклад: архімедові спіралі, логарифмічні спіралі, спірально-щілинні антени;
- площинні. Приклад: логоперіодична планарна антена.

До просторових структур належать такі (рис. 5.2):

- структури зі зломом. Дві логоперіодичні антени, дотичні передніми кінцями;
- циліндричні спіральні антени;
- конічні спіральні антени;

Апертурні випромінювачі. Випромінювач утворений поверхнею розкривання (апертурою). Діаграма спрямованості таких антен залежить від форми і розмірів апертури та розподілу на ній поля випромінювання. До цієї категорії відносяться також антени, що випромінюють вищі гармоніки. Дана категорія поділяється на наступні антени:

- дзеркальні. Також називаються дзеркальними. Випромінювання падаюче на них, відбивається без втрат;
- рупорні. Енергія, яка надійшла в хвилевід, випромінюється через його відкритий кінець. До цього типу належать:

а) антена з полого (порожнистого) провідника. Відкритий порожнистий провідник круглого або квадратного поперечного перерізу діє як антена;

б) рупорний випромінювач (рис. 5.3). Воронкоподібне розширення порожнистого провідника підвищує його здатність до випромінювання. Приклади: Е- і Н-площинні секторальні рупори, пірамідальний і конічний рупори;

— лінзові. Для перетворення викривленого фазового фронту застосовуються прискорюючі або сповільнюючі лінзи;

— діелектричні. Поздовжній випромінювач, дія якого заснована на провідності поверхневих хвиль. Буває двох типів:

- а) короткий - те ж, що і лінза ближнього поля;
- б) довгий: стрижневий (наприклад, полістиролова стрижнева антена); трубчастий (утворений циліндричною трубкою); ступінчастий (виконаний зі

стрижнів, товщина яких змінюється ступінчасто); пластинчастий (складений з пластин, товщина яких змінюється ступінчасто);

— на розсіяних хвилях. Випромінювання поширюваних хвиль виходить крізь отвори хвильоводу, розташовані через рівні або періодично мінливі проміжки. До таких антен відносяться: випромінююча коаксіальна лінія; поздовжні щілини в хвильоводі (рис. 5.4); поперечні прорізи в прямокутному хвильоводі; антена поверхневих хвиль.

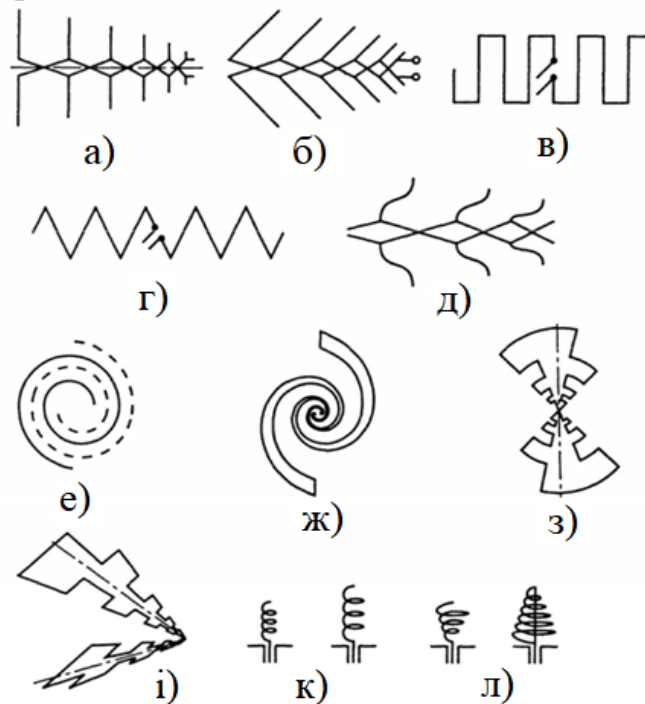


Рисунок 5.2 – Будова випромінювачів. Антени: а) логоперіодична вібраторна; б) логоперіодична V-подібна; в) у формі меандру; г) звивиста; д) логоперіодична вібраторна по Ландсторферу; е) Спіраль Архімеда; ж) логарифмічна спіраль; з) логоперіодична планарна; і) логоперіодичні, дотичні передніми кінцями; к) циліндрична спіральна; л) конічна спіральна

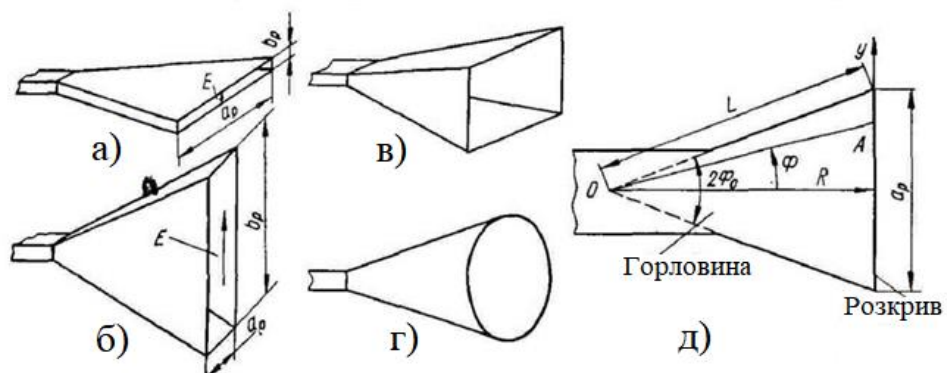


Рисунок 5.3 - Рупорні випромінювачі: а) Н-секторіальний; б) Е-секторіальний; в) пірамідальний; г) конічний; д) опис геометрії рупора

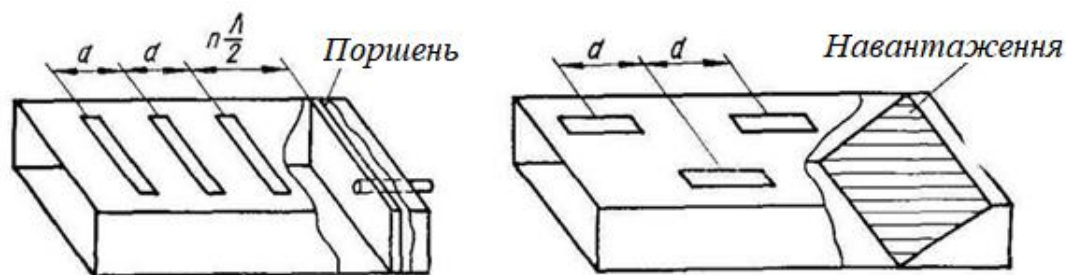


Рисунок 5.4 - Хвильоводно-щілинна антена

Основні положення теорії дротяних антен:

1. В основі теорії будь-якої дротяної антени знаходиться теорія довгих ліній. На її основі можна визначити розподіл струму і потенціалів в симетричному вібраторі.
2. Теорія дротяних антен повністю базується на теорії диполя Герца, який представляється у вигляді дуже короткого прямолінійного провідника з рівномірним амплітудним розподілом струму.
3. Для визначення потужності випромінювання використовується теорема Пойнтінга.
4. В основі теорії дротяних антен використовується теорема взаємності, згідно з якою теорія приймальних антен будується із застосуванням результатів, отриманих для передавальних антен.

Тема 6. Симетричний вібратор. Поле випромінювання диполя Герца та симетричного вібратора. Основні види симетричних і несиметричних вібраторів

6.1. Модель симетричного вібратора

Розглянемо наближену модель симетричного вібратора.

Симетричний вібратор є найпростішим і разом з тим найпоширенішим резонансним пристроєм серед антен. Він служить вихідним елементом для багатьох їх типів, а також зразком при оцінці їх підсилення. Тому, перш ніж перейти до характеристик і принципу дії антен, необхідно ознайомитися з теорією симетричного вібратора (диполь). Термін «диполь» перекладається як «двополюсний» і означає, що напівхвильовий випромінювач розрізаний у своїй геометричній середині. До утворюваних двох «полюсів», або клем живлення, підключають фідер від передавача або приймача (рис. 6.1).

Будь-який протяжний провідник електричного струму, дріт, стрижень або трубка, характеризується цілком певними значеннями індуктивності і ємності, рівномірно розподіленими по його довжині. Це пояснює рис. 6.2,а, де представлені індуктивності $L_1 - L_7$ зі своїми ємностями і ємності $C_1 - C_4$, розподілені між ділянками провідника.

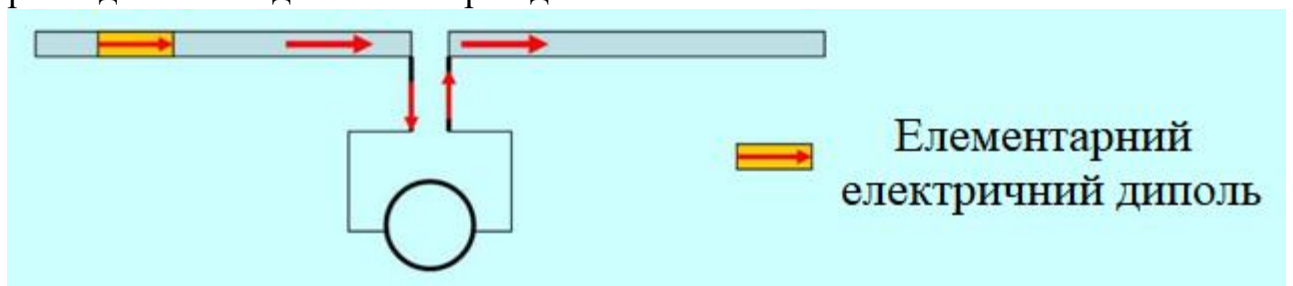


Рисунок 6.1 - Модель симетричного вібратора з живленням

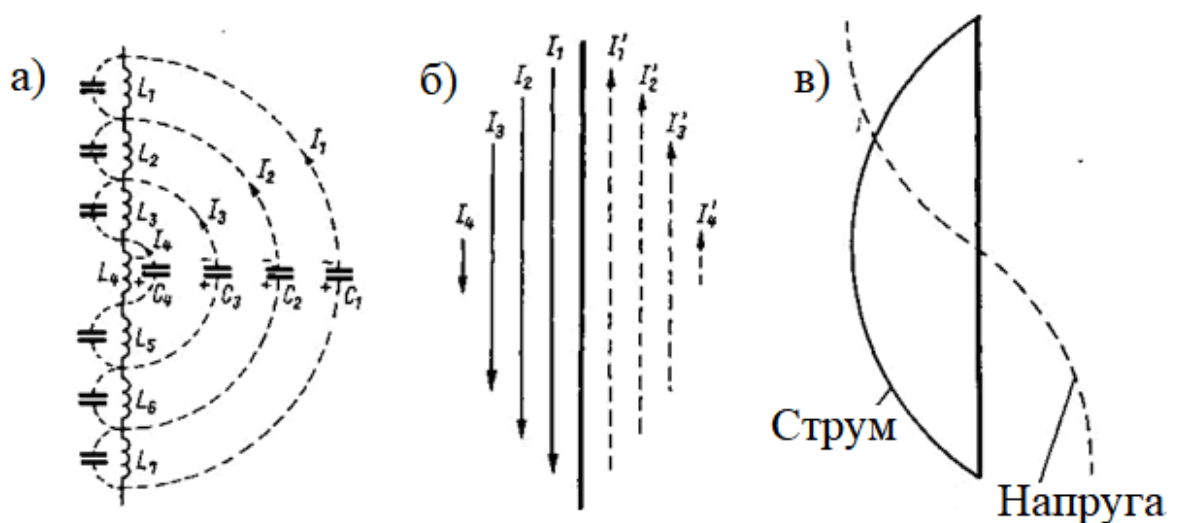


Рисунок 6.2 - Розподіл струму в напівхвильовому провіднику

Нехай в певний момент всі ємності зарядяться, тобто придбають потенціал. Слідом за тим вони почнуть розряджатися через свої індуктивності,

в результаті з'явиться струм і виникне відповідне магнітне поле. При розряді ємності C_4 через індуктивність L_4 потече струм I_4 ; C_3 розрядиться через L_3 , L_4 і L_5 при протіканні струму I_3 ; розряд C_2 через L_2 - L_6 викличе струм I_2 . Нарешті, C_1 розрядиться через L_1 - L_7 при струмі I_1 . Звідси слідує що найбільший струм, який дорівнює сумі струмів діапазону I_1 - I_4 , потече в середній частині випромінювача; струм буде спадати до його кінців, де і обернеться в нуль. Для більшої наочності струми I_1 - I_4 представлені на рис. 6.2,б в іншій формі. Під дією струму навколо індуктивностей утворюються магнітні поля. Вони знову повідомлять ємностям заряди протилежної полярності, тому зміниться знак напруги. Тепер процес повториться, але в напрямку, протилежному показаному на рис. 6.2,б за допомогою струмів I_1 - I_4 . При всіх спрощення картина, зображена на рис. 6.2, дає уявлення про резонансний розподіл струму і напруги в напівхвильовому випромінювачі.

Напруга і струм зміщені за фазою на 90° , тоді як різниця фаз напруг на кінцях випромінювача складає 180° .

Якщо уточнити всі наближення, то скористаємося рівняннями довгої лінії довжиною l і перенесемо систему відліку в точку підключення вхідних затискачів. Тоді система рівнянь матиме вигляд:

$$\begin{cases} U(z) = \pm \frac{U_H}{2} \cos(k(l - |z|)), \\ I(z) = j \frac{U_H}{2\rho} \sin(k(l - |z|)). \end{cases}$$

З розподілу струму і напруги в напівхвильовому випромінювачі виходить, що в його середній частині струм максимальний (пучність струму), а напруга дорівнює нулю (вузол напруги). На кінцях випромінювача співвідношення протилежні: пучність напруги збігається з вузлом струму. З розподілу напруги також зрозуміло, що напівхвильові елементи можна в геометричній середині прикріплювати струмопровідним кронштейном безпосередньо до заземленої опори антени, так як кріплення в точці нульової напруги не вимагає ізоляції. Тому напівхвильові елементи допустимо заземлювати в геометричному центрі. Але тоді напруга в середині випромінювача виявляється дещо відмінною від нуля. Те ж відбувається і з струмом на кінцях випромінювача, де він не досягає нуля внаслідок кінцевого ефекту. Так що правильніше було б говорити про мінімуми струму і напруги.

Як видно з рис. 6.2,в, струм завжди максимальний в середній частині напівхвильового вібратора, який перебуває в стані власного резонансу. Струм зменшується по синусоїді до кінців вібратора, де обертається в нуль. Тут спостерігається максимум напруги, синусоїдально спадаючої до середини вібратора. Там вона стає настільки малою, що в першому наближенні її (напругу) можна прийняти рівною нулю [9].

Строго кажучи, напруги і струми розподілені по вібратору не цілком синусоїдальні.

6.2. Аналіз розподілу струмів і потенціалів на симетричному вібраторі

Розглянемо приклади.

Диполь Герца, коли $l \ll \lambda$.

$$I(z) = I_0 \sin(k(l - |z|)),$$

$$I_l = I_0 \sin(kl),$$

де I_l - струм на входних затискачах.

Тоді:

$$I(z) = \frac{I_l \sin(k(l - |z|))}{\sin(kl)}.$$

Розподіл струму має вигляд, як показано на рис. 6.3.

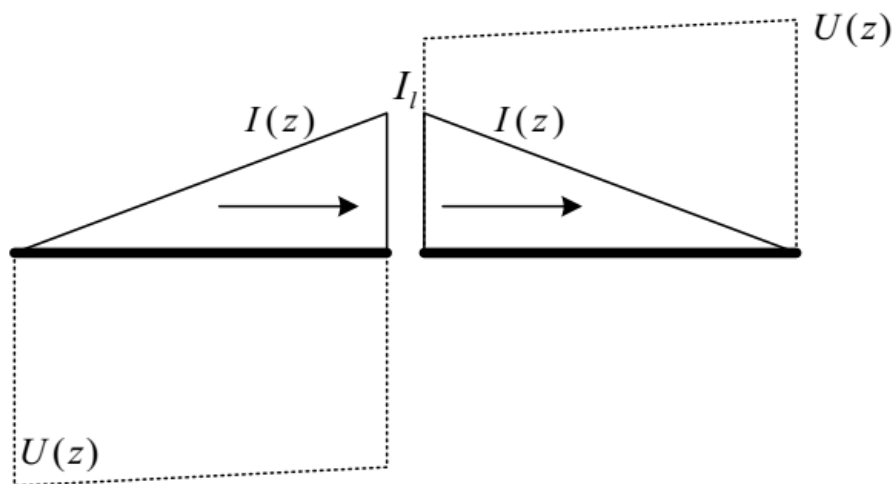


Рисунок 6.3 - Розподіл струмів і потенціалів на диполі Герца

Напівхвильовий вібратор, коли $l = \frac{\lambda}{4}$, тобто $2l = \frac{\lambda}{2}$.

Розподіл струму має вигляд, як показано на рис. 6.4.

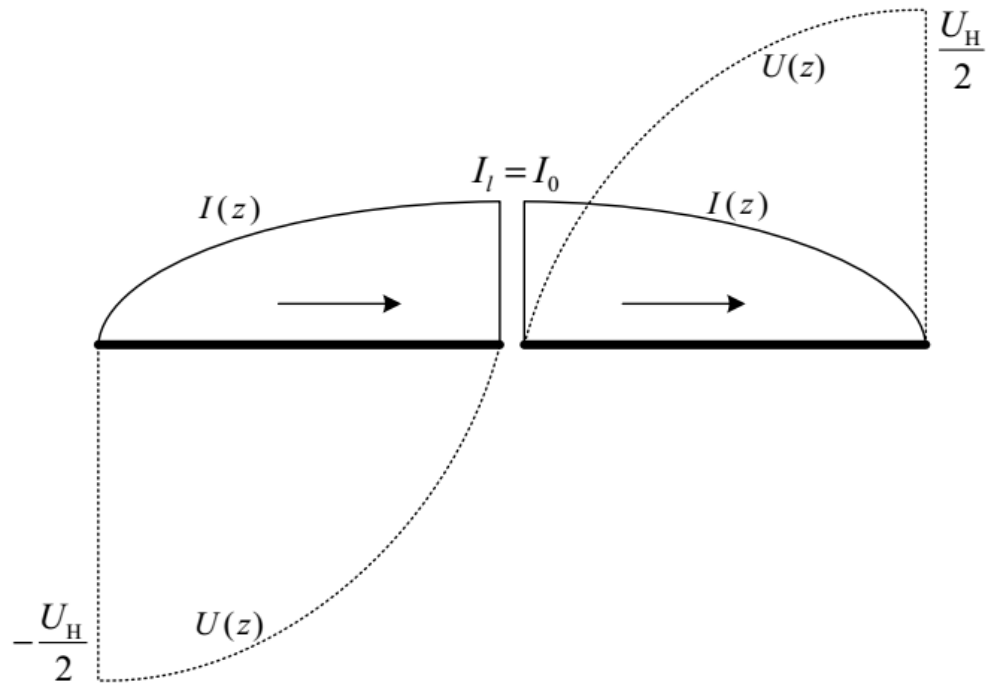


Рисунок 6.4 - Розподіл струмів і потенціалів на напівхвильовому вібраторі

Струми на обох плечах є синфазними, що сприятливо з точки зору формування спрямованого випромінювання.

Хвильовий вібратор, коли $l = \frac{\lambda}{2}$, тобто $2l = \lambda$.

Розподіл струму має вигляд, як показано на рис. 6.5.

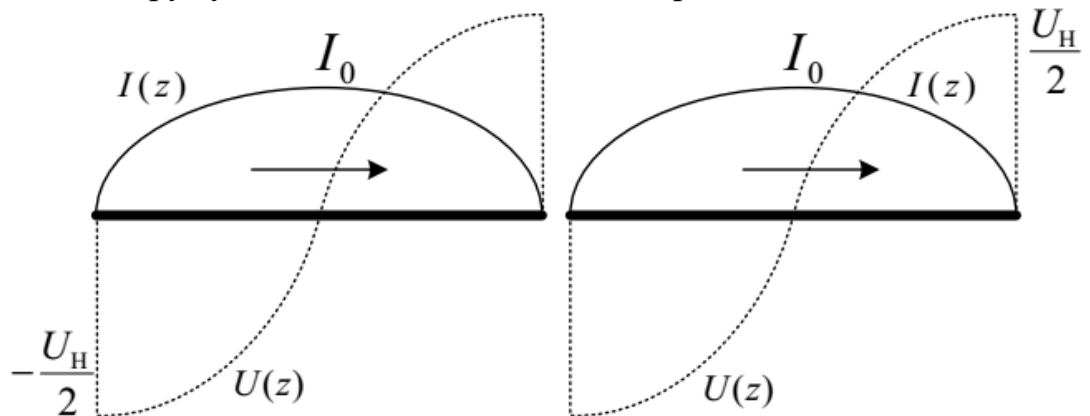


Рисунок 6.5 – Розподіл струмів і потенціалів на хвильовому вібраторі

Хвильовий вібратор працює, як два напівхвильових вібратора.

Симетричний вібратор з довжиною плеча $l = \frac{3\lambda}{4}$.

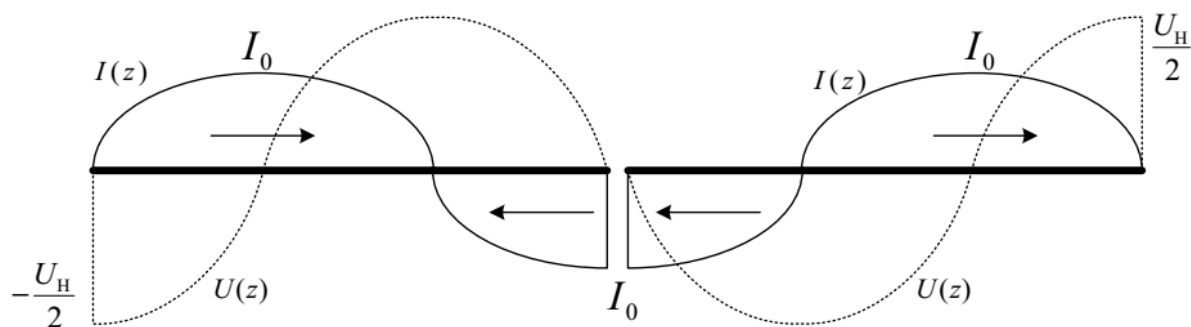


Рисунок 6.6 - Розподіл струмів і потенціалів на симетричному вібраторі

При $l > \frac{\lambda}{2}$, на будь-якому симетричному вібраторі з'являються протифазні доли струму, які несприятливо позначаються на характеристиках випромінювання, коли зменшується інтенсивність випромінювання напрямку головного максимуму. При цьому випромінювана потужність перерозподіляється в бічних напрямках.

Симетричний вібратор з довжиною плеча $l = \lambda$.

Розподіл струму має вигляд, як показано на рис. 6.7.

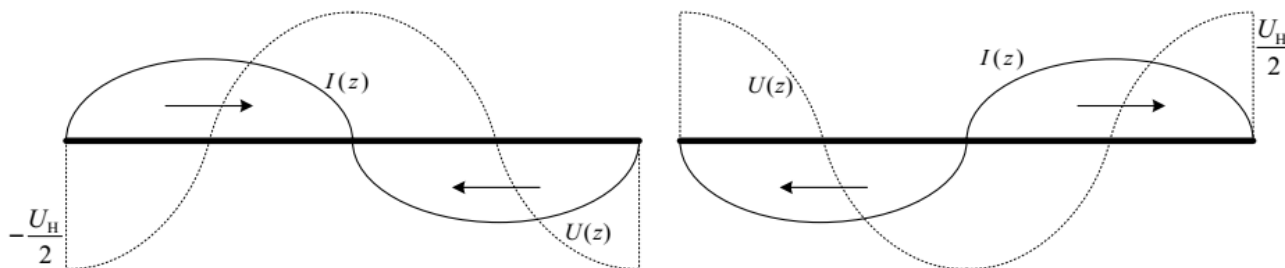


Рисунок 6.7 – Розподіл струмів і потенціалів на симетричному вібраторі

Так як синфазні і протифазні струми рівні, то випромінювання в головному напрямку відсутнє.

Суворе рішення задачі про розподіл струму показує, що в вузлах струм дещо відмінний від нуля. Це обумовлено тим, що вібратор, на відміну від двохпроводної лінії, випромінює.

6.3. Поле випромінювання диполя Герца

Розглянемо диполь Герца і розподіл струму на ньому (рис. 6.8).

$$I(z) = \text{const}$$

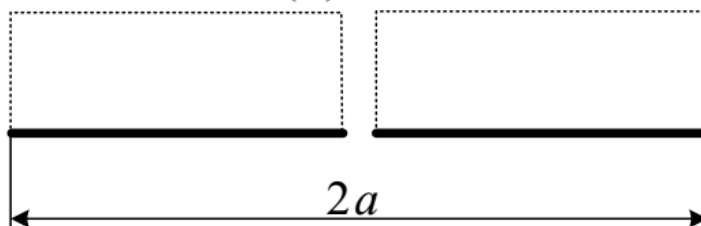


Рисунок 6.8 - Розподіл струму на диполі Герца

Для аналізу поля випромінювання антен виділяють кілька основних зон випромінювання.

Зона *індукції* або *ближня зона* (зона Френеля) елементарного випромінювача – це область простору, де в виразах для E і H члени, пропорційні $1/r^2$ і $1/r^3$, Переважають над членами, пропорційними $1/r$. Випромінювання електромагнітного поля в зоні Френеля має вихровий характер.

Зона *випромінювання* (зона Фраунгофера), хвильова зона або далека зона елементарного випромінювача - це область простору, в якій переважаючими є складові, пропорційні $1/r$. Випромінюване електромагнітне поле в дальній зоні є сферичною хвилею, в якій електричний і магнітний вектори перпендикулярні напрямку розповсюдження, тобто є поперечною електромагнітною хвилею.

Розглянемо вертикальний диполь Герца, розташований в декартовій системі координат (рис. 6.9).

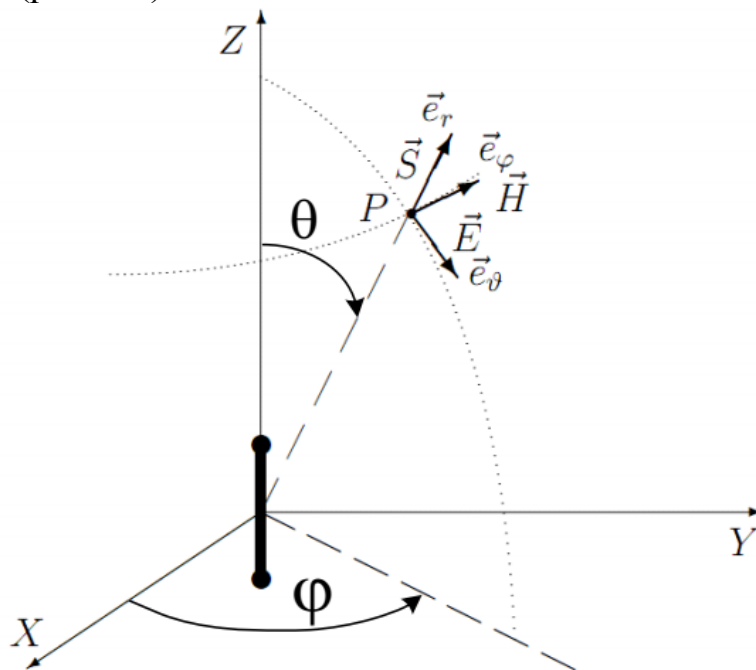


Рисунок 6.9 - Взаємна орієнтація векторів поля диполя Герца в зоні випромінювання

На рис.6.9 показана взаємна орієнтація векторів поля електричного диполя Герца в зоні випромінювання. Слід зазначити, що для диполя Герца вектор напруженості електричного поля в будь-якій точці (точці спостереження) в зоні випромінювання спрямований по дотичній до окружності, яка лежить в площині, що проходить через точку спостереження і вісь диполя. Зокрема, в розглянутому прикладі (вісь диполя збігається з віссю OZ сферичної системи координат) вектор E в будь-якій точці зони випромінювання спрямований уздовж орта e_θ , а вектор H - уздовж орта e_ϕ . Як показано на рис. 6.9.

Поле електричного диполя характеризується трьома складовими: E_θ , E_r , і H_φ , з яких позовжньою складовою E_r можна знехтувати, так як вона пропорційна $1/r^2$.

Компоненти поля E_θ і H_φ пов'язані співвідношенням

$$E_\theta = 120\pi H_\varphi.$$

Таким чином, досить дослідити тільки одну E_θ складову поля випромінювання диполя Герца. Опустимо в подальшому індекс « θ ». Електрична поперечна складова поля диполя визначається виразом

$$E_{\text{дг}} = -j \frac{30k I_l a}{r} \sin(\theta) e^{-jkr}, \quad (6.2)$$

де r - відстань до точки спостереження, розташованої в дальній зоні.

Амплітуда поля електричного диполя визначається виразом

$$|E_{\text{дг}}| = \frac{30k |I_l| a}{r} |\sin(\theta)|. \quad (6.3)$$

Амплітуда $|E_{\text{дг}}|$ не залежить від кута φ , тобто поле випромінювання диполя Герца володіє вісьовою симетрією.

При $\theta = 0$ випромінювання відсутнє, тобто в вісьовому напрямку диполь не випромінює.

При $\theta = \frac{\pi}{2}$ спостерігається максимальне поле випромінювання – напрямок ортогональний до вісі диполя – головний напрям.

Визначення діаграми спрямованості.

Діаграма спрямованості (ДС) передавальної антени по полю – це графічне представлення залежності модуля комплексної амплітуди вектора напруженості електричної компоненти електромагнітного поля, створюваного антеною в дальній зоні, від кутових координат θ і φ точки спостереження в горизонтальній і вертикальній площині, тобто залежність $E(\theta, \varphi)$.

Прийнято позначати ДС функцією $f(\theta, \varphi)$. ДС нормують - всі значення $E(\theta, \varphi)$ ділять на максимальне значення E_{max} і позначають нормовану ДС функцією $F(\theta, \varphi)$.

У будь-якої антени є певна спрямованість, описувана відповідною діаграмою. Для точного відображення спрямованості необхідно побудувати її тривимірне (просторове) зображення. Але просторовий розподіл щільності важко зобразити графічно, тому зазвичай задовольняють подання діаграми спрямованості антени у вертикальній і горизонтальній площинах (в основних перетинах).

Діаграма спрямованості антен може зображуватися в полярній системі координат або в перетині цієї системи, а також в декартових (прямокутних) координатах.

У полярних координатах застосовується сітка концентричних кіл і виходять з їх центру променів (рис. 6.10). Концентричні кола представляють напругу, причому в їх центрі вона прирівнюється до нуля.

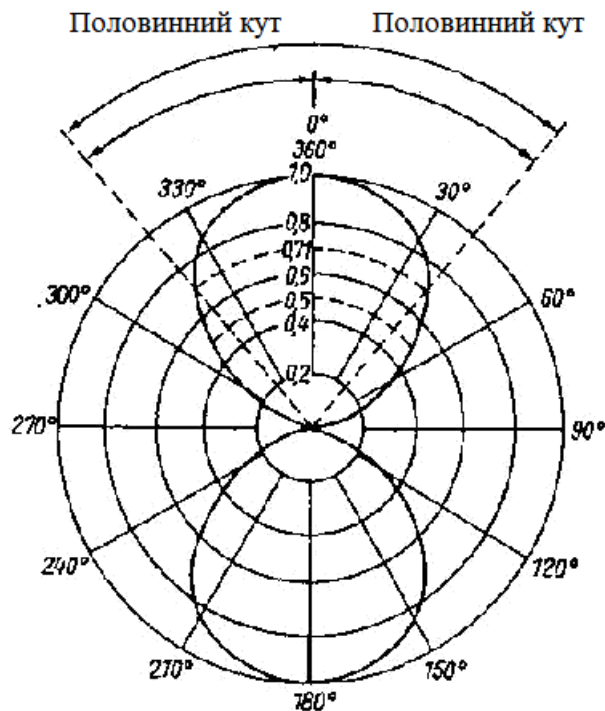


Рисунок 6.10 – Діаграма спрямованості симетричного вібратора

На рис. 6.10 представлена нормована діаграма спрямованості напівхвильового вібратора в горизонтальній площині (площина Е, ширина променя ДС по полю, що визначається за рівнем 0,707 від максимуму, становить 80°).

За діаграмою спрямованості визначають ряд важливих параметрів даної антени. Половину ширини головної пелюстки називають кутом половинного рівня. Це кут між напрямком максимуму випромінювання і напрямком, де щільність потоку енергії становить половину від максимальної. Щоб визначити такий кут, точці максимальної напруги в головному напрямку присвоюють значення 1,0 і по обидві сторони пелюстки випромінювання знаходять точки, в яких напруга становить 0,707 від максимальної. Зменшення напруги в 0,707 раз відповідає зниженню потужності на 50% або на 3 дБ. Потім, як показано на рис. 6.10, через ці точки проводять з центру прямі, які і служать сторонами шуканого кута половинного рівня. Зазвичай віддають перевагу використанню поняття ширини діаграми по половинній потужності або ширини за рівнем 3 дБ.

Точка діаграми спрямованості, де напруга спадає до нуля, носить назву нульової. Її положення описується кутом нульового значення, тобто кутом між напрямком максимуму випромінювання і напрямком на першу нульову точку. Шириною по нульовому рівню називають інтервал кутів між першими нульовими точками по обидва боки від головної пелюстки діаграми спрямованості.

Діаграма спрямованості є *нормованою*, коли всі значення напруги поділені на його максимальну величину і результат ділення виражений в частках одиниці або у відсотках.

Для опису положення площин, в яких будуються діаграми спрямованості користуються поняттями площини Е і площини Н. Перша з них відповідає напрямку ліній електричного поля в плоскому хвильовому фронті, друга – напрямленню ліній магнітного поля (рис. 6.9).

Відповідно до (6.3) діаграма спрямованості диполя Герца описується функцією

$$f(\theta, \varphi) = |\sin(\theta)|. \quad (6.4)$$

В *Е*-площині ДС, побудована по (7.3) має вигляд, як показано на рис. 6.11 – синім кольором. Так як для диполя Герца $f(\theta, \varphi)$ не залежить від φ , то в *Н*-площині діаграма спрямованості має вигляд, як показано на рис. 6.11 червоним кольором - ДС кругова.

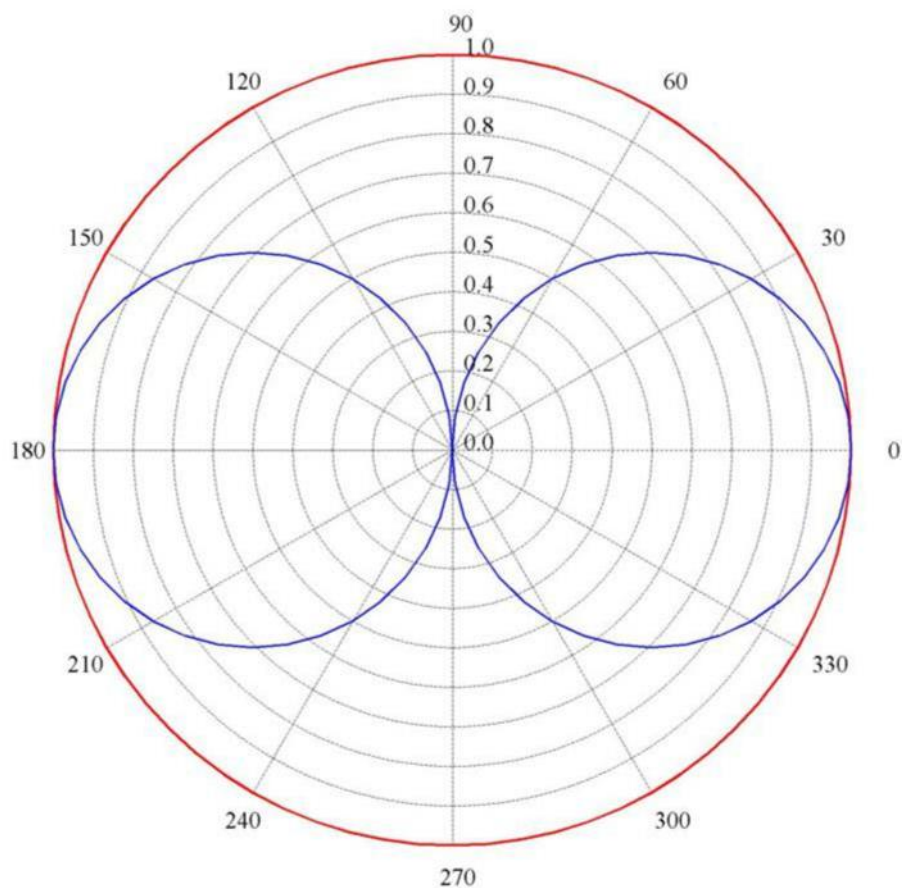


Рисунок 6.11 – Діаграми спрямованості диполя Герца в головних перетинах

Отримані на рис. 6.11 діаграми спрямованості випромінювача дозволяють відновити тривимірну ДС диполя Герца, яка має вигляд, як показано в перерізі на рис. 6.12.

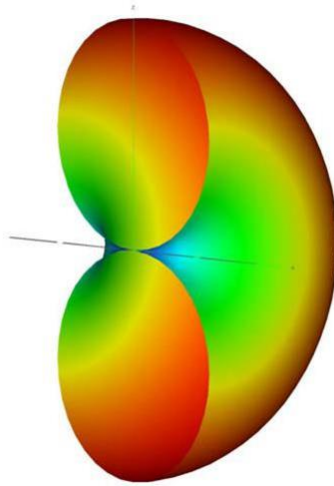


Рисунок 6.12 – Перетин тривимірної ДС диполя Герца

Діаграму спрямованості по потужності можна знайти, якщо відома інтенсивність випромінювання поля в місці прийому, яка визначається величиною вектора Пойнтінга.

$$\Pi = [E, H^*], (\text{Вт/м}^2)$$

$$\Pi = \frac{|E|^2}{120\pi}.$$

Таким чином, діаграма спрямованості за потужністю $f_M(\theta, \varphi)$ визначається з діаграми спрямованості по полю $f(\theta, \varphi)$, на підставі співвідношення

$$f_M(\theta, \varphi) = f^2(\theta, \varphi).$$

В декартовій системі координат ДС диполя Герца по полю і по потужності мають вигляд, як показано на рис. 6.13.

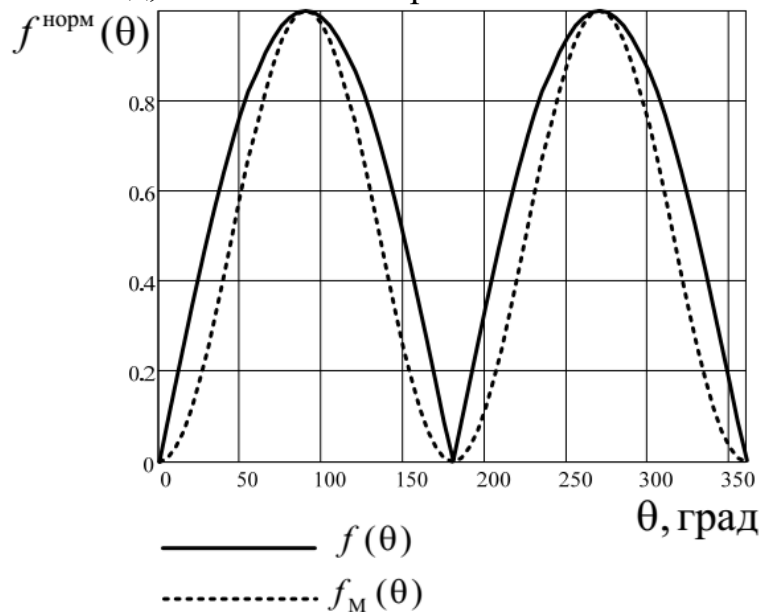


Рисунок 6.13 – ДС диполя Герца в декартовій системі координат

6.4. Поле випромінювання симетричного вібратора

Розіб'ємо вібратор на нескінченно велике число елементів dz . Так як довжина кожного елемента нескінченно мала, то можна вважати, що в його межах струм не змінюється ні за амплітудою, ні за фазою. Таким чином, весь вібратор можна розглядати як сукупність елементарних електричних вібраторів dz і, відповідно, поле розглянутого вібратора можна уявити як результат складання (інтерференції) полів, випромінюваних елементарними вібраторами. Зважаючи на малість повітряного проміжку (зазору) між плечима вібратора можна знехтувати впливом електричного поля (магнітного струму), існуючого в ньому, на випромінювання, і вважати, що електричний струм тече по суцільному провіднику довжиною $2l$.

Виділимо на вібраторі в точці z елемент довжиною dz і визначимо поле, створюване цим елементом в довільній точці спостереження M , що знаходиться на відстані r_0 від центру вібратора (у зоні випромінювання для всіх елементарних вібраторів) під кутом до його вісі (рис. 6.14).

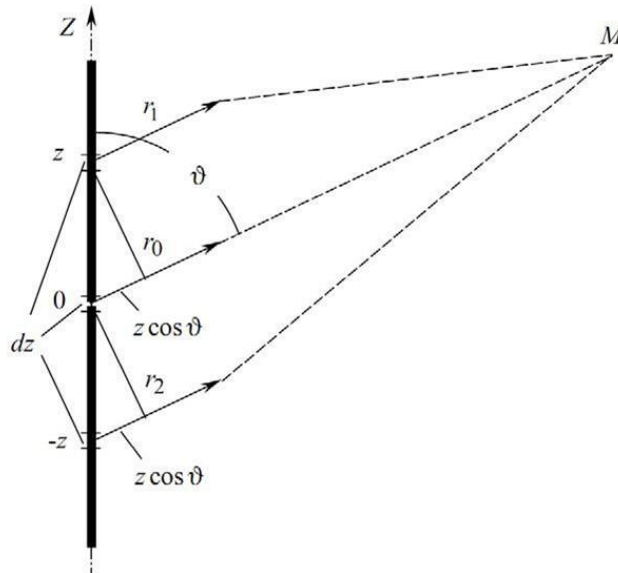


Рисунок 6.14 - До визначення поля випромінювання симетричного вібратора

В силу малості розмірів елемента можна вважати, що струм в ньому незмінний по довжині і має комплексну амплітуду $I(z)$. При цьому відстань від елемента до точки M дорівнює r_1 .

Розглянутий елемент можна вважати елементарним випромінювачем – диполем Герца, тому поле, створюване ним, згідно (6.3), буде визначатися виразом

$$dE_{\text{дг}} = -j \frac{30kI(z)dz}{r_1} \sin(\theta) e^{-jkr_1}, \quad (6.5)$$

де $I(z)$ - комплексний струм на елементарному випромінювачі.

Знайдемо величину r_1 . Як видно з рис. 6.5,

$$r_1 = \sqrt{r_0^2 - z^2 + 2r_0z \cos(\theta)}$$

Скористаємося відомим наближенням виразом $1+x \approx 1+x/2-x^2/8$, вірним при $x < 1$. Виносячи в (6.5) величину r_0 з-під кореня і залишаючи складові, що містять z в ступені не вище 2, отримаємо

$$r_1 = r_0 \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{z}{r_0} \right)^2 - \frac{z}{r_0} \cos(\theta) \right).$$

Якщо точка М досить віддалена від вібратора, то всі промені, що з'єднують точки антени з точкою М, йдуть практично паралельно. Опустимо з точки z на рис. 6.14 перпендикуляр на напрям r_0 . В результаті для r_1 отримаємо співвідношення

$$r_1 = r_0 - z \cos(\theta). \quad (6.6)$$

Таким чином, можна визначити далеку зону антени як область простору, для кожної точки якої всі промені, що йдуть від антени до цієї точки, паралельні. Величину $\Delta r = z \cos(\theta)$ часто називають різницею ходу променів, йдучих з центру вібратора і з точки з координатою z . Так як точка спостереження знаходиться на великій відстані від вібратора, то величина r мала в порівнянні з r_0 і відстані r_0 і r_1 мало відрізняються один від одного.

На підставі (6.6) отримаємо вираз для фазового множника в (6.5)

$$e^{-jk r_1} = e^{-jk r_0} e^{jk z \cos(\theta)}.$$

Після перетворення (6.5) отримаємо вираз

$$E_{\text{СВ}} = -j \frac{30kI_0}{r_0} \sin(\theta) e^{-jk r_0} \int_{-l}^l \sin[k(l - |z|)] e^{jk z \cos \theta} dz. \quad (6.7)$$

Остаточний вираз для поля випромінювання симетричного вібратора

$$E_{\text{СВ}} = j \frac{60I_0}{r_0} e^{-jk r_0} \frac{\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)}{\sin(\theta)}. \quad (6.8)$$

Як і в випадку диполя Герца, формула (6.7) складається з трьох множників: множника, що визначає лише величину напруженості поля і не залежить від напрямку на дану точку $\dot{A} = \frac{60I_0}{r_0}$ множника, що визначає

спрямовані властивості (характеристика спрямованості):

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)}{\sin(\theta)} \quad (6.9)$$

і фазового множника $j e^{-jk r_0}$.

З (6.8) видно, що симетричний вібратор володіє спрямованими властивостями тільки в площині Е, причому ці властивості визначаються тільки відношенням довжини плеча вібратора до довжини хвилі l/λ .

6.5. Аналіз діаграми спрямованості симетричного вібратора.

Аналіз ДС симетричного вібратора проведемо на підставі формули (6.8). З (6.9) видно, що симетричний вібратор має спрямовані властивості тільки в площині E , причому ці властивості визначаються тільки відношенням довжини плеча вібратора до довжини хвилі l/λ .

Уздовж осі (в напрямку $\theta = 0$) провід зі струмом не випромінює.

Розглянемо кілька випадків:

— диполь Герца, коли $l_1 \ll \lambda$;

— симетричний вібратор з довжиною плечей $l_2 = \frac{\lambda}{4}$ і $l_3 = \frac{\lambda}{2}$.

Результати розрахунків діаграм спрямованості в E -площині за формулою (6.9) представлені на рис. 6.15.

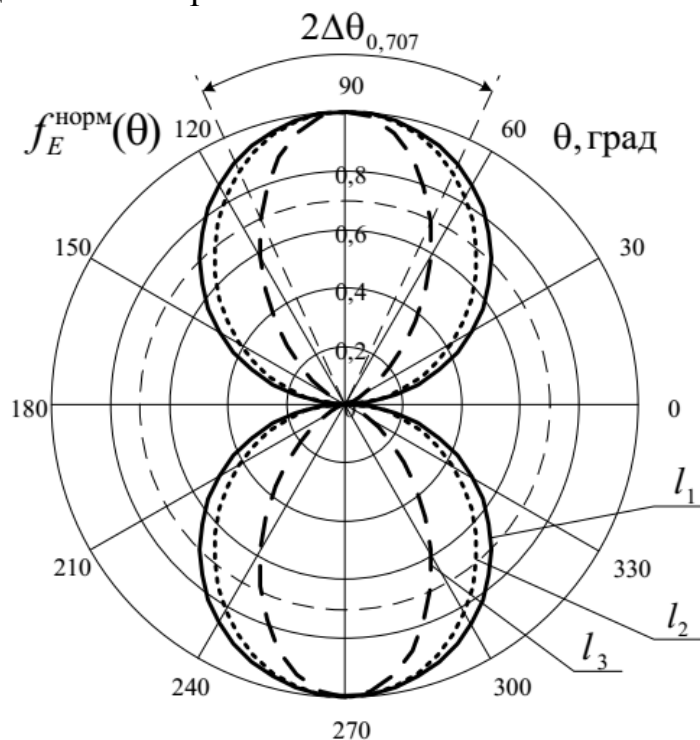


Рисунок 6.15 - Нормовані діаграми спрямованості симетричного вібратора в E -площині

Ширина діаграми спрямованості визначається, як показано на рис. 6.15.

Якщо довжина плеча асиметричного вібратора $l \leq \frac{\lambda}{2}$, то в напрямку, перпендикулярному вісі вібратора, в екваторіальній площині ($\theta = 90^\circ, 270^\circ$), поля всіх елементарних випромінювачів синфазні, і, отже, поле в даному напрямку є максимальним. Збільшення довжини вібратора до значення l_2 супроводжується зростанням випромінювання в напрямку, перпендикулярному вісі вібратора (головний напрямок випромінювання) за рахунок зменшення випромінювання в інших напрямках. При цьому ДС стає вже (рис. 6.15).

Розглянемо ще кілька випадків: симетричні вібратори з довжиною плечей $l_4 = 0.625\lambda$, $l_5 = 0.75\lambda$ і $l_6 = \lambda$. Результати розрахунків представлені на рис. 6.16.

При збільшенні $\frac{l}{\lambda} > 0.5$ характеристика спрямованості проходить через 0 не тільки при $\theta = 0^\circ, 180^\circ$, але і при деяких інших значеннях даного кута. Головні пелюстки вже встановлюються, але з'являються бічні пелюстки, випромінювання в головному напрямку зменшується. Зменшення випромінювання в головному напрямку пояснюється наступним: результуюче зміщення фаз полів, випромінюваних елементарними випромінювачами в даному напрямку, визначається просторовим зміщенням фаз і зміщенням фаз струмів цих елементарних випромінювачів. При $\frac{l}{\lambda} > 0,5$ на вібраторі з'являються ділянки з протифазними струмами, довжина яких зростає в міру збільшення відношення $\frac{l}{\lambda}$. Тому в даному випадку, хоча в головному напрямку просторові зрушення фаз дорівнюють нулю, поля, що випромінюються несинфазними струмами елементарних випромінювачів, складаються несинфазно.

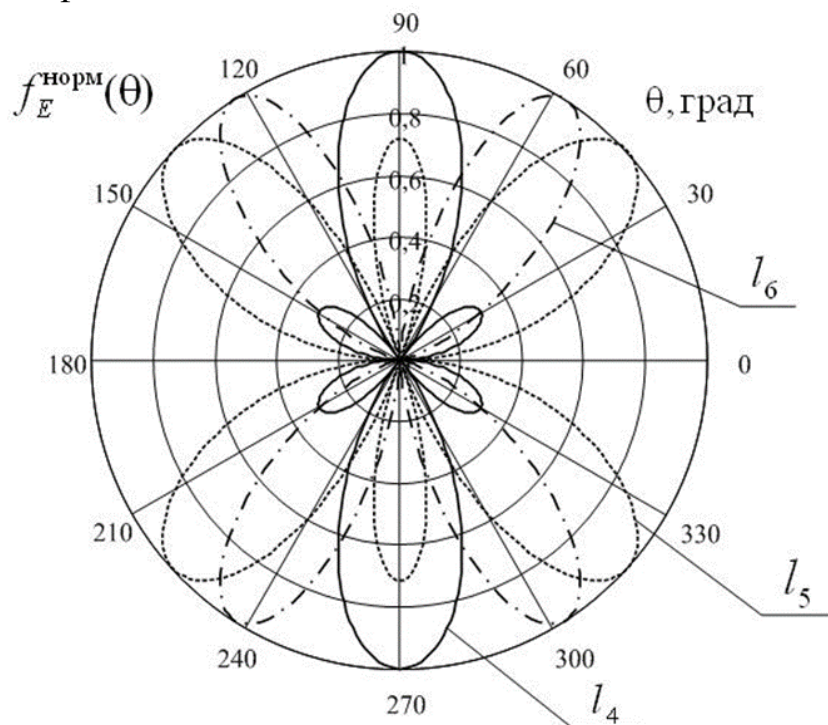


Рисунок 6.16 - Нормовані діаграми спрямованості симетричного вібратора в E -площині

Зростання відношення $\frac{l}{\lambda}$ супроводжується також зростанням бічних пелюсток, і при $\frac{l}{\lambda} = 0,72$ напруженість поля в напрямку максимуму бічної

пелюстки стає рівною напруженості поля в головному напрямку, а при подальшому збільшенні $\frac{l}{\lambda}$ перевищує її.

При $\frac{l}{\lambda}=1$ (або при $\frac{l}{\lambda}=n$, де n - ціле число) випромінювання в головному напрямку відсутнє, тому що протифазні ділянки вібратора мають однакову довжину.

На практиці застосовуються симетричні вібратори, у яких $\frac{l}{\lambda} < 0,7$ і максимум випромінювання збігається з головним напрямком ($\theta = 90^\circ, 270^\circ$). Надалі будемо розглядати саме такі вібратори. Нормована діаграма спрямованості такого вібратора, описується виразом

$$f^{\text{норм}}(\theta) = \frac{\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)}{\sin(\theta)(1 - \cos(kl))}. \quad (6.10)$$

6.6. Вхідний опір симетричного вібратора. Опір випромінювання. Діюча довжина антени. Коефіцієнт спрямованої дії

Потужність P , яка випромінюється симетричним вібратором, можна знайти методом вектора Пойнтінга, тобто інтеграцією середнього значення вектора Пойнтінга по поверхні сфери великого радіуса (в далекій зоні), в центрі якої знаходиться вібратор.

Так само, як і в випадку диполя Герца, можна записати

$$P_{\Sigma} = \frac{I_0^2 R_{\Sigma}}{2},$$

де R - опір випромінювання, віднесене до току в пучности.

При довжині плеча $\frac{l}{\lambda} < 0,25$ опір випромінювання перераховується на вхідні затиски антени за формулою

$$R_{\Sigma l} = \frac{R_{\Sigma}}{\sin^2(kl)}. \quad (6.11)$$

В загальному випадку опір випромінювання, що відноситься до пучности струму визначається за формулою

$$R_{\Sigma} = \frac{2P_{\Sigma}}{I_0^2} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} I_0^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} |E(\theta)|^2 r_0^2 \cos(\theta) d\theta. \quad (6.12)$$

Підставляючи в (6.12) вираз для характеристики спрямованості (6.8) (без фазових множників), отримуємо

$$R_{\Sigma} = 60 \int_0^{\pi} \frac{(\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl))^2}{\sin(\theta)} d\theta. \quad (6.13)$$

Як видно з (6.13), величина R_{Σ} залежить тільки від відношення $\frac{l}{\lambda}$. Ця формула є наближеною, оскільки вона виведена для синусоїдального розподілу струму по вібратору, що справедливо тільки для дуже тонких вібраторів. Однак результати розрахунків по (6.13) добре збігаються з експериментальними даними. Це пояснюється тим, що опір випромінювання визначається полем в дальній зоні, яке мало залежить від товщини вібратора. На рис. 6.17 показаний графік розрахованої по (6.13) залежності R_{Σ} від $\frac{l}{\lambda}$. Осцилюючий характер залежності пояснюється тим, що інтерференційна картина поля в далекій зоні змінюється при зміні співвідношення $\frac{l}{\lambda}$.

Далі визначимо **вхідний опір** симетричного вібратора. Потужності, що випромінюється вібратором (або будь-якою антеною), відповідає активний опір випромінювання. Потужності втрат відповідає активний опір втрат. Поряд з випромінюваним електромагнітним полем існує коливальне поблизу антени і пов'язане з нею електромагнітне поле, якому буде відповідати реактивна потужність. Останній відповідає реактивний опір антени.

Таким чином підключений до антени генератор навантажений на комплексний опір, званий вхідним опором антени. Вхідний опір симетричного вібратора (а також інших дротяних антен) дорівнює відношенню напруги на затискачах вібратора (точки живлення) до струму в точках живлення

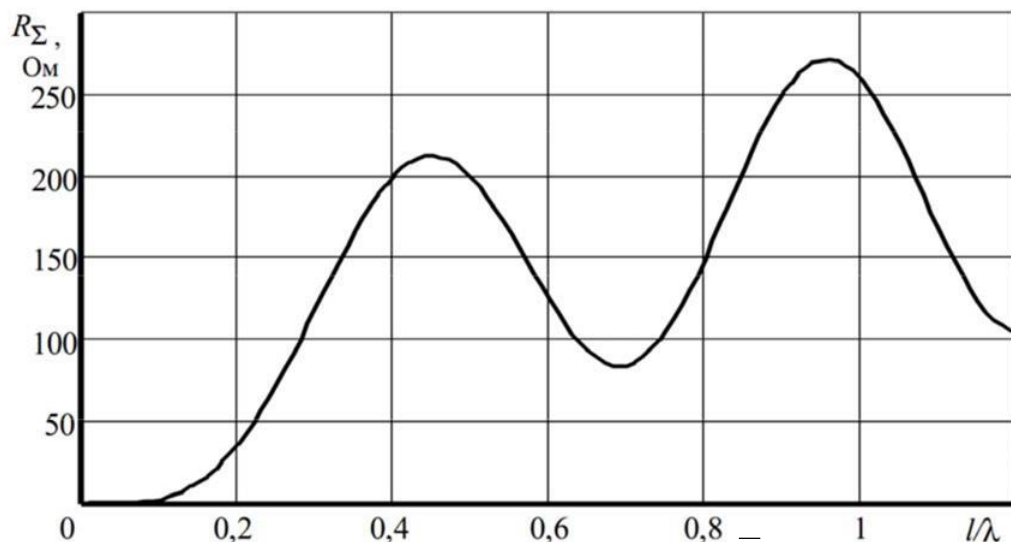


Рисунок 6.17 – Залежність R_{Σ} від $\frac{l}{\lambda}$

Надалі опустимо опір втрат. Для симетричного вібратора $\frac{l}{\lambda} < 0,25$ можна скористатися наближеною еквівалентною схемою випромінювача, заснованою на введення в модель довгої лінії опору випромінювання, відносно до вхідних затискачів - рис. 6.18.

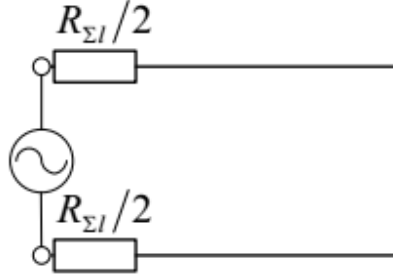


Рисунок 6.18 - Еквівалентна схема симетричного вібратора з $\frac{l}{\lambda} \leq 0,25$

Для розімкнутої лінії передачі її вхідний опір визначається при $x=l$ і з урахуванням включеного в лінію опору випромінювання вхідного опору симетричного вібратора з $\frac{l}{\lambda} < 0,25$ можна приблизно розрахувати за формулою

$$Z_{\text{вх}} = R_{\Sigma l} - j\rho \operatorname{ctg}(kl), \quad (6.14)$$

де $R_{\Sigma l} = \frac{R_{\Sigma}}{\sin^2(kl)}$, а R_{Σ} визначається за графіком на рис. 6.17.

Для симетричного вібратора з $\frac{l}{\lambda} > 0,25$ можна скористатися наближеною еквівалентною схемою випромінювача, заснованою на введення в модель довгої лінії опору випромінювання, включеного в точці пучності струму, яка розташована від кінців плечей випромінювача на відстані $\frac{\lambda}{4}$ (рис. 6.19, а).

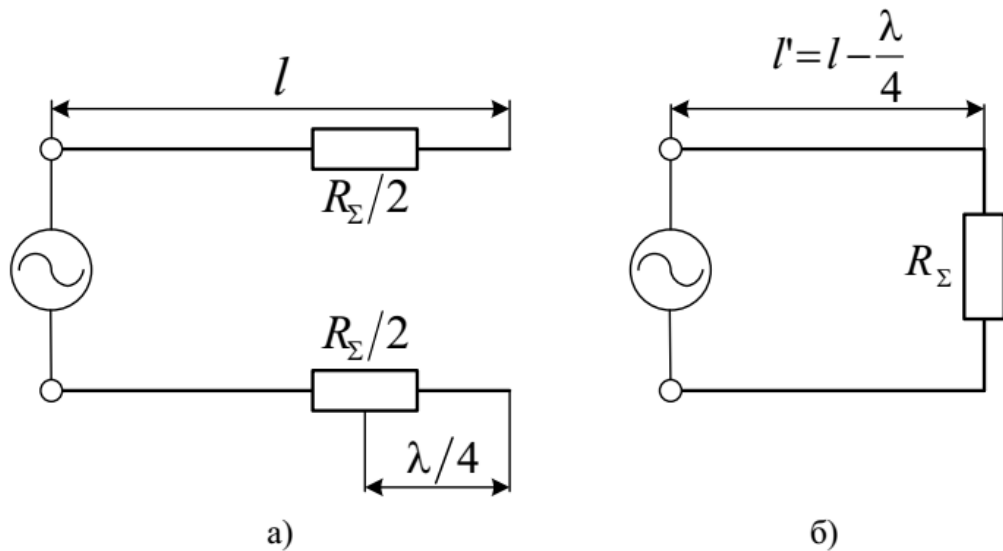


Рисунок 6.19 - Еквівалентна схема симетричного вібратора з $\frac{l}{\lambda} > 0,25$

Знаючи властивість розімкнутого відрізка лінії довжиною $\frac{\lambda}{4}$ можна перейти до еквівалентної схеми симетричного вібратора, представленої на рис.6.19,б.

Тоді вхідний опір симетричного вібратора можна визначити за формулою

$$Z_{BX} = \rho_{CX} \frac{KBX + j0,5(1 + KBX^2)\sin(2kl')}{\cos^2(kl') + KBX^2 \sin^2(kl')} \quad (6.15)$$

де хвильовий опір симетричного вібратора визначається за формулою $\rho_{CB} = 120 \ln \left(\frac{l}{a} - 1 \right)$; a – радіус провідника; значення коефіцієнта біжучих хвиль визначається за формулою $KBX = R_{\Sigma} / \rho_{CB}$ (при $R_{\Sigma} \leq \rho$); відрізок лінії $l' = l - \frac{\lambda}{4}$.

На підставі (6.15) проведемо розрахунки вхідного опору симетричного вібратора як залежність від $\frac{l}{\lambda}$ (рис. 6.20), де представлені графіки для активної (6.20, а) і реактивної (6.20, б) складових вхідного опору при різних значеннях хвильового опору симетричного вібратора ρ_{CX} . Видно, що зі зменшенням ρ_{CX} залежності R_{BX} і X_{BX} згладжуються. Це має суттєве значення для узгодження антени з лінією живлення. Розрахуємо залежності КСХ, що відповідають представленим на рис. 6.20 графікам вхідного опору антени. Результати розрахунків наведені на рис. 6.21. З рисунка видно, що зі зменшенням хвильового опору симетричного вібратора ρ_{CB} розширюється

смуга узгодження антени з лінією живлення. Ця властивість симетричного вібратора широко застосовується на практиці. Домогтися зменшення ρ_{CB} можна за рахунок збільшення ширини провідників, що утворюють плечі симетричного вібратора.

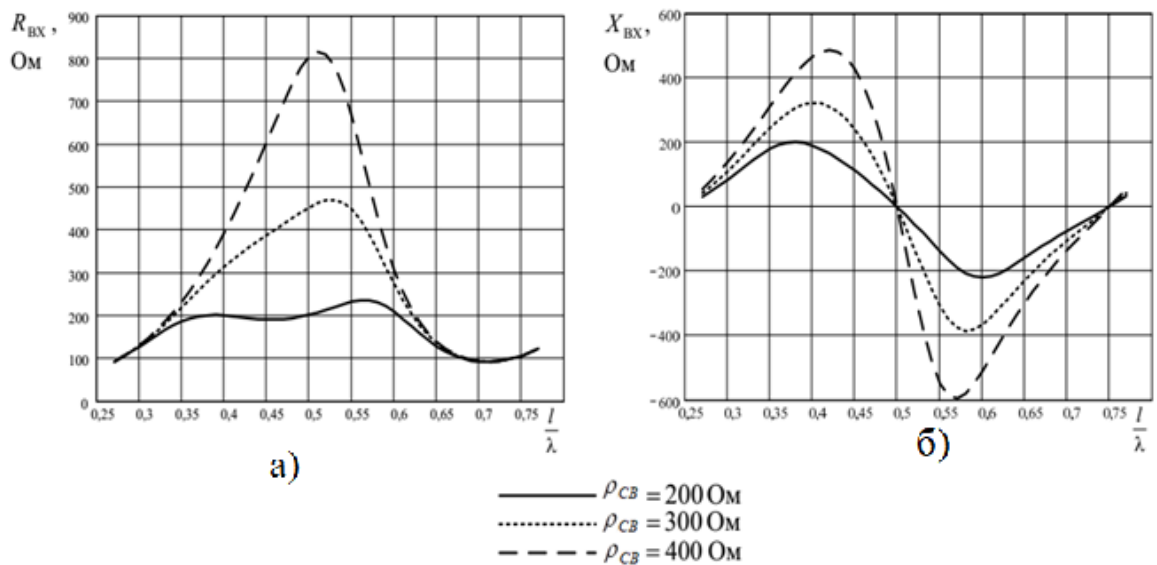


Рисунок 6.20 - Залежність вхідного опору симетричного вібратора від $\frac{l}{\lambda}$

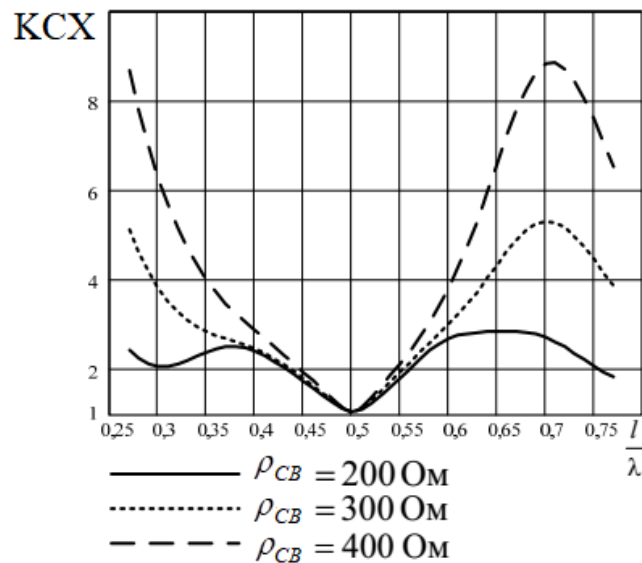


Рисунок 6.21 - Залежність КСХ на вході симетричного вібратора від $\frac{l}{\lambda}$

Діюча довжина антени. У випадку вібраторних антен іноді зручно користуватися розрахунковим параметром, званим діючою довжиною антени. Діючою довжиною l_d симетричного вібратора (або іншої антени) називається довжина уявного вібратора з рівномірним розподілом струму ($I(z) = I_0 = \text{const}$), що створює в напрямку максимального випромінювання (при $\theta = 90^\circ, 270^\circ$)

поле, рівне полю даної антени в напрямку її максимального випромінювання. При цьому струми в точках живлення обох антен вважаються рівними.

Виходячи з умови рівності моментів струмів визначимо діючу довжину симетричного вібратора

$$I_l l_{\text{д}} = \int_{-l}^l I(z) \, dz = I_0 \int_{-l}^l \sin(k(l - |z|)) \, dz.$$

Після перетворень отримаємо вираз для визначення діючої довжини $l_{\text{д}}$

$$\begin{cases} l_{\text{д}} = \frac{2}{k} \frac{(1 - \cos(kl))}{\sin(kl)}, \text{ при } l \leq \frac{\lambda}{4}; \\ l_{\text{д}} = \frac{2}{k} (1 - \cos(kl)), \text{ при } l > \frac{\lambda}{4}. \end{cases} \quad (6.16)$$

З урахуванням (6.16) можна записати вираз для нормованої діаграми спрямованості симетричного вібратора у вигляді

$$E_{\text{CB}} = j \frac{30k I_l l_{\text{д}}}{r_0} f^{\text{норм}}(\theta) e^{-jkr_0}.$$

Коефіцієнт спрямованої дії (КСД). КСД характеризує здатність антени фокусувати випромінювання в заданому напрямку.

Визначення 1. КСД - функція, яка показує, у скільки разів напруженість поля реальної антени в напрямку максимуму випромінювання більше напруженості поля еквівалентної ненаправленої антени, за умови однакових потужностей випромінювання.

Визначення 2. КСД - функція, яка визначає відношення інтенсивності випромінювання (величини вектора Пойнтінга) в напрямку максимуму випромінювання до середнього значення інтенсивності випромінювання в усіх напрямках.

З урахуванням класичного уявлення КСД для симетричного вібратора можна записати вираз

$$D = \frac{2(1 - \cos(kl))^2}{\int_0^\pi \frac{[\cos(kl \cos(\theta)) - \cos(kl)]^2}{\sin(\theta)} \, d\theta}.$$

Результати розрахунків залежності коефіцієнта спрямованої дії симетричного вібратора від $\frac{l}{\lambda}$ представлені на рис. 6.22. Пунктиром вказані найбільш важливі для вирішення практичних завдань значення відносних довжин плечей випромінювачів і відповідні їм значення КСД.

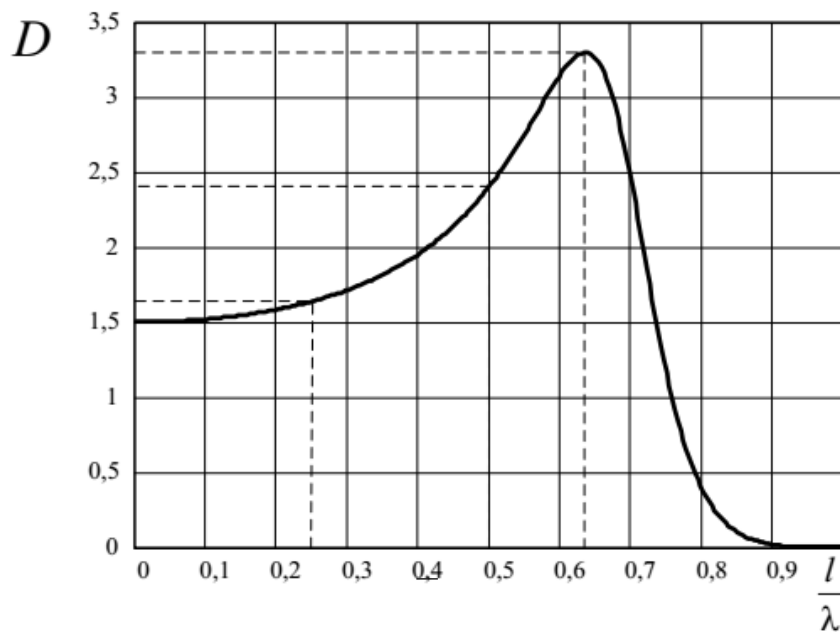


Рисунок 6.22 – Залежність коефіцієнта спрямованої дії симетричного вібратора від $\frac{l}{\lambda}$

Також для інженерних розрахунків КНД можна користуватися наближеними формулами, в яких використовується поняття діючої довжини

$$D = \frac{30k^2 l_d^2}{R_\Sigma}.$$

6.7 Випромінювання симетричного вібратора, розташованого над екраном. Несиметричний вібратор

Зазвичай антени розташовуються поблизу поверхні Землі або поблизу будь-яких тіл, що володіють властивостями провідників або діелектриків (вібратори, встановлені на металевих вежах, кораблях, літальних апаратах, різні типи щілинних антен та ін.). Під дією електромагнітного поля антени в ґрунті і близько розташованих до антени тілах виникають струми провідності і зміщення (вторинні струми). *Повне поле* являє собою результат інтерференції первинного поля, що випромінюється антеною, і вторинного (дифрагованого), створюваного вторинними струмами.

Рішення задачі про визначення поля випромінювання антени в цьому випадку виходить дуже просто за *методом дзеркальних зображень*. Цей метод дозволяє також в деякій мірі врахувати вплив параметрів реального підґрунтя на характеристики антен.

Суть методу дзеркальних зображень стосовно антен полягає в тому, що при визначенні електромагнітного поля, створюваного вібратором, поміщеним над нескінченно протяжною і ідеально провідною площиною, виключаються з розгляду вторинні струми введенням фіктивного вібратора,

що є дзеркальним зображенням дійсного вібратора так, як показано на рис. 6.23.



Рисунок 6.23 - Дзеркальне зображення симетричного вібратора, розміщеного над відбиваючою поверхнею

У випадку, якщо симетричний вібратор розташовується паралельно підстильній поверхні (до екрану), на підставі методу дзеркальних зображень для системи випромінювачів «реальний-дзеркальний» поле випромінювання буде визначатися за формулою

$$E = \frac{120I_0}{r} (1 - \cos(kl)) \sin(kh \sin \varphi).$$

У разі, якщо симетричний вібратор розташовується перпендикулярно підстильній поверхні (рис. 6.22), результуюча діаграма спрямованості буде визначатися за формулою

$$f(\theta) = \frac{\cos(kl \sin(\theta)) - \cos(kl)}{\cos(\theta)} \cos(kh \sin(\theta)). \quad (6.17)$$

Для симетричного вібратора, розміщеного паралельно над аперіодичним рефлектором, коефіцієнт спрямованої дії визначається за формулою

$$D = 480(1 - \cos(kl))^2 \frac{\sin^2(kh)}{R_{\Sigma \text{ повн}}},$$

де $R_{\Sigma \text{ повн}}$ - повний опір випромінювання симетричного вібратора (власний і наведений дзеркальним зображенням).

Аперіодичний рефлектор представляє металеву прямокутну або круглу пластину (екран), що встановлюється приблизно на відстані $\frac{\lambda}{4}$ від вібратора.

Іноді суцільна металева поверхня замінюється сіткою дротів, розташованих паралельно вісі вібратора. Лінійні розміри екрану зазвичай декілька перевищують довжину вібратора. Завдяки кінцевим розмірами екрану випромінювання в задньому напівпросторі усувається в повному обсязі.

Несиметричним називається вібратор, в якому одне плече за розмірами або формою відрізняється від іншого. Несиметричний вертикальний заземлений вібратор (рис. 6.24, а) являє собою вертикальний по відношенню до землі або до будь-якої металевої поверхні дріт (провід), до нижнього кінця якого приєднаний один затискач генератора, інший - до землі або до

металевого тіла (корпусу літака, автомобіля та ін). Роль другого плеча вібратора в даному випадку грає земля або металева поверхня. У разі ідеально провідної землі заміна її дзеркальним зображенням вібратора зводиться до переходу від несиметричного вібратора до симетричного (рис. 6.24, б).

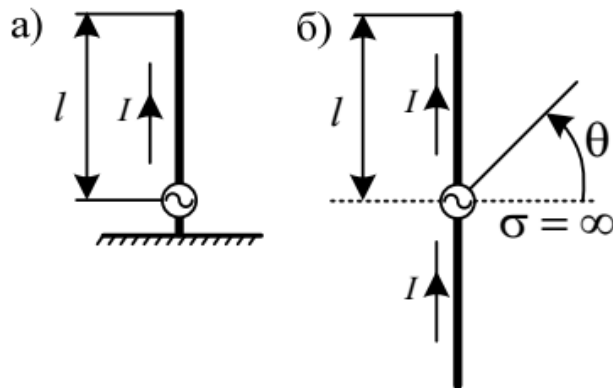


Рисунок 6.24 - Модель несиметричного вібратора

У разі несиметричного вібратора кут може змінюватися в межах $0^\circ \dots 180^\circ$. У горизонтальній площині вертикальний несиметричний вібратор не володіє спрямованими властивостями. Якщо довжина несиметричного вібратора не перевищує приблизно $0,7\lambda$, то він випромінює з максимальною інтенсивністю в перпендикулярному напрямку, тобто в горизонтальній площині.

У разі коротких вібраторів ($\frac{l}{\lambda} < 0,1$), що має місце в діапазоні кілометрових хвиль, отримуємо опір випромінювання

$$R_{\Sigma l} \approx 10(kl)^2 \approx 400(l/\lambda)^2.$$

Реактивна складова вхідного опору $X_{\text{вх}}$ несиметричного вібратора, у якого $\frac{l}{\lambda} < 0,3$, визначається за формулою

$$X_{\Sigma l} = -j\rho \operatorname{ctg}(kl),$$

де $\rho = 60 \left(\ln \frac{l}{a} - 1 \right)$ - хвильовий опір несиметричного вібратора.

Діюча довжина несиметричного вібратора

$$l_d = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1 - \cos(kl)}{\sin(kl)}.$$

Опір випромінювання $R_{\Sigma l}$ можливо збільшити без збільшення довжини антени збільшенням за рахунок збільшення l_d , Для чого слід зробити розподіл струму по вібратору більш рівномірним. Цього можна досягти, навантаживши вібратор на його верхньому кінці деякою ємністю, наприклад горизонтальним або похилим проводом, дрютяним диском (рис. 6.25).

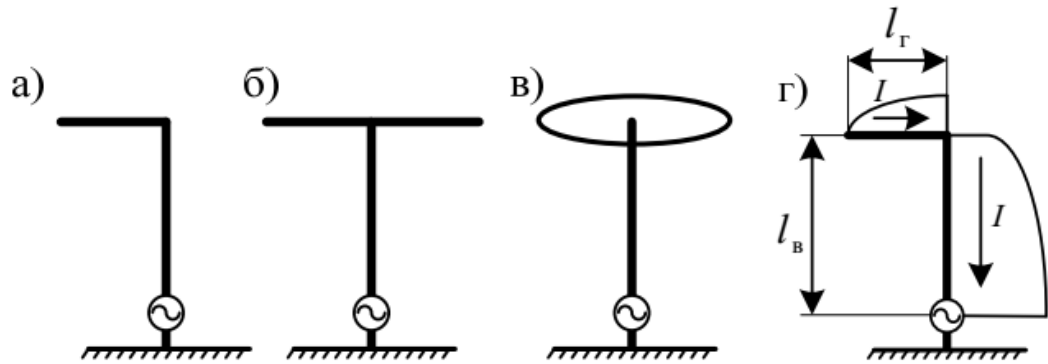


Рисунок 6.25 - Варіанти схеми побудови несиметричного вібратора: а) Г-подібний; б) Т-подібний; в) з диском на верхньому кінці; г) розподіл струму вздовж антени

Вертикальна частина називається зниженням, а горизонтальна - мережею. Розподіл струму по вертикальній і горизонтальній частинам Г-подібної антени показано на рис. 10.3,м. При невеликому значенні $\frac{l}{\lambda}$ і добре провідному ґрунті випромінювання горизонтальної частини антени майже повністю компенсується випромінюванням її дзеркального зображення.

Для антени, що містить n провідників в мережі, довжина плеча симетричного вібратора, еквівалентного за своїми характеристиками розглянутій антені, визначається з формули

$$l_{\text{екв}} = l_{\text{в}} + l_{2\text{екв}},$$

де $l_{2\text{екв}} = \frac{1}{k} \text{arcctg} \left(\frac{\rho_{\Gamma}}{n\rho_{\text{в}}} \text{ctg}(kl_{\Gamma}) \right)$; ρ_{Γ} і $\rho_{\text{в}}$ - хвильовий опір дроту в зниженні і мережі, відповідно.

Діюча довжина визначається за формулою

$$l_{\text{д}} = \frac{\cos(kl_{2\text{екв}}) - \cos(kl_{\text{екв}})}{k \sin(kl_{\text{екв}})}.$$

Вхідний опір симетричного вібратора розраховується за формулою

$$Z_{\text{ВХ}} = \frac{R_{\Sigma l}}{2} - j\rho \text{ctg}(kl_{\text{екв}}) + R_{\Omega},$$

де $R_{\Sigma l}$ визначається для $l_{\text{екв}}$; R_{Ω} - активний опір втрат.

Діюча висота антени $h_{\text{д}} = \frac{l_{\text{д}}}{2}$, тоді $R_{\Sigma l}$ можна розрахувати за формулою

$$R_{\Sigma l} = 40k^2 h_{\text{д}}^2.$$

Зазвичай прагнуть до того, щоб $X_{BX} \approx 0$. При цьому струм і напруга на вході вібратора виявляються в фазі і задана потужність досягається при меншій напрузі на затискачах. Крім того, при чисто активному входному опорі створюються оптимальні умови для роботи генератора. Тому для налаштування антени в резонанс поблизу точок живлення послідовно з генератором включають реактивні елементи налаштування.

Тема 7. Дрокові антени: директорні, логоперіодичні

7.1 Директорна антена

Директорна антена являє собою лінійну систему паралельних симетричних вібраторів, розташованих перпендикулярно вісі антени. Живлення від генератора отримує лише один з симетричних вібраторів, який називається активним. Збудження інших симетричних вібраторів, званих пасивними (директори та рефлектор), здійснюється хвилею, що розповсюджується вздовж системи випромінювачів. Джерелом цієї хвилі є активний випромінювач. В результаті того, що збуджені пасивні випромінювачі стають джерелами випромінювання, діаграма спрямованості (ДС) директорної антени істотно змінюється в порівнянні з ДС одиночного симетричного вібратора. Схема директорної антени зображена на рис. 7.1.

Принцип дії директорної антени заснований на додаванні в просторі полів декількох випромінювачів, амплітуди і фази струмів в яких підібрані таким чином, щоб в головному напрямку, створювані окремими випромінювачами, поля підсумовувалися, а в протилежному - віднімалися.

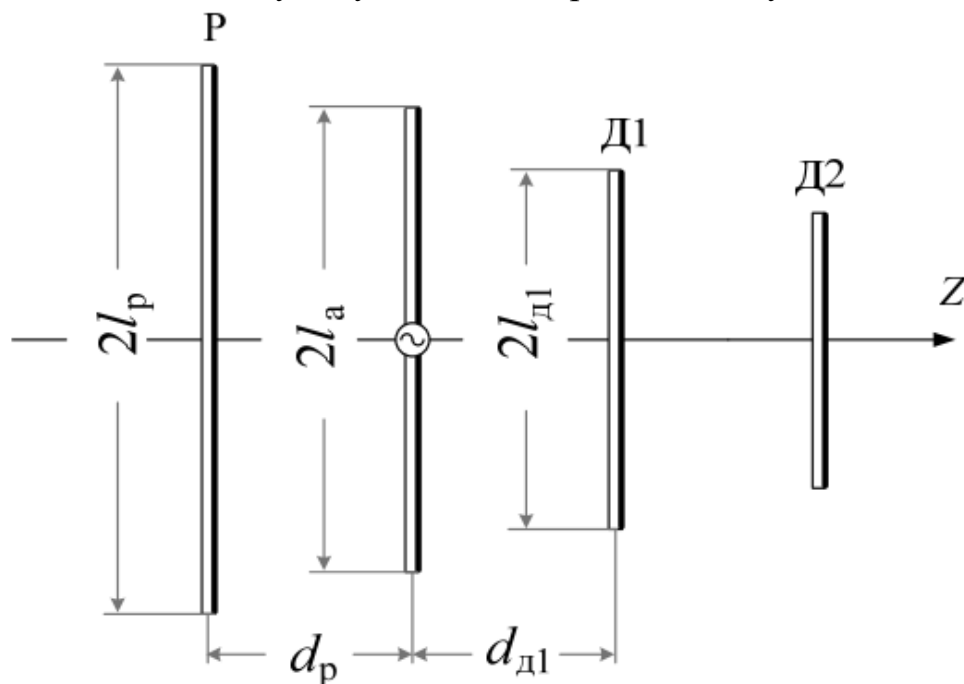


Рисунок 7.1 - Схема директорної антени

Амплітуда і фаза струму в пасивних випромінювачів визначається відстанями $d_{дi}$ (i - номер директора, що рахується з боку активного випромінювача) і d_p від відповідного пасивного до активного випромінювача і налаштуванням, яке здійснюється зміною довжини плечей директорів і рефлектора.

Пасивний випромінювач, що має найбільшу довжину (в середньому на (5...10)% довше активного), називають рефлектором (P), так як він відображає енергію в бік активного випромінювача і гасить випромінювання «назад», тобто в свою сторону. Пасивні випромінювачі, довжина яких в середньому на

(10...15)% коротше довжини активного випромінювача, називають директорами (Д), так як вони концентрують результуюче випромінювання в свою сторону і гасять випромінювання в бік активного випромінювача.

Принцип дії директорної антени наочно пояснюється з використанням векторних діаграм. Поле, що випромінюється директорною антеною в напрямку позитивної та негативної вісей Z , є векторною сумою полів активного випромінювача, директора і рефлектора. Фазове зміщення випромінюваних пасивними випромінювачами полів по відношенню до поля активного випромінювача, визначається фазами струмів, що збуджують пасивні випромінювачі, по відношенню до фази струму в активному випромінювачі. При розгляді фазових співвідношень необхідно враховувати, що активний випромінювач має резонансну довжину, тобто його вхідний опір чисто активний R_a ; довжина рефлектора більше резонансної, тому його вхідний опір, поряд з активною складовою R_p , має реактивну складову X_p , що носить індуктивний характер; довжина директора менше резонансної, тому його вхідний опір має активну складову R_d і реактивну складову ємнісного характеру X_d . Щоб знайти необхідні фазові співвідношення, доцільно скористатися векторними діаграмами.

Розглянемо роботу системи активного симетричного вібратора - пасивний рефлектор в припущенні, що $0,15 \leq d_p / \lambda \leq 0,25$. Покажемо за допомогою векторних діаграм (рис. 7.2, а), що в напрямку від рефлектора до активного симетричного вібратора поля випромінювачів складаються, а в протилежному напрямку - віднімаються.

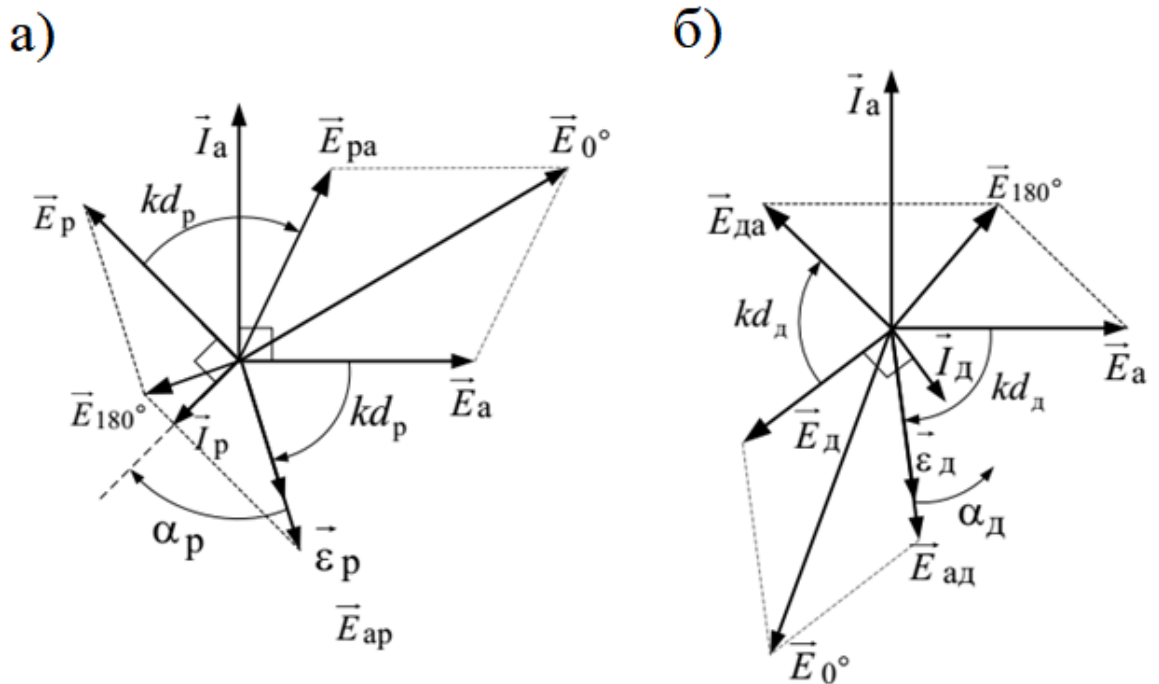


Рисунок 7.2 - Векторні діаграми для поля випромінювання директорних антен, утворених системою двох випромінювачів: пасивний рефлектор і активний випромінювач (а); пасивний директор і активний випромінювач (б)

Для визначення напруженості електричного поля в вищевказаних напрямках необхідно знати, як зміщені за фазою один щодо одного вектор напруженості електричного поля $\vec{E}_a$ активного симетричного вібратора біля його поверхні і вектор напруженості електричного поля рефлектора $\vec{E}_p$ біля його поверхні. Встановити співвідношення фаз можна за допомогою векторної діаграми, зображеної на рис. 7.2, а.

Нехай вектор струму I_a в активному вібраторі займає положення на комплексній площині як показано на рис. 1.3, а. З теорії антен відомо, що при довжині плеча симетричного вібратора $l_a \leq 0,25\lambda$ напруженість поля, створюваного вібратором на відстані d в напрямку, перпендикулярному вісі випромінювача (вісь Z (рис. 7.1)), визначається виразом

$$E = -j \frac{60 I_0}{d} \exp(-jkd),$$

де d - відстань від симетричного вібратора до точки спостереження; I_0 - пучність струму на плечах симетричного вібратора; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ - довжина хвилі випромінювання.

В цьому випадку електричне поле активного вібратора біля його поверхні $\vec{E}_a$ відстає за фазою від струму на кут $\pi/2$. На шляху до рефлектора це поле запізнюється по фазі на кут kd_p і наводить на рефлекторі електрорушійну силу (ЕРС) $\vec{\mathcal{E}}_p$, яка збігається за фазою з електричним полем біля поверхні рефлектора $\vec{E}_{ap}$ яка визначається відповідно до виразу:

$$\vec{\mathcal{E}}_p = \vec{E}_{ap} \cdot l_{др},$$

де $\vec{E}_{ap}$ - поле активного симетричного вібратора біля поверхні рефлектора; $l_{др}$ - діюча довжина рефлектора.

Так як реактивний вхідний опір рефлектора носить індуктивний характер ($X_p > 0$), то струм в рефлекторі $\vec{I}_p$ запізнюється за фазою відносно $\vec{\mathcal{E}}_p$ на кут $\alpha_p = \arctg(X_p / R_p)$, де $\alpha_p > 0$.

Напруженість електричного поля $\vec{E}_p$, створюваного біля поверхні рефлектора цим струмом, відстає від струму $\vec{I}_p$ за фазою на кут $\pi/2$.

На шляху до активного вібратора поле рефлектора запізнюється по фазі на кут kd_p і стає приблизно синфазним з полем активного випромінювача. Тому результуюче поле в позитивному напрямку вісі Z $\vec{E}_0 = \vec{E}_{pa} + \vec{E}_a$ посилюється. Поля $\vec{E}_{ap}$ і $\vec{E}_p$ приблизно протифазні, тому результуюче поле в напрямку рефлектора (негативний напрямок вісі Z) $\vec{E}_{180} = \vec{E}_{ap} + \vec{E}_p$ відносно мале.

Шляхом аналогічних міркувань можна розглянути роботу директорної антени, утвореною системою пасивного директора і активного випромінювача. Нехай вектор струму $\vec{I}_a$ в активному вібраторі займає положення на комплексній площині, як показано на рис.1.3, б. Електричне поле активного симетричного вібратора біля його поверхні $\vec{E}_a$ відстає за фазою від струму $\vec{I}_a$ на кут $\pi/2$. При своєму поширенні в напрямку директора поле запізнюється по фазі на кут kd_d і наводить в директорі ЕРС $\vec{\mathcal{E}}_d$, що збігається за фазою з електричним полем біля поверхні директора $\vec{E}_{ad}$. Так як реактивний опір директора носить ємнісний характер ($X_p < 0$), то струм в директорі $\vec{I}_d$ випереджає за фазою $\vec{\mathcal{E}}_d$ на кут $\alpha_d = \arctg(X_d / R_d)$, де $\alpha_d < 0$. Напруженість електричного поля $\vec{E}_d$, створеного біля поверхні директора струмом $\vec{I}_d$, відстає від цього струму по фазі на кут $\pi/2$. На шляху до активного вібратора поле директора запізнюється по фазі на кут kd_d і стає приблизно протифазним з полем активного симетричного вібратора. Тому результуюче поле $\vec{E}_{180^\circ} = \vec{E}_{da} + \vec{E}_a$ послаблюється в напрямку від директора до активного випромінювача. Поля $\vec{E}_{ad}$ і $\vec{E}_d$ приблизно синфазні, тому результуюче поле $\vec{E}_{0^\circ} = \vec{E}_{ad} + \vec{E}_d$ підсилюється в напрямку від активного випромінювача до директора.

7.2. Логоперіодична антена

Широкодіапазонні логоперіодичені антени конструюються на основі принципу електродинамічної подоби, відповідно до якої дві антени на хвилях λ_1 і λ_2 мають однакові електричні характеристики, якщо всі їхні геометричні розміри пропорційні відношенню довжин хвиль λ_1 / λ_2 . При цьому провідність навколишнього середовища і матеріалу, з якого виконуються обидві антени, повинні змінюватися відповідно з таким же відношенням. Остання вимога при виконанні антен з металу з високою питомою провідністю і при розміщенні антен в повітрі не є вирішальною і може не виконуватися.

Принципом електродинамічної подоби задовільняють антени нескінченних розмірів, форма яких повністю визначається кутами. Для створення практично здійснених антен частотно-незалежні структури повинні мати властивість «кінцевого відсічення струму». Така властивість передбачає, що на кожній даній хвилі струм протікає в межах обмеженої ділянки частотно-незалежної структури, розмір якої визначається довжиною хвилі. За межами цієї ділянки структури (званого активною областю антени) струм швидко згасає (відсікається).

Для пояснення цього явища слід звернутися до висновків теорії збудження періодичних структур. Як відомо, при збудженні періодичних

структур можливі два режими роботи: в першому - уздовж структури поширюється без випромінювання електромагнітна хвиля, а в другому - спостерігається випромінювання електромагнітних хвиль в навколишній простір. Режим роботи періодичної структури визначається співвідношенням між коефіцієнтом фази живильної хвилі, що розповсюджується вздовж структури, і періодом структури. При малому в порівнянні з довжиною хвилі періоді випромінювання відсутнє. При збігу періоду структури з довжиною хвилі відбувається інтенсивне резонансне випромінювання.

Якщо в періодичній структурі має місце резонансне випромінювання, то енергія хвилі що живить на кінцевому відрізку структури практично повністю перетворюється в енергію випромінюваних електромагнітних хвиль. При цьому збудження структури за областю випромінювання різко зменшується, і обрив структури не порушить режиму її роботи. Період структури у логоперіодичної антени є змінним, поступово збільшуючись в напрямку від точок живлення антени. Тому відсічення струму в цих антенах можна пояснити тим, що для будь-якої хвилі (в разі нескінченної структури) завжди знайдеться така обмежена область антени, в межах якої співвідношення між періодом структури і довжиною живильної хвилі відповідає режиму інтенсивного випромінювання.

Частотно-незалежною антеною, таким чином, є така антена кінцевих розмірів, яка в певному діапазоні хвиль має всі властивості нескінченних антен. Максимальна хвиля її робочого діапазону визначається максимальними розмірами антени, а мінімальна хвиля - точністю виконання структури поблизу точок живлення антени. Приклад плоскої логоперіодичної структури показаний на рис. 7.3.

Логоперіодична антена (ЛПА) являє собою сукупність елементів, розміри яких утворюють геометричну прогресію зі знаменником τ : $R_{i+1} / R_i = r_{i+1} / r_i = \tau$. Очевидно, що зміна всіх розмірів нескінченної структури в раз призведе до отримання структури, форма якої повністю збігається з вихідною. Тому електричні характеристики логоперіодичної антени повторюються лише на частотах, що утворюють геометричну прогресію зі знаменником τ : $f_0, f_0\tau, f_0\tau^2, \dots, f_0\tau^n \dots$

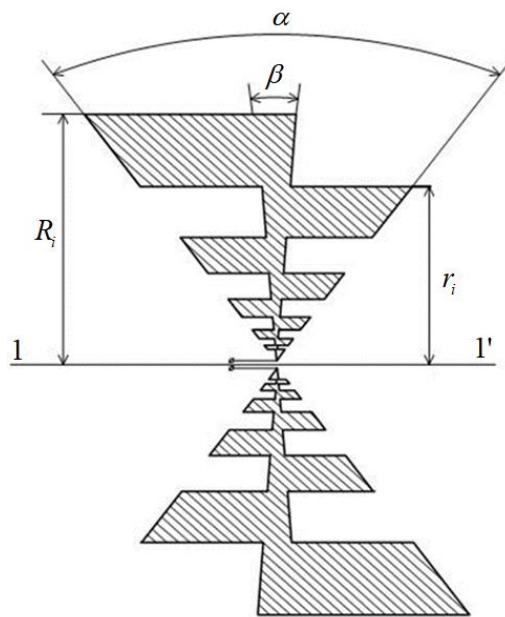


Рисунок 7.3 - Плоска логоперіодична структура

При зображенні на шкалі частот з логарифмічним масштабом ці частоти утворюють періодичну послідовність з постійним періодом, рівним $\ln \tau$, що і визначило назву антен цього типу. Очевидно, що в межах одного періоду зміни частоти від $f_0 \tau^n$ до $f_0 \tau^{n+1}$, електричні характеристики логоперіодичних антен будуть змінюватися. Неодмінною умовою, при якому практично здійснення антена може вважатися частотно-незалежною, є досить мала зміна її електричних характеристик в межах одного періоду зміни частоти. Ця умова справедлива при такому конструктивному виконанні частотно-незалежної структури, при якому один період зміни частоти виявляється малим. При цьому слід зазначити, що виконання антен у вигляді структур, як це вказано на рис. 7.3, є додатковою гарантією малості зміни електричних характеристик антени в межах одного періоду зміни частоти.

Сталість вхідного опору антени пояснюється наступним чином. Короткі вібратори, розташовані між точкою живлення і активною областю, слабо збуджуються, і їх вплив зводиться до деякої зміни еквівалентного хвильового опору лінії живлення і зміни фазової швидкості в ній. Вібратори активної області розташовані на відстані $\lambda / 4$ один від одного, і відображені ними хвилі значною мірою взаємно компенсуються. Крім того, електрична відстань від точки живлення до активної області постійна, тому перерахований до входу антени еквівалентний опір з частотою не змінюється.

Описаний принцип дії ЛПА зберігається і в тому випадку, коли обидві половинки структури утворюють деякий кут γ , а випромінюючі елементи мають трапецієдальную форму.

Для виконання принципу електродинамічної подоби товщина виступів антени також повинна була б збільшуватися пропорційно відстані R ; проте досвід показує, що для значень коефіцієнтів перекриття до 20, сталість товщини випромінюючих елементів практично несуттєва.

Параметр τ визначає також частотну періодичність характеристик антени, так як

$$\tau = \frac{f_i}{f_{i+1}}, \quad (7.1)$$

де f_i і f_{i+1} – частоти, що відповідають резонансам i -го та $(i+1)$ -го виступів відповідно (i -й виступ резонує разом з таким же виступом другого полотна, коли його довжина виявляється близькою до чверті довжини хвилі).

Чим менше τ , тим менше кількість зубців в антені при заданому R_1 . Величина може лежати в межах від 0,5 до 0,9.

Живлення плоскої логоперіодичної структури може бути здійснено за допомогою коаксіального кабелю. Однак узгодження при цьому виходить не дуже хорошим, через те, що вхідний опір антени великий.

Основними параметрами одного полотна дрютяної антени з трапеційдальними виступами є τ і кут α .

Центр випромінювання одного логоперіодичного полотна знаходиться в межах його активної області і, отже, зі зміною довжини хвилі переміщується по антені; проте його відносна відстань від вершини (виражена в довжинах хвиль) залишається для даної системи постійною.

При кутах, що не перевищують 60° , величина параметра τ майже не впливає на положення фазового центру. Зменшення кута, природно, веде до збільшення відстані між центром випромінювання і вершиною структури.

В сучасній техніці існує логоперіодична антена «*Rohde & Schwarz HL223*» (рис. 7.4).

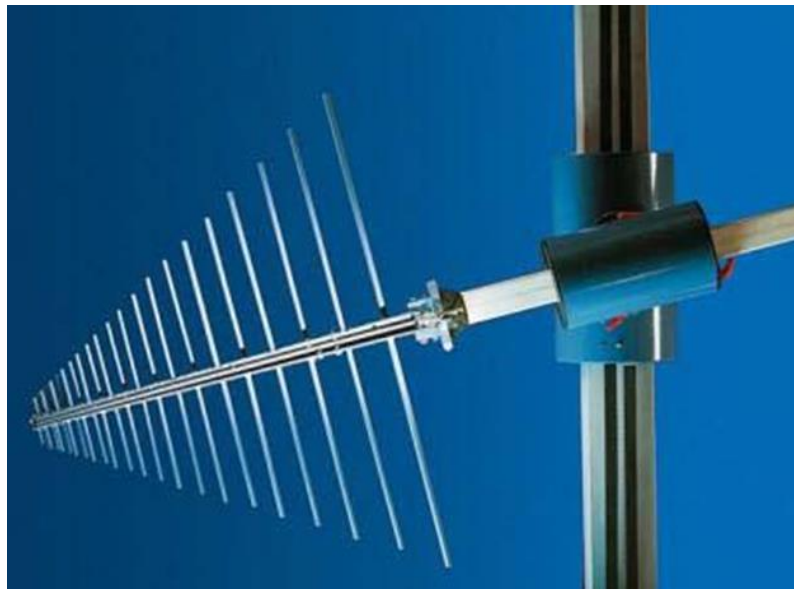


Рисунок 7.4 - Логоперіодична антена «*Rohde & Schwarz HL223*»

Діаграма спрямованості широкопсмугової антени *Rohde & Schwarz HL223* практично не змінюється в залежності від частоти. Міцна конструкція дозволяє використовувати антену, як в стаціонарних, так і в мобільних

застосуваннях. Антена ідеально підходить як для передачі і радіомоніторингу, так і для вимірювань.

Одним з видів логоперіодических антен є спрямовані антени. Розглянемо спрямовану логоперіодичну антену "*Rohde & Schwarz HL050*" (рис. 7.5).



Рисунок 7.5 - Спрямована логоперіодична антена "*Rohde & Schwarz HL050*"

Завдяки широкому діапазону частот від 850 МГц до 26,5 ГГц логоперіодична антена *Rohde & Schwarz HL050* особливо добре підходить для радіомоніторингу і вимірювання параметрів радіочастотних сигналів. Її діаграма спрямованості є практично обертово-симетричною і забезпечує формування оптимальної діаграми вторинного випромінювання при використанні даної антени в якості опромінювача дзеркальних антен. *Rohde & Schwarz HL050* може використовуватися в якості окремої антени або в якості опромінювача мікрохвильової антени *AC008*. Антена *Rohde & Schwarz HL050* володіє аналогічною конструкцією і може використовуватися в якості опромінювача дзеркальних МХД антен *AC090 - AC300*.

Тема 8 Лінійна антенна решітка

8.1 Антенні решітки та їх класифікація

Спрямованість дії найпростішої антени – симетричного вібратора – невисока. Для збільшення спрямованості дії вже на перших етапах розвитку антенної техніки стали застосовувати систему вібраторів – антенні решітки (АР). В даний час антенні решітки найбільш поширений клас антен, елементами яких можуть бути як слабоспрямовані випромінювачі (металеві та щільніні вібратори, хвилеводи, діелектричні стрижні, спіралі і т.д.), так і гостроспрямовані (гостроспрямовані) антени (дзеркальні, рупорні і ін.).

Застосування антенних решіток зумовлено наступними причинами. Решітка з N елементів дозволяє збільшити приблизно в N раз КСД (і відповідно підсилення) антени в порівнянні з одиночним випромінювачем, а також звузити промінь для підвищення точності визначення кутових координат джерела випромінювання в навігації, радіолокації та інших радіосистем. За допомогою решітки вдається підняти електричну міцність антени і збільшити рівень випромінюваної (прийнятої) потужності шляхом розміщення в каналах решітки незалежних підсилювачів височастотної енергії. Одним з важливих переваг решіток є можливість швидкого (безінерційного) огляду простору за рахунок коливання променя антени електричними методами (електричного сканування). Перешкодозахищеність радіосистеми залежить від рівня бічних пелюсток (РБП) антени і можливості підстроювання (адаптації) його по завадовій обстановці. Антенна решітка є необхідною ланкою для створення такого динамічного просторово-часового фільтра або просто для зменшення УБЛ. Однією з найважливіших завдань сучасної бортовий радіоелектроніки є створення комплексних систем, що поєднують кілька функцій, наприклад радіонавігації, РЛС, зв'язку і т.д. Виникає необхідність створення антенної решітки з електричним скануванням з декількома променями (багатопроеменевої, моно імпульсної і т.д.), що працює на різних частотах (сполученої) і має різні характеристики.

Є ряд конструктивно-технологічних переваг антенних решіток для бортових і наземних пристроїв в порівнянні з іншими класами антен. Так, наприклад, поліпшення масогабаритних характеристик бортової апаратури відбувається за рахунок використання друкованих антенних решіток. Зниження вартості великих радіоастрономічних телескопів досягається завдяки застосуванню дзеркальних антенних решіток.

Антенні решітки можуть бути класифіковані за наступними основними ознаками: геометрії розташування випромінювачів в просторі, способу їх збудження, закономірності розміщення випромінюючих елементів в самій решітці, способу обробки сигналу в решітці, амплітудно-фазового розподілу струмів (поля) по решітці і типом випромінювачів. Залежно від геометрії розташування випромінювачів АР підрозділяються на лінійні, дугові, кільцеві, плоскі, опуклі (циліндричні, конічні, сферичні і ін.) і просторові (тривимірні) (рис. 8.1). Просторова решітка в найпростішому випадку являє собою систему

з двох плоских решіток, паралельно розташованих в просторі. Розміщення випромінювачів в самій решітці може бути еквідистантним, у якого крок (відстань між випромінювачами) величина постійна (рис. 9,1 а, б, в, г, д), і нееквідистантним, у якого крок змінюється за певним законом або випадковим чином (рис. 8.1, з).

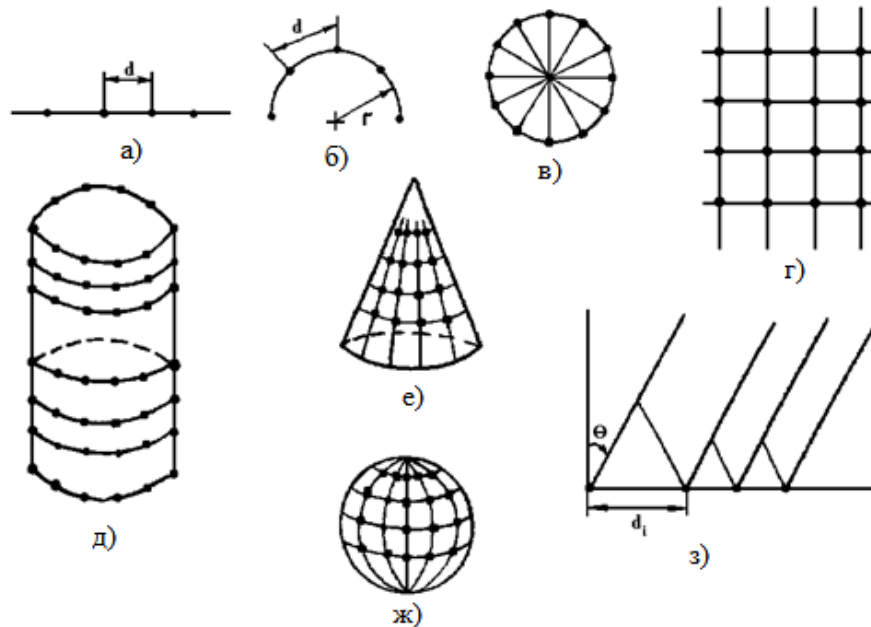


Рисунок 8.1 – Антенні решітки: а) – лінійна решітка випромінювачів; б) – дугова решітка; в) – кільцева решітка; г) – лиск решітка; д) – циліндрична решітка; е) – конічна решітка; ж) – сферична решітка; з) – нееквідистантна решітка

8.2 Методи розрахунку характеристик антенних решіток

Розглянемо загальні методи розрахунку характеристик АР; при цьому зручніше на початку найбільш докладно розглянути розрахунок АР, утворених системою напівхвильових вібраторів. В суворій електродинамічній постановці завдання про випромінювання системи тонких напівхвильових вібраторів аналогічна раніше розглянутої задачі про випромінювання одиночного вібратора. Різниця полягає в заміні одного вібратора системою вібраторів, кожен з яких збуджується своїм стороннім джерелом. Поступаючи, як при строгому виконанні завдання випромінювання симетричного вібратора, можна встановити зв'язку між сторонніми джерелами і параметрами АР. Токи в випромінювачі АР можуть бути знайдені з спільного рішення системи інтегральних рівнянь. Таке рішення виявляється на порядок складніше, ніж для одиночного випромінювача, і дуже ускладнює виявлення основних закономірностей антенних решіток. З цією метою в теорії антен використовують наближені методи, в яких спільне завдання розрахунку АР умовно поділяють на дві задачі: зовнішню і внутрішню. Рішення зовнішньої задачі полягає в знаходженні характеристик спрямованості антени при відомому амплітудно-фазовому розподілі струмів (полів) за елементами АР.

Цей розподіл вважається відомим з вирішення внутрішньої завдання і досягнуто відповідним підбором сторонніх джерел збудження. Рішення внутрішньої завдання полягає у визначенні амплітудно–фазового розподілу в АР при заданих сторонніх джерелах, що необхідно для збудження (живлення) АР. Рішення зовнішньої завдання можна провести в загальному вигляді для різних АР і потім встановити характеристики спрямованості. Тому нижче докладно зупинимося на загальному наближеному методі розрахунку зовнішньої завдання. Слід зауважити, що методи вирішення внутрішньої завдання виявляються різними для різних типів випромінювачів АР і будуть розглянуті пізніше. Поле випромінювання антеною решітки являє собою результат інтерференції полів окремих випромінювачів. Тому треба знайти окремо поле від кожного випромінювача в даній точці простору, а потім суму полів всіх випромінювачів при обліку амплітудних і фазових співвідношень, а також поляризації полів.

Розрахунок діаграми спрямованості таких антен доцільно проводити в наступному порядку:

1. Визначити амплітудну і фазову діаграми випромінювання окремих елементів, що становлять антенну решітку.

2. Знайти фазовий центр кожного випромінювача і замінити випромінювачі уявними точковими випромінювачами, розташувавши їх у фазових центрах реальних випромінювачів. Кожному точкового випромінювача приписати рівномірну фазову діаграму і амплітудну діаграму реального випромінювача. Тоді точковий випромінювач по зовнішньому дії буде повністю еквівалентний реальному випромінювачу.

3. Обчислити амплітуди і фази полів, що створюються еквівалентними випромінювачами в довільній точці простору (кожним окремо). При цьому розглядати поле на великому (в порівнянні з розмірами антени і довжиною хвилі) відстані від точки спостереження до всіх випромінювачів (однаковому і рівному відстані до будь-якого випромінювача). Розрахунок фаз слід, однак, вести з урахуванням різниці у відстанях до кожного випромінювача. При визначенні різниці в відстанях з метою спрощення слід вважати напрямлення на точку спостереження паралельними для всіх випромінювачів. При обчисленні фаз треба визначати фази по відношенню до фази поля будь-якого одного випромінювача, прийнятої за початкову.

4. Визначити амплітуду і фазу поля всієї антени шляхом підсумовування полів всіх складових її випромінювачів, враховуючи амплітудні і фазові співвідношення, а також поляризацію полів.

8.3 Випромінювання лінійної синфазної антени.

При розрахунку поля випромінювання синфазної антени з рівномірним амплітудним розподілом доводиться мати справу зі складанням деякого числа однаково поляризованих гармонійних коливань з рівними амплітудами і фазами, що відрізняються один від одного на однаковий кут. Сума таких коливань визначається як сума (ряд таких коливань) членів геометричної

прогресії або геометричним шляхом. Нехай є: $A \cos \omega t + A \cos(\omega t + \psi) + A \cos(\omega t + 2\psi) + \dots + A \cos(\omega t + (N-1)\psi)$

Уявімо кожний доданок вектором, який має модель, рівний амплітуді поля випромінювання A , і розташований відповідно фазі коливання ψ . При підсумовуванні векторів утворюється правильний багатокутник (рис. 8.2).

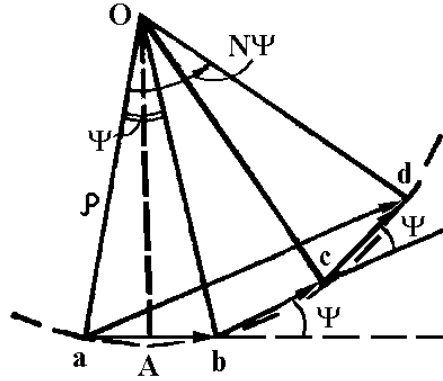


Рисунок 8.2 — Векторна діаграма підсумовування полів випромінювачів.

Опишемо навколо нього коло радіуса p з центром в точці O . Тоді

$$ad = 2p \sin \frac{N\psi}{2}$$

так як $\angle aod = N\psi$. З $\triangle aob$: $A = 2p \sin \psi/2$; звідти $p = \frac{A}{2 \sin \frac{\psi}{2}}$. Таким чином, амплітуда результуючого коливання:

$$ad = A \frac{\sin N\psi/2}{\sin \psi/2}.$$

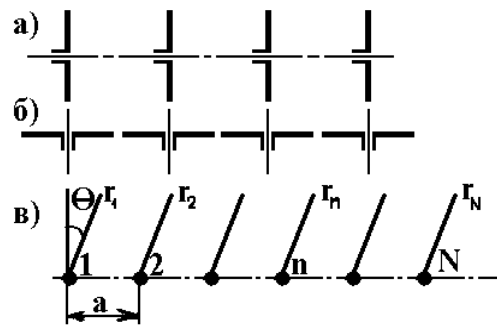
Фаза результуючого коливання по відношенню до фази початкового коливання визначається величиною кута dab і дорівнює $\frac{N-1}{2}\psi$. Сума всіх коливань:

$$\sum_{n=1}^N A \cos(\omega t + (n-1)\psi) = A \frac{\sin \frac{N}{2}\psi}{\sin \frac{\psi}{2}} \cos\left(\omega t + \frac{N-1}{2}\psi\right), \quad (8.1)$$

де ψ — різниця фаз між сусідніми коливаннями. Фаза результуючого коливання випереджає фазу вихідного на кут $\frac{N-1}{2}\psi$

Найбільш поширені антенні решітки, складені з вертикальних або горизонтальних напівхвильових вібраторів (рис. 8.3, а, б).

Такі антени складаються з синфазних питомих напівхвильових вібраторів, однаково орієнтованих і розташованих на однаковій відстані d одна від одної. Напрямок розташування утворює пряму лінію.



а – решітка вертикальних вібраторів; б – решітка горизонтальних вібраторів; в – до розрахунку ДС лінійних АР

Рисунок 8.3 – Лінійна решітка випромінювачів

Для розрахунку діаграм спрямованості замінимо кожен вібратор еквівалентним точковим випромінювачем, розташувавши його в фазовому центрі, тобто в середині вібратора. Тоді незалежно від того, горизонтальні або вертикальні вібратори в решітці, схема набуде вигляду, показаний на рис. 8.3, в. Поле такої антени – результат інтерференції полів вібраторів. Будемо вважати, що всі випромінювачі в решітці мають однакові ДС. Так як вібратори паралельні, то поля однаково поляризовані, а, отже, можна користуватися отриманою вище формулою для сумарного поля. Розглядаючи поле далеко від антени, тобто НЕ відстані $r \gg \lambda$, можна вважати, що $r_1 \approx r_2 \approx r_3 \approx \dots \approx r_n$ (рис. 8.3, в).

Нехай миттєве значення струму в пучності кожного вібратора описується рівнянням $i = J \sin \omega t$. Тоді сумарне поле в точці спостереження від всієї антени буде:

$$E = \sum_{n=1}^N A f_1(\Theta, \varphi) \cos(\omega t - k r_n), \quad (8.2)$$

де $f_1(\Theta, \varphi)$ — діаграма направленості еквівалентного излучателя в решетке, которую примем в рамках приближенной теории, одинаковой для всіх випромінювачів; A — постійний (амплітудний) множник, що не залежить від кутів (Θ, φ) ; r_n — відстань від n -го випромінювача до точки спостереження.

Приймемо фазу поля від найбільш віддаленого випромінювача (в даному випадку 1-го) за початкову. Тоді для визначення фази поля n -го випромінювача необхідно попередньо висловити відстань від цього випромінювача до точки спостереження через відстань r_1 . Р рис. 8.3, в видно, що

$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 - d \sin \Theta ; \\ r_3 &= r_2 - d \sin \Theta = r_1 - 2d \sin \Theta ; \\ &\dots\dots\dots \\ r_n &= r_1 - (n - 1)d \sin \Theta . \end{aligned}$$

підставляючи значення r_n в формулу (8.2) для напруженості поля, отримуємо:

$$\begin{aligned}
E &= \sum_{n=1}^N A f_1(\Theta, \varphi) \cos\{\omega t - k[r_1 - (n-1)d \sin \Theta]\} = \\
&= \sum_{n=1}^N A f_1(\Theta, \varphi) \cos\{\omega t - k r_1 + k(n-1)d \sin \Theta\} = \\
&= A f_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin\left(\frac{N}{2} k d \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{1}{2} k d \sin \Theta\right)} \cos\left(\omega t - k r_1 + \frac{N-1}{2} k d \sin \Theta\right),
\end{aligned} \tag{8.3}$$

де $\psi = k d \sin \Theta$ — різницю фаз між полями сусідніх випромінювачів, $k = 2\pi/\lambda$.

Проведемо аналіз отриманого виразу. Амплітудна діаграма спрямованості відповідно до формули (8.3) визначається як

$$E_m = A f_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} N d \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \Theta\right)}, \tag{8.4}$$

Вона являє собою твір діаграми становить випромінювача $A f_1(\Theta, \varphi)$ на множник антени

$$f_n(\Theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} N d \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \Theta\right)}. \tag{8.5}$$

З (8.3) випливає, що фаза поля змінюється при зміні кута Θ . Таким чином, при розрахунку відстані від найбільш віддаленого випромінювача синфазна антена не має рівномірної фазової діаграми, а обрана точка початку відліку відстаней не є фазовим центром.

Фазової діаграмою будемо називати надалі ту частину виразу, визначального фазу поля, яка не залежить від часу (8.3)

$$\psi(\Theta, \varphi) = -\frac{2\pi}{\lambda} r_1 + \frac{\pi}{\lambda} (N-1) d \sin \Theta$$

З'ясуємо, чи має розглянута антена фазовий центр і де він знаходиться. Припустимо, що фазовий центр є і знаходиться на лінії розташування випромінювачів на відстані x від 1-го випромінювача. Позначимо відстань від фазового центру до точки спостереження через r_0 і висловимо відстань r_1 через r_0 : $r_1 = r_0 + x \sin \Theta$. тоді:

$$\psi(\Theta, \varphi) = -\frac{2\pi}{\lambda} r_0 + \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \Theta + \frac{\pi}{\lambda} (N-1) d \sin \Theta.$$

Якщо x_0 — координата фазового центру, то цей вислів при $x=x_0$ не має залежати від Θ . Вимагаючи виконання цієї умови, отримуємо звідти $x = \frac{N-1}{2}d$

Таким чином, розглянута антена має фазовий центр, який збігається з її геометричним центром. Цей висновок справедливий в загальному випадку для будь-якої синфазної антени.

При відліку відстані від фазового центру з урахуванням того, що амплітуда поля практично не змінюється при зміні початку відліку в межах антени, поле

$$E = Af_1(\Theta, \varphi) \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} Nd \sin \Theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \Theta\right)} \cos(\omega t - kr_0) .$$

Так як вібратори, що утворюють решітку, мають слабку спрямованість, ДС решітки в основному визначається множителем решітки $f_n(\Theta, \varphi)$. Множник решітки залежить від числа випромінювачів і відстані між ними, вираженого в довжинах хвиль d/λ (8.5). Цей множник не залежить від кута φ , а це значить, що в площині, перпендикулярній лінії розташування випромінювачів (при $\Theta=0$), ДС решітки збігається з діаграмою одиночного випромінювача, а поле зростає пропорційно числу випромінювачів:

$$E_m = Af_1(\Theta, \varphi)N .$$

Це впливає з виразу (8.4) при $\Theta=0$.

У площині, що проходить через лінію розташування випромінювачів ($\varphi = \text{const}$), ДС решітки відрізняється від ДС одиночного випромінювача. Нехай в цій площині ДС одиночного випромінювача – ненаправлена. Тоді ДС решітки буде визначатися тільки множителем решітки, який в нормованому вигляді записується як

$$F_n(\Theta) = \frac{f_n(\Theta)}{f_n(0)} = \frac{\sin \frac{N\psi}{2}}{N \sin \frac{\psi}{2}} .$$

Множник решітки $F_n(\Theta)$ є періодичною функцією з періодом 2π і при зміні кута Θ проходить через свої максимальні і мінімальні значення. Тому ДС решітки має багатопелюстковий характер (рис. 10.7., Де заштрихована ДС реальної антени).

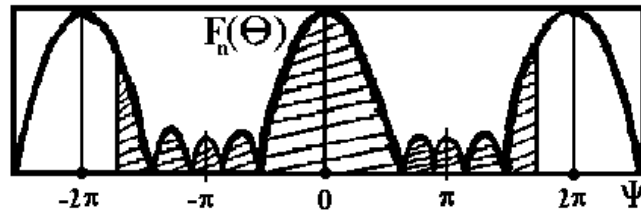


Рисунок 8.4 — Залежність множника решітки $f_n(\Theta)$ від узагальненої координати ψ .

У кожному з періодів цієї функції є один головний пелюстка і кілька бічних. Графік функції $F_n(\Theta)$ симетричний щодо точок $\psi = 0 \pm 2\pi$, а сама функція при цих значеннях ψ максимальна.

Між сусідніми головним і пелюстками є $N - 1$ направлений нульового випромінювання и $N - 2$ бічних пелюсток, максимуми яких зменшуються при віддаленні від кожного головного пелюстка. Найменшими при цьому є ті пелюстки ДС, які знаходяться в середині інтервалу між сусідніми головними максимумами. відносна величина бічних пелюсток $\frac{E_{m \text{ б.л.}}}{E_{m \text{ max}}} \approx \frac{1}{N \sin(\frac{2p-1}{2N}\pi)}$ де $p=1,2,3,\dots$. В решітках з великим числом випромінювачів рівень перших бічних пелюсток може бути знайдений за спрощеною формулою:

$$\frac{E_{m \text{ б.л.}}}{E_{m \text{ max}}} \approx \frac{1}{(2p + 1)\pi}$$

і при $n \geq 12$ величина першого бічної пелюстки дорівнює 0,217 (або -13,2 дБ) щодо головного.

На практиці зазвичай потрібно отримати ДС решітки з одним головним максимумом випромінювання. Для цього необхідно, щоб в інтервал зміни узагальненої координати $\psi = kd \sin \Theta$, визначається нерівністю $-kd \leq \psi \leq kd$ і відповідає реальній ДС решітки ($-\pi/2 \leq \Theta \leq \pi/2$) потрапляв лише один головний максимум функції $\frac{\sin N \psi/2}{\sin \psi/2}$ (рис. 8.4). Це буде в тому випадку, якщо ширина інтервалу зміни ψ , рівна $2kd$, менше 4π , т.е. $2kd < 4\pi$ или $d < \lambda$. Таким чином, відстань між сусідніми випромінювачами в решітці має бути менше довжини хвилі генератора. Кутові кордону головної пелюстки за рівнем випромінювання можуть бути знайдені з формули (8.6) шляхом прирівнювання чисельника множника решітки $\sin(\pi/\lambda Nd \sin \Theta)$ або $\pi/\lambda Nd \sin \Theta = \pm \pi$ так як множник решітки зі зміною кута змінюється значно швидше, ніж перший множник формули (8.6), і визначає в основному ДС решітки. З останнього співвідношення випливає $\sin \Theta_0 = \pm \frac{\lambda}{Nd}$. При великому числі випромінювачів ($N > 4$) можна прийняти $\sin \Theta_0 \approx \Theta_0$. Звідси кутова ширина головної пелюстки ДС $2\Theta_0 \approx \pm \frac{2\lambda}{Nd}$ або $2\Theta_0 \approx 115^\circ \frac{\lambda}{Nd}$. Таким чином, для отримання вузьких ДС необхідно збільшувати довжину антени Nd . Але так як відстань між випромінювачами має бути менше довжини хвилі генератора (для отримання одного головного максимуму

випромінювання), підвищення спрямованості домагаються збільшенням числа випромінювачів решітки N . Ширину ДС за рівнем 0,7 поля можна визначити за наближеною формулою:

$$2\Theta_{0,7E} \approx 0.89 \frac{\lambda}{Nd} \text{ рад або } 2\Theta_{0,7E} \approx 51^\circ \frac{\lambda}{Nd} \quad (8.7)$$

Формула (8.7) тим точніше, чим більше число вібраторів в решітці при заданій величині відношення d/λ . Практично нею можна користуватися, якщо $Nd > 3\lambda$.

Якщо випромінювачі, що утворюють лінійну синфазну антену, мають спрямованими властивостями в площині, що проходить через лінію їх розташування (рис. 8.5), то відстань між випромінювачами можна взяти більше довжини хвилі генератора

($d > \lambda$). В цьому випадку в інтервалі зміни узагальненої координати ψ , відповідної реальній ДС решітки, може виявитися кілька максимумів функції $\sin \frac{N\psi}{2} / (N \sin \frac{\psi}{2})$.

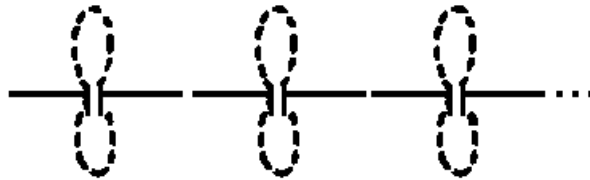


Рисунок 8.5 — Лінійна решітка спрямованих випромінювачів

В результуючій ДС вони будуть відсутні, якщо в цих напрямках ДС одиночного елемента решітки має нульове або майже нульове значення. Таким чином, вибором відповідної відстані між випромінювачами (при $d > \lambda$) можна отримати результуюче випромінювання з відносно низьким рівнем бічних пелюсток.

Якщо відстань між випромінювачами вибрано таким, що можна знехтувати впливом їх полів один на одного, то КНД решітки можна підрахувати за наближеною формулою $D_0 \approx ND_{01}$, де D_{01} — коефіцієнт спрямованої дії одиночного випромінювача у вільному просторі. Розглянуті лінійні решітки володіють спрямованістю тільки в одній площині: в площині розташування випромінювачів.

8.4 Загальні відомості про хвильоводно—щілинні антени

Хвильоводно—щілинні антени (ХЩА) знаходять широке застосування в антенній техніці. Вони використовуються в якості випромінювача складних антен, а також як самостійні конструкції, що дозволяють реалізувати широкий клас ДС. При розрахунку поля випромінювання щілини, прорізаної в необмеженій металевій площині і збуджуваних, наприклад, плоскою хвилею, вважають, що вторинне поле, обумовлене впливом щілини, можна визначити, якщо відповідно до принципу подвійності ввести поняття еквівалентного магнітного струму. Таким чином, щілину можна розглядати як певний

магнітний вібратор, аналіз спрямованих властивостей якого може бути виконаний за допомогою формул, отриманих для електричного вібратора [3].

У техніці МХД переважно використовуються щілини, прорізані в стінках хвиеводів, які мають обмежені розміри. Тому вказаний теоретичний розгляд реальної щілини матиме наближений характер. У деяких випадках можливе суворе рішення задачі про збудження електромагнітних хвиль в зовнішньому просторі, наприклад, для щілини, прорізаної в стінці круглого хвиеводу.

Щілини, прорізані в стінках хвиеводу, збуджуються струмами, що протікають по його внутрішній поверхні (рис. 8.8). Розподіл поверхневого струму визначається типом хвилі, що розповсюджується в хвиеводі, а інтенсивність збудження щілини залежить від числа перетинають її ліній струму. Чим більше проекція щілини на нормаль до ліній струму і чим більше його щільність, тим сильніше збуджується щілину і більше напруженість випромінюваного нею поля. Таким чином, інтенсивність поля випромінювання можна регулювати шляхом вибору положення щілини. Це властивість щілинних випромінювачів використовується в розрахунках багато щілинний решіток з метою створення необхідного розподілу амплітуд збудження уздовж антени [3].

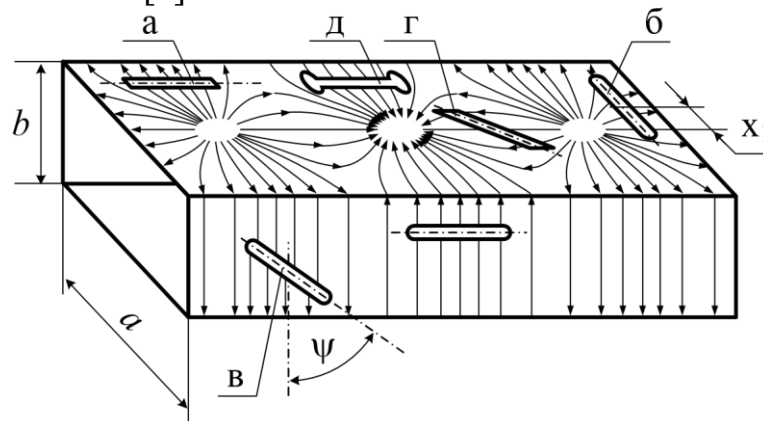


Рисунок 8.8 — Поверхневі струми в хвиевід

Одиночний щілинний випромінювач має слабкі спрямованими властивостями. Тому практичне застосування знаходять багатоеlementні щілинні антени, спрямовані властивості яких істотно залежать від числа щілин, їх взаємного розташування на стінках хвиеводу і режиму роботи передавальної лінії. Відповідно до цього розрізняють резонансні і нерезонансні антени. Для кожної з них можлива побудова антен з так званими узгодженими щілинами.

У резонансних хвиевідних антенах щілини збуджуються синфазно. Це досягається розташуванням їх відносно один одного на відстані Λ , де Λ — довжина хвилі в хвиеводі (рис. 8.9).

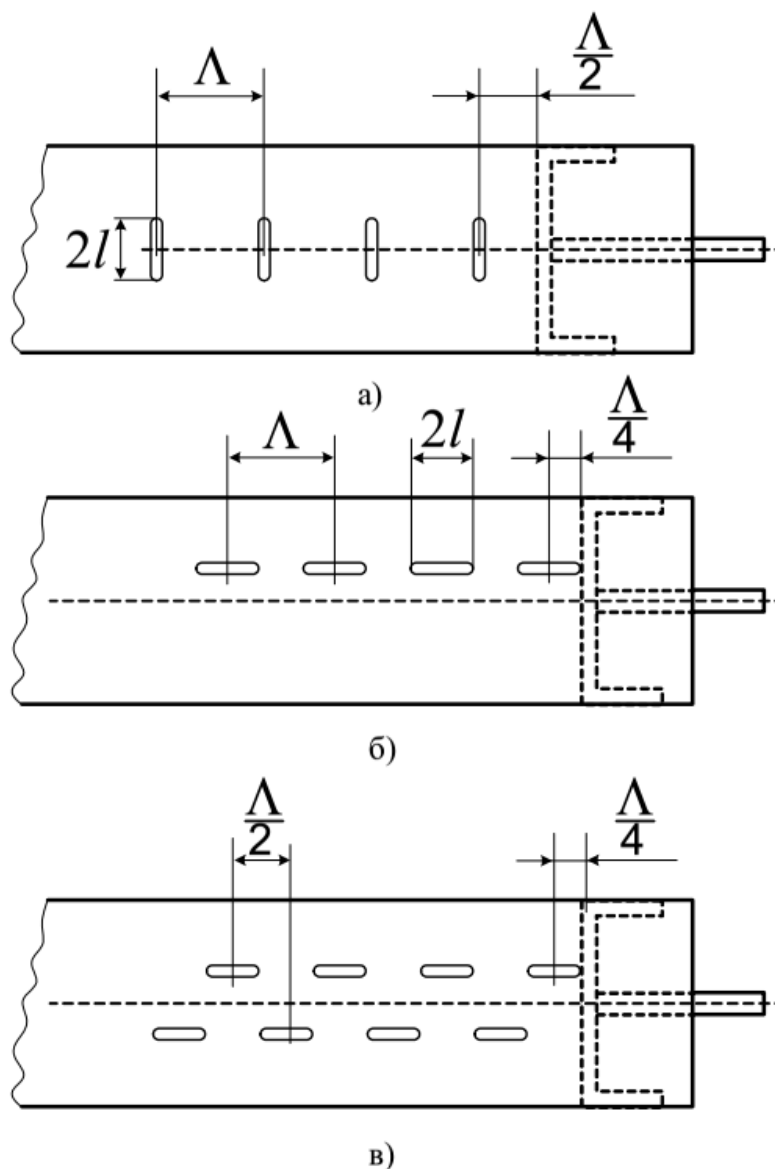


Рисунок 8.9 — Розміщення щілин в резонансних антенах:
 а) поперечні щілини, розміщені на відстані Λ ; б) поздовжні щілини, розміщені на відстані Λ ; в) поздовжні щілини, розміщені на відстані $\frac{\Lambda}{2}$

При цьому на кінці хвильоводу може бути коротко замкнутий поршень або поглинаюче навантаження. Якщо в кінці антени на відстані $\frac{\Lambda}{4}$ від останньої щілини знаходиться коротко замкнутий поршень, то кожна з щілин виявляється розташованою в пучності струму.

Для зменшення довжини антени при даному числі щілин їх прорізають в шаховому порядку по обидва боки від середньої лінії широкої стінки хвильоводу (рис. 8.9, в) на відстані $\frac{\Lambda}{2}$ один від одного. При такому розташуванні вони збуджуються синфазно, так як поверхневі струми (рис. 8.8) перетинають їх в одному напрямку.

8.5 Основні характеристики хвелеводно–щілинних антен

Вважаючи, що взаємний вплив щілин дуже малий, а розміри і інтенсивність їх збудження однакова, спрямовані властивості багато щілинний антени можна характеризувати такою ж функцією спрямованості, як і для лінійної антеною решітки (рис. 8.10)

$$F(\theta) = F_1(\theta) \frac{\sin \left[\frac{1}{2} N (kd \sin \theta - \psi_0) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (kd \sin \theta - \psi_0) \right]}, \quad (8.7)$$

де N — число щілин; d — відстань між щілинами; ψ_0 — різниця фаз струмів сусідніх випромінювачів; θ — кут, відлічуваний в площині H від нормалі до площини антени; $F_1(\theta)$ — функція спрямованості одиночного випромінювача.

Для щілини довжиною $2l$ в площині H ця функція має вигляд

$$F_1(n) = \frac{\sin(kl \sin \theta) - \cos kl}{\cos \theta}.$$

При розрахунках необхідно враховувати, що щілинний вібратор на відміну від електричного вібратора не є всеспрямованим внаслідок обмежує впливу стінок хвелеводу.

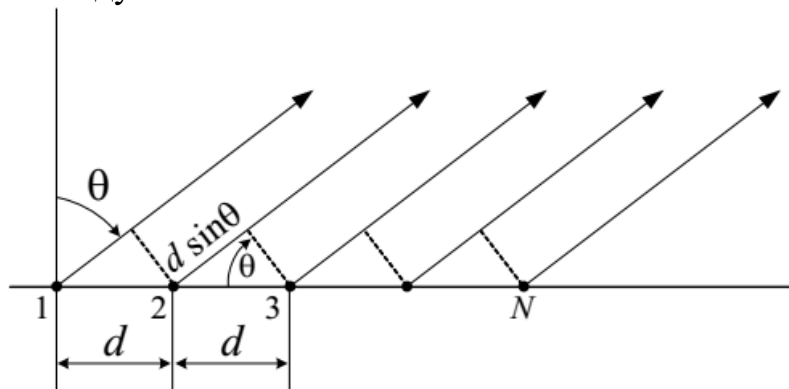


Рисунок 8.10 — До визначення ДС антени

Розрахунок функції спрямованості в цьому випадку складний, обмежується приватними результатами експерименту (рис. 8.11) і наближеними розрахунками. Приклад ДС, прорізаної в нескінченному екрані, показаний на рис. 8.11.

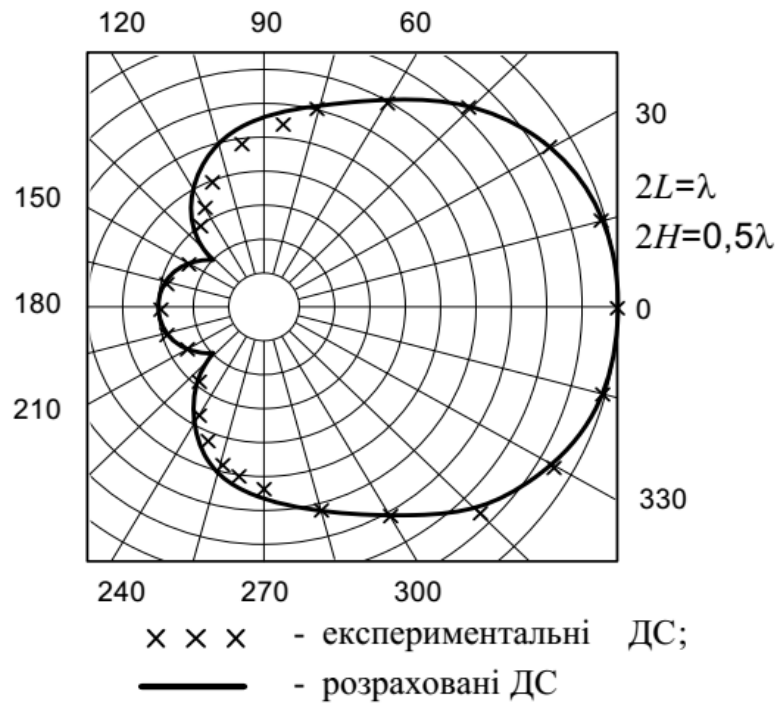


Рисунок 8.11 — ДС щілини, прорізаної в екрані

У нерезонансних антенах щілини розташовуються уздовж хвилеводу на відстані, відмінному від Λ , і збуджуються несінфазно хвилею, що біжить (рис. 8.12). Режим біжучої хвилі забезпечується узгодженням хвилеводу з навантаженням, для чого в його кінці встановлюється поглинач. Тому ККД нерезонансних антен менше ніж у резонансних.

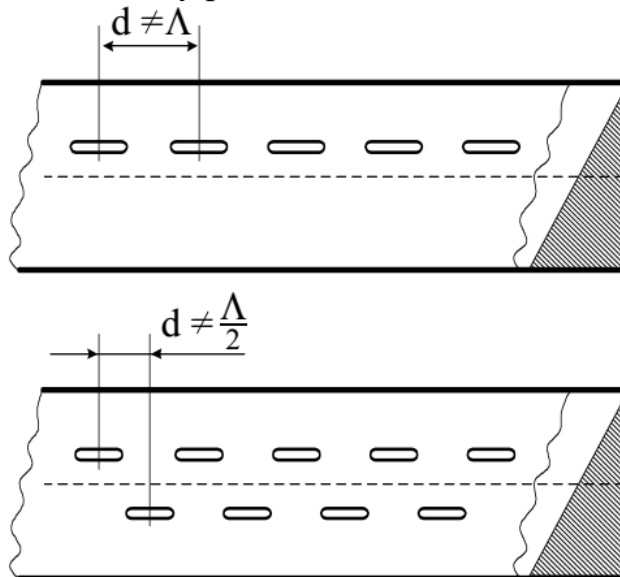


Рисунок 8.12 — Щілини в нерезонансних антенах

Функція $\psi_0 \neq 0$ спрямованості нерезонансної антени описується виразом (8.7), при цьому і напрямком максимального випромінювання утворює з нормаллю до площини розташування щілин кут

$$\theta_M = \arcsin \frac{\psi_0 \lambda}{2\pi d} \quad (8.8)$$

де ψ_0 — зсув фаз між струмами, збудливими дві сусідні щілини; d — відстань між щілинами.

Нелі функції спрямованості визначаються виразом

$$\sin \theta_{0p} = p \frac{\lambda}{Nd} + \frac{\psi_0 \lambda}{2\pi d}$$

де $p = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$; N — кількість щілин.

Ширина головної пелюстки ДС по рівні половинної потужності становить:

$$2\theta_{0p} = 2 \arcsin \frac{\lambda}{Nd}$$

Якщо число елементів N велике, то

— в радіанах

$$2\theta_0 = 2 \frac{\lambda}{Nd}$$

— в градусах

$$2\theta_0 = 115 \frac{\lambda}{Nd}$$

а ширина головної пелюстки ДС на рівні половинної потужності визначається формулою — в радіанах:

$$2\theta_{0.5} \approx 0.88 \frac{\lambda}{Nd} \quad (8.9)$$

— в градусах

$$2\theta_{0.5} \approx 51 \frac{\lambda}{Nd} \quad (8.10)$$

Якщо щілини нерезонансна антени розташовуються в шаховому порядку по обидва боки середньої лінії широкої стінки хвильоводу, то замість величини ψ_0 в (8.8) слід підставити величину $\psi'_0 = \psi_0 + \pi$. Лінійну зміну фази струмів елементів решітки вздовж антени призводить до повороту ДС на деякий кут. При цьому напрямок головного максимуму ДС визначається формулою

$$kd \sin \theta_M = \psi_0 + \pi$$

або

$$\frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta_M = \frac{2\pi}{\Lambda} d + \pi.$$

Звідси легко визначити значення кута, що визначає напрямок максимуму ДС антенної решітки

$$\theta_M = \arcsin \left[\frac{\lambda}{\Lambda} + \frac{\lambda}{2d} \right]$$

при заданій відстані d між щілинами або визначити відстань d при відомому значенні кута θ_M

$$d = \frac{\lambda}{2(\lambda - \Lambda \sin \theta_M)} \quad (8.11)$$

Нерезонансні антени є більш широкодіапазонні, ніж резонансні, що зумовлено їх хорошим узгодженням в смузі частот.

У резонансних і нерезонансних щілинних антенах можна здійснити індивідуальне узгодження щілин з хвилеводом за допомогою штирів або шляхом вибору місця розташування щілини щодо середньої лінії стінки хвилеводу (рис. 8.13). При цьому говорять про антени з узгодженими щілинами.

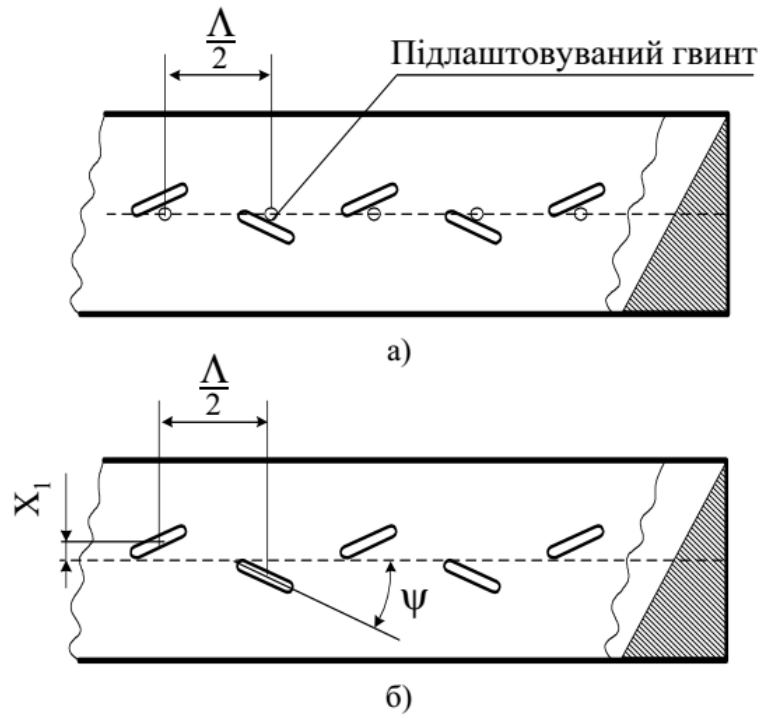


Рисунок 8.13 — Спосіб узгодження щілин з хвилеводом: а) підлаштування за допомогою реактивних штирів; б) підстроювання вибором зміщення x_1 і кута нахилу ψ

Тема 9. Антени поверхневих хвиль. Конструкція і принцип роботи стрижневих антен.

9.1 Основні характеристики антен поверхневих хвиль

У МХД широко застосовуються антени, збуджувані поверхневими хвилями. Перевагою антен поверхневих хвиль (АПВ) є їх діапазон, простота конструкції, невеликі розміри.

Хороші аеродинамічні якості антен поверхневих хвиль дозволяють їх використовувати в якості мало виступаючих антен для рухомих об'єктів. Антена поверхневих хвиль складається з двох частин: збудника електромагнітних хвиль і випромінюючої частини. Випромінююча частина антени є уповільнюючи структуру, яка сприяє збільшенню спрямованості випромінювання. Залежно від типу направляючої частини розрізняють плоскі, стрижневі і дискові антени поверхневих хвиль.

Найбільшого поширення набули стрижневі АПВ, випромінює частина яких виконана з діелектрика або у вигляді металевих стрижнів з діелектричної оболонкою.

Наприклад, на рис. 9.1, а діелектричний стрижень збуджується відкритим кінцем хвильоводу або вібратором (рис. 9.1, б). При цьому зменшення уповільнення хвилі до кінця діелектричного стрижня призводить до кращого погодження хвилі на його виході з вільним простором.

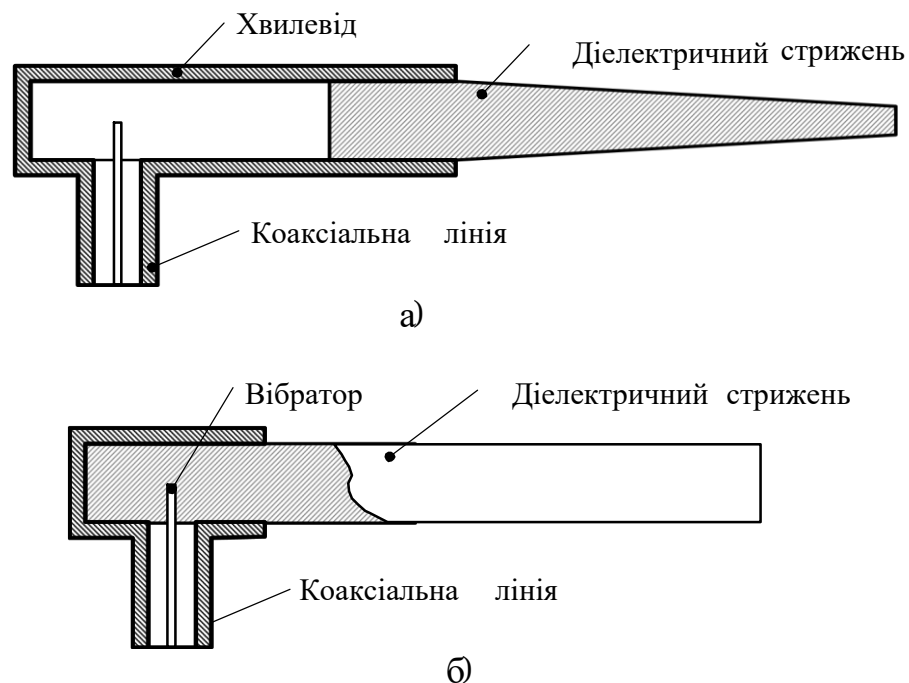


Рисунок 9.1 — Діелектричні стрижневі антени зі збудженням відкритим кінцем хвильоводу (а) і з збудженням вібратором (б)

Недоліком діелектричних стрижневих антен є порівняно велика маса, яка не дозволяє застосовувати їх на хвилях довше (0,2 ... 0,3) м. Наявність втрат

в діелектрику знижує ККД антен до 70 ... 80% і обмежує можливість їх використання в якості передавальних.

Цих недоліків позбавлена ребристо-стрижнева антена, яка є металевим аналогом діелектричної антени. Ребристо-стрижнева антена виконується з металевих дисків, закріплених на металевому стрижні, збуджуваних симетричним вібратором (рис. 9.2, а) або відкритим кінцем хвилеводу (рис. 9.2, б) круглого або прямокутного перерізу. Якщо диски виконати в формі еліпсів і збільшувати їх ексцентриситет, то поступово можна перейти до директорної антени, яку також можна розглядати як антену поверхневих хвиль. До класу антен поверхневих хвиль відносять і спіральну антену.

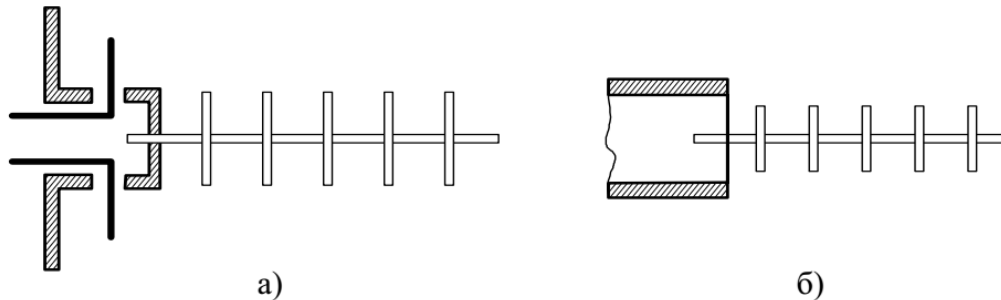


Рисунок 9.2 — Ребристо-стрижневі антени зі збудженням симетричним вібратором (а) і з збудженням відкритим кінцем хвилеводу (б)

Якщо використовувати перфоровані або сітчасті диски, то антену можна застосовувати на метрових і довших хвилях. На метрових хвилях перевагою ребристо-стержневих антен є порівняльна простота конструкції при досить значною (для цих хвиль) спрямованості і широкополосності. На сантиметрових хвилях стрижневі антени мають значно менші габарити, ніж, наприклад, рупорні. Поодинокі стрижні найбільш доцільно застосовувати для отримання діаграм спрямованості шириною до 20...30°. Більш вузькі ДС можна отримати за допомогою синфазних ґратами стрижневих випромінювачів. Чотирьох стержнева антена, наприклад, має діаграму спрямованості в горизонтальній площині шириною 10°. Вібраторна антена такої ДС змогла б лише при числі вібраторів, що дорівнює 10...12.

Поряд з діелектричними стрижневими і ребристо-стрижневими антенами часто застосовуються площинні діелектричні і ребристі АПХ. Площинна діелектрична антена складається з збудника у вигляді рупора або відкритого кінця хвилеводу і сповільнюючої системи (напрмляч) у вигляді плоского металевого екрану, покритого тонким шаром діелектрика. Поверхнева хвиля може бути отримана і за допомогою металеві ребристої системи. Плоска ребриста антена складається зі збудника (наприклад, пірамідальний рупор) і сповільнюючої направляючої системи у вигляді металеві гребінки, поблизу поверхні якої утворюється поверхнева хвиля. Для плоских АПХ характерно деяке відхилення максимуму випромінювання від площини антени. Це обумовлено тим, що металевий екран, на якому розташовується антена, має кінцеві розміри. АПХ з неспрямованою ДС в горизонтальній площині виконуються у вигляді горизонтально розташованих

діелектричних або металевих дисків з концентричною ребристою структурою. Антена збуджується вертикальним вібратором, встановленим в центрі диска. Товщина діелектрика або висота ребер на краю диска зменшується до нуля з метою узгодження антени з вільним простором. Внаслідок кінцевих розмірів екрану в дискових антенах максимум ДС відхилений від площини антени. Поверхнева хвиля виникає на кордонах розділу середовищ з різними електричними параметрами, фазова швидкість в одній з яких менше, ніж у другій. Однією з цих середовищ в антенній техніці є повітря, а інший може служити середовищем, в якому поширюються «повільні» хвилі, що мають швидкість менше швидкості c . Поверхнева хвиля утворюється в оптично менш щільному середовищі, спрямовується поверхнею розділу середовищ з різними параметрами і поширюється вздовж цієї поверхні, як би притискаючись до неї. При цьому амплітуда напруженості електричного поля уздовж поверхні майже не згасає. А в повітрі амплітуда напруженості поля убиває по експоненційному закону в напрямку нормалі до поверхні розділу середовищ. Вся енергія переноситься хвилею в тонкому шарі, прилягаючому до направляючої поверхні. В оптично більш щільному середовищі в результаті накладення падаючої і відбитої хвиль в напрямку внутрішньої нормалі до поверхні розділу встановлюється стояча хвиля (рис 9.3).

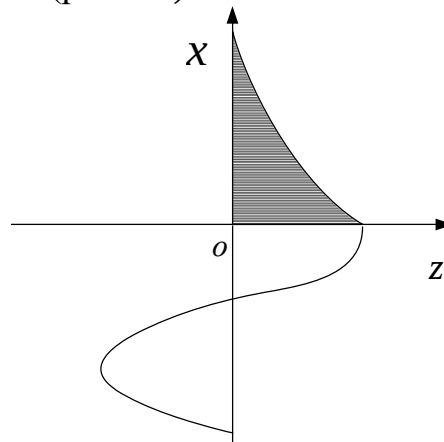


Рисунок 9.3 — Розподіл амплітуди поля поверхневої хвилі

Поверхнева хвиля поширюється в напрямку вісі z , фазова швидкість V_ϕ цієї хвилі менше швидкості світла в оптично менш щільному середовищі і знаходяться в межах

$$c > V_\phi > c/\sqrt{\epsilon}$$

де c — швидкість світла в повітрі; ϵ — відносна діелектрична проникність більш щільною середовища.

В антенній техніці застосовуються поверхневі хвилі, що поширюються уздовж плоскої і круглої циліндричної поверхні розділу середовищ. Поверхневі хвилі утворюються як поблизу плоскої межі розділу діелектриків, так і у поверхні діелектричних стрижнів, поблизу дротів, що володіють втратами або покритих шаром діелектрика, а також вблизи металевих гребінчастих або гофрованих поверхонь. Товщина шару повітря, в якому поширюється основна частина енергії поверхневої хвилі, залежить від

коефіцієнта сповільнення (c/V_ϕ). Чим більше коефіцієнт сповільнення, тим сильніше концентрується поверхнева хвиля поблизу сповільнюючої структури.

Спрямовуючу поверхню, поблизу якої створюється поверхнева хвиля, прийнято характеризувати поверхневим опором (поверхневим імпедансом), рівним відношенню електричної і магнітної дотичних до уповільнюючої поверхні на межі поділу діелектрик–повітря.

Для хвилі електричного типу ($H_z=0$) поверхневий імпеданс антени визначається як відношення поздовжньої складової напруженості електричного поля, дотичній до уповільнює поверхні, до поперечної складової напруженості магнітного поля.

При плоскій поверхні розділу поверхневий імпеданс антени можна визначити за формулою

$$Z_s = E_z / H_y. \quad (9.1)$$

Представивши складову напруженості магнітного поля у вигляді

$$H_y = H_0 e^{-ax} \exp(-j\beta_z z)$$

з рівнянь Максвелла можна визначити складові електричного поля:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{\beta_z}{\omega \varepsilon_0} H_0 e^{-ax} e^{-j\beta_z z} \\ E_z &= -\frac{a}{j\omega \varepsilon_0} H_0 e^{-ax} e^{-j\beta_z z} \end{aligned} \quad (9.2)$$

де a — коефіцієнт загасання поля поверхневої хвилі в напрямку вісі x ; β_z — коефіцієнт фази поверхневої хвилі в поздовжньому напрямку.

Коефіцієнти a і β_z в (9.2) пов'язані співвідношенням $\beta^2 = k^2 + a^2$, де $k = 2\pi/\lambda$; λ — довжина хвилі робочого діапазону.

$$Z_s = j \frac{a}{\omega \varepsilon_0}.$$

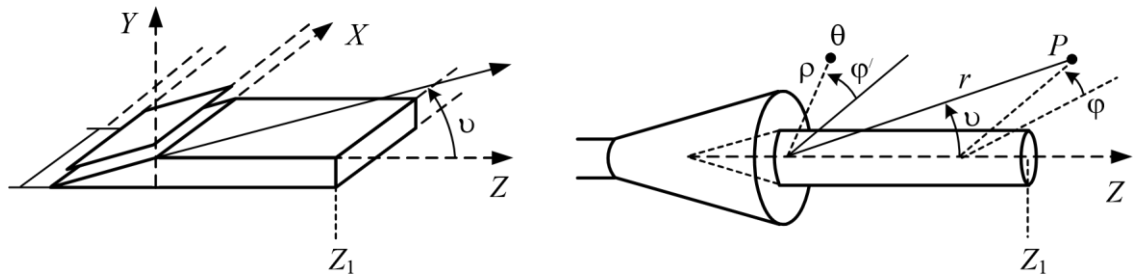
Підставивши E_z і H_y в (9.1), поверхневий імпеданс отримують у вигляді

Таким чином, умовою існування поверхневої хвилі є індуктивний характер поверхневого імпедансу. В реальних умовах вибирають поверхню, у якій реактивна частина поверхневого опору значно перевершує активну. Вимога реактивного поверхневого опору диктується ще такими міркуваннями. АПХ є антенами біжучої хвилі, які мають максимальний коефіцієнт підсилення, якщо $c/V_\phi > 1$, тобто при $V_\phi < c$. Фазова швидкість V_ϕ буде менше швидкості світла при реактивному поверхневому імпедансі.

Щоб отримати уявлення про механізм випромінювання і методи розрахунку АПХ, розглянемо дві моделі: плоску систему, обмежену в напрямку поширення хвилі, і циліндричну систему (рис. 9.4).

Нехай плоска система не обмежена в напрямку вісі x , тоді в системах за допомогою рупорного випромінювача збуджується поверхнева хвиля, що розповсюджується в напрямку вісі z . Так як поверхнева структура обмежена в напрямку z і на кінці має неоднорідність, то вимога виконання умов безперервності електромагнітного поля зумовлює виникнення типів хвиль, що

викликають випромінювання енергії. При цьому спостерігається такий характер випромінювання, як при створенні еквівалентними струмами поверхневої хвилі на випромінювачі поблизу місця неоднорідності.



а)

б)

Рисунок 9.4 — Моделі антен поверхневих хвиль:

а) модель плоскої системи; б) модель циліндричної системи

Для розрахунку поля випромінювання АПВ в основному застосовуються два наближених методу.

Метод еквівалентного розкриття. В основі цього методу лежить припущення, що випромінювання відбувається лише в місцях неоднорідності поверхневої структури. У простого стрижневого випромінювача неоднорідність виникає на його кінці, як в кінчному рупорі. Як і при рупорними випромінювачі, коли розподіл поля, що виникає в місці неоднорідності (в розкриві рупора), приймається за розподіл джерел випромінювання (без урахування коефіцієнта відображення), в основу розрахунку випромінювання стрижня береться розподіл поля в поперечній площині на кінці стержня. Ця поперечна площина для стрижневого випромінювача є еквівалентним розкритвом. На противагу розкриву рупорного випромінювача еквівалентний розкривши антени поверхневих хвиль нескінченний, але так як амплітуди поля швидко зменшуються зі збільшенням відстані від вісі антени, то практично все випромінювання відбувається крізь обмежений розкривши. Таким чином, вважають, що випромінювання електромагнітне поле створюється синфазно-збудженою поверхнею, яка є частиною плоского фронту поверхневої хвилі, випромінюваної кінцем антени перпендикулярно її вісі. Амплітуда збудливого поля розподілена на цій поверхні за експоненціальним законом. Чим більше коефіцієнт уповільнення c/V_ϕ , тем менше ефективна випромінює поверхня.

Максимум випромінювання спрямований перпендикулярно фронту хвилі, т. Е. Вздовж вісі антени. Коефіцієнт уповільнення і розміри випромінюючої поверхні визначаються, виходячи зі структури поля нескінченної уповільнює структури, а розподіл поля в еквівалентному розкриваючи відповідає нормальному незбурених розподілу поля в поперечному перерізі. При кінцевій довжині уповільнює структури величина c/V_ϕ не постійна по довжині антени, що призводить до помилок при

розрахунку ДС. Точність розрахунку підвищується зі збільшенням довжини антени.

Другий метод заснований на поданні уповільнює структури у вигляді антени біжучої хвилі з уповільненою фазовою швидкістю. В цьому випадку антена являє собою сукупність безперервно розташованих елементарних випромінювачів. При цьому вільний, відбитої від кінця антени, нехтують. Випромінювання АПВ поле є результатом інтерференції поля, що випромінює уповільнює структурою, і поля, безпосередньо випроміненого збудником, не перейшов у поверхневу хвилю. Безпосереднє випромінювання збудника спотворює ДС АПХ.

При коротких випромінювачах доцільно застосовувати другий метод.

9.2 Конструкція і принцип роботи стрижневих антен поверхневих хвиль

Серед різноманітних антен МХД діелектричні антени займають в деякому сенсі відособлене місце. Простота конструкції і хороші аеродинамічні якості обумовлюють досить часте їх застосування, особливо в літакової радіоапаратурі.

Діелектрична антена складається з збудника електромагнітного поля і власне антени (направляючої системи). Направляючою системою для поверхневої хвилі є діелектричний стрижень. Збудник – електричний вібратор, що представляє собою кінець внутрішнього проводу коаксіального – кабелю, металевий круглий або прямокутний хвилевід (рис. 9.1). Діелектричні стрижні виконують з високочастотних діелектриків, що володіють малими втратами (полістирол, люсіт, фторопласт і ін.). У антенною техніці використовуються діелектричні стрижні двох видів: суцільні і порожнисті. Порожні стрижні називаються також діелектричними трубами. Діелектричні антени з суцільних стрижнів можуть мати конічну, циліндричну або іншу форму.

ДС циліндричної стрижневий антени має великі бічні пелюстки (до 30 ... 40% по потужності), обумовлені відображенням поверхневої хвилі від кінця стрижня. Для зменшення відбиття стрижень виконують у вигляді конуса, що звужується до кінця. При цьому до кінця антени зменшується уповільнення хвилі, фазова швидкість поширення якої наближається до швидкості c , і поліпшується узгодження антени з навколишнім простором. У зв'язку з цим зменшується відображення поверхневої хвилі від кінця стрижня, що призводить до значного зменшення рівня бічних пелюсток.

У діелектричної антени електромагнітне поле збуджується джерелом в тій частині діелектричного стрижня, яка закрита круглим металевим держателем, і там поширюється, як в хвилеводі. Досягнувши кордону металевого утримувача, хвиля продовжує поширюватися по діелектричні стрижні, одночасно проникаючи через відкриту частину поверхні стрижня в зовнішній простір. Для визначення поля випромінювання діелектричної антени потрібно знати електромагнітне поле всередині стрижня і поза ним. Ця

задача вирішена в даний час для ідеалізованого випадку стержня нескінченної довжини і постійного круглого поперечного перерізу.

9.3 Спрямовані властивості стрижневих антен

При визначенні поля випромінювання діелектричної антени вважають, що електромагнітне поле всередині і поза стержня кінцевої довжини має таку ж структуру, як і в нескінченно довгому стрижні. При збудженні діелектричної антени вібратором або круглим хвилеводом з хвилею H_{11} в стрижні при правильному виборі його діаметра збуджується основна хвиля HE_{11} . Лінії вектора напруженості електричного поля E в поперечному перерізі стержня мають одне переважний напрямок, перпендикулярний до вісі антени.

Виникаючі в стрижні хвилі викликають поляризацію діелектрика уздовж силових ліній електричної складової поля (в поперечних площинах стержня), тобто в стрижні збуджуються електричні струми поляризації, які в основному є поперечними. Ці струми (струми зміщення) можуть розглядатися як випромінювачі з рівномірним розподілом амплітуд в напрямку вісі антени і лінійним розподілом фаз. Таким чином, діелектричну стрижневу антену можна розглядати як антену біжучої хвилі осьового випромінювання з уповільненою фазовою швидкістю. Отже, ДС діелектричної антени в E і H площинах розраховується за формулами:

— в площині E

$$F_E(\theta) = F_1(\theta)F_2(\theta)F_3(\theta) \quad (9.4)$$

— в площині H

$$F_H(\theta) = F_1(\theta)F_2(\theta) \quad (9.5)$$

множник $F_1(\theta)$ є функцією спрямованості лінійки біжучої хвилі і визначається за формулою,

$$F_1(\theta) = \frac{\operatorname{sh} \left| \left(\frac{aL}{2} + j\xi \right) \right| \left| \frac{aL}{2} + j\xi_0 \right|}{\left| \frac{aL}{2} = j\xi \right| \operatorname{sh} \left(\frac{aL}{2} + j\xi_0 \right)}$$

де $\xi = \frac{kL}{2} \left(\frac{c}{V_\phi} - \cos \theta \right)$; $\xi_0 = \frac{kL}{2} \left(\frac{c}{V_\phi} - 1 \right)$; a — коефіцієнт згасання, при розрахунку ДС антени з полістиролу, люсіта і інших діелектриків з відносною діелектричною проникністю $\varepsilon = 2,5 \dots 2,6$ можна прийняти, що: $aL/2 = 0,5$, $k = 2\pi/\lambda$ — хвильове число, θ — кут між віссю антени і напрямком на точку спостереження, C_ϕ^V — коефіцієнт сповільнення хвилі в діелектричному хвилеводі, який визначається експериментально.

На рис. 11.9 показані залежності $F_1(\xi)$ від ξ для різних значень $aL/2$. З рисунка видно, що чим більше $aL/2$ (чим швидше убаває амплітуда поля від

початку антени до її кінця), тим ширше головна пелюстка ДС і більше бічні пелюстки. Основна особливість ДС при $\alpha > 0$ полягає у відсутності нульових значень поля, тобто в злитті головного і бічних пелюсток в криву зі слабо вираженими екстремумами. Чим більше α , тим слабкіше виражені екстремальні точки.

На рис. 11.10 показані, як приклад, залежність $F_1(\theta)$ від θ для різних значень параметра $\alpha L / 2$. Множник $F_1(\theta)$ здійснює визначальний вплив на ДС.

Вважаючи, що загасання в стрижні знехтувано малі, для $F_1(\theta)$ виходить вираз:

$$F_1(\theta) = \frac{\sin \left| \frac{kl}{2} \left(\frac{c}{v_\phi} - \cos \theta \right) \right|}{\frac{kl}{2} \left(\frac{c}{v_\phi} - \cos \theta \right)}. \quad (11.6)$$

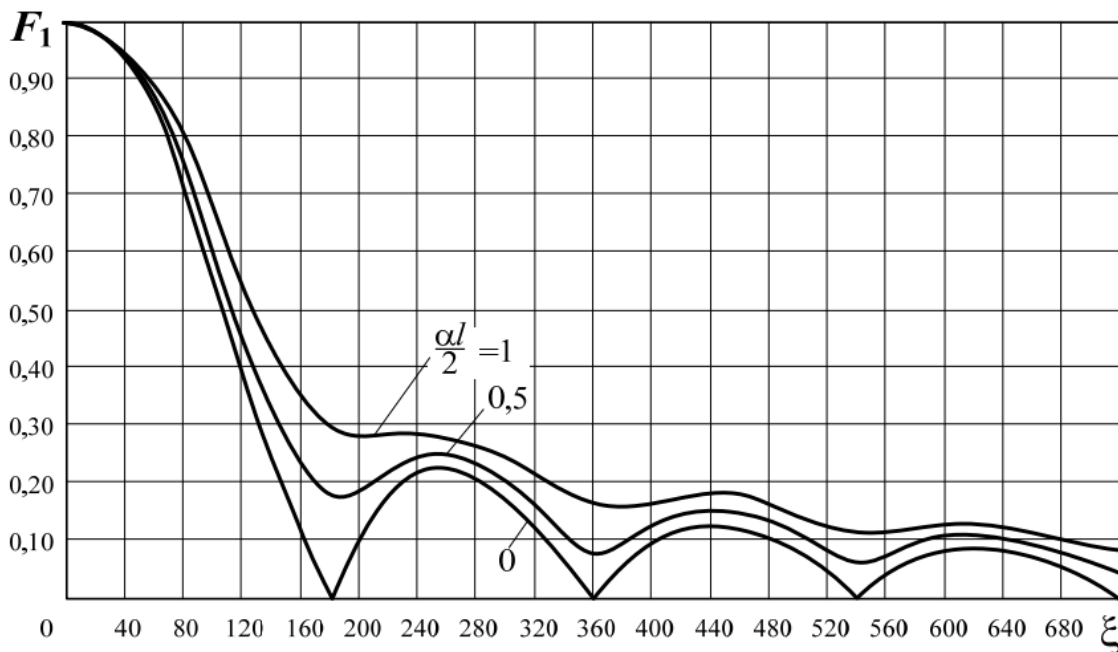


Рисунок 11.9 – Залежності множника F_1 , який входить у вираз діаграми спрямованості діелектричної антени, від параметра α

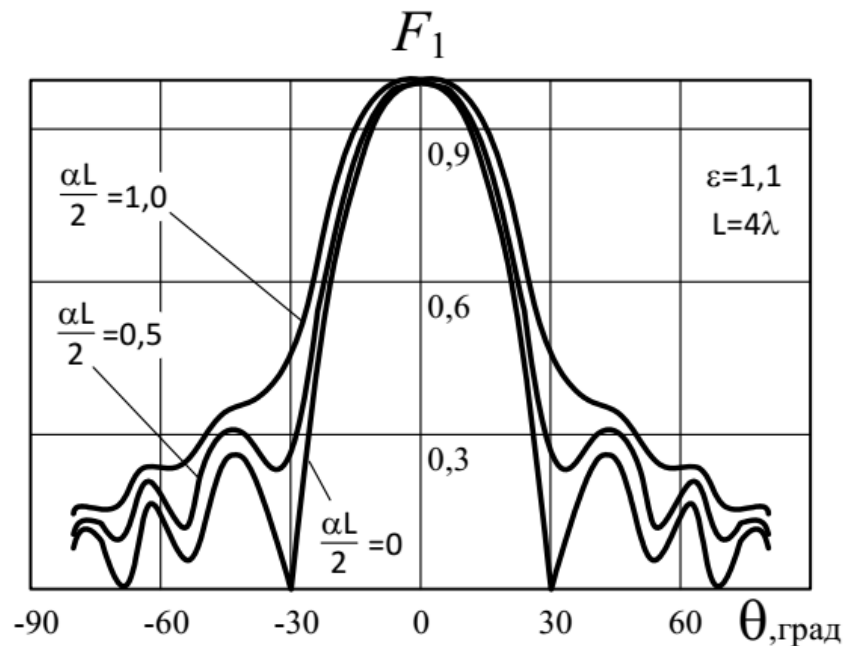


Рисунок 11.10 — Залежність $F_1(\theta)$ від θ при різних значеннях параметра $\alpha L / 2$

Множник $F_2(\theta)$ характеризує вплив на ДС поперечного розміру стрижня, тобто визначає спрямованість елементарної об'ємної ділянки, що має форму плоского поперечного шару круглого перетину. ДС елемента довжини стрижня круглого перерізу визначається за формулою:

$$F_2(\theta) = \Lambda_1\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right)$$

де Λ_1 — лямбда-функція першого порядку; d — середній діаметр діелектричного стрижня.

Наявність множника $F_2(\theta)$ призводить до того, що ДС стрижневих антен більш спрямовані, ніж у площинних. Однак множник $F_2(\theta)$ помітно впливає на ДС антени лише при коротких стрижнях великого діаметра (близько λ і більше). Множник $F_3(\theta) = \cos\theta$ характеризує вплив на ДС одиночного елемента струму (відноситься тільки до площини Е) і в межах $\theta=0\dots45^\circ$ слабо змінюється. Більш швидке убуття функції $F_3(\theta)$ зі збільшенням кута θ починається при кутах $\theta > 45^\circ$. Таким чином, наявність множника $F_3(\theta)$ мало позначається на формі основної пелюстки ДС антени. Основна відмінність ДС в Е і Н площинах у діелектричних антен полягає в тому, що в Н-площині бічні пелюстки ДС помітно більше. Ширина основної пелюстки в обох площинах майже однакова. ДС діелектричних антен малого діаметра визначається в основному функцією $F_1(\theta)$, а великого діаметра — твором функцій $F_1(\theta)$ і $F_2(\theta)$.

Тема 10. Планарні антени, принцип роботи та діаграма спрямованості

10.1. Особливості побудови друкованих антен

Однією з основних тенденцій розвитку сучасної радіoeлектроніки МХД є мікромініатюризація радіoeлектронної апаратури (РЕА). Значні успіхи в цьому напрямку отримані при найширшому використанні останніх досягнень мікroeлектроніки як в частині низькочастотних сторін РЕА, так і її НВЧ моделі. Відомо, що якісні характеристики РЕА в значній мірі визначаються властивостями і конструктивно-електричними параметрами її антено-фідерного пристрою (АФП). Особливо помітний вииграш в малогабаритних параметрах РЕА досягається при переході в МХ моделях від планарних інтегральних схем (ІС) МХД до об'ємних інтегральних схем (ОІС). Застосування інтегральної технології дозволяє з успіхом вирішувати завдання по створенню АФП при досить жорстких і суперечливих вимогах до електродинамічних, аеродинамічних, габаритних, вагових, вартісних, конструктивних і інших параметрів. Особливо це відноситься до бортових АФП, де нерідко граничні можливості РЕА визначаються інженерно-технічним рівнем розробки антенної структури. Дійсно, штучні супутники Землі та пілотовані космічні кораблі 60–70-х рр. мали від 15 до 120 антен зі складною і розгалуженою фідерною системою. При цьому АФП займав приблизно 20% площі об'єкта. Очевидно, що виконати численні і жорсткі вимоги до АФП можна при наявності друкованих конформних антенних структур малої товщини, які виконуються у вигляді мікросмужкових антен.

Мікросмужкові антени (МСА), виготовлені за технологією ІС, забезпечують високу повторюваність розмірів, низьку вартість, малу металоємність, габаритні розміри, масу.

МСА здатні випромінювати електромагнітні хвилі з лінійною і обертовою (круговою і еліптичною) поляризацією, допускають зручні конструктивні рішення для забезпечення роботи в двох-або багаточастотних режимах, легко дозволяють об'єднати багато випромінювачів в антенні решітки і розмістити їх на поверхнях складної форми. Крім того, МСА мають високі аеродинамічні, механічні і температурні характеристики.

Мікросмужкові випромінювачі як самостійні МСА і як випромінювачі антенних решіток (в тому числі і фазованих) мають велику різноманітність і відрізняються за принципом роботи, конструктивною реалізацією, характеристикам випромінювання, наявністю гібридних сполук з іншими пристроями ІС МХД.

Різні ознаки, які можуть бути покладені в основу класифікації МСА, вельми різноманітні. За конструктивними особливостями і підходу до аналізу МСА можна виділити площинні антени типу резонатора і антени, які складаються з криволінійних мікросмужкових структур, до них відносяться антени спірального і вібраторного типу, а також антени, що мають складові і навантажені мікросмужкових структури.

Типова конструкція МСА представляє тонку (десятки мікрон) плоску провідну пластину тієї чи іншої форми, розміщену на діелектричному шарі – підкладці товщиною $h = (0,003 \dots 0,08)\lambda$, обмежену знизу провідною екранною площиною. Тут λ – довжина хвилі у вільному просторі.

В якості підкладки зазвичай використовуються матеріали з відносною діелектричною проникністю $\varepsilon = 2 \dots 10$, але, в залежності від додатків, можливий і більш широкий спектр значень ε . Основна вимога до матеріалу підкладки – малі втрати, що характеризуються тангенсом кута втрат $\operatorname{tg}\delta$. Підкладки з стільникового матеріалу з $\varepsilon = 1,05$ або МСА з повітряним зазором мають найменші втрати і забезпечують найбільшу ефективність випромінювання антени. збільшення величини ε використовуваної підкладки дозволяє створити антену менших габаритних розмірів з більш широкою ДС.

Пластини МСА найчастіше мають прямокутну або круглу форму, проте принципово можлива довільна форма з відомою резонансною частотою. Вибором форми пластини можна як істотно поліпшити узгодження МСА з фідерної лінією, так і реалізувати кругову поляризацію випромінювання антени.

10.2 Принцип роботи та характеристики друкованих антен

Друковані антени (ДА) є резонансними, тому можуть функціонувати у вузькій смузі частот, що становить приблизно $(1 \dots 3) \%$. Ширина смуги частот ДА відомих форм приблизно пропорційна товщині підкладки, квадрату резонансної частоти і обернено пропорційна квадратному кореню з ε підкладки. Природний шлях збільшення широкосмуговості без ускладнення конструкції антени, що полягає у використанні більш товстих підкладок при помірних значеннях діелектричної проникності матеріалу, має обмежені можливості, тому що зі збільшенням товщини діелектрика створюються можливості для виникнення більш високих, типів поверхневих хвиль, що різко знижує випромінюючу ефективність антени. Відомо, присутність ефекту різкого зниження ефективності випромінювання просторових хвиль в момент появи хвилі LE_1 в ДА електричного і магнітного типів. Збільшення товщини підкладки може призвести не тільки до появи вищих типів поверхневих хвиль у зовнішній області, а й до збудження вищих типів хвиль в ДА. Ці хвилі можуть служити джерелом значних кроссполаризаційних складових поля. У разі прямокутної антени найближчим вищим типом може бути тип, ортогональний основному коливанню, який особливо небезпечний при близьких значеннях ширини і довжини антени. Існують різні способи збільшення робочої смуги частот ДА, наприклад, зміна форми друкованого випромінювача, створення багат шарових пов'язаних резонансних друкованих випромінювачів. Такі структури також можуть виконувати роль багато частотних ДА.

При грубих оцінках ДС прямокутного друкованого випромінювача по полю з основною поляризацією можна розглядати як ДС двох синфазних торцевих щілин з рівномірним розподілом поля. Так само ДС по полю з

кроссполаризацією визначається як ДС двох протифазних бічних щілин з непарним розподілом поля.

Таким чином, магнітні струми торцевих щілин синфазні і рівно амплітудні, а їх максимум випромінювання буде спрямований ортогонально до площини пластинки.

На рис. 10. 1 показані напрямки магнітних струмів на торцевих і бічних щілинах. Для визначення поля випромінювання в дальній зоні т. $M(x_0, y_0, z_0)$ скористаємося векторним потенціалом $\vec{A}(x_0, y_0, z_0)$, враховуючи що $\vec{E}_M(x_0, y_0, z_0) = \vec{A}(x_0, y_0, z_0)$. Для цього необхідно записати геометричні співвідношення для друкованого випромінювача, похідні цих співвідношень, а також розподіл струму по довжині випромінювача.

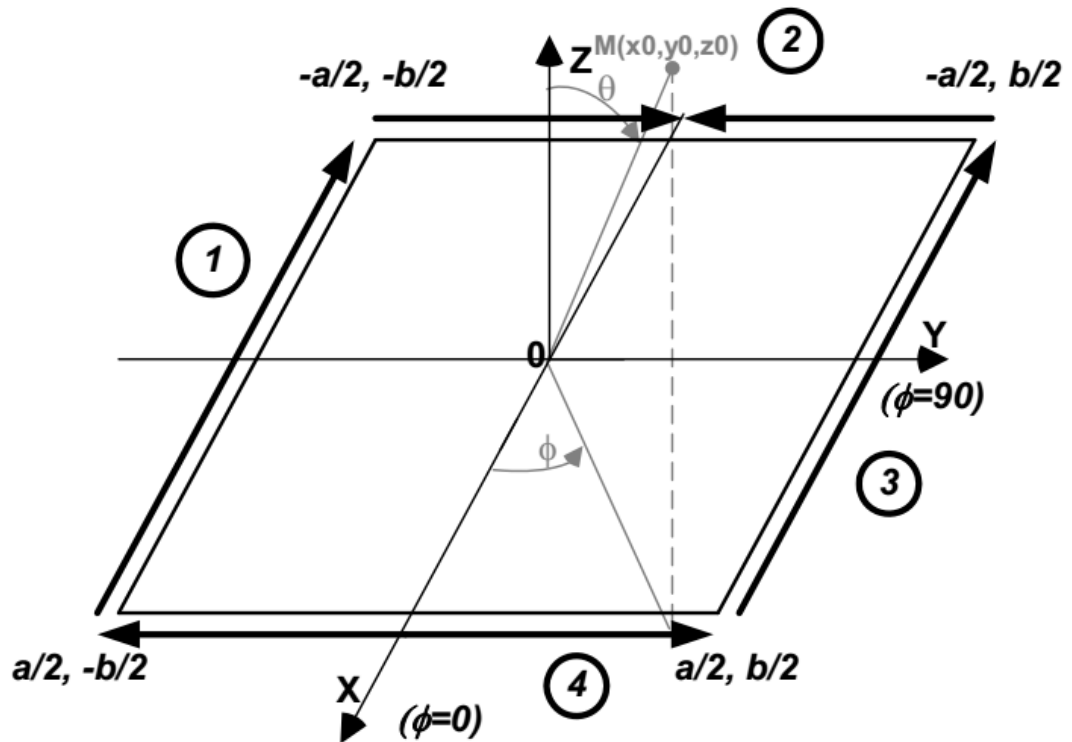


Рисунок 10.1 — Напрямок еквівалентного магнітного струму уздовж бічних граней друкованого випромінювача

Для сторони «1»:

$$\begin{cases} x_1(\alpha) = \alpha \\ y_1(\alpha) = -\frac{b}{2} \\ z_1(\alpha) = 0 \end{cases}, \begin{cases} dx_1(\alpha) = 1 \\ dy_1(\alpha) = 0 \\ dz_1(\alpha) = 0 \end{cases}, I(\alpha)_1 = I_0 \cos\left(\frac{m\pi\alpha}{a}\right)$$

де $\alpha \in \left(-\frac{a}{2} \dots \frac{a}{2}\right)$ змінна інтегрування, $m = 0 \dots 1$ — коефіцієнт описуючий відносний рівень п'єдесталу при косінусоїдальному розподілі

струму. Граничні випадки $m = 1$ — косінусоїдальний розподіл струму (еквівалент хвилеводу), $m = 0$ — рівномірний розподіл струму; всі інші випадки це косінусоїдальний розподіл струму з п'єдесталом.

Для сторони «3»:

$$\begin{cases} x_3(\alpha) = 0 \\ y_3(\alpha) = \frac{b}{2} \\ z_3(\alpha) = 0 \end{cases} \begin{cases} dx_3(\alpha) = 1 \\ dy_3(\alpha) = 0 \\ dz_3(\alpha) = 0 \end{cases}, I(\alpha)_3 = I_0 \cos\left(\frac{m\pi\alpha}{a}\right).$$

Для сторони «2»:

$$\begin{cases} x_2(\alpha) = -\frac{b}{2} \\ y_2(\alpha) = \alpha \\ z_2(\alpha) = 0 \end{cases} \begin{cases} dx_2(\alpha) = 0 \\ dy_2(\alpha) = 1 \\ dz_2(\alpha) = 0 \end{cases}, I(\alpha)_2 = I_0 \left| \cos\left(\frac{m\pi\alpha}{4}\right) \right| \sin(k\alpha),$$

де $\alpha \in \left(-\frac{a}{2} \dots \frac{a}{2}\right)$ — змінна інтегрування, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Для сторони «4»:

$$\begin{cases} x_4(\alpha) = \frac{b}{2} \\ y_4(\alpha) = \alpha \\ z_4(\alpha) = 0 \end{cases} \begin{cases} dx_4(\alpha) = 0 \\ dy_4(\alpha) = 1 \\ dz_4(\alpha) = 0 \end{cases}, I(\alpha)_4 = I_0 \left| \cos\left(\frac{m\pi\alpha}{4}\right) \right| \sin(k\alpha)$$

де $\alpha \in \left(-\frac{a}{2} \dots \frac{a}{2}\right)$ — змінна інтегрування.

Тепер для сторін «1» і «3» можна записати:

$$E_{x2} = E_0 \int_{-a/2}^{a/2} I_1(\alpha) e^{jk(x_1(\alpha)\sin(\theta)\cos(\varphi) + y_1(\alpha)\sin(\theta)\sin(\varphi))} d\alpha ;$$

$$E_{x2} = E_0 \int_{-a/2}^{a/2} I_2(\alpha) e^{jk(x_2(\alpha)\sin(\theta)\cos(\varphi) + y_2(\alpha)\sin(\theta)\sin(\varphi))} d\alpha$$

Вирішуючи аналітично інтеграли отримуємо розрахункові вирази для щільн «1» і «3»

$$\begin{aligned}
E_{x1} &= E_0 e^{j0,5kbsin(\theta)sin(\varphi)} \times \\
&\times \left[e^{\alpha u} \left(u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right) - u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right] \frac{e^{\left[\frac{\alpha u}{2}\right]}}{[u^2 + v^2]}, \\
E_{x3} &= E_0 e^{-j0,5kbsin(\theta)sin(\varphi)} \times \\
&\times \left[e^{\alpha u} \left(u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right) - u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right] \frac{e^{\left[\frac{\alpha u}{2}\right]}}{[u^2 + v^2]}, \\
&\text{де } v = \frac{m\pi}{\alpha}, \quad u = jk \sin(\theta) \cos(\varphi)
\end{aligned}$$

Випромінювання синфазних струмів «1» і «3» можна уявити як випромінювання двоелементної решітки, діаграма спрямованості якої визначається співвідношенням:

$$E_X = E_{X1} + E_{X3} = F(\theta, \varphi) = f_{\text{реш}}(\theta, \varphi) f_{\text{ел}}(\theta, \varphi),$$

де

$$\begin{aligned}
f^{(1,3)}_{\text{реш}}(\theta, \varphi) &= e^{j0,5kbsin(\theta)sin(\varphi)} + e^{-j0,5kbsin(\theta)sin(\varphi)}, \\
f^{(1)}_{\text{ел}}(\theta, \varphi) &= E_0 \left[e^{\alpha u} \left(u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right) - u \cos\left(\frac{v\alpha}{2}\right) + v \sin\left(\frac{v\alpha}{2}\right) \right] \frac{e^{\left[\frac{\alpha u}{2}\right]}}{[u^2 + v^2]}.
\end{aligned}$$

За аналогією можна розглянути і випромінювання бічних струмів уздовж вісі у на стороні «2» і можна записати у вигляді

$$\begin{aligned}
E_{y2} &= E_0 e^{j0,5k\alpha sin(\theta)cos(\varphi)} \times \\
&\times \left[-k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u_k \sin\left(\frac{kb}{2}\right) + e^{-bu} \left(k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u_k \sin\left(\frac{kb}{2}\right) \right) \right] \frac{e^{\left[\frac{bu}{2}\right]}}{[u_k^2 + k^2]}.
\end{aligned}$$

На стороні «4» розподіл буде протифазний струмам сторони «2».

$$\begin{aligned}
E_{y4} &= -E_0 e^{-j0,5k\alpha sin(\theta)cos(\varphi)} \times \\
&\times \left[-k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u \sin\left(\frac{kb}{2}\right) + e^{-bu} \left(k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u_k \sin\left(\frac{kb}{2}\right) \right) \right] \frac{e^{\left[\frac{bu_k}{2}\right]}}{[u_k^2 + k^2]};
\end{aligned}$$

де $u_k = jk \sin(\theta) \sin(\varphi)$.

Сторони «2» і «4» також представимо у вигляді двоелементної решітки, множник якої можна записати у вигляді:

$$f^{(2,4)}_{\text{РЕШ}}(\theta, \varphi) = \cos\left(\frac{m\pi}{2}\right) (e^{j0,5kbsin(\theta)sin(\varphi)} - e^{-j0,5kbsin(\theta)sin(\varphi)}) .$$

Після перетворення отримаємо

$$f_{\text{ЕЛ}}^{(2)}(\theta, \varphi) =$$

$$= E_0 \left[-k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u_k \sin\left(\frac{kb}{2}\right) + e^{-bu} \left(k \cos\left(\frac{kb}{2}\right) + u_k \sin\left(\frac{kb}{2}\right) \right) \right] \frac{e^{\left[\frac{bu}{2}\right]}}{\left[u_k^2 + k^2\right]} .$$

Остаточний вираз для сторін «2» і «4» можна записати у вигляді:

$$E_y(\theta, \varphi) = f_{\text{ЕЛ}}^{(2)}(\theta, \varphi) f^{(2,4)}_{\text{РЕШ}}(\theta, \varphi) .$$

Переходячи до сферичної системи координат, для складових поля основної поляризації отримаємо співвідношення:

$$\begin{cases} E_{\theta}^{(\text{осн})}(\theta, \varphi) = E_x \cos(\theta) \cos(\varphi); \\ E_{\varphi}^{(\text{осн})}(\theta, \varphi) = -E_x \sin(\varphi). \end{cases} \quad (10.1)$$

Для кроссполаризації поля випромінювання створюваного бічними щілинами можна записати наступні співвідношення:

$$\begin{cases} E_{\theta}^{(\text{кр})}(\theta, \varphi) = E_y \cos(\theta) \cos(\varphi); \\ E_{\varphi}^{(\text{кр})}(\theta, \varphi) = E_y \cos(\varphi). \end{cases} \quad \dots\dots\dots(10.2)$$

Вирази 10.1, 10.2 є розрахунковими для обчислення поля створюваного смуговим випромінювачем в дальній зоні.

У разі виконання смугового випромінювача на основі провідної площини складної форми необхідно використовувати методи розрахунку, які дозволяють врахувати особливості конструкції розробляємої антени. Тим більше це важливо в разі побудови антенної решітки друкованих випромінювачів, в якій будуть проявлятися ефекти взаємного впливу.

Тема 11. Антени з круговою поляризацією поля випромінювання

11.1 Опис спіральних антен

Спіральні антени за особливостями конструктивного виконання можна розділити на групи:

- еліптичні;
- циліндричні;
- конічні;
- плоскі;
- виконані на конформній поверхні (наприклад – на півсфері); – комбіновані структури;
- антени, виконані з провідника з постійним поперечним перерізом (дротова структура) або постійною шириною (смужкова структура);
- антени, виконані з провідника із змінним поперечним перерізом (дротова структура) або шириною (смужкова структура).

Геометрія еліптичних спіральних антен визначається габаритами утворюючої спіралі циліндра з поперечним перерізом у вигляді еліпса, для якого відношення піввісей може здаватися в межах (1...0). Якщо відношення піввісей еліпса дорівнює одиниці, то спіральна антена, утворена на основі циліндра з круглим поперечним перерізом називається **циліндричною спіральною антеною** (ЦСА). Якщо відношення піввісей еліпса дорівнює нулю, то така плоска структура являє собою **Z-антену**. В інших випадках структура, виконана на циліндрі з еліптичним поперечним перерізом представляє собою **еліптичну спіральну антену** (ЕСА).

За кількістю використовуваних випромінювачів спіральні антени діляться на групи:

- однозахідні;
- багатозахідні;
- антенні решітки.

Головними перевагами спіральних антен є:

- можливість створення поля випромінювання з поляризацією від лінійної до кругової;
- можливість забезпечити необхідні характеристики випромінювання і вхідні характеристики антени за рахунок зміни геометричних параметрів спіралі;
- простота і надійність конструкції;
- відносно невеликі габаритні розміри антени;
- на основі циліндричних, конічних, напівсферичних спіральних антен можуть бути виконані комбіновані структури (сфероциліндричні, циліндроконічні і т.д.);
- можливість без використання великих екранів забезпечити відносно низький рівень бічного і заднього випромінювання (менш –15 ... –10 дБ в робочому діапазоні частот);

– можливість хорошого узгодження з живильним фідером в широкій смузі частот.

11.2 Структура поля з круговою поляризацією

Спіральні антени формують поле випромінювання з еліптичною (або круговою) поляризацією. На відміну від поля лінійно поляризованої хвилі (рис. 11.1, а), для якої вектор напруженості електричного поля розташовується в деякій площині ZOY ($\vec{E}_Z$), в разі поля з обертовою поляризацією при поширенні електромагнітної хвилі вздовж вісі OY вектор $\vec{E}$ обертається навколо цієї вісі з деякою кутовою частотою ω (рис. 11.1, б). Якщо при спостереженні від вхідних затискачів спіральної антени вектор $\vec{E}$ обертається за годинниковою стрілкою, то поле вважається з правостороннім обертанням, інакше – з лівостороннім.

Однією з основних характеристик поля випромінювання, яка описує його поляризаційну структуру є коефіцієнт еліптичності, який визначається як відношення малої OA і великої OB піввісі еліпса поляризації (рис. 11.1, б)

$$K_E = \frac{OA}{OB}$$

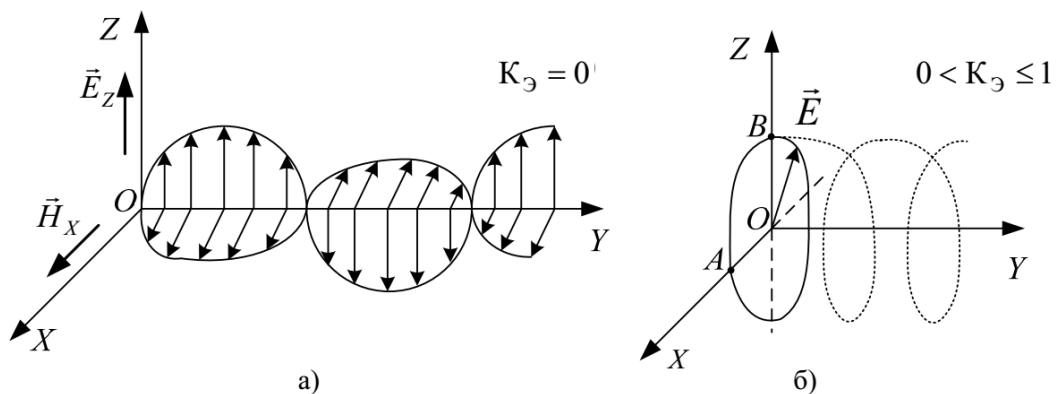


Рисунок 11.1 – Поляризаційна структура електромагнітного поля

Найбільш загальним є випадок еліптично поляризованої хвилі (рис. 11.2), яку можна розглядати як результат суперпозиції двох ортогональних лінійно поляризованих хвиль однакової частоти і зсунутих по фазі на величину δ . Інший варіант подання хвилі з еліптичною поляризацією – це результат суперпозиції двох полів кругової поляризації однакової частоти, але протилежного напрямку обертання.

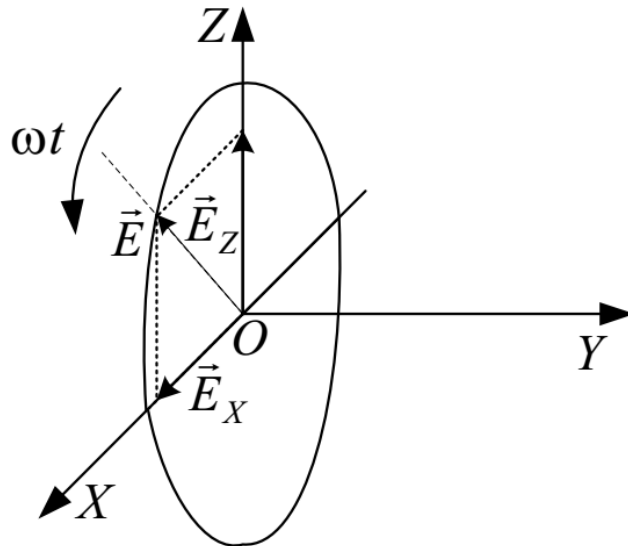


Рисунок 11.2 — Формування еліптично поляризованої хвилі

Таким чином, відповідно до моделі електромагнітної хвилі (рис. 11.2), поляризаційна структура поля залежить від співвідношення між двома лінійними складовими $\vec{E}_X$ і $\vec{E}_Z$ хвилі, що розповсюджується вздовж вісі ОУ.

Лінійно поляризовані складові поля $\vec{E}_X$ і $\vec{E}_Z$ описуються виразами:

$$\begin{aligned}\vec{E}_x &= E_{mx} \cos \omega t; \\ \vec{E}_z &= E_{mz} \cos(\omega t - \delta);\end{aligned}$$

де δ — зсув фаз між $\vec{E}_X$ і $\vec{E}_Z$, E_{mx}, E_{mz} — амплітуди напруженості поля лінійно поляризованих хвиль, на які розкладається вектор $\vec{E}$ (рис. 11.2).

Відповідно до прийнятої моделі поле еліптичної поляризації можна описати за допомогою рівняння еліпса [1]

$$\frac{E_x^2}{E_{mx}^2} - 2 \frac{E_x E_z}{E_{mx} E_{mz}} \cos \delta + \frac{E_z^2}{E_{mz}^2} = \sin^2 \delta. \quad (11.1)$$

У разі, коли $\delta = 0$, поле випромінювання антени має чисто лінійну поляризацію, яке згідно (11.1) визначається наступним співвідношенням

$$E_x = \frac{E_{mx}}{E_{mz}} E_z.$$

Якщо $\delta = \frac{(2n+1)\pi}{2}$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$), то поле набуває еліптичної поляризації:

$$\frac{E_x^2}{E_{mx}^2} + \frac{E_z^2}{E_{mz}^2} = 1,$$

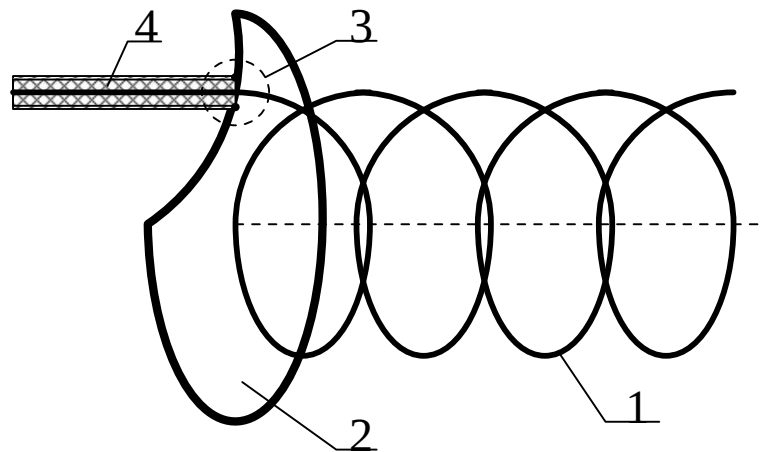
при цьому піввісь еліпса OA і OB збігаються з координатними осями OX і OZ , що відповідає рис. 11.1, б.

У тому випадку, коли амплітуди $E_{mx} = E_{mz} = E_m$ поле випромінювання антени матиме кругову поляризацію.

У разі, при якому зрушення фаз $0 < \delta < \frac{\pi}{2}$, вісі еліпса ОА і ОВ, зображеного на рис. 11.1, б, не збиватимуться з координатними вісями.

11.3 Конструктивне виконання і переваги спіральних антен

Циліндрична спіральна антена (рис. 11.3) являє собою виконану з дроту спіраль 1, один кінець якої вільний, а інший з'єднується в точці 3 з внутрішнім провідником коаксіальної лінії 4, зовнішній провідник якої приєднується до металевого екрану 2, призначеному для послаблення зворотнього випромінювання антени.



1 – спіраль; 2 – екран; 3 – точка підключення до лінії живлення; 4 – коаксіал.

Рисунок. 11.3 – Циліндрична спіральна антена:

Головними перевагами спіральних антен є:

- можливість створення поля випромінювання з поляризацією від лінійної до кругової;
- можливість забезпечити необхідні характеристики випромінювання і вхідні характеристики антени за рахунок зміни геометричних параметрів спіралі (габаритної окружності, кута нахилу витків, кількості витків, кількості заходів спіральних провідників, режиму збудження заходів (синфазного, квадратурного), можливості стиснення циліндричної спіралі до еліпса);
- простота і надійність конструкції;
- малі поперечні габаритні розміри антени;
- на основі циліндричних, конічних, напівсферичних спіральних антен можуть бути виконані комбіновані структури (сфероциліндричні, циліндроконічні і т.д.);
- можливість без використання великих екранів забезпечити відносно низький рівень бічного і заднього випромінювання (менш $-15 \dots -10$ дБ в робочому діапазоні частот);
- можливість хорошого узгодження з живильним фідером в широкій смузі частот.

11.4 Поле випромінювання однозахідної циліндричної спіральної антени

Розглянемо характеристики поля випромінювання однозахідної циліндричної спіральної антени. Її спрощена модель представлена на рис. 11.4, а, б, де введені позначення: a — радіус спіралі; d — крок намотування витків спіралі (довжина диполя); n — число витків; $L = \sqrt{(2\pi a)^2 + d^2}$ (рис. 11.4, б) — довжина витка між точками «1» і «2» на рис. 11.4, а; $\alpha = \arcsin \frac{d}{L}$ — кут нахилу витків спіралі відносно площини XOZ .

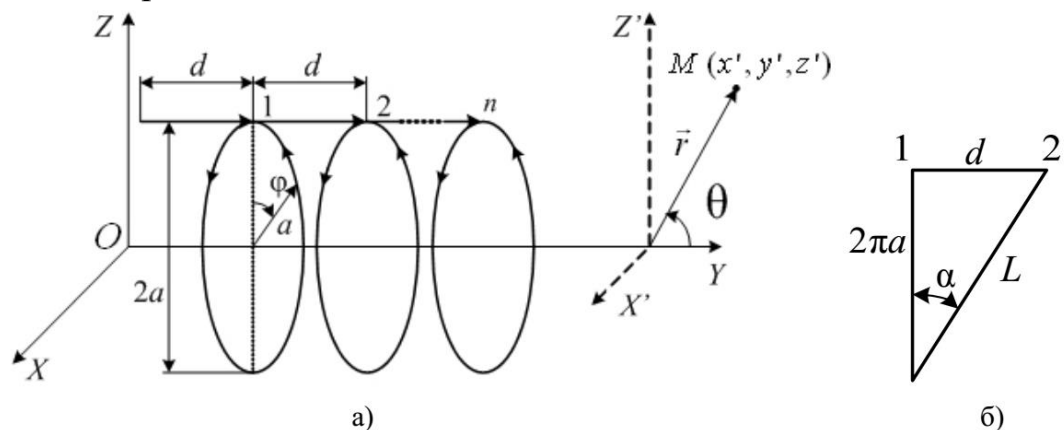


Рисунок 11.4 — Модель представлення однозахідної циліндричної спіральної антени: при ортогональному розташуванні витків спіралі щодо площин XY (а); до визначення довжини витка рамки (б)

Поляризаційна структура поля антени і режим випромінювання залежать від співвідношення геометричних параметрів a , d і довжини хвилі λ . На практиці використовуються спіральні антени для двох режимів роботи:

- 1) режим ненаправленого випромінювання;
- 2) режим осевого випромінювання.

У разі режиму неспрямованого випромінювання довжина витка спіралі менше довжини хвилі λ . Антену можна представити у вигляді системи з аксіальних кільцевих рамок і диполів з довжиною, що дорівнює $d \ll \lambda$. ЦСА працює в режимі малих рамок, тому сумарне поле, створюване антеною, має максимальне значення при $\theta = \frac{\pi}{2}$ (рис. 11.5, а). При малих в порівнянні з λ поперечних розмірах антени кількість витків n не впливає на форму діаграми спрямованості (ДС) і поляризаційну структуру поля. Тому досить розглянути поле двох елементів: диполя і одного витка спіралі. Так для диполя можемо записати співвідношення

$$E_d = -j \frac{30 I_1 k d}{r} \sin \theta e^{-jkr} = -j \frac{60 I_1 k d}{r \lambda} \sin \theta e^{-jkr} \quad (11.2)$$

де I_l — амплітуда струму на входних затискачах диполя; r — відстань до точки спостереження $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

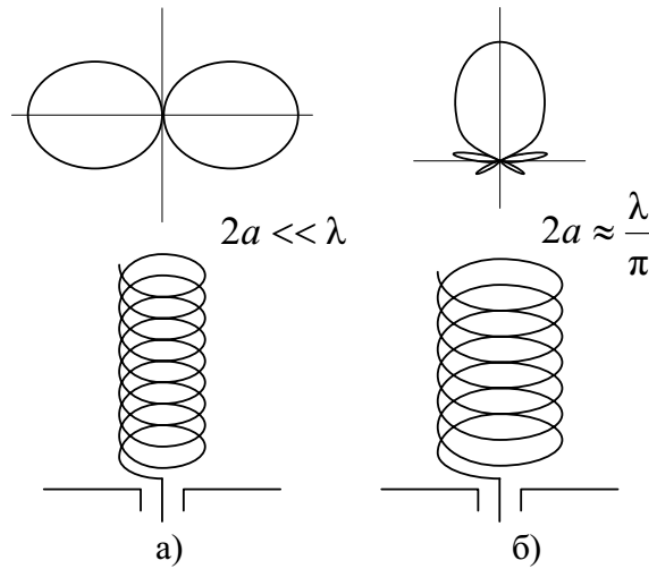


Рисунок 11.5 — Режим неспрямованого випромінювання (а) і режим вісьового випромінювання (б)

Для рамкового випромінювача діюча довжина рамки $l_{др} = kS$, де S — площа рамки. Отже, з (11.2) отримаємо співвідношення для поля рамки E_p у вигляді

$$E_p = -j \frac{120 I_d \pi^2 S}{\lambda^2 r} \sin \theta e^{-jkr},$$

де I_d — струм на діючій довжині рамки.

Результуюче поле складається з двох ортогональних компонент $\vec{E}_d$ (поле диполя довжиною d) і $\vec{E}_p$ (поле рамки з периметром $2\pi a$). У тому випадку, якщо компоненти поля будуть зрушені по фазі на $\frac{\pi}{2}$, а струми на рамці і диполі однаковою амплітуди ($I_d = I_l$), то 2 коефіцієнт еліптичності дорівнює

$$K_E = \frac{|E_d|}{|E_p|} = \frac{d\lambda}{2\pi S} = \frac{d}{l_{др}}. \quad (11.4)$$

Так з (11.4) випливає, що якщо б виконувалася умова $d = l_{др}$, то поле випромінювання в площині XOZ мало б кругову поляризацію, однак на практиці крок спіралі d виявляється набагато менше діючої довжини рамки ($d \ll l_{др}$), тому поле характеризується як лінійно поляризоване.

Розглянемо режим осьового випромінювання (рис. 11.5, б), при якому довжина витка спіралі вибирається близькою до довжини хвилі. При цьому відбувається синфазні або близьке до нього додавання полів витків в осьовому напрямку. ДС в цьому випадку наближається до ДС лінійки випромінювачів, збуджуваних в режимі біжучої хвилі при виконанні умови $L \approx \lambda$. Таким

чином, в режимі біжучої хвилі, який збігається з режимом осьового випромінювання, створюється поле кругової поляризації.

В даному випадку результуюча амплітуда ДС $F(\theta)$ буде визначатися як для решітки випромінювачів, збуджених в режимі біжучої хвилі

$$F(\theta) = f_{\text{ел}}(\theta) f_{\text{реш}}(\theta) f_{\text{екр}}(\theta), \quad (11.5)$$

де $f_{\text{реш}}(\theta)$ — множник решітки, що складається з n рамкових випромінювачів

(рис. 11.4, а); $f_{\text{екр}}(\theta)$ — множник екрана; $f_{\text{ел}}(\theta)$ — ДС витка спіралі, яку можна визначати співвідношенням

$$f_{\text{ел}}(\theta) = \cos \theta. \quad (11.6)$$

Для визначення $f_{\text{реш}}(\theta)$ необхідно проаналізувати різницю фаз струмів між витками «1» і «2» $\Delta\Psi_{1-2}$ (рис. 11.4, а). Для $\Delta\Psi_{1-2}$ можемо записати

$$\Delta\Psi_{1-2} = k_{\text{ф}} L,$$

Де $k_{\text{ф}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{ф}}} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c}{v_{\text{ф}}}$; $v_{\text{ф}}$ — фазова швидкість хвилі в витку; c — швидкість світла у вільному просторі.

З урахуванням цього

$$\Delta\Psi_{1-2} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c}{v_{\text{ф}}} L. \quad (11.7)$$

Для того щоб випромінювання від усіх n витків в осьовому напрямку складалося, набіг фази на витку повинен становити 2π , тому повинна виконуватися умова

$$\Delta\Psi_{1-2} = \frac{2\pi}{\lambda} (l + d) = 2\pi + kd, \quad (11.8)$$

Де l — периметр рамки, який повинен бути близький до довжини хвилі, kd — набіг фази на диполі (рис. 11.4, а). Порівнюючи (11.7) і (11.8) отримаємо

$$\frac{v_{\text{ф}}}{c} = \frac{L}{l + d}.$$

Знаючи, що $\Delta\Psi_{1-2} = k(l + d)$ для $f_{\text{реш}}(\theta)$ можемо записати

$$f_{\text{реш}}(\theta) = \frac{\sin[\frac{n}{2}(kd \cos \theta - k(l+d))]}{\sin[\frac{1}{2}(kd \cos \theta - k(l+d))]}. \quad (11.9)$$

Досліджувана антена розташовується над екранах, тому можна скористатися методом дзеркальних зображень. Відповідно до цього методу при визначенні поля, створюваного антеною, вважають, що вона розміщується над ідеально провідною поверхнею з розмірами багато більше довжини хвилі. Наводяться на поверхні плоского екрана вторинні струми виключаються з розгляду введенням фіктивного випромінювача, що є дзеркальним зображенням дійсної антени. Дзеркальний випромінювач розташовується на продовженні нормалі, що сполучає вісь симетрії реальної антени з проводять екранах. У будь-якій точці півпростору (де розташована досліджувана

антена) дзеркальний випромінювач створює точно таке ж поле, як і реальна антена.

З урахуванням сказаного при розрахунку ДС антени необхідно враховувати вплив екрана, скориставшись множителем екрана:

$$f_{\text{екр}}(\theta) = \cos(k \frac{n}{2} d \sin \theta), \quad (11.10)$$

де d — відстань від екрана до центру решітки співвісних рамкових випромінювачів (рис. 11.4, а).

Тоді результуюча амплітудна ДС антени по полю з урахуванням (11.5), (11.6) і (11.9), (11.10) буде визначатися виразом:

$$F(\theta) = f_{\text{ел}}(\theta) f_{\text{реш}}(\theta) f_{\text{екр}}(\theta). \quad (11.11)$$

Для наближеного розрахунку характеристик спіральних антен можна скористатися емпіричними формулами:

— ширина ДС за рівнем половинної потужності

$$\Delta\theta \approx \frac{52^\circ}{\frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{nd}{\lambda}}}; \quad (11.12)$$

— коефіцієнт спрямованої дії (КНД) в напрямку вісі спіралі

$$D \approx 101 g \left(15 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 n \frac{d}{\lambda}\right) \quad (11.13)$$

— вхідний опір

$$R_{\text{вх}} \approx 140 \frac{L}{\lambda}, \text{ Ом.} \quad (11.14)$$

11.5 Особливості конструктивного виконання спіральних антен

Конструкція однозаходної еліптичної спіральної антени (рис. 11.6) повинна містити:

- а) несучий каркас;
- б) спіральний провідник;
- в) відображає екран;
- г) МХД роз'єм;
- д) елементи кріплення антени на несучу конструкцію;
- е) радіопрозорий захисний ковпак для оберігання антени від механічних пошкоджень (зі склопластику, скловолокна або полістиролу).

Каркас повинен бути виконаний з діелектричного матеріалу з малою діелектричною проникністю і втратами, що знижує його вплив на характеристики випромінювання антени. Зовнішній контур каркасу повинен відповідати зовнішньому контуру спіральної антени. Структура каркаса вибирається з варіантів:

— хрестоподібної, утворений двома діелектричними пластинами, що розташовуються під прямим кутом відносно один одного.

— суцільний каркас, виконаний у вигляді циліндра або усіченого конуса.

Спіральний провідник виготовляється з мідного дроту з діаметром в поперечному перерізі 1 ... 2 мм або мідної стрічки шириною 3 ... 5 мм.

Спіральний провідник повинен укладатися по каркасу відповідно до заданого профілем спіралі.

Екран виконується круглої або квадратної форми і являє собою суцільну металеву поверхню. Екран повинен забезпечувати зменшення зворотного випромінювання антени. Габаритний розмір екрана має становити не менше $(1 \dots 3) \lambda$. Екран розташовувався біля основи каркаса перпендикулярно вісі спіралі. Центр каркаса поєднується з центром екрана.

На екранах виконується отвір, в якому встановлюється роз'єм НВЧ, який закріплюється на екранах за допомогою гвинтових з'єднань. До центрального провідника роз'єму підключається підставу спірального провідника.

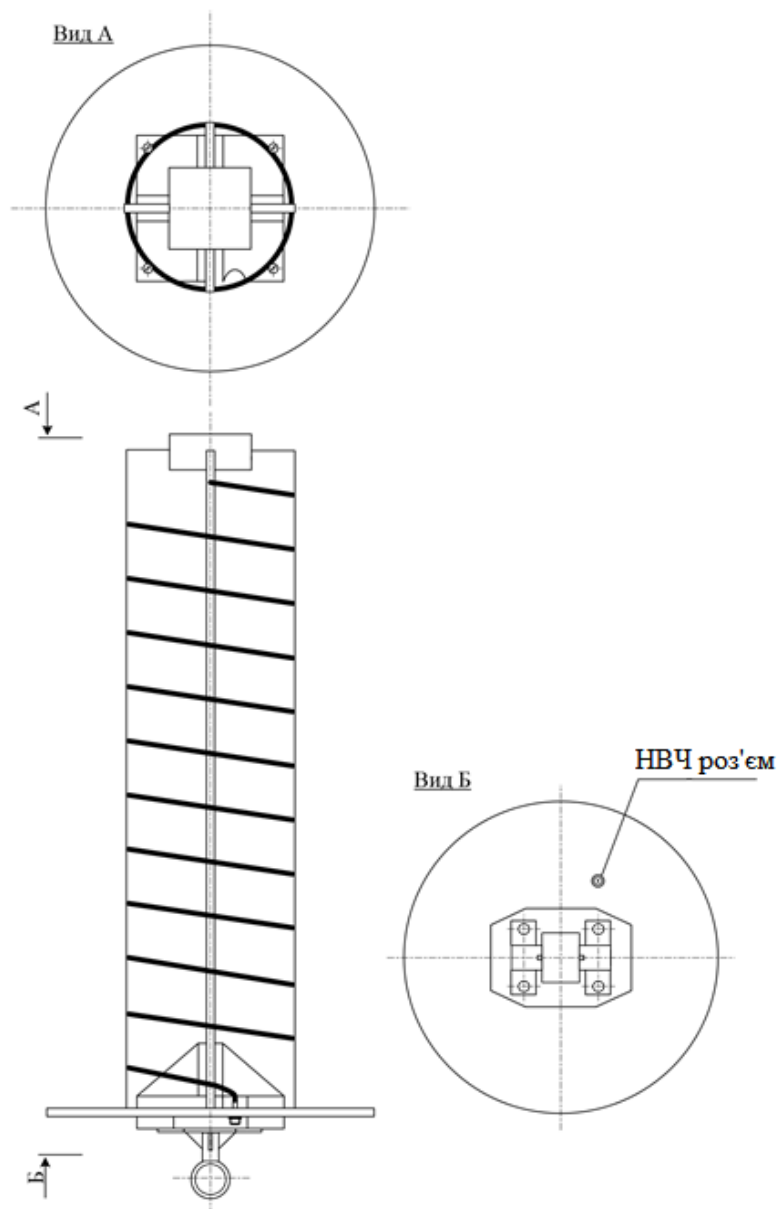


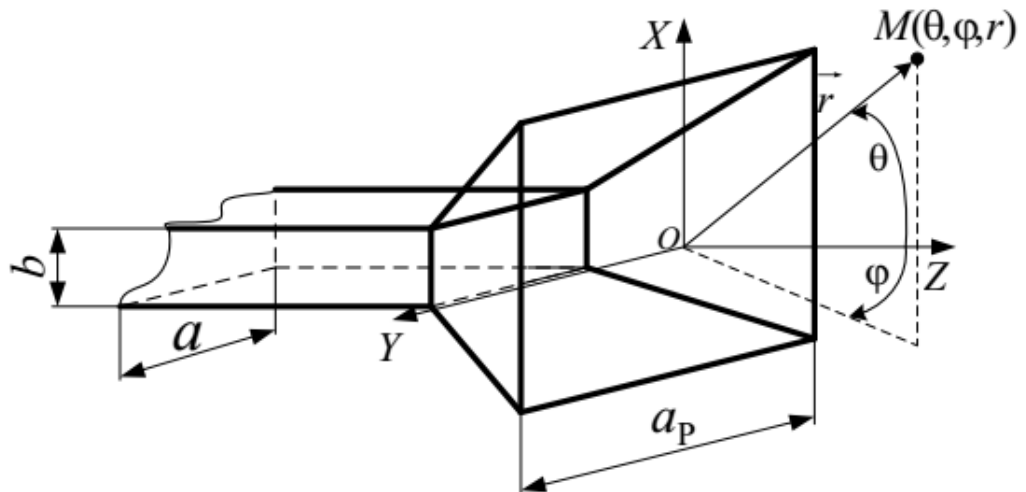
Рисунок 11.6 — Ескіз конструкції ЕСА

Тема 12. Рупорні антени. Лінзові антени Параболічна дзеркальна антена

12.1 Рупорні антени та особливості їх побудови

Узагальнена модель рупорної антени показана на рис. 12.1.

а)



б)

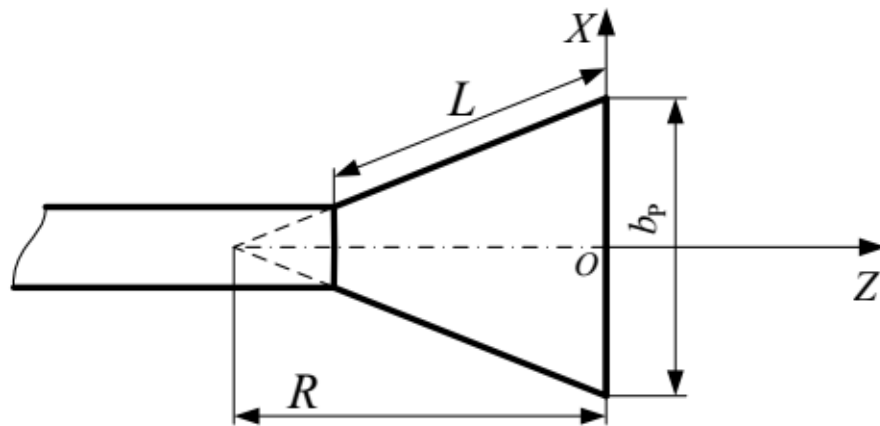


Рисунок 12.1 — Модель рупорної антени в декартовій системі координат (а) і проекція антени в площині XOZ (б)

На основі моделі, показаної на рис. 12.1., Можна розглянути наступні варіанти апертурних випромінювачів:

- E - секторальний рупор, при $a_p = a$ і $b_p > b$;
- H - секторальний рупор, при $a_p > a$ і $b_p = b$;
- пірамідальний гострий рупор, при $a_p > a$ і $b_p > b$.

Відзначимо наступні закономірності в характері поведінки поля в рупорі.

- Тип хвилі в рупорі є таким же, як і в збуджувачі рупору хвилеводу.

— На відміну від хвилеводу, поверхнею рівних фаз в рупорі є не площину, а поверхня циліндра з центром у вершині Про O для секторального рупора і поверхню сфероїда для пірамідального рупора.

— Фазова швидкість хвилі в рупорі не постійна. Вона більше в горловині рупора і наближається до швидкості світла C в його розкритті.

— У рупорі, на відміну від хвилеводу, відсутня критична довжина хвилі. Це пояснюється тим, що у нескінченного рупора завжди можна знайти таке перетин, яке виявиться достатнім для поширення будь-якого типу хвилі.

— Локальний поверхневий опір W_s в розкритті рупора приблизно дорівнює хвильовому опору вільного простору W_0 .

Випромінює поверхнею рупора є поверхня його розкриття. Особлива увага приділяється амплітудно – фазового розподілу поля в апертурі рупорної антени. Амплітудний розподіл поля на розкритті збігається з розподілом поля в поперечному перерізі хвилеводу для основного типу хвилі. У площині E спостерігається рівномірне амплітудний розподіл поля, в площині H — косинусоїдальні

$$E_y = E_0 \cos\left(\frac{\pi y}{a_p}\right),$$

$$H_x = \frac{E_y}{W_0}$$

де E_0 — напруженість електричного поля в середині розкриття; $\Psi(x, y)$ — фазова помилка в розкритті рупора, виходить через площині фазового фронту в рупорі.

Фронт хвилі в процесі її руху в рупорі перетвориться з плоского в циліндричний (в секторальних рупорах) або в сферичний (в пірамідальних рупорах).

Проаналізуємо більш докладно характер фазової помилки в секторальних рупорі, подовжній перетин якого показано на рис. 12.2.

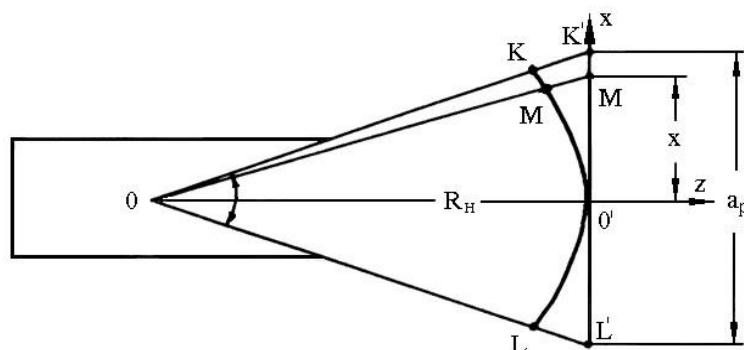


Рисунок 12.2 — Повздовжній перетин H – секторального рупора

Дуга окружності KML з центром у вершині рупора O є лінією рівних фаз. У довільній точці M' , має координату x , фаза поля відстає від фази в середині розкриття (в точці O') на кут

$$\Psi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} (OM' - R_H) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{R_H^2 + x^2} - R_H \right) = \frac{2\pi}{\lambda} R_H \left[\left(1 + \frac{x^2}{R_H^2} \right)^{1/2} - 1 \right].$$

Розкладаючи $\left(1 + \frac{x^2}{R_H^2} \right)^{1/2}$ в ряд Тейлора і обмежуючись при $x \ll R_H$ першими двома членами, отримуємо

$$\Psi(x) = \frac{\pi x^2}{\lambda R_H}$$

Фазовий розподіл має квадратичний характер в площині, в якій проводиться розкривши рупора. Максимальна фазова помилка (максимальний зсув по фазі по відношенню до центру розкриття) визначається співвідношенням

$$\text{— в } E\text{- площині: } \Delta\Psi_{max}^H \approx \frac{\pi b_p^2}{4 \lambda R} \quad (12.1)$$

$$\text{— в } H\text{- площині: } \Delta\Psi_{max}^H \approx \frac{\pi a_p^2}{4 \lambda R} \quad (12.2)$$

де R — довжина рупора (рис. 2.1).

Максимальна фазова помилка, що досягається в кутах пірамідального рупора визначається співвідношенням

$$\Delta\Psi_{max}^E \approx \frac{\pi}{4} \left(\frac{a_p^2}{\lambda R} + \frac{b_p^2}{\lambda R} \right)$$

Якщо максимальні фазові помилки в розкриві рупора не перевищують допустимих

$$\Delta\Psi_{max}^E \leq \frac{\pi}{2}, \quad \Delta\Psi_{max}^H \leq \frac{3\pi}{4},$$

то коефіцієнт спрямованої дії (КНД) рупорної антени при заданій довжині буде максимальним. Рупори, розміри яких відповідають максимальним значенням КНД, називаються «оптимальними». Їх розміри пов'язані з довжиною рупора наступними співвідношеннями:

$$R_E \geq \frac{b_p^2}{2\lambda}, \quad (12.3)$$

$$R_H \geq \frac{a_p^2}{3\lambda}, \quad (12.4)$$

Перейдемо до вивчення діаграми спрямованості секторального рупора. З урахуванням (12.1), (12.2) в розкриваючи секторального рупора

$$E_y = E_0 \cos \frac{\pi x}{a_p} e^{-i \frac{\pi x^2}{\lambda R_H^2}} \quad (12.5)$$

$$W_s = W_0$$

Множник спрямованості обчислюється таким чином. У площині H :

$$\begin{aligned} f_{\Sigma}(\Theta, 0) &= f_x(\Theta) = E_0 b_p \int_{-a/2}^{a/2} \cos \frac{\pi x}{a_p} \exp \left(-i \frac{\pi}{\lambda} \frac{\mathbf{x}^2}{R_p^2} \right) \exp(i k x \sin \Theta) dx = \\ &= E_0 b_p \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{2\sqrt{2}} \left\{ \exp \left(\frac{i\pi \lambda R_H}{4} \left(\frac{1}{a_r} + \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right)^2 \right) [C(u_1) + C(u_2) - i [S(u_1) + S(u_2)]] + \right. \\ &\quad \left. + \exp \left(\frac{i\pi \lambda R_H}{4} \left(\frac{1}{a_p} - \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right)^2 \right) [C(u_3) + C(u_4) - i [S(u_3) + S(u_4)]] \right\} \\ \text{де } u_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \sqrt{\lambda R_H} \left(\frac{1}{a_p} + \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right) \right], \\ u_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} + \sqrt{\lambda R_H} \left(\frac{1}{a_p} + \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right) \right], \\ u_3 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \sqrt{\lambda R_H} \left(\frac{1}{a_p} - \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right) \right], \\ u_4 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \sqrt{\lambda R_H} \left(\frac{1}{a_p} - \frac{2 \sin \Theta}{\lambda} \right) \right]. \end{aligned}$$

Аналогічно в плоскості E

$$f_{\Sigma}(\Theta, \frac{\pi}{2}) = E_0 \sqrt{\frac{\lambda R_H}{2}} b_p \exp \left(\frac{i\pi \lambda R_H}{4 a_p^2} \right) [C(v_1) + C(v_2) - i [S(v_1) + S(v_2)]] \frac{\sin \left(\frac{k b_p}{2} \sin \Theta \right)}{\frac{k b_p}{2} \sin \Theta}, \quad (14.7)$$

$$\begin{aligned} \text{де } v_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right); \\ v_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} + \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right). \end{aligned}$$

Нормовані діаграми спрямованості (ДС) рупорної антени в реченні синфазного розкриття (при фазових помилки, що не перевищують допустимі значення) можна розрахувати по формулам:

$$\text{— у } E\text{- площині: } f^E(\theta) = \left| \frac{1 + \cos \theta}{2} \frac{\sin \left(\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \theta \right)}{\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \theta} \right|; \quad (12.8)$$

— у H - площині:

$$f^H(\varphi) = \left| \frac{1 + \cos \varphi}{2} \frac{\sin\left(\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi b_p}{\lambda} \sin \varphi} \right|; \quad (12.9)$$

Ширина головного променя діаграми спрямованості рупорних антен в E - і H площина ($2\Delta\theta_{0,5}^E$ і $2\Delta\theta_{0,5}^H$) визначається за рівнем половинної потужності по формулам:

H - секторальний рупор:

$$2\Delta\theta_{0,5}^E = 0,88 \frac{\lambda}{b} \text{ [рад]}; \quad (12.10)$$

$$2\Delta\theta_{0,5}^H = 1,4 \frac{\lambda}{a_p} \text{ [рад]}; \quad (12.11)$$

E - секторальний рупор:

$$2\Delta\theta_{0,5}^E = 0,93 \frac{\lambda}{b_p} \text{ [рад]}; \quad (12.12)$$

$$2\Delta\theta_{0,5}^E = 0,93 \frac{\lambda}{b_p} \text{ [рад]}; \quad (12.13)$$

пірамідальний рупор:

$$2\Delta\theta_{0,5}^E = 0,93 \frac{\lambda}{b_p} \text{ [рад]}; \quad (12.14)$$

$$2\Delta\theta_{0,5}^E = 0,93 \frac{\lambda}{b_p} \text{ [рад]}; \quad (12.15)$$

Коефіцієнт спрямованої дії H - секторального рупора D_H визначається по формулі [3]

$$D_H = \frac{4\pi b_p R_H}{\lambda a_p} \{ [C(u) + C(v)]^2 + [S(u) + S(v)]^2 \},$$

де $C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt$; $S(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt$ — інтеграли Френеля;

$$u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\lambda R_H}} - \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right); v = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{\lambda R_H}} + \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{a_p} \right).$$

На рис. 12.3 показані побудовані по (12.16) графіки залежності КСД D_H від a_p^P -відносного розміру розкриву H - секторального рупора для різних довжин рупора R_H .

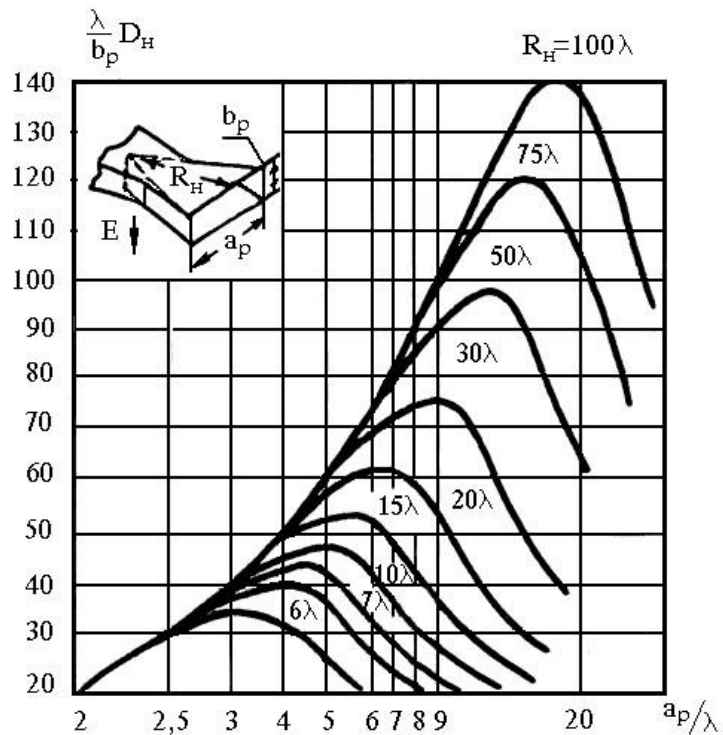


Рисунок 12.3 — Залежність КСД від розмірів Н-секторального рупора

Коефіцієнт спрямованої дії E -секторального рупора D_E визначається за формулою [3]

$$D_E = \frac{64a_p R_E}{\pi \lambda b_p} \left\{ C^2 \left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R_E}} \right) + S^2 \left(\frac{b_p}{\sqrt{2\lambda R_E}} \right) \right\}. \quad (12.17)$$

Коефіцієнт спрямованої дії пірамідального рупора D з урахуванням (12.16, 12.17) визначається за такою формулою [3]

$$D = \frac{\pi \lambda^2}{32a_p b_p} D_E D_H. \quad (12.18)$$

Коефіцієнт спрямованої дії (КСД) оптимальної рупорної антени обчислюється по формулі:

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2}, \quad (12.19)$$

де $S = a_p b_p$ — геометрична площа розкриття; v — коефіцієнт використання поверхні, який визначається амплітудним v_a і фазовим v_ϕ розподілом поля в розкритті антени: $v = v_a \cdot v_\phi$.

Для оптимальних секторальних рупорів $v_a = 0,81$ враховується синусоїдальний характер амплітудного розподілу поля в H - площині; $v_\phi = 0,8$ — несинфазність розкриття в одній з площин за умови $\Delta\Psi_{\max} \leq \Delta\Psi_{\text{доп}}$.

Тому для секторальних рупорних антен $v \approx 0,81 \cdot 0,8 \approx 0,64$.

Для оптимальних пірамідальних рупорів при тих же умовах $v = v_a v_\phi^2 \approx 0,52$ (врахована несинфазність розкриття в обох площинах).

Рупорні антени використовуються на практиці як самостійні спрямовані антени, так і в якості облучачей дзеркальних і лінзових антен, а також в якості випромінювачів ФАР. Особливо широко рупорні антени використовуються в лабораторних установках при вимірюванні діаграми спрямованості і коефіцієнта посилення інших антен. Перевагою рупорних антен є простота їх конструкції і хороші діапазонні властивості. Практично робоча смуга частот рупорної антени обмежується смугою живить його хвильоводу і становить близько 100%.

Недолік рупорних антен полягає в необхідності вибору занадто великої довжини рупора для отримання гостроспрямованої випромінювання. Як випливає з формул (12.3), (12.4), оптимальна довжина рупора пропорційна квадрату розмірів розкриву a_P і b_P , а ширина діаграми спрямованості обернено пропорційна a_P і b_P в першого ступеня. Тому для звуження діаграми спрямованості рупорної антени в n раз розмір її апертури повинен бути збільшений в n раз, а довжина рупора — в n^2 раз.

Ця обставина накладає обмеження на ширину діаграми спрямованості рупорних антен. Так, при довжині рупора, приблизно дорівнює розміру однієї зі сторін його розкриття, ширина діаграми спрямованості становить близько $20^\circ \dots 25^\circ$. При звуженні ширини діаграми спрямованості до 10° довжина рупора приблизно в 4...5 раз більше розміру більшої сторони його розкриття.

Існують різні способи зменшення довжини рупора. Суть цих способів полягає в компенсації або зменшенні фазової помилки в розкритті рупора. Одним з найбільш часто використовуваних на практиці способів зменшення довжини рупора є установка в його розкритті лінзи, яка усуває фазові помилки (рис. 12.4, а).

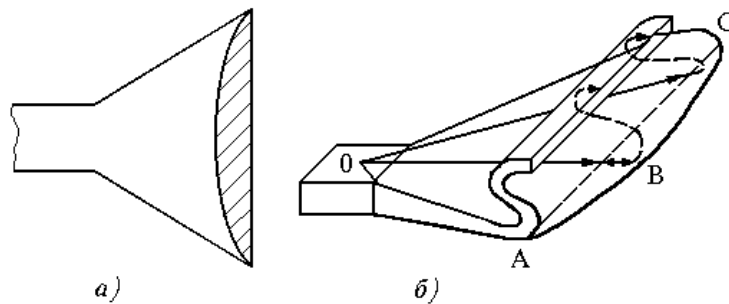


Рисунок 12.4 — Способи усунення фазових помилок в розкритті рупорної антени

При цьому довжина рупора вибирається вже з умов гарного узгодження напруги рупор хвильоводу з вільним простором і приблизно дорівнює $(1 \dots 0,5)$ ширині його розкриття.

На рис. 12.4, б показаний інший спосіб вирівнювання фазового фронту в розкритті рупора за рахунок вирівнювання довжини шляху, прохідного хвилею від вершини рупора до різних точок на розкритті. Для отримання в розкритті синфазного поля крива ABC , утворює профіль стінки зігнутого рупора, повинна мати форму параболи.

12.2 Принцип дії дзеркальних антен

Параболічні антени є одним з найбільш поширених типів антен, використовуваних в сучасних радіотехнічних системах різного призначення (радіорелейні системи зв'язку, радіолокаційні станції, супутникові системи зв'язку і телебачення, системи радіоуправління і т. Д.). Вони застосовуються в різних діапазонах хвиль, від метрових до міліметрових. Найбільшого поширення набули антени з дзеркалами у вигляді параболоїда обертання, усіченого параболоїда, параболічного циліндра і вирізки з параболоїда обертання (зазвичай з контуром овальної форми). Таке широке поширення цих антен пояснюється можливістю формування найрізноманітніших діаграм спрямованості при відносній простоті конструкції, досить високому ККД, малій шумовій температурі.

Параболічна антена складається з двох елементів: металевого дзеркала параболічного профілю і опромінювача, поміщеного в фокусі дзеркала. Схема антени з параболічним дзеркалом зображена на рис. 12.5.

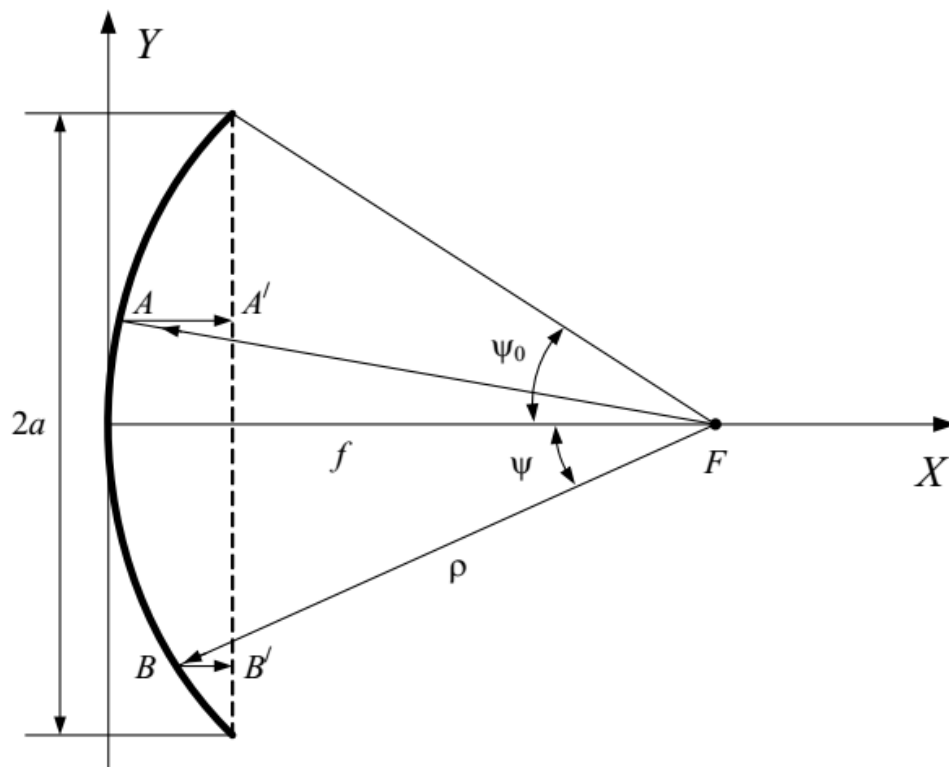


Рисунок 12.5 - Схема параболічної антени

Принцип роботи антени заснований на тому, що сума відстаней від фокусу F до дзеркала і від дзеркала до апертури є величиною постійною ($FA + AA' = FB + BB' \dots$). Отже, якщо у фокусі розташоване джерело сферичної хвилі, то після відбиття від дзеркала хвиля перетвориться в плоску, і випромінюючий розкрив антени збуджується синфазно.

Параболічна антена характеризується геометричними параметрами a - радіусом розкриття (апертури), f - фокусною відстанню і ψ_0 - кутом розкриття, які пов'язані співвідношенням

$$a = 2f \operatorname{tg} \frac{\psi_0}{2}. \quad (12.20)$$

Якщо $\psi_0 < \frac{\pi}{2}$ ($a < 2f$), параболоїд називають довгофокусним, при $\psi_0 < \frac{\pi}{2}$ ($a > 2f$) - короткофокусним.

Параболічний профіль дзеркала описується в прямокутній системі координат рівнянням

$$y^2 = 4fx,$$

де f - фокусна відстань,
в полярній системі координат співвідношення має вигляд

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi}.$$

З точки зору формування поля випромінювання і діаграми спрямованості антени з дзеркалом у вигляді параболоїда обертання можна розглядати як синфазно збуджений круглий розкрив, амплітудний розподіл збуджуючого поля на якому описується деякою функцією $A(r, a)$. Вид цієї функції визначає форму і параметри ДС антени при заданому розмірі розкриву (ширину головного пелюстка; рівень бічного випромінювання).

Необхідний закон амплітудного розподілу збуджуючого поля на розкриві антени, тобто вид функції $A(r, a)$, може бути реалізований шляхом вибору опромінювача антени з відповідною ДС і геометричними параметрами дзеркала.

12.3 Опромінювачі дзеркальних антен

Виходячи з принципу дії дзеркальної антени можна сформулювати наступні достатньо очевидні вимоги до опромінювачів цих антен:

1. Опромінювач повинен мати фазовий центр, який розташовується в фокусі параболоїда обертання (для параболічного циліндра опромінювач повинен формувати циліндричну хвилю з лінією фазових центрів, розташованих на фокальній лінії параболічного циліндра).

2. Амплітудна діаграма спрямованості опромінювача повинна бути такою, щоб майже вся потужність від опромінювача потрапляла на дзеркало. У опромінювачі повинно бути відсутнім випромінювання в напрямку, протилежному напрямку до дзеркала. Крім того, тому що амплітудний розподіл в розкриві дзеркала створюється в основному діаграмою опромінювача, то форма амплітудної діаграми опромінювача повинна відповідати необхідній формі амплітудного розподілу поля в розкриві дзеркала.

3. Опромінювач знаходиться в полі, відбитому від дзеркала, тому його габарити повинні бути якомога менше, щоб він створював мінімальне затінення для поля дзеркальної антени.

4. Оскільки електрична міцність і частотні властивості дзеркальної антени в основному обмежуються опромінювачем, то ці параметри опромінювача повинні відповідати аналогічним параметрам всієї дзеркальної антени.

Найбільш поширеними типами опромінювачів дзеркальних антен є вібратор, щілинні або хвильоводно-рупорні опромінювачі. Розглянемо їх конструктивні особливості.

Вібраторні опромінювачі складаються з активного резонансного півхвильового вібратора контррефлектора у вигляді металевого диска або пасивного вібратора. Живлення вібраторних випромінювачів здійснюється від коаксіального фідера або хвильоводу. Вібратори, що живляться коаксіальним фідером, застосовуються в якості опромінювачів в дециметровому і довгохвильовій частині сантиметрового діапазону хвиль, хвильовдне живлення вібраторів використовується в більш короткохвильовому ($\lambda = 3...5$ см) діапазоні хвиль.

На рис. 12.6 показані найбільш поширені конструкції вібраторних випромінювачів з живленням від коаксіального фідера з хвильовим опором $\rho = 50$ Ом.

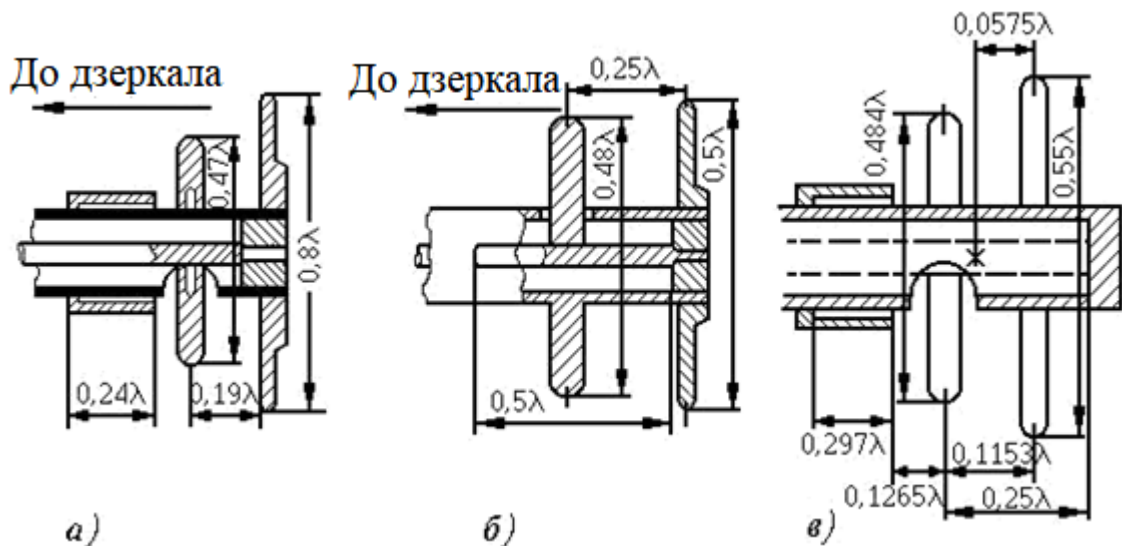


Рисунок 12.6 - Вібраторні опромінювачі з живленням від коаксіального кабелю

У конструкціях на рис. 12.6, а, б використовують дисковий відбивач, в конструкції рис. 12.6, в - пасивний вібратор. Для симетричного збудження симетричного вібратора від несиметричної коаксіальної лінії використовуються симетрувальні пристрої у вигляді чверть хвильової склянки (рис. 12.6, а, в) або симетруючої щілини (рис. 12.6, б). Зірочками на рис. 12.6 показано положення фазового центру опромінювача, який розташований між вібратором і рефлектором.

Діаграма спрямованості вібратора з контррефлектором наближено може бути розрахована як добуток діаграми одиночного вібратора $F_1(\psi)$ на множник решітки:

$$F_{\text{опр}}(\Psi) \approx F_1(\Psi) \sin(kb \cos \Psi), \quad (12.21)$$

де через b позначено відстань від вібратора до контррефлектора.

Діаграма спрямованості двохвібраторного опромінювача може бути розрахована за формулами:

- в площині E

$$f_E(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \sin \theta\right)}{\cos \theta} \sqrt{1 + q^2 + 2q \cos(\varphi - kd \cos \theta)};$$

- в площині H

$$f_H(\theta) = \sqrt{1 + q^2 + 2q \cos(\varphi - kd \cos \theta)}, \quad (12.22)$$

де θ кут, що визначає напрямок на точку спостереження (кут θ відрховується від вісі опромінювача);

d - відстань між активним і пасивним вібраторами;

$$q = \sqrt{\frac{R_{12}^2 + X_{12}^2}{R_{22}^2 + X_{22}^2}}$$

- відношення амплітуд струмів в пасивному та активному вібраторах;

$$\varphi = \pi + \operatorname{arctg} \frac{X_{12}}{R_{12}} - \operatorname{arctg} \frac{X_{22}}{R_{22}}$$

- відношення фаз струмів в пасивному та активному вібраторах; R_{12} , X_{12} - складові взаємного опору вібраторів; R_{22} , X_{22} - складові власного опору пасивного вібратора.

На рис. 12.7 показані конструкції вібраторних опромінювачів з живленням від прямокутного хвильоводу. Вібратори кріпляться на тонкій металевій пластині, яка перпендикулярна напрямку електричного поля і тому не збуджується ним.

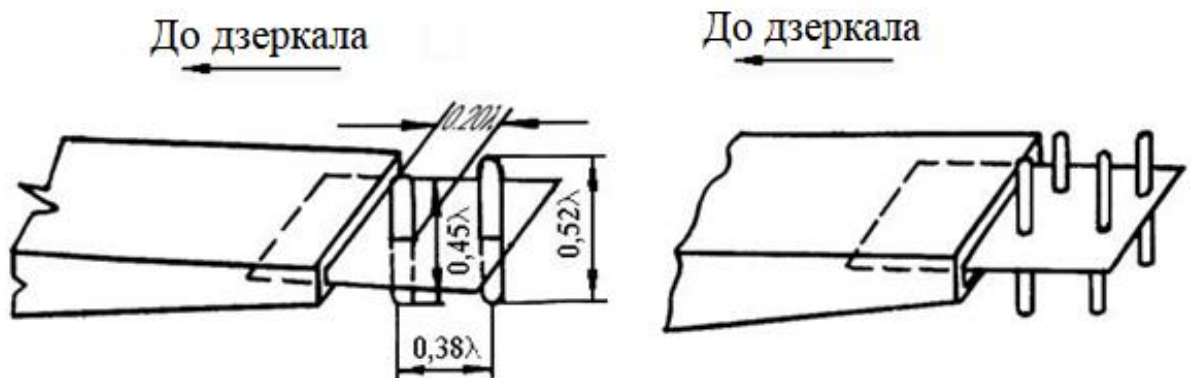


Рисунок 12.7 - Вібраторні опромінювачі з живленням від прямокутного хвильоводу

Довжина вібраторів і відстань між ними підбираються таким чином, щоб наступний (у напрямку від дзеркала) вібратор був рефлектором по відношенню до попереднього. Цим забезпечується формування односпрямованого випромінювання вібраторів на дзеркало. У чотирьох-вібраторному випромінювачі, можливо отримання більш симетричної відносно вісі дзеркала діаграми спрямованості. Вібраторні опромінювачі мають досить широкую діаграму спрямованості. Оптимальний кут розкриття дзеркала $2\Psi^\circ$ для таких опромінювачів становить близько $140 \dots 160^\circ$.

Перевагою вібраторних опромінювачів є незначне затінення, створюване системою живлення цих опромінювачів.

Недоліком вібраторних опромінювачів є їх вузькосмуговість, пов'язана з резонансними властивостями вібраторів, а також відносно високий рівень випромінювання в напрямках, протилежних напрямках на дзеркало.

В сантиметровому діапазоні хвиль широко використовується двох щілинний опромінювач (рис.12.8).

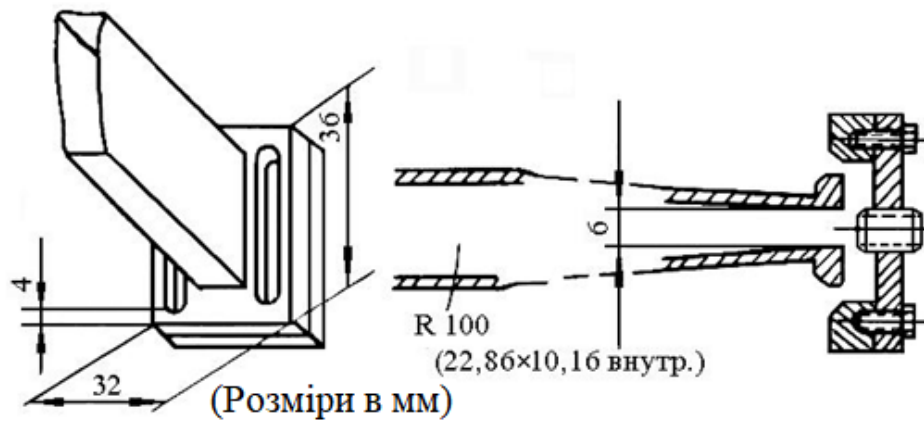


Рисунок 12.8 - Щілинний опромінювач

Двох щілинний опромінювач представляє прямокутний хвилевід, який закінчується прямокутним резонатором з двома симетрично розташованими півхвильовими щілинами в його широкій стінці. Відстань d між щілинами вибирається рівною приблизно $\frac{\lambda}{2}$. Відстань від щілин до бічних стінок

резонатора вибирається з умови хорошого узгодження з живильним хвилеводом. Для цих же щілин використовується звуження хвилеводу по вузькій стінці. Для налаштування опромінювача в зборі використовують гвинт в широкій стінці резонатора. Двох щілинний опромінювач виходить компактним і мало затінює дзеркало. Його діаграма спрямованості близька до вісесиметричної і в першому наближенні може бути апроксимована функцією $\cos \psi$ в площині H і $\cos \left(kd \sin \frac{\psi}{2} \right)$ в площині E .

Недоліком двох щілинного опромінювача є обмеження на відносно невелику пропускну потужність, пов'язану з малою електричною міцністю щілин, і вузькосмуговістю опромінювача, викликана вузькосмуговістю щілинних випромінювачів.

Хвилеводно-рупорні опромінювачі являють собою або відкритий кінець хвилеводу, або невеликий рупор, що живиться хвилеводом. Використовуються хвилеводи (рупори) як прямокутного, так і круглого перетину. Останні більш кращі, тому що їх діаграма спрямованості є більш симетричною відносно вісі хвилеводу. Зате прямокутні рупорні опромінювачі дозволяють отримувати різну ширину діаграми спрямованості в перпендикулярних площинах і тому також опромінювач більш кращий для дзеркальних антен з продовгим розкритом.

В рупорних опромінювачах є досить значні можливості як для регулювання ширини діаграми опромінювача, так і форми цієї діаграми в межах кута розкриву дзеркала. Для цієї мети, крім підбору розмірів рупора, використовуються імпедансні структури, виконані у вигляді набору кільцевих канавок на внутрішніх стінках рупора. Підбираючи параметри цих канавок, можна отримати більш рівномірне опромінення дзеркала при збереженні низького рівня потужності опромінювача, що проходить повз дзеркала. Для розширення діаграми рупорного опромінювача використовуються також діелектричні лінзи, що поміщаються в його розкритті.

Рупорні опромінювачі конструктивно прості, мають гарні діапазонні властивості, пропускають значні потужності і тому найбільш широко використовуються в дзеркальних антенах. Їх основним недоліком є порівняно велике затінення розкриву дзеркала як самим рупором, так і підтримуючої його системою кріплення і живильним хвилеводом.

Розглянуті вище типи опромінювачів використовуються в дзеркальних антенах з дзеркалом у вигляді параболоїда обертання. Для дзеркальних антен у вигляді параболічних циліндрів потрібні лінійні опромінювачі з довжиною, що дорівнює довжині твірної дзеркала. В якості лінійних опромінювачів можуть використовуватися хвилеводно-щілинні і вібраторні решітки випромінювачів, а також секторіальні рупори. Досить часто в якості лінійного випромінювача використовується сегментно-параболічний опромінювач (рис. 12.9).

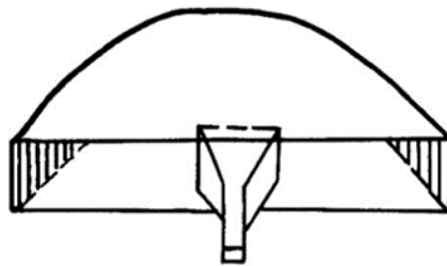


Рисунок 12.9 - Сегментно-параболічний опромінювач

Він являє собою дві паралельні металеві пластини, розташовані на відстані, рівній розміру однієї зі стінок хвилеводу. З одного боку пластини утворюють плоский розкрив, з іншого боку між пластинами розташований відбивач параболічного профілю. У фокусі параболі, що знаходиться в плоскому розкритті, розташований відкритий кінець прямокутного хвилеводу. Після відбиття від параболічного профілю в розкритті опромінювача формується синфазне поле.

12.4 Характеристики спрямованості дзеркальних антен.

Діаграма спрямованості дзеркальної антени. Основною характеристикою випромінювання антени є її діаграма спрямованості, яка повністю визначається розподілом поля, збуджуваного в площині апертури опромінювачем.

Надалі будемо вважати, що фазовий фронт поля опромінювача сферичний, а отже, в площині апертури антени матиме місце плоский фронт, якому відповідає синфазне збудження.

При синфазному збудженні апертури антени у вигляді параболоїда обертання її діаграма спрямованості розраховується за наступним виразом:

$$F(\theta, \varphi) = (1 + \cos \varphi) \iint_S f(\xi, \eta) e^{jk \sin \theta (\xi \cos \varphi + \eta \sin \varphi)} d\xi d\eta, \quad (12.23)$$

де $f(\xi, \eta)$ - функція, що описує амплітудний розподіл поля в апертурі; S - геометрична площа апертури; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - хвильове число; θ, φ - сферичні координати точки спостереження, при цьому θ відраховується від нормалі до апертури.

Для подальшого інтегрування у формулі (12.23) зручно перейти від декартових координат ξ, η до полярних координат r і λ :

$$\xi = r \cos \alpha, \quad \eta = r \sin \alpha,$$

тоді $d\xi d\eta = r dr d\lambda$, а формула (12.23) запишеться у вигляді

$$F(\theta, \varphi) = (1 + \cos \theta) \int_0^{2\pi a} \int_0^a f(r, \alpha) \exp(jkr \sin \theta \cos(\varphi - \alpha)) r dr d\alpha, \quad (12.24)$$

де a - радіус апертури.

Якщо ввести змінні:

$$u = \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta, \quad r_H = r / a,$$

то отримаємо такий вираз для ДС

$$F(u, \varphi) = a^2 (1 + \cos \theta) \int_0^{2\pi} \int_0^1 f(r_H, \alpha) \exp(jur_H \cos(\varphi - \alpha)) r_H dr_H d\alpha. \quad (12.25)$$

тут $f(r_H, \alpha)$ є нормований розподіл амплітуди поля в апертурі антени.

Інтеграл у формулі (12.25) залежить від виду функції $f(r_H, \alpha)$, яка представляє собою аппроксимируючу функцію для поля випромінювання даного опромінювача.

З урахуванням формули (12.25) і заданого виду амплітудної функції $f(r_H, \alpha)$ досліджуємо основні параметри ДС круглої синфазної апертури.

Розглянемо наступні випадки.

Якщо в апертурі антени має місце рівномірний амплітудний розподіл, то

$$f(r_H, \alpha) = 1$$

інтегрування в (12.25) дає такий вираз

$$F(u) = 2\pi a^2 (1 + \cos \theta) \frac{J_1\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta}, \quad (12.26)$$

де $J_1\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)$ - функція Бесселя першого порядку

Відсутність в (12.26) залежності від φ вказує на осьову симетрію ДС круглої апертури, тобто ДС є «голчастою». Нормована ДС за потужністю буде визначатися наступним співвідношенням

$$|F(u)|^2 = \left| \frac{J_1\left(\frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta\right)}{2 \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta} \right|^2. \quad (12.27)$$

Часто необхідно перед розрахунком ДС проводити наближену оцінку деяких важливих параметрів ДС, таких як ширина ДС на рівні половинної потужності - $2\theta_{0,5}^E$ (в площині Е, при $\varphi = 0$) і $2\theta_{0,5}^H$ (в площині Н, при $\varphi = \frac{\pi}{2}$), кутове положення першого нуля ДС θ_0 в площині Е і в площині Н; рівень першого бічного пелюстка в дБ по напруженості поля, який визначається величиною $\gamma_{\text{біч}}$

$$\gamma_{\text{біч, дБ}} = 20 \lg \frac{|E_{\text{біч, дБ}}|}{|E_{\text{max}}|}.$$

Тоді, для розподілу $f(r_H, \alpha)$ будемо мати наступні значення зазначених параметрів:

$$\begin{aligned} 2\theta_{0,5}^E &= 2\theta_{0,5}^H = 58,9 \frac{\lambda}{2a} \text{ град}, \\ \theta_0^E &= \theta_0^H = 69,8 \frac{\lambda}{2a}, \\ \gamma_{\text{біч}} &= -17 \text{ дБ}. \end{aligned}$$

В даному випадку коефіцієнт використання поверхні (КВП) апертури - найбільший і дорівнює одиниці.

Нехай в апертурі має місце спадаючий до нульових значень амплітудний розподіл, який можна описувати наступною функцією:

$$f(r_H, \alpha) = (1 - r_H^2)^n, \quad (12.28)$$

де $n = 1, 2, 3 \dots$

Підставляючи (12.28) в формулу (12.25), отримуємо

$$F(u) = 2\pi a^2 (1 + \cos \theta) \int_0^1 (1 - r_H^2)^n J_0(ur_H) dr_H, \quad (12.29)$$

де $J_0(ur_H)$ - функція Бесселя нульового порядку.

Параметри ДС матимуть наступні значення:

— при $n = 1$:

$$2\theta_{0,5}^E = 2\theta_{0,5}^H = 84,2 \frac{\lambda}{2a} \text{ град};$$

$$\theta_0^E = \theta_0^H = \arcsin(93,4 \frac{\lambda}{2a});$$

$$\gamma_{\text{біч}} = -24,6 \text{ дБ};$$

— при $n = 2$:

$$2\theta_{0,5}^E = 2\theta_{0,5}^H = 84,2 \frac{\lambda}{2a} \text{ град};$$

$$\theta_0^E = \theta_0^H = \arcsin(116,3 \frac{\lambda}{2a});$$

$$\gamma_{\text{біч}} = -30,6 \text{ дБ};$$

— при $n = 3$:

$$2\theta_{0,5}^E = 2\theta_{0,5}^H = 94,5 \frac{\lambda}{2a} \text{ град};$$

$$\theta_0^E = \theta_0^H = \arcsin(138,7 \frac{\lambda}{2a});$$

— при $n = 4$:

$$2\theta_{0,5}^E = 2\theta_{0,5}^H = 103,7 \frac{\lambda}{2a} \text{ град};$$

$$\theta_0^E = \theta_0^H = \arcsin(159,9 \frac{\lambda}{2a}).$$

При збільшенні n і ступеня спадання амплітуди поля на краю розкриву дзеркала, КВП апертури зменшується так, як показано в таблиці 12.1.

Таблиця 12.1 - Залежність КВП антени від n

n	1	0,56	0,44	0,36
КВП	0,75	2	3	4

Однак на практиці прагнуть збільшити КСД антени, збільшуючи амплітуду поля на краях апертури, хоча б до -10 дБ щодо максимуму поля в центрі апертури дзеркала. Такі спадають розподілу розташовуються на п'єдесталі з амплітудою, що дорівнює.

В цьому випадку

$$f(r_H, \alpha) = 1 - (1 - \Delta)r_H^2. \quad (12.30)$$

Проаналізуємо параметри ДС для розподілу (12.30). В цьому випадку ДС КВП для круглої апертури визначається у вигляді:

$$F(u) = (1 + \cos \theta) \left[\frac{\Delta J_1(u)}{u} + 2(1 - \Delta) \frac{J_2(u)}{u^2} \right], \quad (12.31)$$

$$v = \frac{3 \cdot (1 + \Delta)^2}{4 \cdot [1 + \Delta(1 + \Delta)]}. \quad (12.32)$$

Параметри ДС представимо у вигляді таблиці 12.2.

Таблиця 12.2 - Чисельні параметри ДН

Δ	$2\theta_{0,5}^{E,H}$, град	$2\theta_0^{E,H}$, град	$\gamma_{\delta iч}$, дБ
0,1	$67,4 \times \lambda / (2a)$	$178 \times \lambda / (2a)$	-24,3
0,2	$66,4 \times \lambda / (2a)$	$170 \times \lambda / (2a)$	-23
0,3	$64,8 \times \lambda / (2a)$	$163,8 \times \lambda / (2a)$	-22
0,4	$63,6 \times \lambda / (2a)$	$158 \times \lambda / (2a)$	-21,5
0,5	$62,8 \times \lambda / (2a)$	$152,2 \times \lambda / (2a)$	-20,5
0,6	61,4 (a)	150 (a)	-19,9
0,7	60,2 (a)	147,8 (a)	-19,36
0,8	59,8 (a)	144,2 (a)	-18,8
0,9	59 (a)	142 (a)	-18,0
1,0	58,5 (a)	139,6 (a)	-17,6

На практиці рідко вдається отримати розподіл амплітуд, що має кругову симетрію. Зазвичай стрибки поля на краях апертури в Е- і Н-площинах виходять різними. Так розподіл амплітуд, змінюється за законом

$$f(r_H, \alpha) = 1 - r_H^2 \cos^2 \alpha, \quad (12.33)$$

створюється полем лінійно-поляризованого опромінювача.

12.5 Коефіцієнт спрямованої дії дзеркальної антени і його залежність від геометричних розмірів антени.

Проаналізуємо вплив фокусної відстані на розподіл щільності поверхневих струмів $\bar{J}^e$ на внутрішній частині дзеркала, КСД і коефіцієнт посилення G дзеркальної антени. На рис. 16.16 показані приклади розподілу струмів, протікаючих по поверхні дзеркала у випадку короткофокусного (рис. 12.10, а) і довгофокусного (рис. 12.10, б) дзеркала. Як опромінювач дзеркальної антени обраний вібратор з дисковим контррефлектором. Розподіл струму побудовано відповідно до формули (12.75).

Як видно, в короткофокусному дзеркалі лінії поверхневого струму істотно викривлені. Крім того, є точки P (полюси), в околиці яких струм змінює напрям. Положення полюсів на дзеркалі визначається напрямками нульових

значень діаграми спрямованості опромінювача. Для довгофокусних дзеркал лінії струму викривлені менше, причому чим більше фокусна відстань, тим менше викривлення ліній струму.

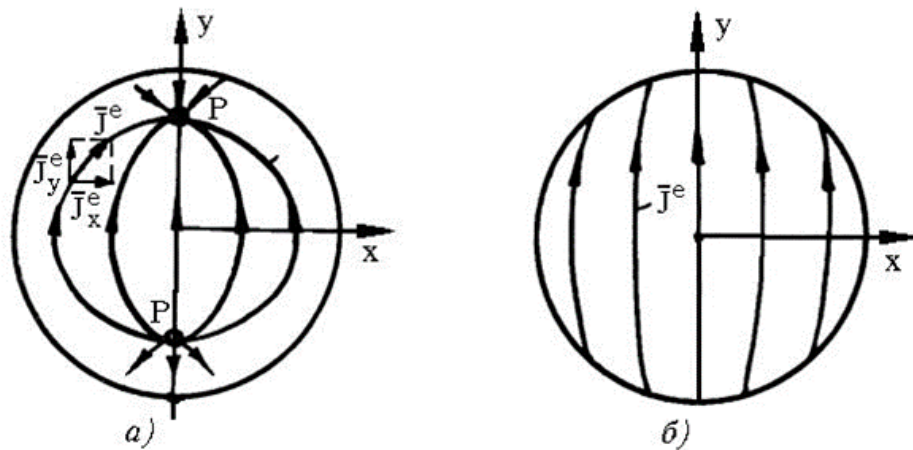


Рисунок 12.10 - Розподіл струмів $\vec{J}^e$ на поверхні параболічного дзеркала:
а- дзеркало короткофокусне; б - дзеркало довгофокусне

Викривлення ліній струму в дзеркальній антені є шкідливим явищем, тому що призводить до появи кроссполаризаційної складової в її полі випромінювання. Але, розкладаючи вектор струму $\vec{J}^e$ на координатні складові $\vec{J}_x^e$, $\vec{J}_y^e$, $\vec{J}_z^e$, неважко зрозуміти, що поле основної поляризації в напрямку вісі антени створюється тільки $\vec{J}_y^e$ складової струму. Хоча $\vec{J}_z^e$ складова струму і випромінює поле основної поляризації, проте рівень цього випромінювання помітний лише в області бічних пелюсток. Складова ж струму $\vec{J}_x^e$ випромінює поле паразитної поляризації. Так як напрямок $\vec{J}_x^e$ в сусідніх квадратах дзеркала протилежний, то в головних площинах ZOX і ZOY поле, що випромінюється струмом $\vec{J}_x^e$, дорівнює нулю. Максимального значення кроссполаризаційна складова досягає в діагональних площинах.

Наявність на дзеркалі полюсів приводить, крім зростання кроссполаризаційної складової, до ослаблення поля випромінювання основної поляризації, тому що за полюсами складова струму виявляється протифазною в порівнянні з цією ж складовою між полюсами.

Таким чином, наведені результати показують, що в короткофокусних дзеркальних антенах виникають додаткові втрати в коефіцієнті підсилення, пов'язані з розсіюванням частини потужності на кроссполаризаційне випромінювання і ослабленням поля основної поляризації через наявність протифазних складових струму $\vec{J}_y^e$. В довгофокусних антенах ці явища виявляються менш помітно. З цієї причини на практиці частіше використовуються довгофокусні дзеркальні антени. Якщо ж габаритні обмеження змушують використовувати короткофокусні дзеркала, то для

послаблення неприємних явищ в таких дзеркалах роблять вирізи шкідливих зон, розташованих навколо полюсів.

Обчислення коефіцієнта спрямованої дії антени здійснюється за формулою

$$D = \frac{4\pi}{\int_{-\pi}^{\pi} F_1(\varphi) d\varphi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} F_2(\theta) \cos \theta d\theta}, \quad (12.34)$$

де $F_1(\theta)$ і $F_2(\theta)$ - нормовані діаграми спрямованості по потужності антени в горизонтальній і вертикальній площинах, відповідно.

Коефіцієнт підсилення G апертурної антени визначається за формулою

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a v \eta \quad (12.35)$$

де η - коефіцієнт корисної дії антени.

Основними джерелами втрат в довгофокусній дзеркальній антені є втрати на розсіювання частини потужності опромінювача мимо дзеркала. Позначаючи через $P_{\Sigma\text{опр}}$, $P_{\Sigma\text{дзер}}$ відповідно повну потужність випромінювання опромінювача і потужність випромінювання опромінювача, потрапляє на дзеркало, і враховуючи, що потік потужності пропорційний квадрату амплітудної діаграми спрямованості, отримуємо

$$\eta = \frac{P_{\Sigma\text{дзер}}}{P_{\Sigma\text{опр}}} = \frac{\int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F_{\text{опр}}^2(\psi, \varphi) \sin \psi d\psi d\varphi}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} F_{\text{опр}}^2(\psi, \varphi) \sin \psi d\psi d\varphi}, \quad (12.36)$$

де $E_{\text{опр}}^2(\psi, \varphi)$ - двовимірна діаграма спрямованості опромінювача.

Якщо діаграма спрямованості опромінювача симетрична щодо вісі антени і може бути апроксимована функцією виду:

$$E_{\text{опр}}^2(\psi, \varphi) = \begin{cases} \cos^n \psi, & 0 \leq \psi \leq \pi/2 \\ 0, & \pi/2 \leq \psi \leq \pi \end{cases}, \quad (12.37)$$

де n - будь-яке позитивне число, то після підстановки (12.37) в (12.36), одержуємо

$$\eta = 1 - \cos^{2n+1} \psi_0. \quad (12.38)$$

Графік залежності η від ψ_0 , розрахований за формулою (12.38) при $n = 1$, представлений на рис. 12.11. Якісна залежність η від ψ_0 залишається незмінною і при інших формах діаграми спрямованості опромінювача.

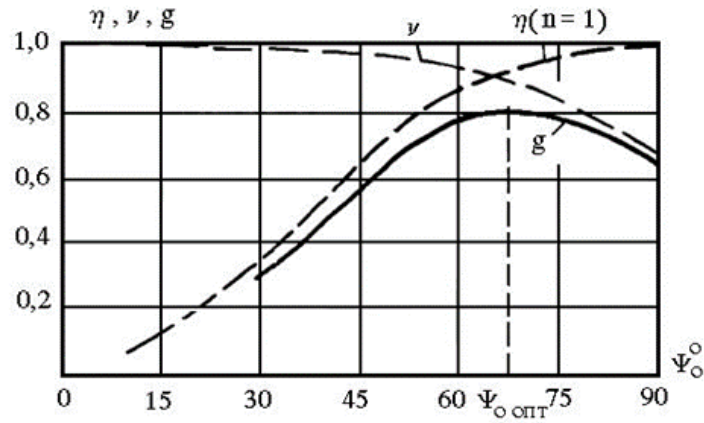


Рисунок 12.11 - Залежність коефіцієнта корисної дії η , коефіцієнта використання поверхні ν і ефективності g дзеркальної антени від кута розкриття ψ_0

Коефіцієнт використання поверхні розкриття дзеркальної антени повністю визначається характером амплітудного розподілу поля в розкритті дзеркала. Зі збільшенням ψ_0 збільшується зпад амплітудного розподілу до країв дзеркала і тому ν зменшується зі збільшенням ψ_0 . На рис. 12.11 показана характерна якісна залежність ν від ψ_0 для дзеркальних антен. Там же наведено графік залежності $g = \eta\nu$ від ψ_0 . Параметр g називається ефективність дзеркальної антени і пов'язаний з її коефіцієнтом підсилення співвідношенням:

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_a g. \quad (12.39)$$

Як впливає з рис. 12.11 існує оптимальний кут розкриття $\psi_{0\text{опт}}$, при якому ефективність, отже, і коефіцієнт підсилення дзеркальної антени максимальні.

Ефективність дзеркальної антени залежить тільки від діаграми спрямованості опромінювача і кута розкриття дзеркала ψ_0 :

$$g = \frac{\text{ctg}^2 \frac{\psi_0}{2} \left| \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F_{\text{опр}}(\psi, \varphi) \text{tg} \frac{\psi}{2} d\psi d\varphi \right|^2}{\pi \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} F_{\text{опр}}^2(\psi, \varphi) \sin \psi d\psi d\varphi}. \quad (12.40)$$

Графік залежності g від ψ_0 для частного випадку діаграми опромінювача, предсталеного у формі (12.40), показано на рис. 12.12.

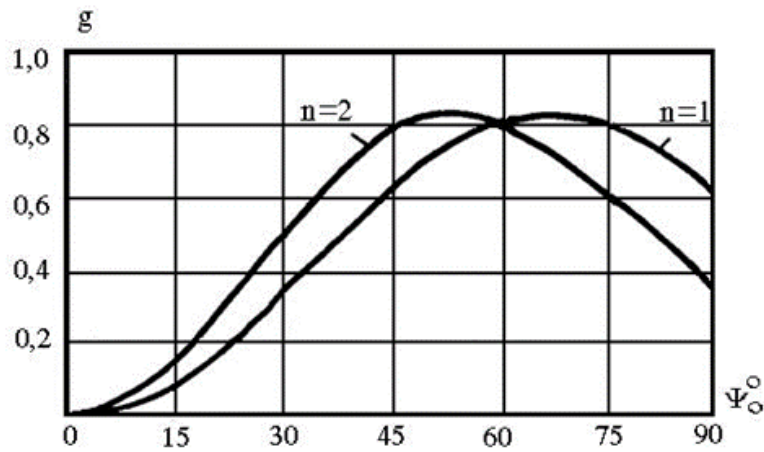


Рисунок 12.12 - Залежність ефективності дзеркальної антени від кута розкриву для діаграми спрямованості опромінювача виду (12.37)

Для найбільш уживаних на практиці опромінювачів параметр апроксимації n у виразі (12.37) лежить в інтервалі $n=1...2$. При цьому оптимальний кут розкриву лежить в інтервалі $\psi_{0\text{опт}} = 55^\circ \dots 65^\circ$. Оптимальна фокусна відстань $f_{\text{опт}}$ виражається через $\psi_{\text{опт}}$ і діаметр розкриву $2R_0$

$$f_{\text{опт}} = \frac{R_0}{2} \operatorname{ctg} \frac{\psi_{0\text{опт}}}{2} . \quad (12.41)$$

Рівенб послаблення поля на краю дзеркала при $f = f_{\text{опт}}$ складає $-7,5 \dots -8,0$ дБ порівняно з полем в центрі розкриву дзеркала.

Максимальна ефективність відповідно до рис. 12.12 досягає величини $g_{\text{max}} = 0,82$. На практиці затінення опромінювача і системи кріплення, кроссполаризаційні втрати і ряд інших ефектів призводять до зменшення ефективності до значень $g = 0,4 \dots 0,6$.

12.6 Принцип дії лінзових антен їх види та ДС

Лінзовою антеною називається сукупність електромагнітної лінзи і опромінювача (рис. 12.13). У гостронаправлених лінзових антенах лінза служить для перетворення сферичного (або циліндричного) фронту хвилі, що падає від слабонаправленого опромінювача, в плоский фронт після лінзи.

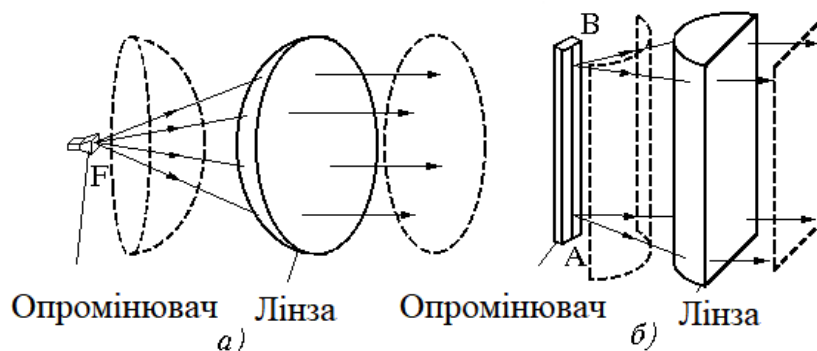


Рисунок 12.13 - До принципу дії лінзових антен: а - з вісьосиметричною лінзою; б - з циліндричною лінзою

Електромагнітна лінза представляє собою середовище, в якій фазова швидкість поширення електромагнітних хвиль (v_ϕ) відрізняється від швидкості світла C . Якщо $v_\phi < C$, то лінза називається уповільнюючою. При $v_\phi > C$ лінза називається прискорюючою. Відношення швидкості світла до фазової швидкості хвилі в лінзі називається коефіцієнтом заломлення лінзи і позначається через $n = \frac{C}{v_\phi}$. Поверхня лінзи, яка спрямована до опромінювача

називається освітленою стороною, протилежна (тіньова) поверхня лінзи називається розкритом. Розрізняють лінзи з однією заломлюючою поверхнею (рис. 12.14, а, б, в, г), коли перетворення фронту хвилі, що падає на лінзу від опромінювача, відбувається тільки на тіньовій або освітленій поверхні лінзи і двохповерхневі, лінзи в яких фокусування поля проводиться як освітленню, так і тіньовою поверхнями (рис. 12.14, д, е). Розкрит лінзи в загальному випадку може бути утворений поверхнею довільної форми. Лінзи з плоским розкритом (рис. 12.14 а, б) здійснюють заломлення падаючого на них поля на освітленій поверхні, лінзи зі сферичною освітленою поверхнею мають криволінійну тіньову заломлюючу поверхню (рис. 12.14 в, г). Надалі, якщо не обумовлено, розглядатимемо одноповерхнісні лінзи з плоским випромінюючим розкритом. За формою розкриття лінзи можуть бути круглими (у лінзах, що представляють собою тіло обертання щодо фокальної вісі, рис. 12.13, а), або прямокутними (в циліндричних лінзах, (рис. 12.13, б)).

Освітлена поверхня лінзи є опуклою для сповільнюючої (рис. 12.14, а) і увігнутою (рис. 12.14, б) для прискорюючої лінзи. Це впливає на наступних міркувань.

В уповільнюючій лінзі вирівнювання фазового фронту відбувається за рахунок уповільнення руху окремих ділянок фронту. Як впливає з рис. 12.14, а, центральні ділянки фронту хвилі повинні сповільнюватися більше в порівнянні з периферійними. У прискорюючій ж лінзі - випрямлення фазового фронту відбувається за рахунок прискорення руху тих ділянок, які проходять через лінзу. Такими ділянками (рис. 12.14, б) в більшій мірі повинні бути периферійні ділянки фронту.

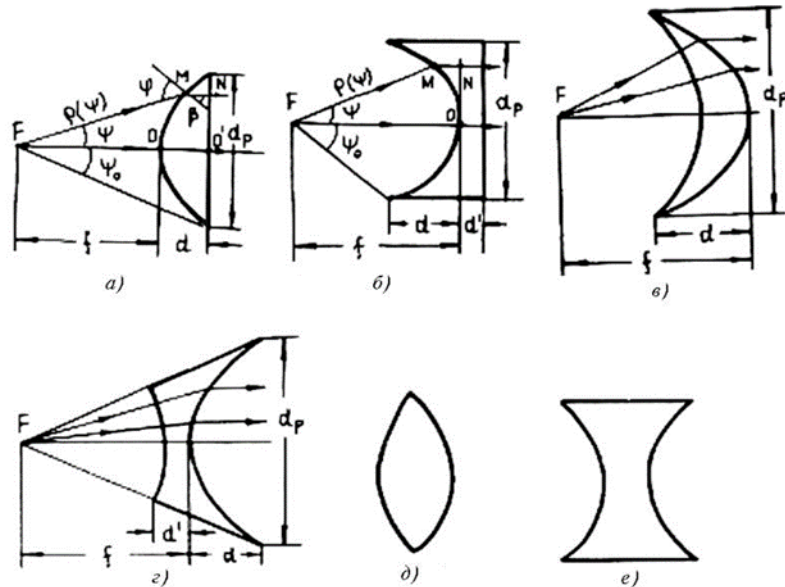


Рисунок 12.14 - Типи лінз: а- сповільнююча з освітленою заломлюючою поверхнею; б- прискорююча з освітленою заломлюючою поверхнею; в- сповільнююча з тіньовою заломлюючою поверхнею; г- прискорююча з тіньовою заломлюючою поверхнею; д, е - двоповерхнісні уповільнюючі і прискорюючі лінзи.

Опромінювач сферичної лінзової антени розташовують таким чином, щоб його фазовий центр збігався з фокусом лінзи F . При цій умові сферичний фронт хвилі, що випромінюється опромінювачем, ніби виходить з фокусу лінзи. В циліндричних лінзових антенах опромінювач є лінійною антеною, яка випромінює циліндричну хвилю. Вісь цієї циліндричної хвилі повинна збігатися з фокальною лінією AB циліндричної лінзи (рис. 12.13, б).

До опромінювача лінзової антени ставляться такі вимоги:

1. Опромінювач повинен мати фазовий центр (в іншому випадку фронт хвилі опромінювача не буде чисто сферичним або циліндричним і в розкритті лінзи з'являться фазові помилки);

2. Амплітудна діаграма спрямованості опромінювача повинна бути такою, щоб, з одного боку, енергія від опромінювача не проходила повз лінзи, а з іншого боку, щоб в межах розкриття лінзи опромінювач створював необхідний амплітудний розподіл поля по розкриттю лінзи.

Як опромінювач в лінзових антенах можуть застосовуватися відкритий кінець хвилеводу, невеликий рупор, вібратор з рефлектором або ряд інших слабоспрямованих опромінювачів, що задовільняють вище перерахованим вимогам.

Рівняння профілю лінзи. Принцип дії лінзи можна пояснити, використовуючи закони геометричної оптики: промінь, що падає на освітлену поверхню лінзи з коефіцієнтом заломлення n під кутом φ , заломлюється і поширюється далі під кутом β (рис. 12.14, а), що визначаються зі співвідношення:

Для отримання гостроспрямованого випромінювання промені, що розходяться з фокуса по радіусу, після заломлення лінзою повинні бути паралельні. Таким чином профіль лінзи вибирається з умови, щоб сферичний

фронт хвилі, що виходить з фокусу лінзи, можна було трансформувати в плоский фронт після проходження лінзи. З позиції фазових співвідношень в розкриві це означає, що електрична довжина шляху від фокуса лінзи до довільної точки на розкриві повинна бути однаковою. При цьому в плоскій розкриваючій лінзі формується синфазне поле.

Звернемося до рис. 12.14, а, б, на яких показані профілі прискорюючої і уповільнюючої лінз і введені відповідні позначення. Розглянемо дві точки O і N на розкриві прискорюючої лінзи. Точка O лежить на фокальній вісі лінзи, точка N - довільна. В точку O хвиля потрапляє з фокуса F по прямій FO ; в точку N - по ламаній FMN . Умова рівності електричних довжин FO і FMN має вигляд:

$$\frac{2\pi}{\lambda} FO = \frac{2\pi}{\lambda} FM + \frac{2\pi}{\lambda_{\text{л}}} MN, \quad (12.43)$$

де через λ - позначена довжина хвилі у вільному просторі; $\lambda_{\text{л}}$ - довжина хвилі в лінзі.

Введемо позначення $FM = \rho(\psi)$, $FO = f$ (f - фокусна відстань). Тоді $MN = f - \rho(\psi) \cos(\psi)$. При цьому (12.43) можна записати у вигляді:

$$f = \rho(\psi) + \frac{\lambda}{\lambda_{\text{л}}} [f - \rho(\psi) \cos \psi]$$

Враховуючи, що коефіцієнт заломлення:

$$n = \frac{c}{v_{\text{ф}}} = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{л}}}, \quad (12.44)$$

остаточно отримаємо:

$$\rho(\psi) = f \frac{1-n}{1-n \cos \psi}. \quad (12.45)$$

При $n < 1$ рівняння (12.45) є рівнянням еліпса в полярній системі координат. Цілком аналогічно для двох точок O' і N в розкриві сповільнюючої лінзи рівняння електричних довжин шляхів має вигляд:

$$\frac{2\pi}{\lambda} FO + \frac{2\pi}{\lambda_{\text{л}}} OO' = \frac{2\pi}{\lambda} FM,$$

або

$$\frac{2\pi}{\lambda} f + \frac{2\pi}{\lambda_{\text{л}}} [\rho(\psi) \cos \psi - f] = \frac{2\pi}{\lambda} \rho(\psi).$$

Звідки отримаємо наступне рівняння для профіля сповільнюючої лінзи

$$\rho(\psi) = f \frac{n-1}{n \cos \psi - 1}, \quad n > 1. \quad (12.46)$$

Рівняння (12.46), є рівнянням гіперболи в полярній системі координат.

Для одноповерхнісних лінз з освітленою сферичною поверхнею (для вісьосиметричних лінз) (рис. 12.14, в) або круговою циліндричною поверхнею (для циліндричних лінз) (рис. 12.14, г) рівняння профілю тіньової поверхні має наступний вигляд:

$$\rho(\psi) = f \frac{n-1}{n - \cos \psi}. \quad (12.47)$$

При $n > 1$ рівняння (12.47) є рівнянням еліпса, а при $n < 1$ - рівнянням гіперболи.

Уповільнюючі лінзи виконуються з діелектрика з малими втратами. Коефіцієнт заломлення таких лінз повністю визначається відносною діелектричною проникністю матеріалу лінзи ε_d і дорівнює $n = \sqrt{\varepsilon_d}$. Так як ε_d практично не залежить від частоти в дуже широкому діапазоні частот, як впливає з рівняння (12.45), профіль уповільнюючої лінзи не залежить від частоти і, отже, діелектричні лінзові антени належать до класу широкосмугових гостроспрямованих антен. Їх смуга обмежується робочою смугою частот опромінювача.

Прискорюючі лінзи представляють набір тонких металевих пластин (рис. 12.15), розташованих паралельно вектору електричного поля E , який падає від опромінювача.

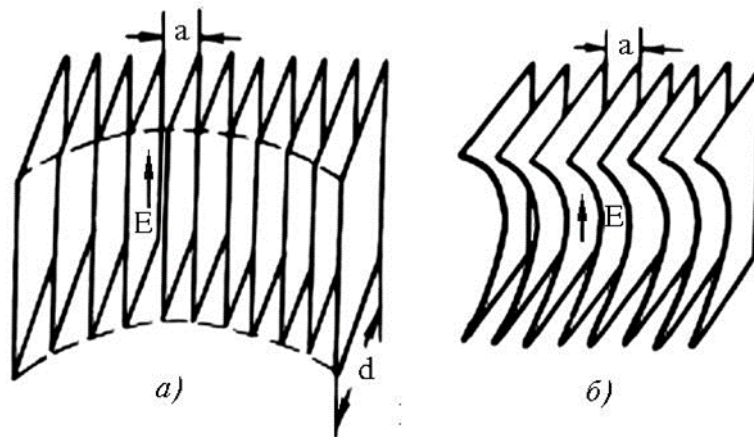


Рисунок 12.15 - Металлопластинчаті прискорюючі лінзи: а - з Н-секторіальним рупором; б - з Е-секторіальним рупором.

Простір між пластинами утворює плоский хвильовід. Якщо ширина цього хвильоводу a обрана з умови:

$$\frac{\lambda}{2} < a < \lambda, \quad (12.48)$$

то в плоскому хвильоводі може розповсюджуватися хвиля типу H_{10} , а всі інші хвилі знаходяться в закритичному режимі.

Фазова швидкість хвилі H_{10} дорівнює:

$$v_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}.$$

Тому коефіцієнт заломлення металопластинчастої лінзи визначається співвідношенням:

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \quad (12.49)$$

Нерівність (12.48) накладає наступне теоретичне обмеження на діапазон вибору коефіцієнта заломлення: $0 < n < 0,86$. Однак, на практиці доводиться

враховувати також можливість появи відбиття від поверхні лінзи, причому відображення хвилі тим більше, чим помітніше n відрізняється від 1. З цієї причини при конструюванні n вибирають в інтервалі 0,5 ... 0,7.

Металлопластинчасті лінзи найчастіше використовуються в сукупності з рупорними антенами для компенсації фазових помилок в розкритті рупора. У Н-секторіальних рупорах використовується лінза з прямокутних пластин рівної товщини d . Торці пластин всередині рупора розташовані по поверхні еліптичного циліндра (рис. 12.15, а). В Е-секторіальних рупорах застосовується лінза з профільованих по еліпсу однакових пластин (рис. 12.15, б). Для вирівнювання фазового фронту в пірамідальному рупорі лінзу збирають з профільованих пластин різної товщини, які здійснюють фокусування одночасно в Е і Н площинах.

Вибір фокусної відстані і товщини лінзи. Зонування лінз. Товщина лінзи d (рис. 12.14, а, б) залежить від фокусної відстані f і ширини розкриття d_p . За допомогою виразу (12.46) для сповільнюючої лінзи отримуємо:

$$d = \rho_0 \cos \psi_0 - f = f \cos \psi_0 \frac{n-1}{n \cos \psi_0 - 1} - f = f \frac{1 - \cos \psi_0}{n \cos \psi_0 - 1}. \quad (12.50)$$

Відповідно використовуючи (12.45), для прискорюючої лінзи маємо:

$$d = f - \rho_0 \cos \psi_0 = f - f \frac{1-n}{1-n \cos \psi_0} = f \frac{(1 - \cos \psi_0)}{1 - n \cos \psi_0}. \quad (12.51)$$

Підставляючи в (12.50) і (12.51) вираз косинуса кута розкриття лінзи через ширину розкриття

$$\cos \psi_0 = \frac{f+d}{\sqrt{\left(\frac{d_p}{2}\right)^2 + (f+d)^2}},$$

після нескладних перетворень одержуємо наступні вирази для товщини лінзи:

для сповільнюючої лінзи:

$$d = -\frac{f}{n+1} + \sqrt{\left(\frac{f}{n+1}\right)^2 + \frac{\left(\frac{d_p}{2}\right)^2}{n^2-1}} \quad (12.52)$$

для прискорюючої лінзи:

$$d = \frac{f}{n+1} - \sqrt{\left(\frac{f}{n+1}\right)^2 - \frac{\left(\frac{d_p}{2}\right)^2}{1-n^2}}. \quad (12.53)$$

Зі співвідношень (12.52) і (12.53) випливає, що для сповільнюючої лінзи $d > 0$ при будь-яких параметрах $n > 1$, d_p і f ; для прискорюючої лінзи $d < 0$ тільки за умови:

$$f \geq \frac{d_p(1+n)}{2\sqrt{1-n^2}}. \quad (12.54)$$

Це означає, що сповільнююча довжина може бути сконструйована за будь-яких співвідношеннях між n , d_p і f ; прискорююча ж лінза не може мати фокусну відстань менше, ніж права частина виразу (12.54).

Цілком аналогічно можна показати, що для одноповерхнісних лінз з тіньовою заломлюючою поверхнею товщина лінзи визначається наступним чином:

$$d = \frac{nf}{n+1} - n \sqrt{\frac{f^2}{(n+1)^2} - \frac{d_p^2}{4(n^2-1)}}, \quad n > 1,$$

$$d = n \sqrt{\frac{f^2}{(1+n)^2} + \frac{d_p^2}{4(1-n^2)}} - \frac{nf}{1+n}, \quad n < 1. \quad (12.55)$$

При $n > 1$, тобто для сповільнюючої лінзи з тіньовою заломлюючою поверхнею, є обмеження (12.54) на співвідношення між параметрами лінзи.

Зауважимо, що реальна товщина прискорюючих лінз завжди більше товщини d , яка визначається співвідношеннями (12.53), (12.55), на конструктивну товщину d' (рис. 12.14, б, г).

На рис. 12.16 показані графіки залежності відносної товщини лінзи з плоским розкривом від коефіцієнта заломлення, побудовані за співвідношеннями (12.52), (12.53). З цих графіків видно, що при заданій ширині розкриття товщина лінзи тим менше, чим більше фокусна відстань і чим більше коефіцієнт заломлення відрізняється від 1.

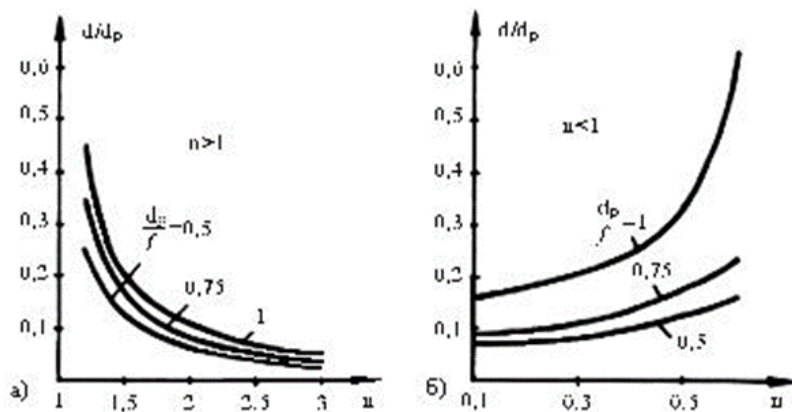


Рисунок 12.16 - Залежність відносної товщини d/d_p уповільнюючої (а) і прискорюючої (б) лінз від коефіцієнта заломлення n

Збільшення фокусної відстані пов'язано зі збільшенням поздовжнього розміру, антени, а більш різке відмінність коефіцієнта заломлення від 1 призводить до зростання відображення енергії від поверхні лінзи. Тому на практиці, враховуючи взаємозв'язок параметрів, коефіцієнт заломлення вибирають в інтервалі $n = (1,3 \dots 1,6)$ - для уповільнюючих і в інтервалі $n = (0,5 \dots 0,7)$ - для прискорюючих лінз, а фокусна відстань вибирається приблизно рівною ширині розкриття лінзи ($f \approx d_p$). При цьому товщина лінзи становить кілька десятків відсотків від ширини розкриття, причому прискорюючі лінзи мають набагато більшу товщину, ніж уповільнюючі. Для зменшення товщини лінз застосовують спеціальний спосіб, званий зонуванням лінз. Сутність його полягає в тому, що освітлену частину лінзи роблять ступінчастою (рис. 12.17). Поверхню лінзи між сусідніми сходами називають зоною. Глибина сходинок t вибирається такою, щоб електричні довжини шляху від фокуса лінзи до двох довільних точок в розкриві лінзи, що характеризуються тим, що промені

потрапляють в них, проходячи через сусідні зони, відрізнялися на 2 радіан. При цьому синфазність поля в розкритті лінзи не порушується.

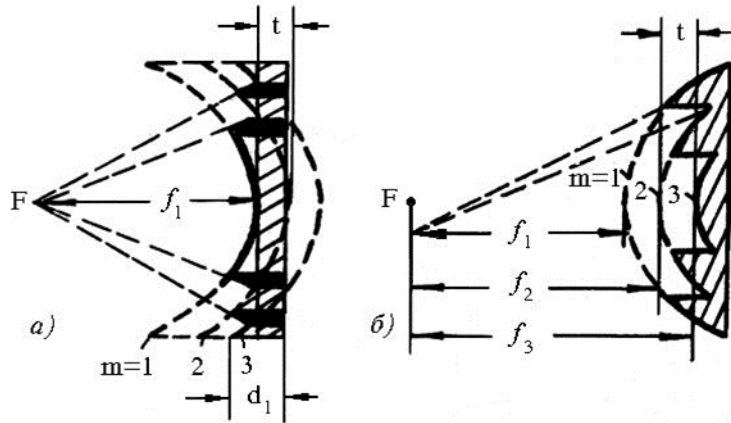


Рисунок 12.17 – Зоновані прискорюючі (а) і уповільнюючі (б) лінзи

Рівняння поверхні кожної m -ї зони можна записати у вигляді (12.45) або (12.46) з тією лише різницею, що фокусна відстань f_m для кожної m -ї зони обирається своєю:

$$f_m = f + (m - 1)t, \quad (12.56)$$

де

$$t = \pm \frac{\lambda_0}{1 - n}, \quad (12.57)$$

причому знак "+" береться при $n < 1$, а знак "-" при $n > 1$. Зонування призводить, поряд з позитивним ефектом зменшення товщини лінзи d_1 , і до ряду негативних ефектів. По-перше, в зонованих лінзах з'являються або неопромінювані ділянки (заштриховані на рис. 12.17, а), в яких хвиля ковзає уздовж сходинки, або розфазовані ділянки в кутовому секторі, показаному пунктирними лініями на рис. 12.17, б. Це призводить до деякого зменшення коефіцієнта спрямованої дії (КСД) лінзових антен і до зростання рівня бічних пелюсток. По-друге, глибина сходинки, як це впливає з (12.57), залежить від довжини хвилі. Тому зонування в діелектричних лінзах призводить до

зменшення відносної робочої смуги частот $\frac{2\Delta f}{f_0}$ до величини

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{50}{M - 1}, (\%) \quad (12.58)$$

де M - число зон; f_0 - середня частота; $2\Delta f$ - абсолютна смуга частот.

Прискорюючі металлопластинчасті лінзи є принципово вузькосмуговими через залежність коефіцієнта заломлення від частоти. Так, робоча смуга частот

цих лінз при допустимих фазових помилках $\frac{\pi}{2}$ і при $n = 0,5$ на середній частоті дорівнює

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{\lambda_0}{d} (\%), \quad (12.59)$$

а в зонованих металлопластинчатих лінзах робоча смуга частот при тих же обмеженнях визначається співвідношенням:

$$\frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{50}{1,5 \frac{d_1}{\lambda_0} - 2(M-1)} (\%) \quad (12.60)$$

З порівняння (12.59) і (12.60) випливає, що в металлопластинчатих лінзах зонування дозволяє навіть розширити робочу смугу частот.

Діаграма спрямованості лінзових антен. Так як розглянуті лінзові антени належать до класу апертурних антен з синфазним розкритом, то для розрахунку їх діаграм спрямованості досить визначити амплітудний розподіл поля в розкритті і по ньому розрахувати діаграму спрямованості.

Амплітудний розподіл в розкритті лінзової антени в першу чергу визначається формою амплітудної діаграми спрямованості опромінювача $F_{\text{оп}}(\psi)$, а також властивостями лінзи, і може бути представлено у вигляді:

$$E(M) = F_{\text{оп}}(\psi) C_1(\psi) C_2(\psi) C_3(\psi), \quad (12.61)$$

де $M(r, d)$ або $M(x, y)$ - точка на розкритті вісесиметричної або циліндричної лінзи, відповідна променю, який потрапляє на розкритт при падінні його на освітлену поверхню лінзи під кутом ψ , а кут ψ визначається з рівняння:

$$\sin \psi = \frac{r}{\rho(\psi)} = \frac{r}{f} \frac{n \cos \psi - 1}{n - 1},$$

для вісесиметричних лінз,

$$\sin \psi = \frac{y}{\rho(\psi)} = \frac{y}{f} \frac{n \cos \psi - 1}{n - 1}, \quad (12.62)$$

для циліндричних лінз.

Коефіцієнти $C_1(\psi)$, $C_2(\psi)$, $C_3(\psi)$, що входять в співвідношення (12.61), зобов'язані перерозподілу потужності в розкритті лінзи через рефракції, відбиття від поверхні лінзи і втрат в лінзі.

Для аналізу впливу рефракції на форму амплітудного розподілу звернемося до рис. 12.18, на якому показані два пучка променів, що мають однакові кутові сектори $\Delta\psi_1 = \Delta\psi_2$.

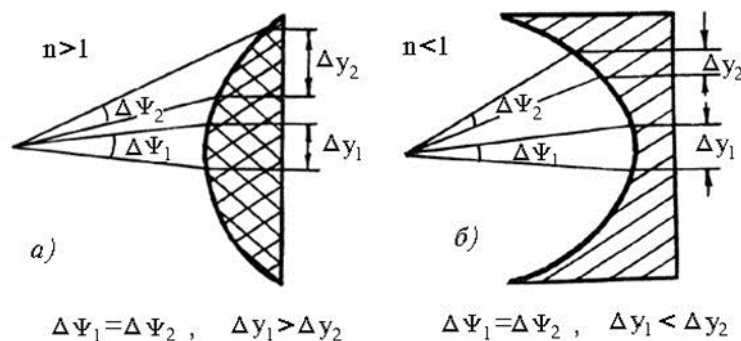


Рисунок 12.18 - До пояснення рефракції в уповільнюючій (а) і прискорюючій (б) лінзах

При неспрямованому опромінювачі в цих секторах буде поширюватися однакова кількість енергії від опромінювача. Після заломлення лінзою енергія розподілятиметься в пучках різного перетину. Це явище називається рефракцією. Для прискорюючих лінз $\Delta y_2 < \Delta y_1$, для уповільнюючих $\Delta y_2 > \Delta y_1$ навпаки. Тому через рефракції щільність потоку енергії, а отже, і амплітуда поля в розкриві буде збільшуватися до країв прискорюючої лінзи і зменшуватися до країв уповільнюючої лінзи. Кількісно зміну амплітудного розподілу через рефракції можна обчислити по наступних співвідношеннях:

Для циліндричної лінзи

$$C_1(\psi) = \frac{1 - n \cos \psi}{\sqrt{\cos \psi - n}} \quad \text{при } n < 1,$$

$$C_1(\psi) = \frac{n \cos \psi - 1}{\sqrt{n - \cos \psi}} \quad \text{при } n > 1,$$

Для сферичної лінзи

$$C_1(\psi) = \frac{(1 - n \cos \psi)^{3/2}}{\sqrt{\cos \psi - n}} \quad \text{при } n < 1,$$

$$C_1(\psi) = \frac{(n \cos \psi - 1)^{3/2}}{\sqrt{n - \cos \psi}} \quad \text{при } n > 1.$$

(12.63)

На рис.12.19 показані залежності коефіцієнтів $C_1(\psi)$ для сферичних (рис. 12.19, а) і циліндричних (рис. 12.19, б) прискорюючих і сповільнюючих лінз при різних значеннях коефіцієнтів заломлення n .

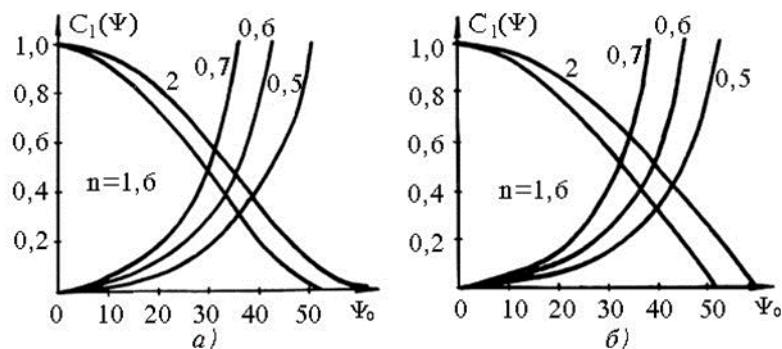


Рисунок 12.19 - Залежність $C_1(\Psi)$ для осесиметричної (а) і циліндричної (б) лінзових антен

Вплив відбиття на амплітудний розподіл в розкриві проаналізуємо на прикладі діелектричної лінзи. Коефіцієнт відображення Γ від освітленої поверхні залежить від поляризації падаючого поля і приблизно може бути визначений за формулами для коефіцієнта відбиття від плоскої межі повітря-діелектрик.

Тому:

$$\Gamma(\psi) = \frac{n^2 \cos \varphi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{n^2 \cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} \quad (12.64)$$

для паралельної поляризації (вектор електричного поля E паралельний площині падіння),

$$\Gamma(\psi) = \frac{-\cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}} \quad (12.65)$$

для перпендикулярної поляризації (вектор електричного поля E перпендикулярний площині падіння).

В формулах (12.64), (12.65) φ - кут падіння хвилі на поверхню лінзи, відлічуваний від нормалі до поверхні в точці падіння.

Коефіцієнт відображення Γ_a від плоскої тіньової поверхні лінзи не залежить від поляризації і дорівнює:

$$\Gamma_a = \frac{n-1}{n+1}. \quad (12.66)$$

Хвилі, відбиті від освітленої та тіньової поверхонь лінзи, слабо взаємодіють між собою, тобто енергія першої хвилі досить рівномірно розсіюється в просторі, а енергія другої фокусується в фокусі лінзи, створюючи додаткові відображення в фідерному тракті опромінювача лінзи.

Тому на амплітудний розподіл в розкриві лінзи впливає в основному відбиття від освітленої поверхні лінзи і множник $C_2(\psi)$ наближено дорівнює:

$$C_2(\psi) = \sqrt{1 - |\Gamma(\psi)|^2}, \quad (12.67)$$

де $\Gamma(\psi)$ в залежності від поляризації обчислюється по (12.64) або (12.65).

Для перпендикулярної поляризації $C_2(\psi)$ дає спадаючий до країв лінзи амплітудний розподіл; для паралельної поляризації множник $C_2(\psi)$ спочатку дає зростання амплітудного розподілу при русі точки спостереження від центру плоского розкриву до краю, а потім - зменшення.

Множник $C_3(\psi)$ в (12.61) залежить від впливу активних втрат в лінзі на форму амплітудного розподілу в розкриві. Для діелектричних лінз графік $C_3(\psi)$ має трохи піднятий до країв розкриття вид, тому що в центрі втрати більше (через більшу товщини лінзи), ніж на краю. Залежність множника $C_3(\psi)$ для діелектричних лінзових антен має вигляд:

$$C_3(\psi) = e^{-\pi n \operatorname{tg} \delta \frac{t}{\lambda}}, \quad (12.68)$$

де $\operatorname{tg} \delta$ - тангенс кута втрат в діелектрику; t - поточна товщина лінзи, відповідна напрямку ψ падіння хвилі на лінзу.

В першому наближенні для лінз з діелектрика з малими втратами $C_3(\psi)$ можна вважати постійною величиною ($C_3(\psi) \approx 1$). Така ж ситуація має місце і для металлопластинчатих лінз.

Форма співмножника $F_{\text{опр}}(\psi)$ залежить від властивостей вибраного опромінювача. Якщо ж лінзова антена розташовується в розкриві рупора, то амплітудний розподіл в падаючому на лінзу полі приблизно збігається з

амплітудним розподілом основного хвильоводного типу хвилі в рупорі. Так, для пірамідального рупора з хвилею типу H_{10} : $F_{\text{опр}}(\psi) \approx 1$ - в площині E і $F_{\text{опр}}(\psi) \approx \cos \psi$ - в площині H .

Після визначення $E(M)$ за (12.61) - (12.68) знайдений амплітудний розподіл в розкриві вісусиметричної або циліндричної лінзи можна апроксимувати однією з відповідних функцій.

В вісесиметричних лінзових антенах з діаметром розкриття d_p зручною апроксимуючою функцією є функція:

$$E(r, \alpha) = E_{\max} \left[(1 - \Delta) + \Delta \left[1 - \left(\frac{2r}{d_p} \right)^2 \right]^m \right], \quad (12.69)$$

де $E_{\max}$ - максимальне значення $E(r, \alpha)$ на розкриві; $m=1, 2, 3, \dots$ - ціле число; $0 \leq \Delta \leq 1$ - довільний параметр. Значення m і Δ підбирається з умови найкращої апроксимації $E(r, \alpha)$.

При цьому діаграма спрямованості $F(\Theta)$ антени записується в наступному вигляді:

$$F(\Theta) = \frac{\left[(1 - \Delta) \Lambda_1(U) + \frac{\Delta}{m+1} \Lambda_{m+1}(U) \right]}{\left[(1 - \Delta) + \Delta / (m+1) \right]}, \quad (12.70)$$

де $\Lambda_m(U)$ - лямбда функція m -го порядку; $U = \frac{kd_p}{2} \sin \Theta$ - узагальнена кутова координата.

В циліндричних лінзових антенах з розміром апертури $dp \times l$ можлива наступна апроксимація амплітудного розподілу:

$$E(x, y) = E_{\max} \left[\Delta_1 + (1 - \Delta_1) \cos \frac{\pi y}{d_p} \right] \left[\Delta_2 + (1 - \Delta_2) \cos \frac{\pi x}{l} \right], \quad (12.71)$$

де Δ_1, Δ_2 - підбираємі параметри, що лежать в інтервалі $[0, 1]$. При цьому діаграма спрямованості записується у вигляді:

$$F(\Theta, \varphi) = \left[\Delta_1 \frac{\sin U_1}{U_1} - (1 - \Delta_1) \frac{\cos U_1}{1 - \frac{U_1^2}{\pi^2}} \right] \times \\ \times \left[\Delta_2 \frac{\sin U_2}{U_2} - \frac{2}{\pi} (1 - \Delta_2) \frac{\cos U_2}{1 - \frac{4U_2^2}{\pi^2}} \right], \quad (12.72)$$

де $U_1 = \frac{kl}{2} \sin \Theta \sin \varphi$, $U_2 = \frac{kd_p}{2} \sin \Theta \sin \varphi$,

Θ, φ - кутові координати сферичної системи координат, вісь OZ якої перпендикулярна розкриву антени.

На ККД лінзових антен впливають відбиття від поверхні лінзи, активні втрати в лінзі, а також та обставина, що частина потужності опромінювача проходить повз лінзи. Зробимо оцінку цих втрат. Середній ККД, зобов'язаний втрат потужності на відображення $\eta_{\text{відб}}$, дорівнює

$$\eta_{\text{відб}} = 10^{-0,869 \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}}. \quad (12.73)$$

Для зменшення відбиття від лінзи на її поверхню наноситься узгоджувальний шар іншого діелектрика з діелектричною проникністю $\varepsilon_d = \sqrt{n}$ товщиною $\frac{\lambda_d}{4}$. Цей шар виконує функції чвертьхвильового трансформатора. Одношарове покриття забезпечує добре «просвітлення» лінзи у відносно вузькій смузі частот в декілька відсотків. Для розширення смуги частот застосовують багатшарові узгоджуючі покриття.

ККД, зобов'язаний активним втратам в лінзі, залежить від кута діелектричних втрат наступним чином:

$$\eta_{\text{втр}} = e^{-2\pi n \operatorname{tg} \frac{t_{\text{ср}}}{\lambda_0}}, \quad (12.74)$$

де через $t_{\text{ср}}$ - позначена середня довжина шляху променя в лінзі. ККД випромінювача $\eta_{\text{опр}}$ можливо визначити через його діаграму спрямованості. Припускаючи, що $F_{\text{опр}}$ симетрична щодо вісі лінзи, отримуємо:

$$\eta_{\text{опр}} = \frac{\int_0^{\psi_0} F_{\text{опр}}^2(\psi) \sin \psi d\psi}{\int_0^{\pi} F_{\text{опр}}^2(\psi) \sin \psi d\psi}. \quad (12.75)$$

Повний ККД лінзової антени дорівнює:

$$\eta = \eta_{\text{опр}} \eta_{\text{відб}} \eta_{\text{втр}}. \quad (12.76)$$

Розрахунки показують, що повний ККД діелектричних лінзових антен залежить від якості застосовуваних діелектриків і при правильному конструюванні лінзи лежить приблизно в інтервалі 0,7 ... 0,9.

В табл. 12.3 наведені характеристики ряду діелектриків, які можуть бути використані для виготовлення радіолінз.

В МХ-діапазоні також застосовуються лінзи зі штучного діелектрика, що має малі втрати і вагу. Штучний діелектрик зазвичай складається з пінистого полістиролу (з щільністю (0,03 ... 0,1) г/см³ і відносною діелектричною проникністю близькою до одиниці ($\varepsilon_d = (1,03 \dots 1,10)$) з розташованими в ньому невеликими металевими частинками, ізольованими один від одного (металеві частинки можуть мати форму кульок, дисків, пластин, стрічок). Лінійні розміри цих часток, паралельні вектору електричного поля, вибираються малими в

порівнянні з робочою довжиною хвилі. Такі лінзи, утворені з штучних діелектриків, називають металодіелектричними лінзами. Коефіцієнт заломлення n металодіелектричних лінз залежить від розмірів і форми металевих частинок і від їх кількості в одиниці об'єму. Величина n зазвичай обирається в межах 1,5...1,6, як і для звичайних діелектричних лінз.

Спеціальні типи лінзових антен. У розглянутих вище лінзових антенах довільна зміна положення променя в просторі можлива лише при механічному обертанні всієї антени. Невелике відхилення максимуму діаграми спрямованості від фокальної вісі одноповерхнісних лінзових антен можливе при зміщенні опромінювача з фокусу в перпендикулярному до вісі лінзи напрямку. При цьому максимальний кут відхилення $\Theta_{\max}$, Який визначається з умови обмеження виникаючої в розкритті кубічної фазової помилки величиною

$\frac{\pi}{2}$, дорівнює:

$$\Theta_{\max} = \frac{\lambda}{d_p} \frac{f + nd}{2nd}. \quad (12.77)$$

Таблиця 12.3 - Параметри діелектриків

Найменування діелектрика	$\lambda = 30$ см		$\lambda = 10$ см		$\lambda = 3$ см		$\lambda = 0,5$ мм	
	ε_d	$tg\delta$	ε_d	$tg\delta$	ε_d	$tg\delta$	ε_d	$tg\delta$
Плексиглас	-	-	-	-	2,61	$8 \cdot 10^{-3}$	2,5	$4,7 \cdot 10^{-2}$
Полістирол	2,5 5	$0,45 \cdot 10^{-3}$	2,55	$0,5 \cdot 10^{-3}$	2,55	$0,7 \cdot 10^{-3}$	-	$5 \cdot 10^{-3}$
Кварц плавлений	3,8 0	-	3,80	$1,0 \cdot 10^{-4}$	3,80	$1,7 \cdot 10^{-4}$	3,6 4	$4 \cdot 10^{-3}$
Поліетилен	2,2 8	$0,4 \cdot 10^{-3}$	2,26	$0,4 \cdot 10^{-3}$	2,26	$0,5 \cdot 10^{-3}$	-	-
Фторопласт-4	2,0	$2 \cdot 10^{-4}$	-	-	2,08	$3,7 \cdot 10^{-3}$	-	$2 \cdot 10^{-3}$
Кераміка стеатитова	5,5	$1,5 \cdot 10^{-3}$	5,2	-	5,2	$3 \cdot 10^{-3}$	-	-
Кераміка форетаритова	5,8	$5 \cdot 10^{-4}$	5,8	-	5,8	$10 \cdot 10^{-4}$	-	-
Скло С49-2 (3С-5К)	-	-	-	-	5,2	$9 \cdot 10^{-3}$	5,3	0,122

Для часто використовуваних значень f , n і d кут відхилення, не перевищує двох - трьох ширин діаграми спрямованості. Існують лінзові антени, в яких зміну напрямку променя в обмеженому і навіть в широкому кутовому секторі можна здійснювати тільки за рахунок переміщення опромінювача. До числа таких антен відносяться лінзові антени з апланатичною і біфокальними лінзами, а також сферична і циліндрична лінзи Люнеберга.

Апланатичні і біфокальні лінзи відносяться до числа двоповерхнісних заломлюючих лінз (рис. 12.14, д, е). Додаткова ступінь свободи, пов'язана з вибором другої заломлюючої поверхні, дозволяє вибрати цю поверхню з умови забезпечення максимального сектора малоспотвореного сканування максимумом діаграми спрямованості за рахунок переміщення опромінювача.

Біфокальні лінзи мають два фокуси, розташованих симетрично по обидві сторони від вісі лінзи, і тому мають більші можливості щодо розширення сектора сканування, ніж однофокусні лінзи. Методика розрахунку апланатичних і біфокальних лінз досить громіздка.

Сферична лінза Люнеберга являє собою кулю радіуса R , виконана з матеріалу з коефіцієнтом заломлення, що залежить від радіальної координати r (рис. 12.20) за законом:

$$n(r) = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}. \quad (12.78)$$

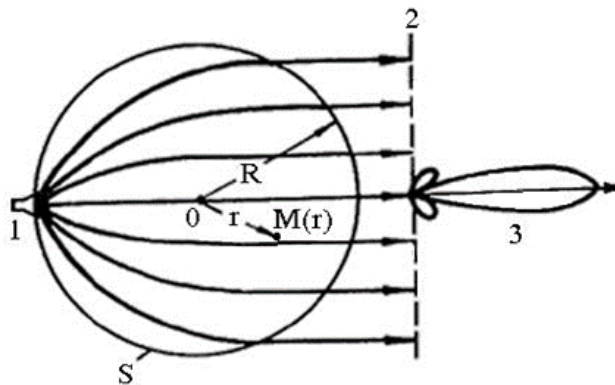


Рисунок 12.20 - До поясненням принципу дії лінзи Люнеберга

При розташуванні фазового центру опромінювача 1 на сферичній поверхні S лінзи Люнеберга всі промені, що виходять з лінзи, виявляються паралельними, причому напрямок променів збігається з напрямком діаметра, проведеного з точки розміщення фазового центру опромінювача. Таким чином, лінза Люнеберга перетворює сферичний фронт хвилі, що йде врозріз від точки, розташованої на її поверхні, в плоский фронт 2 і тим самим формує гостроспрямовану діаграму спрямованості 3.

В силу сферичної симетрії лінзи при переміщенні опромінювача по її поверхні здійснюється безспотворюване двомірне сканування променем антени в тілесному куті 4π стерadian.

В якості опромінювача в лінзі Люнеберга може використовуватися відкритий кінець хвилеводу або невеликий рупор. Маючи в своєму

розпорядженні кілька $m = 1, \dots, M$ таких опромінювачів по поверхні лінзи, отримуємо так звану багатопротиневу антенну систему, в якій кожному опромінювачу відповідає свій напрямок діаграми спрямованості. Це, в свою чергу, дозволяє здійснювати одночасний (паралельний) огляд значного сектора простору за допомогою гостроспрямованих діаграм.

Необхідну зміну коефіцієнта заломлення (12.78) можна отримати шляхом використання пінистого полістиролу, щільність якого збільшується в радіальному напрямку.

Діаграма спрямованості сферичної лінзи близька до діаграми спрямованості круглої синфазної апертури радіуса R з рівномірним амплітудним розподілом.

Аналогом одновимірно скануючої лінзи Люнеберга, є циліндрична лінза круглого перетину, коефіцієнт заломлення якої змінюється за законом:

$$n(r) = \sqrt{2 - \left(\frac{r}{\rho}\right)^2}, \quad (12.79)$$

де ρ - радіус циліндра; r - відстань від вісі циліндра.

Циліндрична лінза зазвичай виконується з двох круглих співвісних металевих пластин, простір між якими заповнено діелектриком (рис. 12.21).

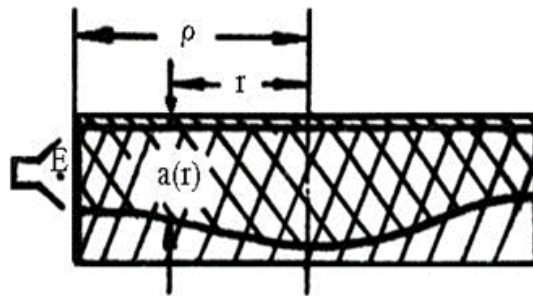


Рисунок 12.21 - Циліндрична лінза

Лінза збуджується прямокутним хвилеводом або рупором з хвилею H_{10} . Причому вектор електричного поля паралельний пластинкам. Фазова швидкість хвилі між пластинками залежить від відстані a (як в плоско паралельному хвилеводі). Тому необхідна зміна коефіцієнта заломлення (12.79) може бути отримана за рахунок відповідного вибору $a(r)$ по закону:

$$a(r) = \frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon_d - 2 + \left(\frac{r}{\rho}\right)^2}}. \quad (12.80)$$

Одним з конструктивних недоліків гостроспрямованої лінзи Люнеберга є обертання при скануванні променем опромінювача по поверхні великого радіуса. Цей недолік частково усунений в модифікованій лінзі Люнеберга, що представляє собою кулю або циліндр радіуса з коефіцієнтом заломлення, що змінюється за законом:

$$n(r) = \sqrt{1 + \left(\frac{\rho}{f}\right)^2 - \left(\frac{r}{\rho}\right)^2}, \quad (12.81)$$

де r - відстань від центру циліндра.

Опромінювач в такій лінзі повинен розташовуватися на відстані f від центру лінзи. Приклад виконання циліндричної лінзи Люнеберга показаний на рис. 12.22.

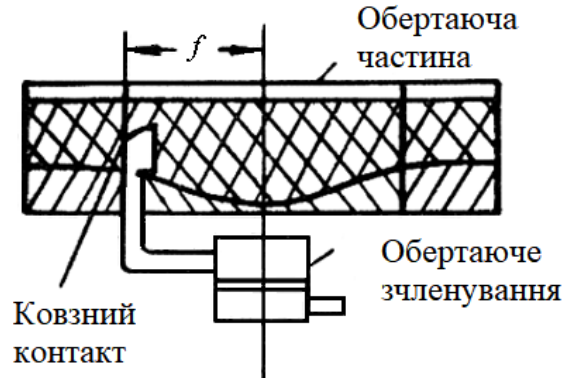


Рисунок 12.22 - Модифікована циліндрична лінза Люнеберга

Зміна відстані між пластинами повинна підпорядковуватися наступному закону:

$$a(r) = \frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon_d - \left(\frac{\rho}{f}\right)^2 - 1 + \left(\frac{r}{f}\right)^2}}. \quad (12.82)$$

Діелектричні лінзові антени з плоским випромінюючим розкритом як гостроспрямованих антен знаходять обмежене застосування, тому що по габаритно-ваговим і вартісним характеристикам вони поступаються дзеркальним антенам. Більш перспективними є лінзи Люнеберга, в яких можливе здійснення ширококутного електричного сканування променем і широкосмуговий режим роботи. Однак і ці антени мають порівняно великі габарити і вартість і призначені в основному для наземних і частково корабельних радіосистем.

Металопластинчаті лінзи в якості самостійних антен теж застосовуються досить рідко, зате широко використовуються в сукупності з гостроспрямованими рупорними антенами. Металлопластинчаті лінзи дозволяють значно зменшити довжину гостроспрямованих рупорних антен і підвищити їх коефіцієнт підсилення. Різної форми невеликі діелектричні лінзи застосовуються також при проектуванні рупорних опромінювачів дзеркальних антен. Використання в таких опромінювачах коригувальних лінз дозволяє сформувати необхідну діаграму спрямованості опромінювача

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Мордухович Л. Г. Радиорелейные линии связи. М.: Радио и связь, 1989. 160 с.
2. Матье М. Радиорелейные системы передачи. М.: Радио и связь, 1982. 280 с.
3. Соколов А. В., Сухонин Е. В. Ослабление миллиметровых волн в толще атмосферы // Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1980. Т. 20. С. 107–205.
4. Ito S. A Method For Estimating Atmospheric Attenuation on Earth-Space Path in Fair And Rains Weather // NHK Laboratories Note. 1987. Serial No 353. 13 p.
5. Wiltse J.C. History of Millimeter and Submillimeter waves // IEEE Trans. On MTT. 1984. No 9. P. 1118–1127.
6. Агаджанов П. А., Горшков Б. М., Смирнов Г. Д. Основы радиотелеметрии. М.: Воениздат, 1971. 248 с.
7. Хмель В.Ф. Антенны и устройства СВЧ/ В.Ф. Хмель//Сб. задач. — Киев: Вища школа, 1990. — 232 с.
8. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ/ Д.М. Сазонов // Учеб. для радиотехнич. спец. вузов. — М.: Высш. шк., 1981. — 432 с.
9. Антенны и устройства СВЧ: Проектирование фазированных антенных решеток/ Под ред. Д.И. Воскресенского. — М.: Радио и связь, 1981. — 431 с.
10. Кочержевский Г.Н. Антенно-фидерные устройства/ Г.Н. Кочержевский, Г.А. Ерохин, Н.Д. Козырев// Учеб. для вузов. — М.: Радио и связь, 1989. — 352 с.
11. Антенны и устройсва СВЧ: Автоматизированное проектирование антенн и устройств СВЧ/ Под ред. Д.И. Воскресенского. — М.: Радио и связь, 19813. — 240 с.
12. Коротковолновые антенны/ Айзенберг Г.З., Белоусов С.П., Журбенко Э.М. и др./ Под ред. Г.З. Айзенберга. — М.: Радио и связь, 19810. — 536 с.
13. Вамберский М.В. Конструирование ферритовых развязывающих приборов СВЧ/ М. В. Вамберский, В.П. Абрамов, В.И. Казанцев. — М.: Радио и связь, 1982. — 136 с.

НАВЧАЛЬНЕ ВИДАННЯ

Конспект лекцій з дисципліни «Антени та пристрої мікрохвильової техніки» освітньо-професійної програми першого (бакалаврського) рівня вищої освіти зі спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка», за освітньо-професійною програмою «Телекомунікації та радіотехніка», укл. Марченко С.В., Кам'янське; ДДТУ, 2020 р. – 168с.

Укладач: к.ф.-м.н. Марченко С.В.

Підписано до друку _____ 2020 р.

Формат А4 Обсяг _____ др. екз.

Тираж _____ екз. Замовл. _____ др. екз.

519618, м. Кам'янське
вул. Дніпробудівська, 2а