

НАЦІОНАЛЬНИЙ АВІАЦІЙНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ФАКУЛЬТЕТ АЕРОНАВІГАЦІЇ, ЕЛЕКТРОНІКИ ТА ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙ
КАФЕДРА ЕЛЕКТРОНІКИ, РОБОТОТЕХНІКИ І ТЕХНОЛОГІЙ
МОНІТОРИНГУ ТА ІНТЕРНЕТУ РЕЧЕЙ

ОПОРНИЙ КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

з дисципліни «Антенні пристрої»

за спеціальністю 171 «Електроніка»

Укладач(і): д.т.н., проф. Сібрук Л.В.

к.т.н., доц. Щербина О.А.

Конспект лекцій розглянутий та схвалений
на засіданні кафедри радіоелектронних
пристроїв та систем

Протокол № ____ від «__» ____ 2019 р.

Завідувач кафедри _____ Л.В. Сібрук

Опорний конспект включає в себе тільки короткий опис основних класичних тем з дисципліни «Антенні пристрої».

Перелік тем лекцій переглядається і варіюється кожен рік в залежності від сучасних тенденцій та побажань студентів.

Лекція № 1

Тема лекції: **ВСТУП**

План лекції

1. Антени як оборотні пристрої.
2. Класифікація антен за принципом дії та конструктивними особливостями.
3. Класифікація ліній передачі за конструктивними ознаками.

Зміст лекції

Антени є оборотними пристроями. Якщо до входу передавальної антени підвести електромагнітні хвилі, які пов'язані із спрямовуючою системою і енергією яких можна характеризувати напругою U та силою струму I , то на виході одержимо електромагнітні хвилі в просторі, енергію яких характеризують напруженість електричного поля E та напруженість магнітного поля H . Якщо до виходу тієї ж самої антени підвести енергію електромагнітних хвиль, що вільно поширюються в просторі, то внаслідок оборотності антен на виході одержимо енергію електромагнітних хвиль, які зв'язані із спрямовуючою системою. Ця властивість антени дозволяє одну і ту ж антену використовувати і як передавальну, і як приймальну.

При вивченні антенних та фідерних пристроїв необхідно виходити з певної їх класифікації. Це обумовлено тим, що конструктивна різноманітність антенних пристроїв настільки велика, що вивчення всіх існуючих типів антен в межах виділеного для навчальної дисципліни часу просто неможливо. Крім того для певної групи антен при правильному їх доборі можна виділити загальні електродинамічні властивості, принципи дії, характерні конструктивні особливості, що дає можливість обмежитися вивчення окремих представників групи.

Лекція № 2

Тема лекції: ОСНОВНІ ЗАДАЧІ І МЕТОДИ АНТЕН

План лекції

1. Пряма і зворотна задачі теорії антен.
2. Метод комплексних амплітуд.
3. Принцип еквівалентності.
4. Принцип двоїстості.
5. Положення геометричної оптики.
6. Напруженість та потужність поля випромінювання

Зміст лекції

В теорії антен можна виділити пряму і зворотну задачі.

Суть *прямої задачі* (аналіз) – за заданою антеною та її живленням визначити поле випромінювання. В *зворотній задачі* (синтезі) задається розподіл поля випромінювання. Внаслідок розв’язання зворотної задачі визначається або синтезується антена та спосіб її живлення. В загальній постановці зворотна задача допускає безліч розв’язків, тому при синтезі для обмеження багатозначності встановлюються додаткові вимоги до антени.

При аналізі гармонічних процесів використовують *метод комплексних амплітуд*, який істотно спрощує математичні виклади та робить їх більш наочними. За допомогою методу комплексних амплітуд скалярну функцію

$$\psi = \psi_m \cos(\omega t + \varphi)$$

записують у вигляді

$$\dot{\psi} = \psi_m e^{i(\omega t + \varphi)} = \dot{\psi}_m e^{i\omega t},$$

де ψ_m – амплітуда скалярної функції ψ ; $\omega = 2\pi/T$ – кругова частота гармонічного коливання з періодом T ; φ – початкова фаза.

Принцип еквівалентності використовують в аналізі поля випромінювання антен, розподіл струмів та зарядів яких мають складний характер або взагалі невідомі.

Нехай в якомусь обмеженому об’ємі зосереджені джерела поля. Якщо невідомі характер і розміщення цих джерел, але відомі значення векторів $\mathbf{E}_s$ і $\mathbf{H}_s$ на поверхні S , що охоплює об’єм V , то поле в зовнішньому просторі, в якому відсутні сторонні джерела, можна знайти за значеннями векторів $\mathbf{E}_s$ і $\mathbf{H}_s$. При визначенні поля в зовнішньому просторі переходять від дійсних векторів $\mathbf{E}_s$ і $\mathbf{H}_s$, заданих на поверхні S , до еквівалентних струмів і зарядів на тій же поверхні.

Принцип двоїстості впливає із симетрії рівнянь Максвелла відносно електричного і магнітного полів, виявлений Пістолькорсом. Суть його полягає в тому, що розв’язок рівнянь Максвелла для електричного поля за певних граничних умов буде справедливим і для магнітного поля за тих же граничних умов, прийнятих відповідно до магнітного поля.

В деяких випадках при вивченні локально-плоских електромагнітних хвиль можна використовувати *методи геометричної оптики*, що істотно

спрощує методику дослідження. Під локально-плоскими електромагнітними хвилями розуміють такі хвилі, фронт яких в обмеженій області простору, що розглядається, близький до плоского.

Геометрична оптика базується на чотирьох основних законах, які встановлені дослідним шляхом:

- закон прямолінійного поширення хвиль;
- закон незалежності променевих трубок;
- закон відбиття;
- закон заломлення.

В багатьох випадках аналізу і синтезу антен доцільно користуватись загальним виразом для визначення вектора напруженості поля випромінювання. Такий вираз можна одержати шляхом узагальнення результатів аналізу поля випромінювання антен.

Загальний вираз для вектора напруженості поля випромінювання антени можна записати у вигляді

$$\vec{E} = e(\theta, \varphi) \dot{E}_{\max} F(\theta, \varphi) e^{i[\psi(\theta, \varphi) - kr]}.$$

У результируючих формулах випромінювання можна виділити декілька множників. Один з них є ортом системи координат. В загальному випадку такий множник визначає положення вектора напруженості електричного поля в просторі. Позначимо його: $e(\theta, \varphi)$. Наступний множник $\dot{E}_{\max}$ визначає амплітуду вектора напруженості поля в дальній зоні на певній відстані від антени. Він є функцією струму живлення, конструкції антени та відстані до точки спостереження. Множник, який характеризує залежність амплітуди напруженості поля від кутів θ і φ , позначимо через $f(\theta, \varphi)$. Нарешті у виразах є члени, що характеризують фазу напруженості поля, яка може бути функцією всіх трьох координат. Залежність фази від координатних кутів позначимо через $\psi(\theta, \varphi)$.

Аналогічний вираз можна записати і для напруженості магнітної складової поля.

Потужність електромагнітних хвиль, що випромінюється антеною, прийнято називати потужністю випромінювання та позначати через P_{Σ} . Для визначення потужності випромінювання використовуємо вектор Пойтинга. Після додаткових математичних перетворень отримуємо напруженість електричного поля на поверхні сфери

$$P_{\Sigma} = \frac{E_{\max}^2 r^2}{2W_c} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi.$$

Ця формула дозволяє обчислювати потужність випромінювання за відомим розподілом поля в дальній зоні. Значення потужності випромінювання дає можливість визначити деякі важливі параметри антени.

Лекція № 3

Тема лекції: ПАРАМЕТРИ АНТЕН

План лекції

1. Характеристика спрямованості.
2. Фазова характеристика спрямованості.
3. Поляризаційна характеристика.
4. Коефіцієнт спрямованої дії.
5. Опір випромінювання.
6. Вхідний опір.
7. Коефіцієнт корисної дії.
8. Коефіцієнт підсилення.
9. Частотні властивості антени.
10. Діюча площа.
11. Діюча довжина.

Зміст лекції

1 група – параметри, що характеризують антену за полем випромінювання – група характеристик випромінювання (характеристика спрямованості (ХС) та діаграма спрямованості (ДС), поляризаційна характеристика антени, коефіцієнт спрямованої дії (КСД) і т. ін).

2 група – параметри, що характеризують антену за інтенсивністю електромагнітних хвиль, які живлять антену (вхідний опір, опір втрат, хвильовий опір антени).

3 група – параметри, що характеризують антену як перетворювач одного виду електромагнітних хвиль в інший (коефіцієнт корисної дії (ККД), коефіцієнт підсилення антени, опір або провідність випромінювання, частотна характеристика, смуга пропускання частот, діюча довжина, діюча площа, ефективна температура антени і т. ін.).

Залежність інтенсивності електромагнітного поля від координатних кутів називається *характеристикою спрямованості* (ХС). В загальному випадку, якщо ХС визначає просторову залежність інтенсивності складових E або H електромагнітного поля, вживається позначення $f(\theta, \varphi)$. Якщо максимум цієї функції приведений до одиниці, то ХС вважається нормованою і позначається через $F(\theta, \varphi)$. Графічне зображення ХС називається *діаграмою спрямованості*. При дослідженні ХС значення r повинно бути сталим.

Залежність фази напруженості електричного поля від координатних кутів при незмінній відстані від антени називають *фазовою ХС* і позначають як $\psi(\theta, \varphi)$. Фазова ХС визначає фронт електромагнітної хвилі, під яким розуміють поверхню з однаковою фазою вектора напруженості поля для всіх кутів спостереження. Фронт хвилі ще можна визначити як еквіфазну поверхню в полі випромінювання антени. Щоб знайти еквіфазну поверхню в сферичній системі координат, необхідно взяти до уваги зміну фази напруженості електричного поля при поширенні хвилі в вільному просторі за

законом $\psi(r) = -kr$. Повний фазовий зсув в будь-якій точці простору становитиме величину $\psi = \psi(\theta, \varphi) - kr$.

Для означення поляризаційних характеристик електромагнітної хвилі вводять поняття площини поляризації, яка визначається напрямом поширення хвилі та вектором напруженості електричного поля. Поляризаційний вектор $\vec{p}_0(\theta, \varphi)$ визначає поляризацію електромагнітних хвиль, випромінюваних антеною.

Поляризаційна характеристика – це геометричне місце точок в полярній системі координат, відстань яких від початку координат пропорційна довжині проєкції вектора напруженості електричного поля, що обертається в площині, перпендикулярній до напрямку поширення, на вісь приймальної антени лінійної поляризації, яка також обертається в тій самій площині.

Окрім поляризаційної характеристики, в антенній техніці використовують поняття «поляризаційна діаграма», під якою розуміють залежність коефіцієнта еліптичності від координатних кутів $K_e(\theta, \varphi)$.

Для приймальної антени велике значення має *коефіцієнт поляризаційного узгодження*, який характеризує ступінь відповідності поляризаційних властивостей приймальної антени поляризації падаючої на антену хвилі. Кількісно коефіцієнт поляризаційного узгодження визначається, як відношення потужності $P_{п.д}$, яка виділяється в узгодженому навантаженні приймальної антени при довільній поляризації падаючої плоскої хвилі, до потужності $P_{п.у}$, яка виділяється в узгодженому навантаженні приймальної антени при падінні на неї плоскої хвилі з тією ж густиною потужності, але за умови повного поляризаційного узгодження.

Коефіцієнт спрямованої дії – відношення кутової густини потужності в даному напрямі $p(\theta, \varphi)$, що випромінюється досліджуваною антеною, до кутової густини потужності в тому ж напрямі p_e , яка випромінюється еталонною антеною, за умови рівності потужностей випромінювання:

$$D(\theta, \varphi) = \left[\frac{p(\theta, \varphi)}{p_e} \right]_{P_{\Sigma} = P_e}.$$

В більшості випадків як еталонну антену використовують ізотропний випромінювач, який випромінює електромагнітні хвилі у всіх напрямках однакової інтенсивності.

Величина, що пов'язує квадрат струму в антені з потужністю випромінювання має розмірність опору і дістала назву *опору випромінювання*. Оскільки струм в антенах розподіляється нерівномірно, то для усунення невизначеності у виборі значення струму домовилися визначити опір випромінювання або за струмом на затискачах антени I_A або при розподілі струму в антені за законом, близьким до синусоїдного, за струмом в пучності. Активна складова дорівнює потужності випромінювання, що визначається методом вектора Пойнтінга в хвильовій

зоні. Реактивна складова – це потужність електромагнітного поля ближньої зони, яке зв'язане з антеною.

Вхідний опір – це навантаження для фідера, який живить антену. Він визначається як відношення напруги на затискачах антени U_A до струму I_A , що протікає через вхідні затискачі. Повний активний вхідний опір складається з опору випромінювання і опору втрат, які віднесені до струму на затискачах антени. Реактивна складова вхідного опору характеризує реактивну потужність поля, пов'язаного з антеною в ближній зоні.

Коефіцієнт корисної дії антени η_A – це відношення потужності P_Σ , яка випромінюється даною антеною в навколишнє середовище, до потужності P_A , яка живить антену.

Втрати в антенних пристроях обумовлені такими причинами:

- матеріали, в яких виготовляється антена, не мають властивостей ідеальних провідників та діелектриків; ізолятори, з допомогою яких закріплюється антена, мають скінчений опір, тобто їх провідність відрізняється від нуля;

всякі тіла, що знаходяться в ближній зоні антени, будуть поглинати частину потужності (щогли, поверхня землі, обшивка повітряного судна, дерева, будівлі і т. ін.).

Коефіцієнт підсилення – це відношення потужності живлення еталонної антени P_e до потужності живлення досліджуваної антени P_A за умови рівності напруженостей полів випромінювання обох антен в точці спостереження:

$$G(\theta, \varphi) = \left(\frac{P_e}{P_A} \right)_{E_e = E(\theta, \varphi)}.$$

При зміні частоти електромагнітних коливань, що збуджують антену, може змінюватися розподіл струмів, зарядів, тангенціальних складових напруженості поля на поверхні антени, а також розподіл та інтенсивність поля в просторі. Таким чином, із зміною частоти будуть змінюватися і параметри антени.

В загальному випадку для оцінки частотних властивостей антени необхідно виходити з її амплітудних і фазочастотних характеристик.

Амплітудно-частотна характеристика – це залежність відносної амплітуди напруженості поля випромінювання розглядуваної антени в точці спостереження від частоти струму живлення при його сталій інтенсивності.

Фазочастотна характеристика – це залежність фази напруженості поля випромінювання антени в точці спостереження від частоти струму живлення при його сталій інтенсивності.

Для забезпечення надійного функціонування радіотехнічної системи в заданому частотному діапазоні значення параметрів антенного пристрою повинні знаходитися в межах усталених допусків.

Діючою площею називається відношення максимальної потужності, що виділяється в узгодженому навантаженні при роботі антени в режимі приймання, до густини потужності, падаючої на антену плоскої електромагнітної хвилі. Параметр використовується для характеристики апертурних антен, які випромінюють електромагнітні хвилі через отвір (розкриття або апертуру). Площина апертури таких антен відділяє внутрішній об'єм антени від зовнішнього простору.

Діючою довжиною антени називають довжину вібратора з рівномірним розподілом струму, який в напрямі максимального випромінювання створює те ж значення напруженості поля, що й антена з тим же струмом на затискачах.

Для приймальної антени вживається інше визначення діючої довжини. Під *діючою довжиною приймальної антени* розуміють відношення ЕРС $\mathcal{E}_a$, яка виникає на затискачах розглядуваної антени, до напруженості поля E біля антени.

Лекція № 4

Тема лекції: ЕЛЕМЕНТАРНІ ВИПРОМІНЮВАЧІ

План лекції

1. Електричний диполь.
2. Магнітний диполь.
3. Елементарний щілинний випромінювач.
4. Елемент Гюйгенса

Зміст лекції

Елементарні випромінювачі являють собою найпростіші джерела електромагнітних хвиль, поле випромінювання яких порівняно легко можна знайти шляхом розв'язання рівнянь Максвелла. Деякі реальні антени за своїми властивостями досить близькі до елементарних випромінювачів. Але головна цінність теорії елементарних випромінювачів полягає в тому, що будь-яку реальну антену можна розглядати як сукупність великої кількості елементарних випромінювачів. В цьому випадку електромагнітне поле випромінювання знаходять як суму полів елементарних джерел.

Диполь Герца можна розглядати як елементарний випромінювач – електричний диполь. Його довжина значно менша від довжини хвилі, а струм рівномірно розподіляється по довжині, тобто у всіх точках вібратора амплітуда і фаза струму однакові.

Складові електромагнітного поля, збуджуваного електричним диполем в дальній зоні, визначаються так:

$$\dot{E}_\theta = i \frac{Il}{2\lambda r} W_c \sin \theta e^{-ikr};$$
$$\dot{H}_\varphi = i \frac{Il}{2\lambda r} \sin \theta e^{-ikr},$$

де I – амплітуда струму диполя; λ – довжина хвилі, що випромінюється електричним диполем; $k = \omega \sqrt{\varepsilon_a / \mu_a}$ – коефіцієнт фази хвилі; для вільного простору $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$.

Характеристика спрямованості електричного диполя $F(\theta) = \sin \theta$.

Коефіцієнт спрямованої дії електричного диполя $D = 1.5$. Таким чином, в напрямі максимуму кутова густина потужності електричного диполя в 1,5 рази більша кутової густини потужності абсолютно ненапрявленого (ізотропного) випромінювача при рівних потужностях випромінювання.

Магнітний диполь являє собою елемент магнітного струму. Практично модель магнітного диполя можна створити у вигляді невеличкого витка, пропускаючи по ньому електричний струм. Вирази для складових напруженості поля магнітного диполя знаходимо, використовуючи принцип двійстості і співвідношення для електричного диполя

$$\dot{E}_\varphi = \frac{kIS}{2\lambda r} W_c \sin \theta e^{-ikr};$$
$$\dot{H}_\theta = -\frac{kIS}{2\lambda r} \sin \theta e^{-ikr}.$$

де I – комплексна амплітуда електричного струму у витку; S – площа витка.

Підведемо ЕРС до точок на ребрах щілини, прорізаної в нескінченно тонкій з ідеальною провідністю металевій поверхні S безмежних розмірів. Між ребрами щілини виникнуть струми зміщення, які будуть протікати як в площині щілини, так і в довколишньому середовищі. Таким чином, в просторі з'явиться електромагнітне поле. Подібний випромінювач відносно невеликої довжини вважається *елементарним щілинним випромінювачем*, якщо забезпечений рівномірний розподіл напруженості електричного поля в площині щілини.

Складові поля елементарного щілинного випромінювача:

$$\begin{aligned}\dot{E}_\varphi &= -i \frac{Ul}{\lambda r} \sin \theta e^{-ikr}; \\ \dot{H}_\theta &= i \frac{Ul}{\lambda r W_c} \sin \theta e^{-ikr}.\end{aligned}$$

Аналіз антен з випромінюючими поверхнями (розкривами або апертурами) доцільно проводити з використанням поняття елементарної випромінюючої площадки або *елемента Гюйгенса*, який являє собою досить малу ділянку плоскої поверхні з однорідним розподілом тангенціальних складових напруженості електромагнітного поля.

Напруженість поля E елемента Гюйгенса в площині площина E дорівнює

$$\dot{E} = i \frac{\dot{E}_t dx dy}{2\lambda r} \left(1 + \frac{W_c}{W_p} \cos \theta^E \right) e^{-ikr}.$$

Напруженість електричного поля елемента Гюйгенса в площині H

$$\dot{E} = i \frac{\dot{E}_t dx dy}{2\lambda r} \left(\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H \right) e^{-ikr}.$$

Значення X_C в площині E $f(\theta^E) = 1 + \frac{W_c}{W_p} \cos \theta^E$, в площині H

$$f(\theta^H) = \frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H.$$

При умові, що $W_p = W_c$, X_C в площині, в якій знаходиться вісь z , є рівнянням кардіоїди $f(\theta) = 1 + \cos \theta$. У площині xOz випромінювання елемента Гюйгенса неспрямоване.

Лекція № 5

Тема лекції: ТЕОРІЯ СИМЕТРИЧНОГО ВІБРАТОРА

План лекції

1. Поле випромінювання симетричного вібратора.
2. Основні параметри симетричного вібратора.

Зміст лекції

Симетричний вібратор являє собою два металічні стержні однакової форми, розміщені на одній осі, між якими включається генератор високої частоти. Стержні характеризуються радіусом a , довжиною l і називаються плечами вібратора. Звичайно поперечний розмір $2a$ значно менший від довжини вібратора $2l$. При строгій постановці задачі випромінювання симетричного вібратора необхідно виходити з форми плеч вібратора, рівнянь Максвелла та граничних умов. Розв'язання такої задачі наражається на великі труднощі, тому розглянемо наближений метод розрахунку.

В цьому методі допускається, що розподіл струму вздовж вібратора відомий. Тому можна розбити вібратор на ряд електричних диполів і знайти поле випромінювання вібратора як суму полів елементарних джерел.

Напруженість поля, створюваного всім симетричним вібратором, знаходимо після інтегрування за довжиною плеча

$$\vec{E} = i \frac{\dot{I}_n W_c}{2\pi r} \frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} e^{-ikr}.$$

Ненормована ХС симетричного вібратора

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

Як видно, розподіл поля симетричного вібратора не залежить від кута φ , тому просторова ДС являє собою поверхню, створену обертанням кривої навколо полярної осі. В азимутальній площині ДС має вигляд кола. Розподіл поля в просторі визначається відносною довжиною вібратора l/λ .

Ширина ДС півхвильового вібратора $2\theta_0 = 180^\circ$ і $2\theta_{0.5} = 80^\circ$. Ширина ДС хвильового вібратора $2\theta_0 = 180^\circ$ і $2\theta_{0.5} = 44^\circ$. При подальшому видовженні вібратора головна пелюстка ще більше звужується і з'являються бічні пелюстки. Так, для вібратора з довжиною плеча $l = 0.625\lambda$ максимум випромінювання ще перпендикулярний осі вібратора, але вже виникають бічні пелюстки. При цьому ширина ДС: $2\theta_0 = 74^\circ$ та $2\theta_{0.5} = 31^\circ$. Ще більше видовження вібратора приводить до того, що інтенсивність випромінювання в напрямі перпендикулярному осі буде меншою інтенсивності випромінювання в напрямі максимумів бічних пелюсток. А при довжині $l = \lambda$ випромінювання в екваторіальній площині відсутнє. Практично симетричні вібратори використовуються з максимальним випромінюванням в екваторіальній площині ($l \leq 0.7\lambda$).

Фронт хвилі симетричного вібратора сферичний. Фазовий центр збігається з центром симетричного вібратора.

Одним з основних параметрів симетричного вібратора є *опір випромінювання*:

$R_{\Sigma n} = 30[(\text{Si } 4kl - 2\text{Si } 2kl)\sin 2kl + (C + \ln kl + \text{Ci } 4kl - 2\text{Ci } 2kl)\cos 2kl + 2(C + \ln 2kl - \text{Ci } 2kl)]$,
де $\text{Si } x$ – інтегральний синус від аргументу x ; $\text{Ci } x$ – інтегральний косинус від аргументу x ; $C = 0.577$ – стала Ейлера.

Характер змінювання опору визначається фазовим розподілом струму вздовж вібратора. Для півхвильового вібратора $R_{\Sigma n} = 73.1 \text{ Ом}$, для хвильового вібратора – $R_{\Sigma n} = 200 \text{ Ом}$.

При використанні методу наведених ЕРС можна визначити і реактивну складову опору випромінювання. Так, для півхвильового вібратора $Z_{\Sigma n} = (73.1 + i42.5) \text{ Ом}$.

За допомогою теорії довгих ліній із втратами отримаємо наближений вираз для *вхідного опорукороткого* симетричного вібратора:

$$Z_A = \frac{R_{\Sigma n}}{\sin^2 kl} - iW_A \text{ctg } kl,$$

де $W_A = 120 \left(\ln \frac{l}{a} - 1 \right)$ – хвильовий опір вібратора; a – радіус вібратора.

При $l = 0.25\lambda$ вхідний опір активний $R_A = R_{\Sigma n} = 73.1 \text{ Ом}$.

Найбільша довжина хвилі, при якій вхідний опір симетричного вібратора чисто активний, називається власною довжиною хвилі вібратора λ_g .

Коефіцієнт спрямованої дії вібратора, в якого напрям максимального випромінювання перпендикулярний осі:

$$D = \frac{120}{R_{\Sigma n}} (1 - \cos kl)^2.$$

У випадку півхвильового вібратора $D = 1.64$, хвильового вібратора $D = 2.4$. Максимального значення КСД симетричного вібратора досягає при $l = 0.625\lambda$. В цьому випадку $R_{\Sigma n} = 110 \text{ Ом}$ і $D = 3.1$.

Діюча довжина вібратора:

$$l_o = \frac{2}{k} \frac{1 - \cos kl}{\sin kl} = \frac{\lambda}{\pi} \text{tg } \frac{kl}{2}.$$

Лекція № 6

Тема лекції: АНТЕННІ РЕШІТКИ. ТЕОРЕМА ПЕРЕМНОЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК СПРЯМОВАНOSTІ. ОПІР ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗВ'ЯЗАНИХ АНТЕН.

План лекції

1. Теорема перемноження характеристик спрямованості.
2. Опір випромінювання зв'язаних антен.

Зміст лекції

Нехай група ідентичних випромінювачів, що мають однакові напрямлені властивості, дискретно розташовані в деякому об'ємі на певних відстанях один від одного і створюють антенну решітку. Напруженість поля, створюваного s – м випромінювачем, визначається як

$$\dot{E}_s = E_{\max, s} F_s(\theta, \varphi) e^{-i(kr_s - \psi_s)},$$

де $E_{\max, s}$ – амплітудний множник, значення якого залежить від інтенсивності живлення s – го випромінювача, його конструкції та відстані від випромінювача до точки спостереження; $F_s(\theta, \varphi)$ – ХС s – го випромінювача; r_s – відстань від s – го випромінювача до точки спостереження; ψ_s – фаза електромагнітних коливань, що живлять s – й випромінювач.

Напруженість поля n випромінювачів $\dot{E} = \sum_{s=1}^n \dot{E}_s$.

Для ідентичних випромінювачів можна прийняти, що $F_1(\theta, \varphi) = F_2(\theta, \varphi) = \dots = F_s(\theta, \varphi) = \dots = F_n(\theta, \varphi)$.

Тоді вираз напруженості поля набуває вигляду

$$\dot{E} = E_{\max, 1} F_1(\theta, \varphi) \sum_{s=1}^n a_s e^{-i(kr_s - \psi_s)},$$

де $a_s = E_{\max, s} / E_{\max, 1}$ – відносна амплітуда електромагнітних коливань, що живлять s – й випромінювач.

Відстань від початку координат до точки спостереження – r , різниця шляхів променів випромінювача, розташованого на початку координат, та s – го випромінювача – Δr_s . Тоді $r_s = r - \Delta r_s$.

Після перетворень, отримаємо

$$\dot{E} = E_{\max, 1} F_1(\theta, \varphi) f_c(\theta, \varphi) e^{-ikr} e^{i\psi(\theta, \varphi)}.$$

ХС антенної решітки є добутком двох множників:

$$f(\theta, \varphi) = F_1(\theta, \varphi) f_c(\theta, \varphi),$$

з яких перший описує спрямовуючі властивості поодиноких випромінювачів, а другий множник системи враховує результат підсумування напруженості полів всіх випромінювачів системи.

Множник системи враховує інтерференцію хвиль, що випромінюються окремими елементами антенної решітки. У випадку побудови антенної решітки з n ненаправлених випромінювачів множник системи є ХС системи.

Таким чином, *ХС системи ідентичних та однаково орієнтованих випромінювачів становить добуток ХС окремого випромінювача системи та ХС такої ж системи, але побудованої з ненапрямлених випромінювачів.*

Випромінювач, який входить в антенну систему, знаходиться в електромагнітному полі, що збуджується решіткою елементів системи, тому в розглядуваному випромінювачі будуть наводитися струми під дією зазначеного електромагнітного поля. Внаслідок появи таких струмів режим роботи випромінювача буде визначатися не тільки власними параметрами, але й характером та ступенем впливу сусідніх випромінювачів.

Повний опір випромінювача, що входить в антенну систему, являє собою суму власного опору і вношуваних опорів:

$$Z_s = Z_{ss} + \sum_{q=1, q \neq s}^n \frac{\dot{I}_q}{\dot{I}_s} Z_{sq}.$$

Вношуваний опір в s -й випромінювач електромагнітним полем q -го випромінювача визначається взаємним опором і відношенням струмів живлення цих двох випромінювачів:

$$Z_{en,sq} = \left(\frac{\dot{I}_q}{\dot{I}_s} \right) Z_{sq} = m_{sq} Z_{sq} e^{i\psi_{sq}},$$

де m_{sq} – відношення амплітуд струмів q -го і s -го випромінювачів; ψ_{sq} – фазовий зсув між струмами q -го і s -го випромінювачів.

Лекція № 7

Тема лекції: ЛІНІЙНА СИСТЕМА ВИПРОМІНЮВАЧІВ. ВИПРОМІНЮВАННЯ СИНФАЗНОЇ РЕШІТКИ.

План лекції

1. Лінійна система випромінювачів.
2. Випромінювання синфазної решітки.

Зміст лекції

Часто зустрічається система випромінювачів, дискретно розташованих вздовж прямої, яка називається віссю системи (КРМ, ГРМ). Нехай відстані між двома суміжними вібраторами будуть однаковими і рівними d – еквідистантна лінійна антенна решітка. Сумістимо початок сферичної системи координат з серединою першого вібратора, а полярну вісь (вісь z) – з лінією розташування вібраторів.

Нехай всі вібратори живляться струмами однакової амплітуди, а за фазою струми кожного вібратора запізнюються на сталу величину відносно фази коливань суміжного випромінювача з більш низьким порядковим номером.

Різниця ходу променів від першого і s -го випромінювачів до точки спостереження $\Delta r_s = (s-1)d \cos \theta$, де θ – кут між прямою, на якій розміщуються вібратори, та напрямом в точку спостереження.

Враховуючи приведені зауваження, вираз для напруженості поля запишемо у вигляді

$$\dot{E} = E_{\max,1} F_1(\theta, \varphi) e^{-ikr_1} \sum_{s=1}^n e^{i(s-1)(kd \cos \theta - \psi)}.$$

Множник системи в правій частині рівняння є сумою n членів геометричної прогресії, перший член якої дорівнює одиниці, а знаменник (для спрощення аналізу множника системи введемо узагальнену кутову координату $U = (kd \cos \theta - \psi)$) $q = e^{i(kd \cos \theta - \psi)} = e^{iU}$.

Формула для напруженості поля випромінювання набуде вигляду

$$\dot{E} = E_{\max,1} F_1(\theta, \varphi) \frac{\sin \left[\frac{n}{2} U \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} U \right]} e^{i\psi_0} e^{ikr}.$$

Тут $\psi_0 = 0.5(n-1)\psi$ – фаза коливань, що живлять антену в центрі лінійної системи, $r = r_1 - 0.5(n-1)d \cos \theta$ – відстань від центра антенної решітки до точки спостереження.

Множник системи лінійної решітки

$$f_c(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{n}{2} (kd \cos \theta - \psi) \right]}{\sin \left[\frac{1}{2} (kd \cos \theta - \psi) \right]}.$$

За умови, що $kd \cos \theta = \psi$ множник системи досягає максимального значення.

Напрями головних пелюсток, нулів та бічних пелюсток ДС лінійної антенної решітки, виконаної з ненапрямлених випромінювачів:

$$\cos \theta_{\max, p} = \frac{2p\pi}{kd} + \frac{\psi}{kd}; \quad p = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots;$$

$$\cos \theta_{0p} = \frac{2p\pi}{nkd} + \frac{\psi}{kd}; \quad p = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, p \neq nm;$$

$$\cos \theta_{mp} = \frac{(2p+1)\pi}{nkd} + \frac{\psi}{kd}; \quad p = +1, \pm 2, \pm 3, \dots,$$

де $\theta_{\max, p}$ – напрям головного максимуму p -го порядку, θ_{0p} – напрям нульового випромінювання p -го порядку, θ_{mp} – напрям, максимуму бічної пелюстки p -го порядку.

У синфазній антенній решітці всі випромінювачі збуджуються в одній і тій же фазі, тому потрібно прийняти, що $\psi = 0$. При цьому множник системи спрощується:

$$F_c(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{nkd \cos \theta}{2}\right)}{n \sin\left(\frac{kd \cos \theta}{2}\right)}.$$

При $kd < 2\pi$ ДС антенної решітки буде мати одну головну пелюстку. Напрямок головного максимуму з цієї ж формули можна визначити як $\cos \theta_{\max} = 0$.

Отже, напрям максимального випромінювання синфазної лінійної системи збігається з перпендикуляром до лінії розташування випромінювачів.

Лекція № 8

Тема лекції: **ЛІНІЙНА РЕШІТКА НЕНАПРЯМЛЕНИХ ВИПРОМІНЮВАЧІВ, ЗБУДЖЕНИХ ІЗ ЗСУВОМ ФАЗ. ПРОВІД З БІЖУЧОЮ ХВИЛЕЮ СТРУМУ.**

План лекції

1. Лінійна решітка ненапрямлених випромінювачів, збуджених із зсувом фаз.
2. Провід з біжучою хвилею струму.

Зміст лекції

Характеристика спрямованості системи ненапрямлених випромінювачів, розташованих вздовж прямої і збуджених зі зсувом фаз, виражена формулою

$$F_c(\theta) = \frac{\sin\left[\frac{n}{2}(kd \cos\theta - \psi)\right]}{n \sin\left[\frac{1}{2}(kd \cos\theta - \psi)\right]}.$$

Якщо відстань між суміжними випромінювачами менша половини довжини хвилі ($d < \lambda/2$), то ДС має тільки одну головну пелюстку при $0 \leq \theta_{\max} \leq 180^\circ$. Напрямок максимального випромінювання при $p = 0$ $\cos\theta_{\max} = \frac{\psi}{kd}$.

Змінюючи фазовий зсув ψ , можемо переміщувати в просторі напрям максимального випромінювання:

1) При $\psi = 0$ напрям максимального випромінювання перпендикулярний до лінії розташування вібраторів.

2) При $\psi = kd$ напрям максимального випромінювання збігається з лінією розташування вібраторів. Відбуваються компенсації фазових зсувів живлення та фазових зсувів, що виникають при поширенні хвиль у просторі.

Вибираючи відстань між елементами решітки $d = \lambda/4$, отримуємо фазовий зсув (просторовий або ж струмів живлення), рівний 90° . При цьому в зворотному напрямі ці фазові зсуви підсумовуються і стають рівними 180° , що обумовлює підсумування векторів напруженості полів суміжних випромінювачів з протилежними знаками. Внаслідок цього при парній кількості елементів решітки випромінювання в зворотному напрямі зменшується до 0. В загальному випадку при $d \leq \lambda/4$ рівень випромінювання в зворотному напрямі буде істотно зменшений. Таким чином, така система однапрямлена, її випромінювання спрямоване в одну сторону, і її називають *системою осевого випромінювання*.

3) При інших значеннях фазового зсуву ($\psi < kd$) напрям максимального випромінювання буде займати деяке проміжне положення. Ця властивість антенної решітки використовується для хитання променя з

метою огляду простору в радіолокаційних та деяких радіонавігаційних системах.

Лінійну решітку з неперервним розподілом випромінювачів, які збуджуються зі зсувом за фазою, можна реалізувати у вигляді *проводу*, в якому протікає біжуча хвиля струму. Для забезпечення режиму біжучої хвилі провід навантажується на опір, значення якого дорівнює хвильовому опору проводу. Будемо вважати, що провід віднесений на велику відстань від землі та інших тіл, завдяки чому виключається вплив будь-яких об'єктів на поле випромінювання.

Прийmemo, що амплітуда струму не змінюється вздовж всієї довжини проводу, а фаза змінюється лінійно $\dot{I}_z = I_A e^{-i\beta z}$, де I_A – струм на початку проводу; β – коефіцієнт фази хвилі у проводі.

Швидкість поширення хвилі вздовж проводу може відрізнитися від швидкості поширення світла, тому $\beta = \frac{2\pi}{\Lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\lambda}{\Lambda} = k \frac{c}{v_\phi} = k\xi$, де Λ – довжина хвилі в проводі; v_ϕ – фазова швидкість поширення в проводі; c – швидкість світла.

Розіб'ємо провід на ряд елементарних випромінювачів. Напруженість поля від всього проводу

$$\dot{E} = i \frac{\dot{I}_A W_c \sin \theta}{2\lambda r} e^{-ikr_A} \int_0^L e^{-ikz} (\xi - \cos \theta) dz,$$

де L – довжина проводу.

Після інтегрування отримуємо

$$\dot{E} = E_{\max_H} f(\theta) e^{i\psi(r,\theta)},$$

де амплітудний множник $E_{\max_H} = \frac{I_A L W_c}{2\lambda r}$, XC $f(\theta) = \sin \theta \frac{\sin \left[\frac{kL}{2} (\xi - \cos \theta) \right]}{\frac{kL}{2} (\xi - \cos \theta)}$ і

фазовий множник $e^{i\psi(r,\theta)} = i e^{ikr_A} e^{i \frac{kL}{2} (\xi - \cos \theta)}$.

Вираз для XC проводу з біжучою хвилею струму можна одержати безпосередньо за допомогою теореми перемноження XC. Дійсно, провід можна розглядати як систему елементарних випромінювачів з XC вигляду $F(\theta) = \sin \theta$, що неперервно розподіляються вздовж прямої – осі проводу – та живляться струмом однакової амплітуди, але із зсувом за фазою. В такому випадку потрібно як множник системи використати формулу

$$f_c(\theta) = \frac{\sin \left[\frac{kL}{2} (\xi - \cos \theta) \right]}{\frac{kL}{2} (\xi - \cos \theta)}.$$

Лекція № 9

Тема лекції: **ПРЯМОКУТНИЙ РОЗКРИВ З ОДНОРІДНИМ АМПЛІТУДНО-ФАЗОВИМ РОЗПОДІЛОМ ТАНГЕНЦІАЛЬНИХ СКЛАДОВИХ.**

План лекції

1. Аналіз поля випромінювання апертурних антен.
2. Прямокутний розкрив з однорідним амплітудно-фазовим розподілом тангенціальних складових.

Зміст лекції

Наближений метод аналізу поля випромінювання полягає в тому, що розкрив розглядають як сукупність елементів Гюйгенса. Розподіл тангенціальних складових поля в площині розкриву вважається заданим. Розглядається поле випромінювання антенної системи з неперервним розподілом джерел поля.

Сумарна напруженість поля

$$\dot{E} = i \frac{f_e(\theta, \varphi)}{2\lambda} \frac{e^{-ikr}}{r} \iint_{a_1, b_1}^{a_2, b_2} \dot{E}_s e^{ik \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)} dx dy,$$

де $dS = dx dy$, $a_1 \leq x \leq a_2$ і $b_1 \leq y \leq b_2$.

При $F(\theta, \varphi) = 1$ КСД розкриву

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{(W_c + W_p)^2}{4W_c W_p} \frac{\left| \int_S \dot{E}_s dS \right|^2}{\int_S E_s^2 dS}.$$

Діюча площа

$$S_o = \frac{(W_c + W_p)^2}{4W_c W_p} \frac{\left| \int_S \dot{E}_s dS \right|^2}{\int_S E_s^2 dS}.$$

Розглянемо прямокутний розкрив з розмірами a і b , в кожній точці якого тангенціальні складові векторів напруженості поля однаково направлені, а їх амплітуди та фази не залежать від координат розкриву.

Значення напруженості поля в площині E після інтегрування

$$\dot{E} = i \frac{E_t ab}{2\lambda r} \left(1 + \frac{W_c}{W_p} \cos \theta^E \right) \frac{\sin \left(\frac{kb}{2} \sin \theta^E \right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta^E} e^{-ikr}.$$

В площині H :

$$\dot{E} = i \frac{E_t ab}{2\lambda r} \left(\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H \right) \frac{\sin \left(\frac{kb}{2} \sin \theta^H \right)}{\frac{kb}{2} \sin \theta^H} e^{-ikr}.$$

ХС розкриву являє собою добуток ХС елементів Гюйгенса та множника системи, який має вигляд функції $\sin u/u$, де u – узагальнений кутовий аргумент. Очевидно, що $u = 0.5kb \sin \theta^E$ або $u = 0.5ka \sin \theta^H$.

Отриманий вираз для множника системи збігається з множником системи лінійної еквідистантної рівноамплітудної синфазної решітки при великій кількості випромінювачів та відстані між ними, задовольняючій умову $d < \lambda$.

Максимальне значення напруженості поля прямокутний розкрит з однорідним збудженням створює в напрямі нормалі (вздовж осі z). При цьому $\theta^E = \theta^H = 0$, а

$$E_{\max} = \frac{E_t ab}{2\lambda r} \left(1 + \frac{W_c}{W_p} \right).$$

Функція досягає максимального значення при $u = 0$, приймає нульове значення при $u = p\pi$, де $p = \pm 1, \pm 2, \pm 3$. З умов $0.5kb \sin \theta_{0p}^E = p\pi$ і

$$0.5ka \sin \theta_{0p}^H = p\pi \text{ знаходимо } \sin \theta_{0p}^E = \frac{p\lambda}{b}; \sin \theta_{0p}^H = \frac{p\lambda}{a}.$$

Для прямокутного розкриття відносно великих розмірів ширина ДС при $p = 1$ $2\theta_0^E \approx 115^\circ \frac{\lambda}{b}$; $2\theta_0^H \approx 115^\circ \frac{\lambda}{a}$.

Ширина ДС за половинною потужністю: $2\theta_{0.5}^E \approx 51^\circ \frac{\lambda}{b}$; $2\theta_{0.5}^H \approx 51^\circ \frac{\lambda}{a}$.

Напрями максимумів бічних пелюсток знаходяться з екстремумів функції $F(u) = \sin u/u$, які з'являються, коли узагальнений кутовий аргумент задовольняє рівняння $u_{mp} = \text{tg } u_{mp}$. Розв'язок цього трансцендентного рівняння для максимуму першої пелюстки дає значення узагальненого кутового аргументу, рівного $u_{m1} = 1.4029\pi$.

Діюча площа розкриття, $S_\delta = S$, тобто, діюча площа при однорідному розподілі амплітуди і фази тангенціальних складових напруженості поля в площині розкриття дорівнює геометричній площі.

Коефіцієнт використання площі дорівнює одиниці, а КСД

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} S.$$

Лекція № 10

Тема лекції: **КРУГЛИЙ РОЗКРИВ З ОДНОРІДНИМ ФАЗОВО-АМПЛІТУДНИМ РОЗПОДІЛОМ ТАНГЕНЦІАЛЬНИХ СКЛАДОВИХ.**

План лекції

1. Круглий розкрив з однорідним фазово-амплітудним розподілом тангенціальних складових.

Зміст лекції

В кожній точці розкриву з однорідним розподілом тангенціальні складові напруженості електричного і магнітного полів характеризуються однією й тією ж амплітудою, однією й тією ж фазою. Розглянемо круглий розкрив радіуса a . В полярній системі положення елемента розкриву описується координатами: радіусом ρ та кутом φ_s . Площа його дорівнює $dS = \rho d\rho d\varphi_s$.

Після додаткових перетворень отримуємо напруженість поля випромінювання круглого розкриву при $\dot{E}_s = E_t = \text{const}$

$$\dot{E} = i \frac{E_t}{2\lambda r} (1 + \cos\theta) e^{-ikr} \int_{\rho=0}^a \int_{\varphi_s=0}^{2\pi} e^{ik\rho \sin\theta \cos(\varphi - \varphi_s)} \rho d\rho d\varphi_s.$$

Отриманий інтеграл можна виразити за допомогою функції Бесселя

$$\dot{E} = i \frac{E_t \pi a^2}{2\lambda r} (1 + \cos\theta) \frac{2J_1(ka \sin\theta)}{ka \sin\theta} e^{-ikr},$$

де $J_1(u)$ – функція Бесселя першого порядку від узагальненої кутової координати: $u = ka \sin\theta$.

Характеристика спрямованості, як і для прямокутного розкриву, є добутком двох співмножників. При відносно великих розкривах напрямлені властивості визначаються множителем системи

$$F(\theta) = \frac{2J_1(ka \sin\theta)}{ka \sin\theta}.$$

Ширина ДС за нулями дорівнює $2\theta_0 \approx 140^\circ \frac{\lambda}{2a}$.

Ширину ДС за половинною потужністю визначають за формулою $2\theta_{0.5} \approx 58.5^\circ \frac{\lambda}{2a}$.

Діюча площа як і у випадку прямокутного розкриву з однорідним розподілом дорівнює геометричній площі.

Лекція № 11

Тема лекції: ПРЯМОКУТНИЙ РОЗКРИВ З НЕРІВНОМІРНИМ АМПЛІТУДНИМ РОЗПОДІЛОМ. ВПЛИВ ФАЗОВОГО РОЗПОДІЛУ НА ПОЛЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

План лекції

1. Прямокутний розкрив з нерівномірним амплітудним розподілом.

Зміст лекції

Розглянемо розподіл амплітуди за косинусоїдним законом, який зустрічається досить часто. Наприклад, випромінювання відкритого кінця прямокутного хвилеводу.

Прийmemo, що фаза напруженості поля в усіх точках розкриву однакова. Амплітуда напруженості поля вздовж напрямів, паралельних осі Oy , не змінюється, а вздовж напрямів, паралельних осі Ox , підкорюється залежності

$$E_y = E_m \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \text{ при } -\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2},$$

де E_m – напруженість електричного поля в точках розкриву, що знаходяться на осі Oy .

Значення напруженості поля в площині H :

$$\dot{E} = i \frac{\pi E_m a b}{4 \lambda r} \left(\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H \right) \frac{\cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta^H\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka}{2} \sin \theta^H\right)^2} e^{-ikr}.$$

У площині E , яка збігається з площиною yOz прямокутної системи координат, XC нічим не відрізняється від виразу для H .

У площині H нормовану XC визначають за формулою

$$F(\theta^H) = \frac{\pi^2}{4} \frac{\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H}{\frac{W_c}{W_p} + 1} \frac{\cos\left(\frac{ka}{2} \sin \theta^H\right)}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka}{2} \sin \theta^H\right)^2}.$$

Множник системи приймає перше нульове значення при

$$\frac{ka}{2} \sin \theta_0^H = \frac{3}{2} \pi.$$

Звідси при відносно великих розмірах розкриву отримаємо ширину ДС за нулями в площині H $2\theta_0^H \approx 172^\circ \frac{\lambda}{a}$.

Ширину ДС за половинною потужністю визначають за виразом $2\theta_{0.5}^H \approx 68^\circ \frac{\lambda}{a}$.

Головна пелюстка ДС у випадку косинусоїдного амплітудного розподілу більш широка, чим у випадку однорідного розподілу. При

рівномірному розподілі поля в розкриві задану ширину ДС можна одержати з меншими розмірами розкриву. Таким чином, внаслідок нерівномірності збудження розкриву, його геометрична площа використовується недостатньо ефективно. Ділянки розкриву з малими значеннями напруженості справляють невеликий вплив на формування ДС, що рівноцінно зменшенню площі розкриву, від якої залежить розподіл поля випромінювання в просторі.

Одночасно з розширенням головної пелюстки при опадаючому до країв розкриву амплітудному розподілі зменшується інтенсивність бічних пелюсток. При косинусоїдному розподілі тангенціальних складових рівень першої пелюстки становить $\nu_1 = -23$ дБ, тоді як при однорідному розподілі $\nu_1 = -13.2$ дБ.

Чим швидше спадає напруженість поля до країв розкриву, тим ширшою стає головна пелюстка і тим значніше падає рівень бічних пелюсток. Тому розкриви з неоднорідним амплітудним розподілом, який вибирається з умов зменшення інтенсивності бічних пелюсток до необхідного рівня, широко використовується в практиці.

Діюча площа розкриву при косинусоїдному амплітудному розподілі

$$S_o = \frac{8}{\pi^2} ab \approx 0.81S.$$

Таким чином, завдяки косинусоїдному амплітудному розподілу коефіцієнт використання площі становить 0,81.

Лекція № 12

Тема лекції: ВПЛИВ ВІДБИВАЮЧИХ ПОВЕРХОНЬ НА ВИПРОМІНЮВАННЯ АНТЕН

План лекції

1. Метод дзеркальних зображень.
2. Симетричний вібратор, розташований над поверхнею землі.
3. Несиметричний вібратор

Зміст лекції

Найбільш простим методом, що базується на ідеалізації відбиваючих поверхонь, є метод, в якому вплив відбитих хвиль враховується за допомогою *дзеркальних зображень* антен.

Фазові співвідношення коливань, що збуджують антену і її дзеркальне зображення, визначають з граничних умов.

Нехай для якого-небудь моменту часу відомі напрям струму в елементарному електричному випромінювачі, розташованому перпендикулярно площині відбиття.

Дзеркальне зображення створює таке ж поле, що і диполь. На границі поділу напруженість E визначається сумою напруженості поля E_0 та напруженості поля дзеркального зображення E'_0 . Очевидно, що на ідеально провідній площині тангенціальна складова вектора E повинна дорівнювати нулю. Тому вектор напруженості поля дзеркального зображення E'_0 необхідно так зорієнтувати, щоб тангенціальна складова вектора була спрямована в протилежну сторону в порівнянні з орієнтацією тангенціальної складової електричного поля випромінювача. Для дотримання цієї умови струм дзеркального зображення мусить бути у фазі зі струмом диполя.

У випадку горизонтального розташування елементарного електричного випромінювача граничні умови видержуються при протифазному збудженні дзеркального зображення.

У загальному випадку дзеркальні зображення можуть бути побудовані шляхом розкладання складних антен на елементарні випромінювачі.

Вплив землі на випромінювання антен часто враховується методом дзеркальних зображень. Заміна землі ідеально провідною площиною найбільш правомірна в діапазонах хвиль, довжина яких перевищує 100 м, де провідність ґрунту досить висока. В діапазоні декаметрових хвиль землю необхідно розглядати як напівпровідник. Тому використання методу дзеркальних зображень в діапазоні декаметрових хвиль приводить до помітних похибок. Більш точний метод розрахунку напруженості поля розроблений на засадах теорії відбиття плоских електромагнітних хвиль.

Якщо модуль коефіцієнта відбиття позначити через m , а фазу – через ψ , то для розрахунку напруженості поля, збуджуваного нерівноамплітудною системою двох випромінювачів можна користуватися формулою

$$f(\theta) = \left| 1 + m e^{i(kd \cos \theta - \psi)} \right| = \sqrt{1 + m^2 + 2m \cos(kd \cos \theta - \psi)}.$$

Оскільки модуль та фаза коефіцієнта відбиття залежать від електричних параметрів ґрунту, виду поляризації хвилі, кута падіння променя та довжини хвилі, то використання цього методу розрахунку дає можливість значно точніше враховувати вплив поверхні землі на випромінювання антени.

Вертикальний симетричний вібратор, піднятий на висоту h над поверхнею землі разом із дзеркальним зображенням створює синфазну систему. Відстань між випромінювачами системи $d = 2h$.

Підставляючи значення цієї відстані в формулу синфазної системи та враховуючи, що кут Δ прийнято відміряти від поверхні землі ($\Delta = 90^\circ - \theta$), отримуємо множник системи. Характеристику спрямованості вертикального симетричного вібратора в площині, яка проходить через вісь системи із врахуванням рівняння ХС симетричного вібратора при $\theta = 90^\circ - \Delta$ записуємо так:

$$f(\Delta) = \frac{\cos(kl \sin \Delta) - \cos kl}{\cos \Delta} \cos(kh \sin \Delta).$$

Як випливає з формули, форма ДС при ідеально провідному ґрунті ($\sigma = \infty$), в основному, визначається висотою підвісу h вертикального вібратора. Загальним для ДС вертикального вібратора, підвішеного на різних висотах над ідеально провідною поверхнею, є суміщення напрямку максимального випромінювання з лінією поділу двох середовищ.

З урахуванням скінченної провідності ґрунту $\sigma \neq \infty$ множник системи описується формулою

$$f(\theta) = \left| 1 + m e^{i(kd \cos \theta - \psi)} \right| = \sqrt{1 + m^2 + 2m \cos(kd \cos \theta - \psi)}.$$

Так, при $\Delta = 0$ модуль коефіцієнта відбиття $m = 1$, а фаза коефіцієнта відбиття $\psi = \pi$, тому множник системи приймає нульове значення. Отже, замість максимального випромінювання у випадку ідеальної провідної поверхні інтенсивність випромінювання вібратора над ґрунтом із скінченної провідністю σ в напрямі поділу двох середовищ зменшиться до нуля.

Горизонтальний симетричний вібратор, розміщений на висоті h над поверхнею землі, разом з дзеркальним зображенням створює протифазну систему.

ХС антенної системи з двох випромінювачів у вертикальній площині, яку проведено через вісь вібратора, записуємо у вигляді:

$$f(\Delta) = \frac{\cos(kl \cos \Delta) - \cos kl}{\sin \Delta} \sin(kh \sin \Delta).$$

Характеристику спрямованості вібратора у вертикальній площині, яка перпендикулярна осі вібратора, визначають за формулою

$$F(\Delta) = \sin(kh \sin \Delta).$$

Вид ДС в цій площині не залежить від напрямлених властивостей самого вібратора і повністю визначається висотою підвісу вібратора.

Вібратор, в якого плечі відрізняються розмірами та формою, називається *несиметричним*. В багатьох випадках роль одного плеча вібратора виконує земля або яка-небудь металева поверхня.

З аналізу симетричного вібратора випливає, що в площині симетрії, проведеної перпендикулярно осі вібратора, тангенціальні складові вектора напруженості електричного поля дорівнюють нулю. Отже, площина симетрії еквіпотенціальна і її потенціал дорівнює нулю. Тому площина симетрії вібратора може бути суміщена з нескінченно тонкою ідеально провідною площиною, що не внесе ніяких змін в розподіл електромагнітного поля. Очевидно, що тепер одну з половин симетричного вібратора можна відкинути і зберегти структуру поля в півпросторі, де залишилося плече вібратора. Таким чином, здійснено перехід від симетричного вібратора до несиметричного, розташованого на провідній поверхні.

У зв'язку з тим, що поле несиметричного вібратора у верхньому півпросторі розподіляється так, як і поле симетричного вібратора, ХС у вертикальній площині можна описати виразом:

$$f(\Delta) = \frac{\cos(kl \sin \Delta) - \cos kl}{\cos \Delta}.$$

Вигляд ДС повністю визначається відносною довжиною симетричного вібратора.

Потужність випромінювання несиметричного вібратора дорівнює потужності випромінювання симетричного вібратора в одному півпросторі, тобто половині потужності випромінювання симетричного вібратора.

Лекція № 13

Тема лекції: СИМЕТРИЧНИЙ ВІБРАТОР В ПОЛІ ПЛОСКОЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ ХВИЛІ.

План лекції

1. Симетричний вібратор в полі плоскої електромагнітної хвилі.
2. Принцип взаємності в теорії приймальних антен.
3. Потужність в навантаженні приймальної антени.
4. Шумова температура антени.

Зміст лекції

Принцип дії приймальної антени відрізняється від принципу дії передавальної антени. Під дією тангенціальної складової вектора напруженості електричного поля в кожному елементі антени буде наводитися ЕРС. На відміну від передавальної антени, де прикладена ЕРС зосереджена між входними затискачами, в приймальній антені ЕРС розосереджені по всій поверхні.

У зв'язку з появою розосереджених ЕРС в приймальній антені почне протікати струм, що призведе до появи вторинного поля, збуджуваного приймальною антеною. Інтенсивність вторинного поля може бути знайдена з граничної умови: сума тангенціальних складових напруженостей первинного та вторинного полів на поверхні антени повинна дорівнювати нулю. Таке вторинне поле – поле перевипромінювання, характерне для антени, що працює в режимі приймання.

Знайдемо ЕРС на затискачах симетричного вібратора, розміщеного в полі плоскої хвилі. В загальному випадку площина поляризації падаючої хвилі не збігається з площиною, яка суміщена з віссю вібратора та напрямом приходу хвилі. Площина поляризації хвилі S розміщена під кутом χ до площини вібратора.

Тангенціальна складова вектора напруженості електричного поля на поверхні вібратора

$$E_z = E' \sin \theta e^{ikz \cos \theta} = E \cos \chi \sin \theta e^{ikz \cos \theta}.$$

Електрорушійна сила в елементі dz

$$d\mathcal{E}_{z1} = E \cos \chi \sin \theta e^{ikz \cos \theta}$$

$$d\mathcal{E}_{z2} = E \cos \chi \sin \theta e^{-ikz \cos \theta}.$$

Сума ЕРС, наведених в елементі dz

$$d\mathcal{E} = d\mathcal{E}_{z1} + d\mathcal{E}_{z2} = E \cos \chi \sin \theta (e^{ikz \cos \theta} + e^{-ikz \cos \theta}) = 2E \cos \chi \sin \theta \cos(kz \cos \theta) dz.$$

Визначимо напругу на затискачах, яка виникає внаслідок появи ЕРС в елементі dz , використовуючи *принцип взаємності*: ЕРС $\dot{\mathcal{E}}_1$, що підведена до входу лінійного пасивного чотириполюсника, спричиняє такий струм $\dot{I}_2$ на виході, як і струм $\dot{I}_1$ на вході при підведенні тієї ж ЕРС $\dot{\mathcal{E}}_2$ до виходу чотириполюсника. Тобто $\frac{\dot{\mathcal{E}}_1}{\dot{I}_2} = \frac{\dot{\mathcal{E}}_2}{\dot{I}_1}$.

У випадку симетричного вібратора: ЕРС $d\dot{\mathcal{E}}_A$, яка підводиться до вхідних затискачів симетричного вібратора, спричиняє в елементі dz струм $\dot{I}_z$, ЕРС $d\dot{\mathcal{E}}_z$, що наявна в елементі dz , спричиняє струм на затискачах $\dot{I}_A$:

$$\frac{d\dot{\mathcal{E}}_A}{\dot{I}_z} = \frac{d\dot{\mathcal{E}}_z}{\dot{I}_A}.$$

$$\text{Звідси } d\dot{\mathcal{E}}_A = \frac{\dot{I}_z}{\dot{I}_A} d\dot{\mathcal{E}}_z.$$

Відношення струму $\dot{I}_z / \dot{I}_A$ є функція розподілу струму

$$f(z) = \frac{\dot{I}_z}{\dot{I}_A} = \frac{\sin k(l-z)}{\sin kl}.$$

Повна ЕРС на затискачах вібратора:

$$\mathcal{E}_A = \frac{E\lambda \cos\chi}{\pi \sin kl} \frac{\cos(kl \cos\theta) - \cos kl}{\sin \theta}.$$

Діюча довжина

$$l_o = \frac{\lambda}{\pi} \frac{1 - \cos kl}{\sin kl}.$$

Для симетричного вібратора максимум ненормованої ХС

$$f_{\max}(\theta) = 1 - \cos kl.$$

Нормована ХС симетричного вібратора

$$F(\theta) = \frac{\cos(kl \cos\theta) - \cos kl}{\sin \theta (1 - \cos kl)}.$$

ЕРС на затискачах

$$\mathcal{E}_A = E l_o \cos\chi F(\theta).$$

Таким чином, ЕРС на затискачах симетричного вібратора, розміщеного в полі плоскої електромагнітної хвилі, визначається параметрами антени (діючою довжиною та нормованою ХС), значенням напруженості електричного поля, а також орієнтацією вектора напруженості електричного поля відносно вібратора.

Використання принципу взаємності можливе за умов, що характеристики антен та середовища, в якому поширюються електромагнітні хвилі, не залежать від струмів, напруг та інтенсивності електромагнітного поля. Крім того, середовище мусить бути ізотропним.

Принцип взаємності в теорії приймальних антен: відношення ЕРС $\dot{\mathcal{E}}_1$ на затискачах першої антени до струму $\dot{I}_{n_2}$, наведеному в другій антені полем першої антени, при незмінному положенні антен дорівнює відношенню ЕРС $\dot{\mathcal{E}}_2$ на затискачах другої антени до струму $\dot{I}_{n_1}$, що наводиться в першій антені полем другої антени: $\frac{\dot{\mathcal{E}}_1}{\dot{I}_{n_2}} = \frac{\dot{\mathcal{E}}_2}{\dot{I}_{n_1}}.$

Потужність, що виділяється в навантаженні

$$P = P_{\max} F^2(\theta, \varphi) \rho a_{\text{пол}}.$$

Умовами видачі максимальної потужності є

1) суміщення напрямку максимуму приймання хвилі з напрямом її приходу ($F_{\max}(\theta, \varphi) = 1$). Таким чином, зміною кутового положення осі чи розкриву антени (повороту її ДС) можна досягти збільшення потужності в навантаженні.;

2) узгодження вхідного опору антени з опором навантаження ($\rho = 1$).
 $Z_A = Z_H^*$ або $R_A = R_H$; $X_A = -X_H$;

3) повного поляризаційного узгодження антени з електромагнітною хвилею, що приймається ($a_{\text{пол}} = 1$).

Часто якість функціонування окремих трактів приймальної системи оцінюють відношенням потужності корисного сигналу до потужності завад. Джерелами завад є грозові, космічні, індустриальні випромінювання, випромінювання радіостанцій, теплові шуми.

Формула для розрахунку *шумової температури антени*:

$$T_A = \frac{D}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} T_c(\theta, \varphi) F^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi.$$

У випадку, якщо ефективна температура середовища в межах ширини ДС не залежить від кутових координат $T_A = T_c$.

Розподіл ефективної температури $T_c(\theta, \varphi)$ залежить від діапазону хвиль та положення джерел шумового випромінювання. На низьких частотах переважають атмосферні і індустриальні завади, в діапазоні НВЧ – космічні і теплові завади.

Лекція № 14

Тема лекції: СИМЕТРИЧНІ ВІБРАТОРНІ АНТЕНИ.

План лекції

1. Симетричний вібратор.
2. Шлейф-вібратор.
3. Диполь Надененко.
4. Біконічний вібратор.

Зміст лекції

Основною засадою на якій будуються антени цієї групи, є теорія симетричного вібратора.

Симетричний вібратор. Симетричний вібратор широко застосовується в діапазонах декаметрових, метрових та дециметрових хвиль. При роботі на одній довжині хвилі найбільш часто використовується півхвильовий вібратор. В декаметровому діапазоні такий вібратор виконують з тонкого дроту і підвішують переважно горизонтально за допомогою ізоляторів на щоглах. Його характеристика спрямованості (ХС) в горизонтальній і вертикальній площинах було показано раніше. Як правило, висоту підвісу вібратора вибирають таким чином, щоб напрям максимального випромінювання збігався з оптимальним напрямом поширення радіохвиль для даної лінії радіозв'язку. З метою спрощення конструкції вібратора в деяких випадках використовується шунтове живлення

Шлейф-вібратор (Пістолькорса). Найчастіше шлейф-вібратор використовується як півхвильовий вібратор ($2l = \lambda/2$). Стрижні вібратора (верхній та нижній) в загальному випадку можуть мати різні діаметри. Шлейф-вібратор можна розглядати як систему двох випромінювачів, які розташовані близько один від одного. Діаграма спрямованості шлейф-вібратора така ж, як і у симетричного вібратора.

Диполь Надененко. Вимоги до діапазонних антен:

1. В робочому діапазоні частот напрям максимального випромінювання мусить залишитися незмінним.

2. В робочому діапазоні частот вхідний опір антени повинен не змінюватись або ж його зміни повинні бути обмежені таким чином, щоб узгодження антени з фідером було задовільним без настроювання. Практично потрібно, щоб зміни вхідного опору антени не призводили до падіння коефіцієнта біжучої хвилі (КБХ) в фідері нижче 0,3...0,5.

В 1936 році С.І. Надененко запропонував симетричний вібратор зі зниженим хвильовим опором. При збільшенні діаметру проводу збільшується погонна ємність, внаслідок чого знижується хвильовий опір. Виконуючи плечі вібратора в вигляді металевих циліндрів великого діаметра, можна істотно знизити хвильовий опір антени і зменшити коливання вхідного опору при зміні частоти. Враховуючи те, що маса такої конструкції та вітрове навантаження на антену зростають, запропоновано плечі вібратора виконувати не суцільними, а з 6-8 дротів, які натягуються вздовж твірної циліндра.

У біконічному вібраторі до вершин конусів приєднується симетричний фідер. З аналізу біконічної антени нескінченної довжини випливає, що її вхідний опір дорівнює хвильовому опорі. Вхідний опір вібратора обмеженої довжини може відрізнитися від хвильового опору. Зі зміною довжини хвилі вхідний опір антени також змінюється і приймає комплексний характер.

ХС біконічного вібратора залежить від відношення l/λ . При малих значеннях l/λ ДС наближається до ДС електричного диполя. Напрями нулів випромінювання збігаються з віссю антени. Зростання відношення l/λ приводить до зміни форми пелюсток ДС. Напрямок максимального випромінювання залишається незмінним – перпендикулярним осі антени в більш широкому діапазоні, чим у тонких вібраторів. На відміну від ДС тонких вібраторів, навіть при l/λ більше одиниці в ДС антени не з'являються додаткові напрями нулів випромінювання.

Лекція № 15

Тема лекції: **НЕСИМЕТРИЧІ ВІБРАТОРИ.**

План лекції

1. Т- і Г-подібні антени.
2. Діско-конусна антена.

Зміст лекції

Несиметричні вібратори використовуються як випромінювачі на всіх довжинах хвиль. В кілометровому та гектометровому діапазонах це основні типи приймальних та передавальних антен. Характерною особливістю антен таких діапазонів є дуже мала відносна довжина вібратора ($l / \lambda \ll 1$). Конструкції несиметричних вібраторів середніх та низьких частот істотно відрізняються від вібраторів, довжина яких дозволяє працювати на власних частотах ($l/\lambda \approx 0,25$).

В діапазонах гектометрових та більш довгих хвиль широко застосовуються вертикальні несиметричні вібратори з навантаженням, яке виконується як система горизонтально розташованих проводів: *Т-подібна антена, Г-подібна антена.*

В коротких антенах горизонтальна частина практично не випромінює електромагнітних хвиль. Це пов'язано з тим, що струми провідності в горизонтальній частині, проходячи через навколишній простір як струми зміщення на землю чи екран, на якому встановлюється антена, протікають в землі (екрані) вже в зворотному напрямі до генератора.

Короткі антени в діапазонах низьких та дуже низьких частот мають невеликий опір випромінювання та значний опір втрат, основною складовою якого є опір заземлення. Але навіть при ретельному виготовленні антени та розгалуженій системі заземлення ККД коротких антен в кращих випадках досягає (10-30)%.

Діско-конусна антена. Живиться діско-конусна антена за допомогою коаксіальної лінії. Коефіцієнт біжучої хвилі (КБХ) в фідері, починаючи з певної довжини хвилі різко зростає. Найбільша довжина хвилі, при котрій $\text{КБХ} = 0,5$ як і в біконічного вібратора, зветься граничною довжиною хвилі $\lambda_{\text{гр}}$. Значення граничної довжини хвилі залежить від довжини твірної конуса $\lambda_{\text{гр}} \approx 3,6 l$. При збільшенні кута ψ діапазон робочих хвиль розширюється в сторону коротких хвиль.

В горизонтальній площині діско-конусна антена ненапрявлена. В вертикальній площині діаграма спрямованості в низькочастотній частині робочого діапазону така ж як і в короткого симетричного вібратора. З ростом частоти напрям максимального випромінювання відхиляється від площини диска, трохи наближуючись до поверхні конуса.

Лекція № 16

Тема лекції: ДРОТОВІ АНТЕНИ З БІЖУЧОЮ ХВИЛЕЮ СТРУМУ.

План лекції

1. Дротові антени з біжучою хвилею струму.
2. Ромбічна антена.

Зміст лекції

Загальна риса антен з біжучою хвилею струму полягає в тому, що дріт або система дротів навантажуються узгодженими опорами. В антені виникає біжуча хвиля, котра характеризується лінійною залежністю фази від довжини шляху, який пробігає струм від затискачів антени до розглядуваного перерізу дроту. Найчастіше ці антени застосовуються в діапазонах декаметрових, гектометрових та кілометрових хвиль. Найбільш поширені з них антени Бевереджа (гектометровий та кілометровий діапазони) і ромбічна антена (декаметровий та гектометровий діапазони).

Ромбічна антена. Переважно антена використовується в декаметровому діапазоні хвиль, хоча почасти її можна застосовувати і в гектометровому діапазоні. Антену можна розглядати як двопровідну лінію, сторони якої спочатку розходяться в горизонтальній площині, а потім сходяться і навантажуються на опір, що дорівнює хвильовому.

Якщо до входу такої лінії підвести ЕРС, то в проводах встановиться рухома хвиля струму. В зв'язку з цим кожную із сторін ромба можна вважати проводом, що обтікається рухомою хвилею струму. Тому сторони ромба випромінюють електромагнітні хвилі, а головні пелюстки ДС таких випромінювачів будуть знаходитися під деяким кутом θ_m до осі проводу.

ХС такого випромінювача описується виразом

$$f(\theta) = \sin \theta \frac{\sin \left[\frac{kL}{2} (1 - \cos \theta) \right]}{1 - \cos \theta},$$

де кут θ відраховується від осі проводу. Напрямок максимального випромінювання $\theta_m \approx \sqrt{\frac{\lambda}{l}}$.

ККД антени низький, тому що поглинання потужності живлення антени в опорі навантаження досягає (30-40)%. Робочий діапазон хвиль складає $(0,8-2,5)\lambda_0$. Сторони ромба виконують з двох проводів, які розходяться, починаючи від гострого кута в вертикальній площині. Така конструкція сторін забезпечує постійність хвильового опору в перерізах ромба, перпендикулярних великій діагоналі.

Головною перевагою антени є добре узгодження з двопровідним фідером в робочому діапазоні частот.

Недоліком антени є низький ККД, погана ДС (значна частина потужності випромінювання припадає на бічні пелюстки) та велика площа, яку займає антена.

Лекція № 17

Тема лекції: РАМКОВІ АНТЕНИ.

План лекції

1. Рамкові антени.
2. Кардіоїдна антена.
3. Кільцева антена.

Зміст лекції

Доволі часто як приймальна антена використовується рамка з магнітним осердям.

ЕРС на затискачах рамки, яка знаходиться в полі плоскої електромагнітної хвилі:

$$\dot{\varepsilon}_A = -i \frac{2\pi}{\lambda} \mu N S \dot{E} \cos \vartheta,$$

N – кількість витків; S – геометрична площа витка.

ХС рамкової антени $F(\theta) = \sin \theta$.

Діюча довжина рамкової антени $l_o = \frac{2\pi}{\lambda} \mu N S$.

Значення КСД в напрямі максимального випромінювання $D = 1,5$.

Опір випромінювання рамкової антени

$$R_{\Sigma}^p = 320\pi^4 \left(\frac{NS}{\lambda^2} \right)^2.$$

Кардіоїдна антена. ДС рамки має вигляд вісімки, тому при пеленгації можна помилитися на 180° в визначенні напрямку приходу радіохвилі. Щоб усунути можливість подібної помилки, використовують антенну систему, яка складається з рамки та несиметричного вібратора.

Несиметричний вібратор має в площині, яка перпендикулярна осі вібратора, ДС в вигляді кола, тому ЕРС ε_B на затискачах вібратора при його вертикальному відносно поверхні землі розміщенні не залежить від напрямку приходу хвилі. Рамка ж має ДС в вигляді вісімки, тому ЕРС на затискачах рамки, визначимо як $\varepsilon_p = \varepsilon \cos \vartheta$.

Якщо зв'язок вібратора з антенним контуром встановити так, щоб $\varepsilon_B = \varepsilon_m$, то ЕРС на затискачах антенного контуру буде дорівнювати $\varepsilon_A = \varepsilon_B + \varepsilon_p = \varepsilon_m (1 + \cos \vartheta)$.

Кільцева антена. Крім рамок з малими розмірами відносно довжини хвилі в діапазонах частот вищих 30 МГц використовуються антени, виконані в формі кільця, розміри якого сумірні довжині хвилі. Кільцеві антени мають досить високий ККД і працюють як в режимі приймання, так і в режимі випромінювання.

Щоб збільшити спрямованість випромінювання в вертикальній площі, використовують систему кільцевих антен, які розміщуються на вертикальній відносно землі осі. Тоді в горизонтальній площині матимемо ненаправлене випромінювання, а в вертикальній площині ДС буде визначатися як для лінійної антенної решітки.

Лекція № 18

Тема лекції: РУПОРНІ АНТЕНИ.

План лекції

1. Випромінювання з відкритого кінця хвилеводу.
2. Структура поля в рупорі.

Зміст лекції

Рупори являють собою хвилеводи, в яких поперечний переріз плавно розширюється. Відкритий кінець такого хвилеводу випромінює електромагнітні хвилі і називається розкритом. Якщо в прямокутному хвилеводі розширювати стінки в площині E , то отримаємо E -площинний секторійний рупор. Якщо розширювати стінки в площині H , то отримаємо H -площинний секторійний рупор. Розширюючи стінки прямокутного хвилеводу в обох площинах, створимо пірамідний рупор. В круглому хвилеводі стінки розширюються рівномірно у всіх напрямках, утворюючи конічний рупор.

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

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

Виходячи з відомого розподілу поля в розкритті, поле випромінювання визначається як сукупність полів елементів Гюйгенса, на які розбивається апертура хвилеводу (теорія апертурних антен).

Для прямокутного хвилеводу, розмір якого в площині H дорівнює a і в площині E має значення b . При живленні хвилеводу основним типом хвилі H_{10} в площині E характеристика спрямованості має вигляд

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

$$\text{а в площині } H \quad f(\theta^H) = \left(\frac{W_c}{W_p} + \cos \theta^H \right) \frac{\cos \left(\frac{ka}{2} \sin \theta^H \right)}{\left(\frac{\pi}{2} \right)^2 - \left(\frac{ka}{2} \sin \theta^H \right)^2}.$$

КСД

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

Поле випромінювання рупора, як і поле випромінювання хвилеводу, розраховується по відомому розподілу тангенціальних складових напруженостей електричного та магнітного полів в розкриві. В зв'язку з тим, що стінки рупору на відміну від стінок хвилеводу не паралельні, структура поля в рупорі буде відрізнятися від структури поля в хвилеводі. Щоб визначити структуру поля в рупорі, для спрощення задачі приймають рупор нескінченно довгим і знаходять розподіл поля з рівнянь Максвела.

Лекція № 19

Тема лекції: ЛІНЗОВІ ТА ДЗЕРКАЛЬНІ АНТЕНИ.

План лекції

1. Геометричні властивості параболічного дзеркала.
2. Методи розрахунку поля випромінювання.
3. Циліндро-параболічна антена.
4. Антена з параболічним дзеркалом.
5. Опромінювачі параболічних антен
6. Антени з керованою діаграмою спрямованості
7. Дводзеркальні антени
8. Антени з діаграмами спрямованості спеціальної форми

Зміст лекції

Поле випромінювання дзеркальних антен формується внаслідок відбиття електромагнітних хвиль від рефлектора (дзеркала). Джерелом первинних електромагнітних хвиль є опромінювач, який являє собою слабонапрявлену антену. Найбільш часто використовуються опромінювачі, що випромінюють в напрямі дзеркала хвилі з сферичним або циліндричним фазовим фронтом. При цьому розподіл поля в просторі забезпечується вибором форми дзеркала.

Дзеркальні антени досить широко використовуються в діапазонах міліметрових, сантиметрових, дециметрових та метрових хвиль. Їх застосовують в радіолокації, радіонавігації, радіотелекеруванні, радіозв'язку, радіоастрономії і т. ін. В авіаційному радіообладнанні зустрічаються дзеркальні антени від найпростіших з плоским дзеркалом до найскладніших багатодзеркальних. Широке застосування дзеркальних антен обумовлене їх надійністю, можливістю формування необхідної ДС, широкою смугою пропускання, високим ККД і т. п.

Дзеркало перетворює сферичний фронт хвилі опромінювача в плоский фронт хвилі, відбитої від дзеркала. Вважається, що розміри дзеркала відносно довжини хвилі великі. Така передумова дає можливості при дослідженні властивостей антени використати методи геометричної оптики.

Рівняння профілю дзеркала в полярній системі координат $\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi}$. В прямокутній системі рівняння параболи матиме вигляд $x^2 = 4fz$.

Ширина розкриття дзеркала $L^2 = 16fh$. Фокусна відстань $f = \frac{L}{4} \operatorname{ctg} \frac{\psi_0}{2}$.

Для наближеного розрахунку поля випромінювання дзеркальних антен найбільш широко використовують два методи: метод поверхневих струмів і апертурний метод.

ДС *циліндро-параболічної антени* можна розраховувати апертурним методом по прямокутному розкритті з синфазним розподілом поля. Амплітудний розподіл поля знаходимо із таких міркувань. Якщо вздовж опромінювача інтенсивність не змінюється, то і амплітудний розподіл в розкритті в напрямі паралельному осі циліндра буде однорідним. В площині,

перпендикулярній осі опромінювача, на амплітудний розподіл впливають напрямлені властивості опромінювача і особливості дзеркала.

Опомінювачі циліндро-параболічних антен найчастіше виготовляють в вигляді лінійних решіток, елементами яких можуть бути електричні вібратори або щілинні випромінювачі.

Антену з дзеркалом, конфігурація якого є параболоїдом обертання, в подальшому для лаконічності будемо називати параболічною антеною. В фокусі параболоїда обертання розміщують опромінювач, який випромінює електромагнітні хвилі зі сферичним фронтом. ДС параболічної антени розраховується апертурним методом по круговому розкриву з синфазним збудженням, який розглядається як сукупність елементів Гюйгенса. Амплітудний розподіл в площині розкриву знаходиться подібним способом, що і для циліндро-параболічної антени.

Опромінювачі параболічних антен повинні задовольняти такі вимоги:

1. Випромінювання опромінювача мусить бути спрямованим в бік дзеркала. Це виключає інтерференцію відбитих від дзеркала променів з променями опромінювача.

2. ДС опромінювача повинна бути осесиметричною і мати мінімальний рівень бічних пелюсток. Інтенсивність опромінення повинна бути максимальною в центрі дзеркала і повільно спадати до країв. За межами дзеркала інтенсивність випромінювання опромінювача при збільшенні кута ψ мусить швидко зменшуватись до нуля. Така ДС опромінювача дає можливість отримати високу ефективність антени.

3. Фронт хвилі поля опромінювача повинен бути сферичним з точковим фазовим центром, положення якого не залежало б від напрямку випромінювання. Якщо ця вимога не виконується, то порушується синфазність поля в розкритті дзеркала.

4. Тіньовий ефект опромінювача повинен бути мінімальним, тобто площу вузлів та деталей опромінювача, які перекривають випромінювання дзеркала, необхідно зводити до мінімуму. Велика площа опромінювача деформує ДС антени.

5. Опромінювач мусить випромінювати задану потужність без перенапруження і пропускати необхідну смугу частот, тому що робочий діапазон хвиль дзеркальної антени визначається частотними властивостями опромінювача.

При огляді простору за допомогою радіолокаційних станцій; спостереженні за випромінюванням антен, що встановлені на супутниках; при наведенні рухомих об'єктів на заздалегідь визначені траєкторії та багатьох інших випадках необхідно змінювати в просторі положення ДС або ж напрям максимального випромінювання антени. Коли швидкість зміни напрямку максимального випромінювання невелика, то поворот ДС можна здійснювати за рахунок зміни положення всієї антени. Але такий спосіб непридатний, якщо необхідна велика швидкість зміни положення ДС. Неможливо також зміщувати положення антени, коли її розміри дуже великі

(існують дзеркальні антени, в яких розміри дзеркала становлять декілька сотень метрів).

В останні роки все частіше застосовуються *багатодзеркальні антени*. Це пояснюється передусім більш широкими можливостями багатодзеркальних антен в формуванні ДС, а також спрощенням конструкції фідерного тракту опромінювача.

В однодзеркальній антені задана ДС формується за рахунок поверхні дзеркала і амплітудно-фазової характеристики спрямованості опромінювача. В багатодзеркальних антенах з появою додаткових відбиваючих поверхонь відкриваються нові важелі впливу на амплітудний і фазовий розподіл поля в розкритті. При цьому опромінювач може розміщуватись біля вершини основного дзеркала, що скорочує довжину фідера, спрощує конструкцію опромінювача, зменшує осьову довжину антени.

В деяких випадках необхідно, щоб випромінювання було гостронаправленим в одній площині і розподілялось в просторі спеціальним способом в іншій площині. Так, наприклад, в радіолокаційних станціях колового огляду, а також в літакових радіолокаторах, що застосовуються для орієнтації по наземним об'єктам, використовуються антени з косекансною ДС в вертикальній площині. Форма такої ДС впливає з умови рівномірного опромінювання об'єктів, що знаходяться на різних похилистих віддалях від антени.

Лекція № 20

Тема лекції: **ТУРНІКЕТНА ТА СПІРАЛЬНА АНТЕНИ.**

План лекції

1. Антени з обертовою поляризацією.
2. Турнікетна антена.
3. Спіральна антена.

Зміст лекції

Антени з обертовою поляризацією поля найчастіше використовуються в тих випадках, коли важко забезпечити стаке положення площини поляризації електромагнітної хвилі. Так поляризація хвилі, що випромінюється антеною, яка встановлена на літальному апараті, буде залежати від положення останнього. При еволюціях літака змінюється орієнтація бортової антени в просторі і тому площина поляризації також буде змінювати своє положення. Тому для забезпечення більш надійного зв'язку доцільно використовувати антени з обертовою поляризацією.

В радіолокації антени з обертовою поляризацією поля використовують для забезпечення високого контрасту зображення хвилі на фоні завад, які створюються атмосферними опадами (гідрометеорами). Антени з обертовою поляризацією поля використовуються також і в космічному радіозв'язку, радіонавігації, телекеруванні, телеметрії і інших галузях радіотехніки.

Турнікетна антена складається з двох взаємно перпендикулярних симетричних вібраторів, довжини плеч яких задовольняють нерівність $l \leq 0,25\lambda$. Характеристика спрямованості таких вібраторів може бути з достатньою точністю описана функцією $\sin\theta$, де кут θ відраховується від осі випромінювача. Таку ж ХС має електричний диполь.

Турнікетну антену виконують з двох взаємно перпендикулярних півхвильових вібраторів. Для забезпечення необхідного фазового зсуву між струмами живлення вібраторів довжину фідера від точок *ав* до затискачів вібратора 2 беруть на чверть довжини хвилі більшу відрізка від точок *ав* до затискачів випромінювача 1. Така антена в площині розташування вібраторів є ненапрявленою і випромінює хвилі лінійної поляризації, в напрямі нормалі до площини розташування вібраторів антена випромінює хвилі з коловою поляризацією. У всіх інших напрямках випромінюються еліптично поляризовані хвилі.

В діапазонах сантиметрових, дециметрових і метрових хвиль застосовують *спіральні антени*. Конструктивно такі антени мають вигляд спіралі, один кінець якої вільний, а другий приєднується до центрального провідника коаксіального кабеля. Зовнішня оболонка кабеля приєднується до диска, який служить противагою антени. Крім того, диск виконує функцію рефлектора, оскільки зменшує випромінювання в задній півпростір. Циліндрична спіральна антена характеризується довжиною витка L , діаметром витка $2a$, кроком обмотки спіралі S і числом витків n . Очевидно, що довжина антени $l = nS$.

При збудженні антени в спіралі виникають хвилі різних типів. Хвилі в спіралі позначають символом T_q , де q - кількість довжин хвиль, які вміщуються на одному витку. Хвиля T_0 поширюється з фазовою швидкістю, що дорівнює швидкості світла c , і існує в спіралі з малою довжиною витка, яка задовольняє умову $\frac{L}{\lambda} < \frac{L}{\lambda_{\min}}$, де $\frac{L}{\lambda_{\min}} = \frac{\cos \alpha}{1 - \sin \alpha}$; α - кут піднесення спіралі.

З розгортки витка, яка зображена на рис. 15.3, б, випливає, що $\alpha = \arctg \frac{S}{2\pi a}$.

Хвиля T_0 відбивається від кінця спіралі і поширюється в зворотному напрямі з тією ж фазовою швидкістю. Коли задовольняється умова, коефіцієнт згасання цієї хвилі малий і її амплітуда вздовж спіралі майже не змінюється, що викликає появу стоячих хвиль. При цьому характер випромінювання антени такий, як випромінювання несиметричного вібратора, або рамки. Тому таку спіральну антену називають антеною з ненапрямленим випромінюванням.

Поряд з хвилею T_0 поширюється хвиля T_1 , фазова швидкість якої менша швидкості світла і залежить від відношення L/λ .

При зростанні частоти коливань ($L/\lambda > 1$) в спіралі виникають вищі типи хвиль T_2 , T_3 тощо. Такий режим живлення спіралі супроводжується конічним випромінюванням, який практично не використовується.

Найбільше значення має режим осьового випромінювання, який існує за умови, що $0,25\lambda \leq 2a \leq 0,45\lambda$.

Спіральна антена в режимі осьового випромінювання може розглядатися як сукупність n витків, які розташовані на одній осі і по яким протікає біжуча хвиля струму. Не дивлячись на те, що виток спіралі розміщується не в одній площині, його характер випромінювання дуже близький до характеру випромінювання плоского витка – кільцевої антени з біжучою хвилею струму.

Лекція № 21

Тема лекції: РУПОРНІ АНТЕНИ З ОБЕРТОВОЮ ПОЛЯРИЗАЦІЄЮ ПОЛЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ.

План лекції

1. Рупорні антени з обертовою поляризацією поля випромінювання.

Зміст лекції

Рупорна або ж хвилеводна антена з обертовою поляризацією поля будується з використанням принципу дії турнікетної антени, тобто розкрив антени збуджується двома хвилями, площини поляризації яких взаємно перпендикулярні, а напруженості зсунуті по фазі на 90° . Отже, для отримання обертової поляризації необхідно, насамперед, в прямокутному хвилеводі створити одночасно хвилі типу H_{10} і H_{01} , а в круглому хвилеводі дві хвилі H_{11} з взаємно перпендикулярною поляризацією.

Для одночасного збудження двох типів хвиль можна використати несиметричний вібратор в хвилеводі, вісь якого збігається з діагоналлю поперечного перерізу. При квадратному перерізі хвилеводу коефіцієнт перекриття по діапазону не перевищує 1,4. Більш широкосмуговим є збуджувач у вигляді щілини на торці хвилеводу. Коефіцієнт перекриття по діапазону може досягати 2,8. Змінюючи кут нахилу щілини можна змінювати відношення амплітуд хвиль H_{10} і H_{01} . Потенційно такі ж властивості має збуджувач у вигляді прямокутного хвилеводу). Але в перерізі, в якому з'єднується прямокутний хвилевод з квадратним, виникає значна неоднорідність, що звужує смугу робочих частот. Щоб усунути неоднорідність, використовують плавний перехід від прямокутного до квадратного хвилеводу.

Фазовий зсув між двома отриманими хвилями забезпечується за допомогою поляризаційних секцій, побудованих на використанні залежності фазової швидкості поширення хвиль від орієнтації площини поляризації. Такі поляризаційні секції створюють або на відрізках хвилеводу, або ж в рупорі.

Ребра в рупорі впливають на горизонтально поляризовану хвилю H_{01} . Для цієї хвилі зменшується розмір розкриву до відстані між вершинами ребер, що викликає розширення ДС в горизонтальній площині. Встановлюючи приблизно однакові ширини ДС для обох складових поля, можна досягти більш рівномірної поляризаційної ДС, тобто зменшити відхилення коефіцієнта еліптичності від 1 при зміні координатного кута.

Лекція № 22

Тема лекції: ТРІЙНИКИ. КІЛЬЦЕВИЙ ТА КВАДРАТНИЙ МОСТИ.

План лекції

1. Трійники.
2. Кільцевий міст.
3. Квадратний міст.
4. Хвилеводно-щілинний міст.

Зміст лекції

В пристроях НВЧ широко використовуються вузли, в яких зчленовуються три або чотири лінії передачі. Їх називають триплечими, чотириплечими пристроями, або шести чи восьмиполюсниками. Отже, до багатоплечих пристроїв віднесено такі пристрої, у яких кількість плеч більша ніж два плеча.

Багатоплечі пристрої служать для відгалуження потужності, складання і поділу сигналів, вимірювань, комутації хвилеводних трактів і як елементи складних двоплечих пристроїв. Оскільки розглядаються пасивні взаємні багатополіусники, то втрат потужності в цих пристроях немає, тобто їх матриця розсіяння унітарна і симетрична. Для побудови багатоплечих пристроїв використовують металеві порожнисті хвилеводи, коаксіальні лінії, смужкові лінії, діелектричні хвилеводи.

В прямокутному металевому хвилеводі при збудженні хвилі основного типу H_{10} виділяють площину E , яка проходить через поздовжню вісь хвилеводу і вектор E , а також площину H , яка проходить через вісь хвилеводу і вектор H . При аналізі відгалужень чи з'єднань хвилеводів необхідно звертати увагу, в якій площині виконані відгалуження. Точку перетину осей з'єднаних хвилеводів називають центром з'єднання. Площини відліку фаз в кожному з плеч, якщо особливості аналізу не вимагають іншого підходу, вибирають на відстані половини довжини хвилі в хвилеводі від центра з'єднання, тому довжина шляху між площинами відліку в будь-яких двох плечах буде дорівнювати довжині хвилі, що відповідає різниці фаз 360° .

Трійниками називають триплечі пристрої, в яких зчленовуються три лінії передачі. Якщо трійник виконаний на двопровідній лінії, тобто якщо симетрична *двопровідна лінія*, що працює на низьких частотах, розгалужується на дві лінії, то вхідний опір лінії легко визначити по характеристикам розгалужень і їх навантаженням. Конструкція і вид з'єднання основної лінії з її розгалуженнями мають другорядне значення. Коли ж *хвилеводна лінія* розгалужується, то її вхідний опір істотно залежить як від характеристик гілок, так і від геометрії зчленування.

Кільцевий міст можна побудувати на хвилеводах, двопровідних лініях передачі, коаксіальних лініях, смужкових лініях і т.ін. Конструкція кільцевого моста представляє собою замкнену на себе лінію передачі довжиною $1.5 \Lambda_0$, в якій через три інтервала в $0.25 \Lambda_0$ приєднуються чотири плеча.

Квадратний міст виконують на лініях передачі різних типів. Схема його представляє собою квадрат з чвертьхвильових відрізків ліній передачі, в

вершинах якого (точках з'єднання ліній) підключені чотири плеча. При використанні коаксіальних ліній, смужкових ліній, або металевих хвильоводів з H – трійниками еквівалентна схема складається з паралельних з'єднань двопровідних ліній. Еквівалентна схема квадратного моста, побудованого на відрізках хвильовода з E – трійниками, є послідовним з'єднанням двопровідних ліній.

Хвильоводний щілинний міст представляє собою два прямокутних хвильоводи, зв'язаних між собою щілиною в спільній вузькій стінці. Особливості моста полягають в тому, що в узгодженому пристрої при надходженні хвилі типу H_{10} в плече 1 її потужність ділиться порівну між плечима 2 і 4. При цьому хвиля в плечі 4 відстає по фазі від хвилі в плечі 2 на 90° . Плечі 1 і 3 будуть розв'язані між собою. Внаслідок геометричної симетрії пристрою подібний поділ потужності в вихідних плечах буде і при виборі будь – якого іншого плеча як вхідного.

Лекція № 23

Тема лекції:
ФАЗООБЕРТАЧІ.

СПРЯМОВАНІ

ВІДГАЛУДЖУВАЧІ.

План лекції

1. Параметри спрямованих відгалуджувачів.
2. Спрямований відгалуджувачі на хвильоводах.
3. Спрямовані відгалуджувачі на смужкових лініях.
4. Фазообертачі.

Зміст лекції

Спрямованим відгалуджувачем називають восьмиполіусник, який напрямлено відгалуджує з високочастотного тракту електромагнітну енергію падаючої або відбитої хвилі. Конструктивно він складається з двох відрізків ліній передач, зв'язаних між собою. Одна з цих ліній є первинною, інша вторинною. З такого визначення випливає, що при узгоджених плечах восьмиполіусника відгалуджувана потужність виділяється тільки в одному плечі вторинної лінії, а друге плече вторинної лінії буде розв'язане з вхідним плечем первинної лінії. Тому ідеальний спрямований відгалуджувач представляє собою пасивний, взаємний, безвтратний восьмиполіусник, в якому всі плечі внутрішньо узгоджені і який обов'язково має при узгоджених навантаженнях повністю розв'язаних дві пари плеч. Спрямовані відгалуджувачі використовують для поділу потужності в трактах НВЧ, для відбору потужності з ліній передач з метою контролю режиму роботи, вимірювання прохідної потужності, вимірювання коефіцієнтів відбиття та опорів навантаження і т.ін.

В залежності від того, які плечі розв'язані, розрізняють сунапрявлені і протинапрявлені спрямовані відгалуджувачі.

В сунапрявлених відгалуджувачах хвиля, що надходить в плече 1, в певному співвідношенні потужностей розділяється на дві хвилі, які проходять в плечі 2 і 4 при незмінному напрямі поширення хвиль – зліва направо. Якщо електромагнітну хвилю підвести до плеча 2, то вона після відповідного поділу проходить в плечі 1 і 3, зберігаючи незмінним напрям поширення.

В протинапрявленому відгалуджувачі потужність хвилі, що надходить в плече 1, розділяється в певному співвідношенні між плечима 2 і 3. Отже, хвиля, яка поступає в плече 3, буде поширюватися в зворотному напрямі. Такий же характер поширення хвиль буде і при живленні плеча 2. В цьому випадку після розгалуження хвилі приходять в плече 1 в прямому напрямі, а в плече 4 – в зворотному напрямі до напрямі поширення хвилі у вхідному плечі.

Властивості спрямованих відгалуджувачів характеризуються параметрами, які пов'язані з елементами матриці розсіяння. До основних параметрів відносяться робоче згасання в первинній лінії, перехідне ослаблення між первинною і вторинною лініями, розв'язка, напрямленість, коефіцієнт поділу потужностей, фазові співвідношення напруг в вихідних плечах, смуга пропускання, узгодження плеч відгалуджувача з лініями передачі.

Напрявлене відгалужування потужності в хвильоводних пристроях дуже часто здійснюється за допомогою отворів зв'язку, які знаходяться в спільній стінці двох хвильоводів.

Для розрахунку поля у вторинній лінії отвір замінюють еквівалентними електричними і магнітними диполями. Всі плечі пристрою вважаються навантаженими на узгодженні опори.

Спрямовані відгалужувачі створюються також і на лініях передачі інших типів: на двопровідних лініях, коаксіальних лініях, смужкових лініях і т. ін. В зв'язку з розвитком мікросмужкових технологій останнім часом значного поширення набули спрямовані відгалужувачі на смужкових лініях. В техніці НВЧ найчастіше використовуються спрямовані відгалужувачі шлейфового типу і на зв'язаних лініях.

Фазообертачі – це пристрої, за допомогою яких можна змінювати фазу електромагнітних хвиль в високочастотних трактах. Необхідність в регулюванні фазового зсуву виникає при побудові узгоджувальних пристроїв, діаграмоутворювальних схем, при скануванні простору фазованими антенними решітками, для формування діаграм спрямованості, зміни рівня потужності в тракці, оптимізації навантаження генератора і т. ін.

Принцип дії фазообертача полягає в тому, що хвиля, яка проходить через безвтратний внутрішньо узгоджений чотириполіусник, отримує фазовий зсув $\varphi = \beta l = 2\pi l / \Lambda$, де Λ – довжина хвилі в середовищі чотириполіусника. Керувати фазовим зсувом φ можна або змінюючи довжину шляху хвилі в чотириполіуснику l , або змінюючи довжину хвилі Λ . По способу керування фазовим зсувом фазообертачі поділяються на механічні та електричні.

В механічних фазообертачах керування фазовим зсувом здійснюється шляхом зміщення певних елементів пристрою.

В електричних фазообертачах регулювання фазовим зсувом здійснюється електричними способами без механічного зміщення будь-яких елементів фазообертача.

Фазообертачі з електричним керуванням поділяються на пристрої з плавною, дискретною і дискретно-комутаційною зміною фазового зсуву.

Лекція № 24

Тема лекції: КОМУТАТОРИ. АНТЕННІ ПЕРЕМИКАЧІ.

План лекції

1. Комутатори.
2. Спрямований відгалужувачі на хвилеводах.
3. Спрямовані відгалужувачі на смужкових лініях.
4. Фазообертачі.

Зміст лекції

Комутатори призначені для перемикання кіл НВЧ. Найчастіше їх використовують для підключення основного або резервного комплексу передавальних пристроїв до тракту антени. По принципу дії комутатори розділяють на механічні, або електромеханічні, напівпровідникові та феритові. Останні виконують на основі циркуляторів. Вхідний опір плеч комутатора добре узгоджується зі стандартними фідерами – КБХ не нижче 0,8. Втрати в кожному каналі не перевищують 1 дБ. Розв'язка між каналами становить не менше 40 дБ.

В радіолокаційних станціях випромінювання зондуючих імпульсів і приймання відбитих від об'єктів слабких сигналів найчастіше виконується однією і тією ж антеною. Автоматичне під'єднання антенного тракту до передавача або до приймача виконується *антенним перемикачем*. Якщо працює передавач, то необхідно, щоб потужні імпульси НВЧ надходили в тракт антени без втрат. При цьому вхід приймача повинен від'єднуватися від антенного тракту і антенний перемикач повинен забезпечувати високий ступінь захисту вхідних кіл приймача від потужних зондуючих імпульсів передавача.

Після закінчення генерації кожного імпульсу антенний перемикач повинен з високою швидкістю під'єднати антенний тракт до входу приймача і від'єднати передавач, щоб виключити втрати потужності прийнятого сигналу у вихідних каналах передавача. Запізнення в перекомутації трактів з передавання на приймання приводить до розширення “мертвої” зони біля радіолокаційної станції, тобто зони, спостереження за об'єктами якої стає неможливим із-за невчасного включення приймача.

Отже, від антенного перемикача вимагають, щоб він не впливав на режим роботи високочастотного тракту, забезпечував розв'язку між передавачем і приймачем, комутував задані рівні потужності в діапазоні робочих частот і мав необхідну швидкодію.

За принципом дії схеми антенних перемикачів ділять на чотири групи: а) відгалужувальні; б) балансні; в) феритові; г) з повним зв'язком.

Незалежно від принципу дії в схемах перемикачів застосовують спеціальні прилади НВЧ – розрядники. Основною їх властивістю є різко виражена залежність опору від рівня потужності підведеного сигналу. Під дією на розрядник слабого сигналу його опір досить великий, під дією потужного сигналу в розряднику виникає газовий розряд і його опір знижується до дуже малого значення.

Література

1. Ільницький Л.Я., Савченко О.Я., Сібрук Л.В. «Антени та пристрої надвисоких частот»: Підручник для ВНЗ/ За ред. Л.Я. Ільницького. – К: Укртелеком, 2003. – 496с.
2. Ерохин Г.А., Чернышев О.В., Козырев Н.Д., Кочержевский В.Г. «Антено-фидерные устройства и распространение радиоволн»: Учебник для вузов/ Под. ред. Г.А. Ерохина – 2 изд. – М.: Горячая линия – Телеком, 2004. – 491с.
3. «Микроэлектронные устройства СВЧ». Учебное пособие для радиотехнических специальностей вузов/ Г.И. Веселов, Е.Н. Егоров, Ю.Н. Алехин и др./ Под. ред. Г.И. Веселова – М.: Высшая школа, 1988. – 280с.
4. Нефёдов Е.И. «Устройства СВЧ и антенны»: Учеб. Пособие для студ. вузов. – М.: Издательский центр «Академия», 2009.- 384с.
5. Ільницький Л.Я., Сібрук Л.В., Щербина О.А. Пристрої надвисоких частот та антени /Навчальний посібник – К: Вид-во нац авіац. ун-ту «НАУ-друк», 2012. – 190 с.
6. Справочник по радиоконтролю. Международный союз электросвязи: Женева, 1995. - 442с.
7. Фролов О.П. «Антенны и фидерные тракты для радиорелейных линий связи». – М.: Радио и связь, 2001. – 416с.
8. Фролов О.П. «Антенны земных станций спутниковой связи». – М.: Радио и связь, 2000. – 376с.
9. Фуско В. «СВЧ цепи». – М.: Радио и связь, 1990. – 228с.