МІНІСТЕРСТВО ТРАНСПОРТУ ТА ЗВ’ЯЗКУ УКРАЇНИ

Державний департамент з питань зв’язку та інформатизації
ОДЕСЬКА НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ ЗВ’ЯЗКУ ім. О.С. ПОПОВА

Кафедра технічної електродинаміки і систем радіозв’язку

Т.А. Цалієв

Антени та пристрої НВЧ

Частина 1. Термінологія та методи теорії антен

Конспект лекцій з дисципліни "Антени і пристрої НВЧ"
для студентів усіх форм навчання за спеціальністю
8.090703 − Апаратура радіозв’язку, радіомовлення і телебачення

Одеса 2005

УДК 621.392.67

План НМВ 2003/2004 навч. рік

Рецензент: доц. А.В. Соломко

Наводяться основні терміни та визначення, застосовувані в теорії і практиці антен. Стисло подані основні принципи та наближені методи, часто використовувані в прикладних антенних задачах.

Посібник призначений для студентів, аспірантів, науковців.

ЗАТВЕРДЖЕНО

на засіданні кафедри технічної електродинаміки і систем радіозв'язку та рекомендовано до друку

Протокол №3 від 21.11.2003 р.

1. Термінологія в антенної теорії та практиці

1.1 Основна термінологія

Амплітудний фронт хвилі (поверхня рівних амплітуд) – це є уявлювана нерозривна поверхня, у кожній точці якої амплітуда *електромагнітних коливань* однакова.

Антена, антенний пристрій – це пристрій, що містить один або кілька антенних елементів та призначене для *випромінювання* електромагнітних хвиль.

Антенна система – цей пристрій, що полягає з одного або декількох *антенних елементів* або *антен*, системи живлення (збудження) і допоміжних пристроїв об'єднаних загальним функціональним призначенням.

Антенний елемент – це *первинний* або *вторинний випромінювач*.

Апертурний метод – наближений метод розв'язання зовнішньої задачі аналізу для антен з випромінюючим розкривом, придатний для розрахунку характеристики спрямованості антени в області головної і перших бічних пелюсток.

Ближня зона антени (область ближнього поля, зона індукції) – область простору навколо антени, усі точки якої знаходяться на відстані $r < 0{,}25L + 0{,}5L(L/\lambda)^{1/3}$ від центра випромінюючої системи (антени), де L максимальний лінійний розмір антени; λ довжина хвилі.

У ближній зоні електромагнітне поле носить складний характер, у ньому присутні всі компоненти векторів поля, вектор Пойнтінга є комплексний і може не збігатися за напрямком з радіусом-вектором точки спостереження.

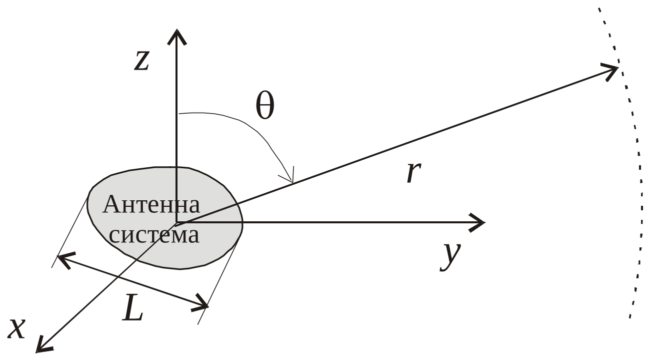


Рисунок 1.1 − Геометрія антенної задачі

Векторна комплексна характеристика спрямованості антени описує кутову залежність амплітуди, фази і *поляризації* антени на фіксованій відстані, що відповідає далекій зоні у виді добутку трьох співмножників:

$$\dot{\bar{F}}(\vartheta,\varphi) = F(\vartheta,\varphi)e^{i\Phi(\vartheta,\varphi)}[\bar{\vartheta}_0 + \bar{\varphi}_0 \cdot \dot{p}(\vartheta,\varphi)]. \qquad (1.1.1)$$

Зовнішня задача антенної теорії полягає в знаходженні амплітудно-фазового розподілу поля в усьому просторі, що оточує антену при заданому амплітудно-фазовому розподілі струмів в елементах антенної системи (або полів на замкнутій поверхні, що оточує обсяг, в якому знаходиться антена).

Внутрішня задача антенної теорії полягає в знаходженні амплітудно-фазового розподілу струмів на елементах антенної системи (або полів на замкнутій поверхні, що оточує обсяг, в якому знаходиться антена) при заданих *джерелах* електромагнітного поля, які збуджують антену.

Вторинний випромінювач – це випромінюючий елемент антени який не має безпосереднього зв’язку з направляючою системою, радіоелектронним генеруючим пристроєм, посилює або перетворює *електромагнітні коливання* та збуджується електромагнітним полем первинного випромінювача. Розміри вторинного випромінювача можуть значно перевищувати довжину хвилі.

Далека зона антени (область далекого поля, хвильова зона, зона Фраунгофера) – це є область простору навколо антени, всі точки якої знаходяться на відстані r від центра випромінюючої системи (антени), яка задовольняє умові $r \geq 2L^2/\lambda$, де L позначає будь-який максимальний лінійний розмір антени; λ – є мінімальна довжина хвилі робочого діапазону частот антени.

Поле в далекій зоні антени має поперечний характер, тобто подовжні складові векторів $\overline{E}$ та $\overline{H}$ нехтовно малі. Амплітуда поля убуває, як $1/r$, а поверхня рівних амплітуд та рівних фаз є сфера радіуса r. Кутовий розподіл складових векторів електромагнітного поля не залежить від відстані до випромінюючого обсягу. Потік потужності випромінювання в далекій зоні направлений радіально, уявна частина вектора Пойнтинга практично дорівнює нулеві.

Задача аналізу в теорії антен полягає в знаходженні амплітудно-фазового розподілу поля усюди в просторі навколо антени (у тому числі і на самій антені) при заданих *сторонніх джерелах* електромагнітного поля збуджуючих антену.

Задача синтезу в теорії антен полягає у визначенні конструктивних розмірів, форми та знаходженні амплітудно-фазового розподілу струмів на елементах антени за заданими вимогами до її електричних характеристик антени.

Випромінювач, випромінюючий елемент – це є пристрій, призначений для збудження, *випромінювання* або *приймання* електромагнітних хвиль. Випромінювач може збуджувати, випромінювати і приймати електромагнітні хвилі.

Випромінююча система поєднує в собі декілька випромінюючих елементів, що дає можливість одержати якісно нові спрямовані властивості. Характеристика спрямованості всієї системи залежить як від типу випромінювачів, так і від їхнього розміщення, відстані між ними і співвідношення між амплітудами і фазами струмів (полів) у випромінювачах.

Випромінювання електромагнітних хвиль антеною – це процес перетворення енергії *електромагнітних коливань*, що генеруються радіоелектронним пристроєм, або напрямлюємих *електромагнітних хвиль* в енергію електромагнітних хвиль, що вільно поширюються в просторі.

Інтенсивність випромінювання – це *потужність*, випромінювана антеною у заданому напрямку в далекій зоні, яка віднесена до одиниці тілесного кута.

Максимально припустима потужність в антені – це потужність, що може бути підведена до антени без небезпеки електричного або теплового пробою в елементах антени або поблизу них.

Метод еквівалентних схем – це наближений метод розв’язання *внутрішньої задачі*, що використовується для обчислення повного вхідного опору та знаходження розподілу струму для вібраторних антен.

Метод геометричної оптики (ГО) – асимптотичний метод, що часто застосовується для розв'язання внутрішньої задачі апертурних антен.

Метод дзеркальних зображень − це наближений метод розв'язання, який використовують для урахування впливу Землі на поле випромінювання антен у діапазонах кілометрових та декаметрових хвиль де властивості земної поверхні близькі до ідеального провідника.

Метод наведених електрорухомих сил – це наближений метод що дозволяє врахувати взаємний зв'язок близько розміщених вібраторів.

Потужність, яка перенесена електромагнітною хвилею через деяку поверхню, дорівнює кількості енергії, що проходить минаючої за одиницю часу через цю поверхню.

Потужністю втрат вважають електромагнітну енергію, що віддається електромагнітним полем, а саме: перетворювану за одиницю часу в інші види енергії (у більшості випадків: через недосконалість матеріалу елементів самої антени і наявності навколишніх її об'єктів – у теплову).

Потужність випромінювання (повна потужність випромінювання) антени дорівнює сумарній потужності, яка перенесена електромагнітною хвилею в процесі *випромінювання*, через нескінченно віддалену замкнуту поверхню, що оточує антену.

Однорідною називається електромагнітна хвиля, в якій *поверхні рівних фаз* збігаються з *поверхнями рівних амплітуд*.

Первинний випромінювач –це випромінюючий елемент антени безпосередньо зв'язаний з направляючою системою або з радіоелектронним пристроєм, що генерує, посилює або перетворює електромагнітні коливання. Розміри первинного випромінювача звичайно порівняні з довжиною хвилі.

Передавальна антена – це пристрій, призначений для *випромінювання* електромагнітних хвиль.

Повністю поляризована хвиля – це така плоска однорідна електромагнітна хвиля, в якій форма, орієнтація і розміри *поляризаційного еліпса* не змінюються у час.

Поляризаційний еліпс – плоска крива, описувана з плином часу кінцем вектора повністю або частково поляризованої електромагнітної хвилі, розглядуваної у фіксованій точці простору.

Поляризація електромагнітного поля – це орієнтаційна характеристика векторів електромагнітного поля, що визначається формою лінії, описуваної з плином часу кінцем вектора напруженості електричного (або магнітного) поля, розглядуваного у фіксованій точці простору. Розрізняють повністю поляризовані, частково поляризовані і неполяризовані електромагнітні хвилі.

Приймання електромагнітних хвиль антеною – це процес, за якого відбувається перетворення енергії електромагнітних хвиль, що вільно поширюються в просторі, в енергію *напрямлених електромагнітних хвиль*, або в енергію *електромагнітних коливань*.

Принцип еквівалентності дозволяє замінити реальні струми, що збуджують електромагнітне поле, більш зручною системою еквівалентних струмів (поверхневих джерел).

Метод поляризаційних струмів (принцип еквівалентності М.І. Конторовича) використовує еквівалентність перемінного електричного поля в діелектриці об’ємним електричним струмам і зарядам у вільному просторі, а також еквівалентність перемінного магнітного поля у феромагнетиках об’ємним магнітним струмам і зарядам.

Проміжна зона антени (проміжна область, зона Френеля) – область простору навколо антени, всі точки якої знаходяться на відстані r від центра випромінюючої системи (антени), що задовольняє умові
$0{,}25L + 0{,}5L(L/\lambda)^{1/3} < r < 2L^2/\lambda$, де L найбільший лінійний розмір антени. У першому наближенні поле в проміжній зоні антени має поперечний характер, тобто поздовжні складові векторів $\overline{E}$ та $\overline{H}$ досить малі порівняно з поперечними.

Сторонні джерела − це такі джерела електромагнітного поля, що збуджують це поле, але самі від нього не залежать, тому що їх підтримують зовнішні (сторонні) по відношенню досліджуваної задачі джерела. Сторонні джерела вважаються заздалегідь відомими функціями координат і часу.

"*Струмовий" метод* розв’язання зовнішньої задачі теорії антен характеризується тим, що характеристика спрямованості антени обчислюється інтегруванням струмів на "освітленої", тобто опромінюванної первинним джерелом, частини поверхні антени.

Фронт хвилі (фазовий фронт, поверхня рівних фаз) – уявлювана нерозривна поверхня, у кожній точці якої вектори електричного (або магнітного) поля синфазні.

Частково поляризована хвиля – це така плоска однорідна електромагнітна хвиля, де форма, орієнтація і розміри *поляризаційного еліпса* безупинно змінюються в часі. Однак швидкість зміни параметрів еліпса значно менше тієї швидкості, з яким кінець вектора описує кожен еліпс.

Електромагнітна хвиля – це є процес, що характеризує електромагнітне поле, параметри векторів якого зміняються за часом та за просторовими координатами. Характерною ознакою електромагнітної хвилі є безперервне переміщення поверхні рівних фаз (поширення хвилі).

Електромагнітні коливання – це є процес, що характеризується мінливими за часом фізичними величинами, які визначають енергію електромагнітного поля: струмами, напругами, напруженостями електричного або магнітного полів. У найбільш поширеному розумінні: електромагнітні коливання – це періодичні зміни зазначених величин у час.

Електромагнітне поле – форма існування матерії, що характеризується енергією, масою, кількістю руху (імпульсом). Воно може випробовувати вплив потужних гравітаційних сил, не володіючи при цьому масою спокою. Електромагнітне поле здатне існувати у вільному стані – у виді електромагнітних хвиль, які поширюються у вільному просторі.

1.2 Параметри антен

Активна потужність випромінювання – це дійсна частина комплексної потужності випромінювання, визначувана як потужність, що проходить через нескінченно вилучену замкнуту поверхню, яка оточує антену.

Амплітудна характеристика спрямованості (АХС) антени – це функція, $F(\vartheta,\varphi)$, що входить у вираз (1.1.1) і відображує залежність амплітуди головного компонента вектора напруженості електричного поля антени, центр випромінювання якої знаходиться на початку сферичної системи координат, від кутових координат точки спостереження, розглядуваної на фіксованій відстані в далекій зоні, причому $\max F(\vartheta,\varphi) \equiv 1$.

Функції, утворювані просторовою характеристикою спрямованості антени при $\varphi = \text{const}$, або при $\vartheta = \text{const}$ (перетини характеристики спрямованості), називаються амплітудними характеристиками спрямованості антени у відповідній площині.

Амплітудний розподіл – це функція, що відображує залежність амплітуди поля в розкриві антени від відповідної координати.

Апертура (або розкрив) антени – це уявлювана поверхня, що спирається на крайні точки вторинного випромінювача антени, через яку проходить основний потік енергії електромагнітного поля створеного цим випромінювачем. Зазвичай апертуру антени вважають плоскою.

Бічна пелюстка ДН антени – це будь-яка пелюстка ДН крім головної (або головних) і заднього. Максимальний рівень бічної пелюстки (РБП) визначається, звичайно в децибелах, щодо головної пелюстка ДН антени.

Хвильовий опір лінійної антени повністю визначається її геометричними характеристиками, величина його дорівнює кореню квадратному з відношення усереднених за довжиною антени статичної індуктивності і ємності.

Внутрішній опір приймальної антени дорівнює повному вхідному опору цієї самої антени.

Головна пелюстка (головний максимум) ДН антени – це є пелюстка нормованої ДН, максимальна величина якої дорівнює одиниці. Антена може мати кілька головних пелюсток.

Головний компонент − це складового вектора $\overline{E}$ (або $\overline{H}$) поля випромінювання антени, визначувана поляризацією цього поля в напрямку максимального випромінювання.

Діюча (ефективна) площа антени – це площа розкриву деякої еквівалентної антени з рівномірним і синфазним розподілом поля, що створює в напрямку максимуму ДН таку саму інтенсивність випромінювання, що і розглядувана антена в напрямку максимуму своєї ДН, за умови рівності потужностей, що підводяться до обох антен і їхнього ККД.

Діюча (ефективна) площа приймальної антени – це площа, обумовлена відношенням максимальної потужності, що може бути віддана приймальною антеною без урахування втрат у узгоджене навантаження, до потужності, що приходиться на одиницю площі в падаючій плоскій електромагнітної хвиле.

Діюча довжина антени – це довжина такої лінійної антени з рівномірним розподілом амплітуди струму, що створює в напрямку максимального випромінювання таку ж інтенсивність поля, що і розглядувана антена в напрямку максимуму своєї ДН, за умови рівності максимальних значень амплітуди струму в обох антенах.

Діючу довжину можна визначити як висоту прямокутника з основою, що дорівнює максимальній амплітуді струму в розглядуваній антені, площа якого дорівнює площі S, обмеженої кривою розподілення амплітуди струму $I(z)$ і віссю антени (рис. 1.2).

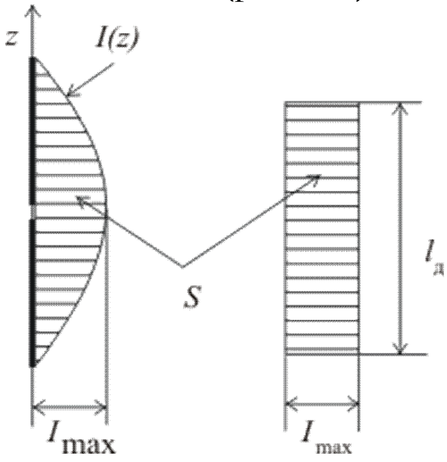


Рисунок 1.2 − До визначення діючої довжини антени

Діаграма направленості (ДН) антени – це є графічне зображення АХС антени.

Задня пелюстка ДН антени – це є пелюстка ДН, напрямок якої створить з напрямком головної пелюстки кут, що дорівнює 180°. Задня пелюстка ДН може бути відсутня, наприклад, в антенах з кардіоїдною ДН.

Ізотропна антена (ізотропний випромінювач) – це гіпотетична всеспрямована антена з ККД, що дорівнює одиниці.

Комплексна потужність випромінювання – це величина, що характеризує потік енергії в ближній зоні, яка проходить через замкнуту поверхню, що оточує антену і безпосередньо примикає до неї.

Коефіцієнт захисної дії (КЗД) – це відношення інтенсивності електромагнітного поля, випромінюваного антеною в напрямку головної пелюстки її ДН до інтенсивності електромагнітного поля, випромінюваного антеною в напрямку задньої пелюстки ДН.

Коефіцієнт використання поверхні (КВП) антени дорівнює відношенню діючої площі антени до геометричної площі її розкриву.

Коефіцієнт концентрації характеризує частку потужності, що утримується в заданому тілесному куті Ω, порівняно з усією потужністю випромінюваною антеною. Цей коефіцієнт ($k_к$) розраховується за наступною формулою:

$$k_к(\Omega) = \left(\int\limits_{\Omega} \left| \dot{\bar{F}}(\vartheta, \varphi) \right|^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \right) \left[\int\limits_0^{2\pi} \int\limits_0^{\pi} \left| \dot{\bar{F}}(\vartheta, \varphi) \right|^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \right]^{-1} \qquad (1.2.1)$$

Коефіцієнт спрямованої дії (КНД) – це позитивне число, що показує у скільки разів інтенсивність випромінювання антени в напрямку максимального випромінювання більше інтенсивності випромінювання абсолютно не спрямованої антени, за умови рівності повних потужностей, випромінюваних обома антенами.

$$D = 4\pi \left(\int\limits_0^{2\pi} \int\limits_0^{\pi} \left| \dot{\bar{F}}(\vartheta, \varphi) \right|^2 \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \right)^{-1} \qquad (1.2.2)$$

Часто КНД розглядається як функція кутових координат і є мірою концентрації енергії, випромінюваної антеною в розглядуваному напрямку. У цьому випадку найбільше значення цієї функції використовують як поняття "максимальний" КНД.

Коефіцієнт корисної дії (ККД) антени – є відношення потужності випромінювання антени до усієї потужності, що підводиться до антени. ККД характеризує частку енергії електромагнітного поля перетвореної в елементах антен в інші види енергії.

Коефіцієнт розсіювання антени $k_{\text{р}}$ характеризує частку потужності, що міститься поза головною пелюсткою характеристики спрямованості, порівняно з усією випроміненою антеною потужністю. Якщо головна пелюстка діаграми спрямованості займає в просторі тілесний кут $\Omega_{\text{гл}}$, то коефіцієнт розсіювання дорівнює

$$k_{\text{р}} = 1 - k_{\text{к}}(\Omega_{\text{гл}}) \qquad (1.2.3)$$

Коефіцієнт підсилення антени (КП) – це позитивне число, що показує, у скільки разів інтенсивність випромінювання антени в напрямку максимального випромінювання, більше інтенсивності випромінювання ізотропної антени з ККД, що дорівнює одиниці, за умови рівності потужностей, що підводяться до обох антен (іноді його називають ізотропним або абсолютним КП).

У багатьох випадках коефіцієнт підсилення антени розглядається для довільного напрямку, тобто у виді функції кутових координат. Тоді найбільше значення цієї функції використовують як поняття "максимальний коефіцієнт підсилення".

Часто коефіцієнт підсилення визначають щодо деякої «еталонної» антени (відносний КП).

Коефіцієнт еліптичності поля випромінюваного антеною визначається, як відношення малої і великої піввісі поляризаційного еліпса.

Перехресною поляризацією (кросполяризацією) антени називають поляризацію ортогональну основній поляризації електромагнітного поля випромінюваного (сприйманого) антеною.

Повний вхідний опір антени визначається як відношення повної потужності в антені до квадрата діючого значення струму на вході антени. Складовими повного вхідного опору антени є: опір випромінювання, опір втрат та реактивний опір. Поняття вхідного опору антени має сенс у тих випадках, коли вдається увести поняття струму на вході антени.

Поляризаційна діаграма – це графічне зображення залежності амплітуди напруженості поля, сприйманого антеною лінійної поляризації, від кута повороту її навколо поздовжньої осі.

Поляризаційна характеристика спрямованості антени – це залежність коефіцієнта еліптичності електромагнітного поля, випромінюваного антеною, від кутових координат точки спостереження, розглядуваної на фіксованій відстані в далекій зоні. Поляризаційні властивості антени відбиває комплексна функція, що входить у вираз (1.1.1):

$$\dot{p}(\vartheta,\varphi) = p(\vartheta,\varphi)e^{i\psi(\vartheta,\varphi)},$$

де $p = E_\varphi / E_\vartheta$ – є відношення амплітуд ортогональних компонентів поля, а $\psi = \arg \dot{E}_\varphi$ – фаза ортогональної компоненти.

Поляризаційний еліпс – є замкнута крива лінія, описувана кінцем вектора електромагнітного поля у фіксованій точці простору за час одного періоду високочастотного коливання.

Поляризацією (основною поляризацією) антени прийнято вважати поляризацію електромагнітного поля випромінюваного (прийнятого) антеною в напрямку головної пелюстки ДН.

Принцип оборотності приймально-передавальних антен сформульований на основі теореми взаємності говорить: будь-яка антена, що не містить невзаємних елементів, може бути використана як приймальна, так і передавальна. Чим ефективніше антена випромінює енергію електромагнітного поля, тим краще вона буде її приймати.

Робоча смуга частот антени – визначається по найбільш важливому для даної антени параметрові, значення якого в границях цієї смуги не повинні виходити за припустимі межі.

Понадспрямованість – явище, за якого КНД розглядуваної антени більше, ніж КНД антени такого самого типу і розмірів із синфазним і рівно амплітудним розподілом полів у розкриві антени (струмів у її елементах).

Велика спрямованість у цьому випадку досягається за рахунок різко осцилюючого амплітудно-фазового розподілу поля в розкриві, внаслідок чого суттєво зменшується частка випроменененої енергії і різко збільшується частка реактивної енергії і добротність антени. При цьому досить серйозно загострюються вимоги до точності виконання всієї конструкції антени.

Узгоджене навантаження – опір навантаження, що підключається до виходу приймальної антени й яке забезпечує максимальну віддачу потужності цією антеною. Умови узгодження опору навантаження $Z_н = R_н + iX_н$ й антени з повним внутрішнім опором $Z_{вн} = R_{вн} + iX_{вн}$ має вигляд:

$$R_{вн} = R_н;\ X_{вх} + X_н = 0$$

Опір випромінювання антени – це дійсний коефіцієнт, що зв’язує потужність випромінювання антени з квадратом діючого (ефективного) значення струму в розглядуваній точці антени. При визначенні опору випромінювання слід домовлятися про те до якого струму антени він відноситься, тому що в різних точках антени струм має різне значення. Величина опору випромінювання залежить від форми антени, її геометричних розмірів та робочої довжини хвилі.

Опір втрат в антені визначається відношенням потужності втрат до квадрата діючого значення струму на вході антени.

Рівень бічних пелюсток (РБП) ДН антени визначається відносно головної пелюстки її ДН. Рівень бічної пелюстки дорівнює значенню нормованої амплітудної ДН антени в напрямку максимуму даної пелюстки.

Фазова діаграма спрямованості антени − це графічне зображення фазової характеристики спрямованості антени.

Фазова характеристика направленості (ФХН) антени – це функція $\Phi(\vartheta, \varphi)$, що входить у вираз (1.1.1), яка відображує залежність фази головної компоненти вектора напруженості електричного поля антени, центр випромінювання якої знаходиться на початку сферичної системи координат, від кутових координат точки спостереження, розглядуваної на фіксованій відстані в далекій зоні.

Фазовий розподіл поля – це функція, що відображує залежність фаз векторів електромагнітного поля в розкриві антени (або фази струмів у її елементах) від відповідної координати.

Фазові помилки – це відмінності в розподіленні фази векторів електромагнітного поля в розкриві антени (або фази струмів у її елементах) від рівномірного (синфазного) розподілення.

Фазовий центр антени – це центр сферичної поверхні, що представляє фронт електромагнітної хвилі сформований в далекій зоні випромінюванням антени. Не всі реальні антени мають фазовий центр. Для таких антен найчастіше можна підібрати сферичну поверхню, що найкраще апроксимує фронт хвилі в далекій зоні (зазвичай в межах головної пелюстки ДН антени). Центр цієї сфери називають центром випромінювання антени.

Характеристика спрямованості (ХС) антени за потужністю – це функція, що відбиває залежність інтенсивності поля, випромінюваного антенною від кутових координат точки спостереження, розглядуваної на фіксованій відстані в далекій зоні.

Еквівалентна ізотропна випромінювана потужність – є добуток потужності, що підводиться до антени та коефіцієнта підсилення цієї антени в даному напрямку, який задається щодо ізотропної антени.

Еквівалентна монопольно випромінювана потужність – це добуток потужності, що підводиться до антени, та коефіцієнта підсилення цієї антени в даному напрямку, яка задається щодо короткого порівняно з довжиною хвилі вертикального несиметричного вібратора (монополя).

Еталонна антена – найпростіший антенний елемент, який приймається за еталон (стандарт) при визначенні параметрів антен. Як еталон в діапазонах НЧ і СЧ прийнято коротку порівняно з довжиною хвилі несиметричну вертикальну антену (монополь), у діапазоні ВЧ і ДВЧ – симетричний вібратор (диполь), у більш високочастотних діапазонах – ізотропний випромінювач.

Ефективна випромінювана потужність – це добуток потужності, що підводиться до антени та коефіцієнта підсилення цієї антени в даному напрямку, що задається відносно еталонної антени.

2. Основні принципи та деякі наближені методи

Задачі, розв'язувані в теорії антен, у кінцевому рахунку, зводяться до розв'язання рівнянь, що випливають з математичного формулювання законів електромагнітного поля. Оскільки умовам існування й одиничності розв'язання рівнянь Максвелла, граничним умовам приділяється відповідна увага в курсах фізики і технічної електродинаміки, ми не будемо зупинятися на цих питаннях.

Зазначимо тільки, що точне (строге) розв'язання *задачі аналізу* про збудження реальної антенної системи, знаходження її поля випромінювання або *задачі синтезу* антенної системи за заданими характеристиками її випромінювання в переважній більшості випадків зустрічає непоборні труднощі математичного характеру. Тому на тому або іншому етапі розв'язання антенної задачі використовують спрощені методи, які, проте, забезпечують прийнятну точність і адекватність одержуваного розв'язання поставленої задачі.

Нижче будуть коротко викладені принципи й методи, застосовувані для наближеного розв'язання внутрішніх та зовнішніх задач про теорію антен.

2.1 Граничні умови й умови на ребрі, умова випромінювання

Рівняння Максвелла в диференціальній формі справедливі у випадку лінійних середовищ, параметри $\varepsilon_а$, $\mu_а$ і σ які або не залежать від координат, або є неперервними функціями координат. Проте, часто зустрічаються випадки, коли розглядувана область полягає з двох (або більш) різнорідних середовищ. При аналізі макроскопічних властивостей поля в цих випадках звичайно вважають, що параметри $\varepsilon_а$, $\mu_а$ і σ (або, принаймні, один з них) на межі розподілення міняються стрибком.

Отже, операція диференціювання в точках, що належать межі розділення, не законна, і рівняння Максвелла в цих точках втрачають значення. Співвідношення, що показують зв'язок між значеннями векторів електромагнітного поля в різних середовищах біля поверхні розділення, називаються *граничними умовами*. Висновок граничних умов оснований на рівняннях Максвелла в інтегральній формі, які залишаються справедливими також і на межі розділення.

У більшості випадків антени й антенні системи виготовляються з добре провідних матеріалів, тобто границею розподілення є хороший провідник. У цих випадках при вивченні перемінних електромагнітних полів поблизу поверхні металевих тіл часто припускають, що розглядуване тіло є ідеально провідним.

Граничні умови при цьому спрощуються, тому що в середовищі з питомою провідністю $\sigma = \infty$ поле відсутнє. Наприклад, якщо ідеально провідним є друге середовище, то граничні умови у векторній формі мають вигляд

$$(\bar{n}_0 \bar{E}_1) = \rho_S / \varepsilon_{а1}; \qquad \left[\bar{n}_0 \bar{E}_1\right] = 0; \quad (\bar{n}_0 \bar{H}_1) = 0; \qquad \left[\bar{n}_0 \bar{H}_1\right] = \bar{j}_S, \qquad (2.1.1)$$

де ρ_S − поверхнева густина заряду, К/м^2; $\bar{j}_S$ − вектор густини поверхневого струму, А/м^2 . Отже, на поверхні ідеального провідника дотична складова напруженості електричного поля та нормальна складова напруженості магнітного поля перетворюється на нуль.

У ряді випадків, коли, наприклад, гранична поверхня має геометрично сингулярні точки (залами, розриви) можна одержати декілька математично коректних розв’язань рівнянь Максвелла, серед яких лише одне вірно описує досліджуване фізичне явище. І для забезпечення одиничності розв’язання виявляється необхідним увести деякі обмеження.

Додаткова фізична умова, необхідна для однозначного визначення розв’язання в цьому випадку відома як *умова на ребрі.* Вона полягає у вимозі скінченності енергії електромагнітного поля, запасеної в будь-якому кінцевому обсязі в околиці ребра. Це рівносильне вимозі

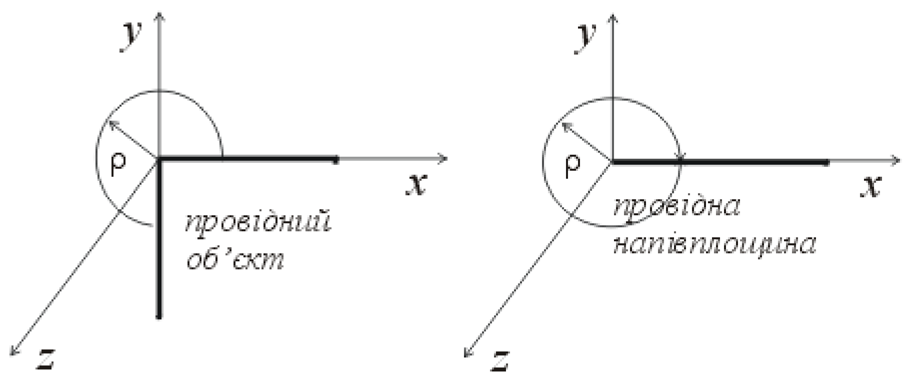
$$\int_V (\varepsilon |\overline{E}|^2 + \mu |\overline{H}|^2) dv \to 0, \qquad (2.1.2)$$

при наближенні до нуля V обсягу в околі ребра. Якщо ребро являє собою гладку криву, то в кожній точці її можна замінити на пряму й увести локальні циліндричні координати на ребрі (ρ, φ, z); елемент обсягу в інтегралі (2.1.2) при цьому дорівнює $\rho d\rho d\varphi dz$.

Доведено, що з умови (2.1.2) випливає, що жодна складового електромагнітного поля $(\overline{E}, \overline{H})$ в околі ребра не може зростати при $\rho \to 0$ швидше, ніж $\rho^{-1+\tau}$ $(\tau > 0)$.

Виявляється, що для однозначного вибору розв’язання рівнянь Максвелла не обов’язково точно знати величину τ, а досить знайти лише позитивну нижню межу цієї величини.

Для ідеально провідного прямокутного клина, зображеного на рис. 2.1,а при $\rho \to 0$ маємо



а **б**

Рисунок 2.1 − Геометрія структур з ребром: а − прямокутний клин, б − напівплощина

$$\overline{E}_t, \overline{H}_t = O(\rho^{-1/3}); \ E_z, H_z = O(\rho^{2/3}). \qquad (2.1.3)$$

Для зображеної на рис. 2.1,б ідеально провідної напівплощини при $\rho \to 0$ справедливі такі співвідношення

$$\overline{E}_t, \overline{H}_t = O(\rho^{-1/2}); \ E_z, H_z = O(\rho^{1/2}). \qquad (2.1.4)$$

Позначення $O(f(x))$ має таке значення:

$f(x) = O(g(x))$ при $x \to x_0$, якщо функція $f(x)$ зростає не швидше, ніж $g(x)$ при $x \to x_0$, тобто є постійна A, така, що $|f(x)| \le A|g(x)|$ при $x \to x_0$.

При знаходженні полів у вільному просторі, коли джерела, зосереджені в деякій кінцевій області (тобто при рішенні більшості антенних задач), що визначають поводження полів на нескінченності є *умова випромінювання*.

Для ізотропного непоглинаючого середовища поведінка полів на нескінченності визначається *умовою випромінювання Зоммерфельда*. Вона формулюється в такий спосіб: амплітуда поля на великих відстанях r від джерела повинна убувати, принаймні, як r^{-1}, а фаза поля повинна бути такою ж, як у хвилі, що йде на нескінченність. Точніше: будь-яка поперечна (відносно напрямку r) складова ψ електромагнітного поля повинна задовольняти умові

$$\lim_{r \to \infty} r\left(\frac{\partial\psi}{\partial r} - ik\psi\right) = 0, \qquad (2.1.5)$$

де $k = \omega\sqrt{\varepsilon_a \mu_a}$ − хвильове число.

Якщо ж простір є заповнений поглинаючим середовищем, умовою є вимога, щоб поля *наближалися до нуля на нескінченності*.

2.2 Принцип еквівалентності (метод еквівалентних струмів)

У 1936 році американський учений С.А. Щелкунов увів так званий *принцип еквівалентності,* що говорить: "поле у вільній від джерел області V, обмеженою поверхнею S, може бути створено електричними і магнітними струмами, розподіленими по цій поверхні, і в цьому розумінні дійсні джерела поля можна замінити "еквівалентними" поверхневими струмами "

Метод еквівалентних струмів дає можливість замінити реальні струми, що збуджують електромагнітне поле, більш зручною системою еквівалентних струмів (поверхневих джерел).

Нехай поверхня S, що розділяє простір на обсяги V_1 і V_2, повністю охоплюють дійсні джерела, що створюють електромагнітне поле $\overline{E}_1$ і $\overline{H}_1$. Видалимо джерела з V_2, і постулюємо існування в обсязі V_2 довільного поля $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ (джерела цього поля знаходяться поза V_2 і задовольняють рівнянням Максвелла для довільного середовища з параметрами $\tilde{\varepsilon}_{a2}$, $\tilde{\mu}_{a2}$). Одночасно збережемо в обсязі V_1 поле $\overline{E}_1, \overline{H}_1$.

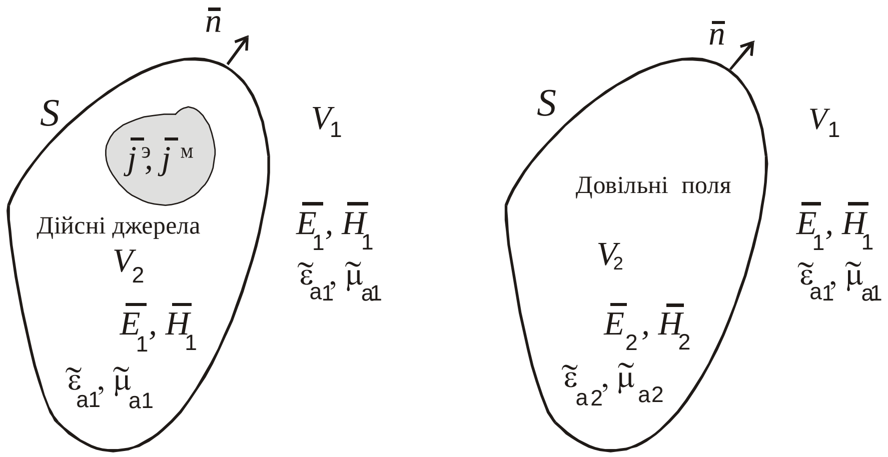


Рисунок 2.2 – Геометрія задачі

Щоб сконструйоване в такий спосіб поле задовольняло рівнянням Максвелла (тобто було б єдиним розв'язанням рівнянь Максвелла) потрібно забезпечити «зшивання» електромагнітних полів $\overline{E}_1$, $\overline{H}_1$ та $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ на поверхні розділення S за допомогою граничних умов:

$$\overline{j}_s^{э} = [\overline{n}(\overline{H}_1 - \overline{H}_2)]; \qquad (2.2.1)$$

$$\overline{j}_s^{m} = -[\overline{n}(\overline{E}_1 - \overline{E}_2)]. \qquad (2.2.2)$$

Таким чином, слід припустити наявність фіктивних поверхневих електричних і магнітних струмів у виді нескінченно тонких шарів на поверхні S. Їх можна розглядати, як еквівалентні джерела, що створюють поле $\overline{E}_1$, $\overline{H}_1$ в обсязі V_1 і $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ в обсязі V_2.

Треба підкреслити, що первісні джерела виявилися вилученими з обсягу V_2, аналогічно, з обсягу V_1 виявилися вилученими джерела поля $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$.

Важливо, що нове поле $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ і середовище $\tilde{\varepsilon}_{a2}$, $\tilde{\mu}_{a2}$ в обсязі V_2 можуть бути сформовані за розсудом дослідника незалежно від поля $\overline{E}_1$, $\overline{H}_1$ і середовища $\tilde{\varepsilon}_{a1}$, $\tilde{\mu}_{a1}$.

Найбільш поширені такі варіанти вибору еквівалентних джерел.

- Поле $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ постулюється нульовим, параметри середовища зберігаються без змін, тобто $\tilde{\varepsilon}_{a2} = \tilde{\varepsilon}_{a1}$; $\tilde{\mu}_{a2} = \tilde{\mu}_{a1}$, тоді:

$$\overline{j}_s^{э} = [\overline{n}\overline{H}_1]; \ \overline{j}_s^{m} = -[\overline{n}\overline{E}_1]. \qquad (2.2.3)$$

  При цьому електромагнітне поле в обсязі можна розглядати як створюване цими електричними і магнітними струмами, що знаходяться в однорідному й ізотропному середовищі.

- Поле $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ постулюється нульовим, середовище в обсязі V_2 наділяються властивостями ідеального провідника. У цьому випадку еквівалентний електричний поверхневий струм виявляється не випромінюючим (він як би скорочується середовищем у V_2) і поле в області V_1 можна розглядати, як створюване тільки магнітними струмами $\bar{j}_s^m = -[\bar{n}\bar{E}_1]$, проте з обов'язковим урахуванням присутності ідеально провідного тіла V_2.

- Поле $\bar{E}_2$, $\bar{H}_2$ постулюється нульовим, середовище в обсязі V_2 наділяється властивостями ідеального магнетика. У цьому випадку не випромінюючим є еквівалентний магнітний поверхневий струм і поле в обсязі V_1 можна розглядати, як створюване тільки електричними еквівалентними струмами $\bar{j}_s^э = [\bar{n}\bar{H}_1]$, проте з обов'язковою присутністю ідеально магніто-провідного тіла V_2 з граничною умовою $\bar{H}_\tau = 0$.

Принцип еквівалентних джерел знаходить застосування в теоретичних розрахунках характеристик випромінювання антен. Успіх його визначається можливостями для перебування розподілів еквівалентних поверхневих струмів на поверхнях, що оточують антену (так звані реальні випромінювачі).

2.3 Принцип еквівалентності М.І. Конторовича

У 1944 році радянський учений М.І. Конторович показав еквівалентність перемінного електричного поля в діелектрику об'ємним електричним струмам і зарядам у вільному просторі. Аналогічно може бути показана еквівалентність перемінного магнітного поля у феромагнетиках об'ємним магнітним струмам і зарядам.

Доведення цих тверджень основане на рівняннях Максвелла, записаних для електромагнітного поля у середовищі з довільними електричними і магнітними проникностями:

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{rot}\bar{H} &= \varepsilon\frac{\partial\bar{E}}{\partial t} + \bar{J} \\ \mathrm{rot}\bar{E} &= -\mu\frac{\partial\bar{H}}{\partial t} - \bar{J}^m \end{aligned}\right\}, \qquad (2.3.1)$$

$$\left.\begin{aligned} &\mathrm{div}(\varepsilon\bar{E}) = \rho; \qquad && \mathrm{div}(\bar{J}) = -\frac{\rho}{\partial t}; \\ &\mathrm{div}(\mu\bar{H}) = \rho^m; \qquad && \mathrm{div}(\bar{J}^m) = -\frac{\partial\rho^m}{\partial t} \end{aligned}\right\}, \qquad (2.3.2)$$

де ρ – об'ємна густина електричного заряду; ρ^m – об'ємна густина фіктивного магнітного заряду. Уведемо нові величини:

$$\left.\begin{aligned} &\bar{J}^* = \bar{J} + (\varepsilon - \varepsilon_0)\frac{\partial\bar{E}}{\partial t}, \qquad && \rho^* = \rho - \mathrm{div}[(\varepsilon - \varepsilon_0)\bar{E}]; \\ &\bar{J}^{m*} = \bar{J}^m + (\mu - \mu_0)\frac{\partial\bar{H}}{\partial t}, && \rho^{m*} = \rho_m - \mathrm{div}[(\mu - \mu_0)\bar{H}] \end{aligned}\right\}. \qquad (2.3.3)$$

Підставивши значення $\bar{J}, \bar{J}^m, \rho, \rho^m$ з (2.3.3) у (2.3.1) і (2.3.2) одержимо систему рівнянь:

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{rot}\overline{H} &= \varepsilon_0 \frac{\partial \overline{E}}{\partial t} + \overline{J}^*; \qquad \mathrm{div}(\varepsilon_0 \overline{E}) = \rho^*; \;\; \mathrm{div}(\overline{J}^*) = -\frac{\partial \rho^*}{\partial t}; \\ \mathrm{rot}\overline{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \overline{H}}{\partial t} - \overline{J}^{m*}; \;\; \mathrm{div}(\mu_0 \overline{H}) = \rho^{m*}; \;\; \mathrm{div}(\overline{J}^{m*}) = -\frac{\partial \rho^{m*}}{\partial t} \end{aligned}\right\} \tag{2.3.4}$$

для поля у вільному просторі, у якому є еквівалентні струми $\overline{J}^*, \overline{J}^{m*}$ і заряди ρ^*, ρ^{m*}, визначувані рівняннями (2.3.3). Отже, якщо у вільному просторі ($\varepsilon = \varepsilon_0, \mu = \mu_0, \sigma = 0$) маються обсяги, заповнені діелектриком або феромагнетиком і в цих обсягах існує електромагнітне поле, то для визначення зовнішнього поля, порушуваного цими об’єктами, можна прийняти, що в них протікають струми, визначувані рівняннями (2.3.3). Отже, можна користуватися формулами для розрахунку полів у вільному просторі за наявності цих струмів (рис. 2.2). При цьому еквівалентні струми і заряди описуються виразами:

$$\left.\begin{aligned} \overline{J}_{\text{экв}} &= (\varepsilon - \varepsilon_0)\frac{\partial \overline{E}}{\partial t}, \qquad \rho_{\text{экв}} = -\mathrm{div}[(\varepsilon - \varepsilon_0)\overline{E}]; \\ \overline{J}^m_{\text{экв}} &= (\mu - \mu_0)\frac{\partial \overline{H}}{\partial t}, \qquad \rho^m_{\text{экв}} = -\mathrm{div}[(\mu - \mu_0)\overline{H}] \end{aligned}\right\}. \tag{2.3.5}$$

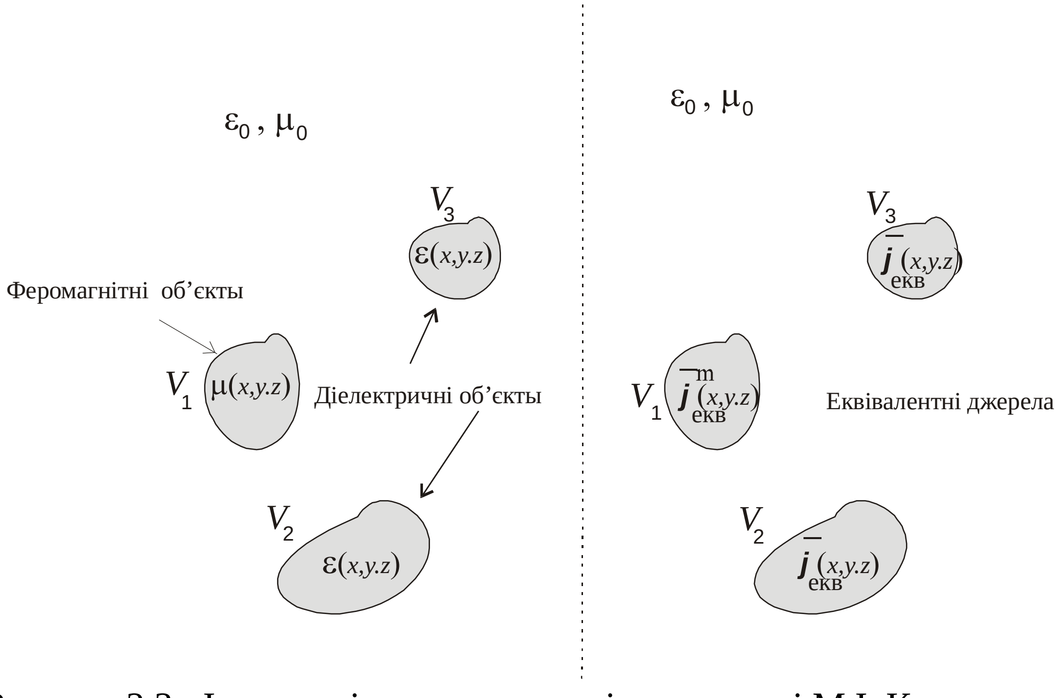


Рисунок 2.3– Ілюстрація принципу еквівалентності М.І. Конторовича

2.4 Метод дзеркальних зображень

У більшості практично важливих випадків антени розміщуються поблизу поверхні Землі або поблизу поверхонь, що мають властивості провідників, або діелектриків (наприклад, поверхонь суден, літальних апаратів). Під дією електромагнітного поля, створюваного антеною в ґрунті і близько розміщених тілах виникають струми провідності і струми зсуву. Поле в просторі, якій оточує антену, в цьому випадку являє собою суперпозицію поля безпосередньо випромінюваного антеною і вторинними полями, створюваних наведеними струмами.

Таке повне (сумарне) поле задовольняє рівнянням Максвелла, граничним умовам на поверхні даних тіл і умовам випромінювання. знаходження цього поля у випадку тіла довільної форми, яке має властивості провідника і діелектрика важко. У ряді випадків для спрощення аналізу реальна форма тіла замінюється правильною геометричною формою (куля, циліндр, диск тощо). Можна ще більш спростити задачу, якщо розглядуване тіло замінити нескінченно протяжною ідеально провідною площиною.

Такий прийом використовують для наближеного урахування впливу Землі в діапазонах наддовгих, довгих і середніх хвиль, де властивості земної поверхні близькі до ідеального провідника.

Сутність методу дзеркальних зображень полягає в тому, що при визначенні поля створюваного системою джерел, розташованих над нескінченно протяжною ідеально провідною площиною з розгляду вилучаються сама ідеально провідна площина і наведені в ній вторинні струми. При цьому їхня дія враховується шляхом уведення фіктивних джерел, що є дзеркальними зображеннями дійсних джерел. Амплітуди струмів фіктивних джерел такі ж, як і в дійсних джерел, а фази залежать від їхньої орієнтації щодо провідної площини.

Результуюче електромагнітне поле, створюване реальною системою джерел і їхнім дзеркальним зображенням задовольняє граничним умовам на цій поверхні. Тому можна стверджувати, що в будь-якій точці верхнього півпростору фіктивна система джерел створює таке ж поле, як і реальні струми, наведені реальними джерелами на ідеально провідній поверхні. Тобто, справді, дія вторинних (наведених дійсними джерелами) струмів можна замінити дією їхнього дзеркального зображення.

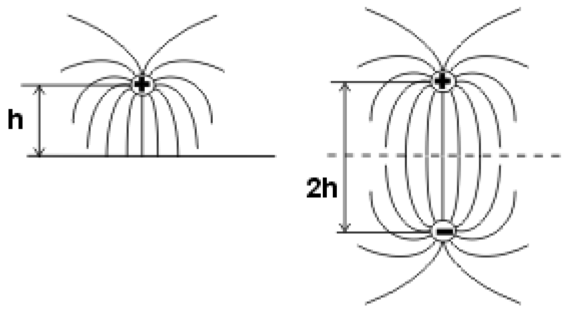
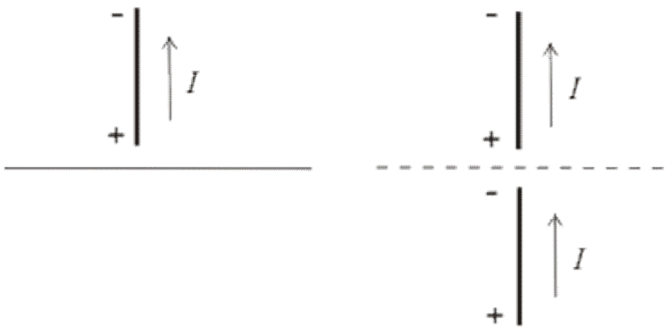


Рисунок 2.4 – До урахування впливу землі методом дзеркального зображення

Розглянемо, наприклад, поле електричного заряду, розміщено, як показано на рис. 2.4,а, над ідеально провідною площиною (поверхнею землі) на висоті h.

Електричне поле заряду в просторі над цією площиною буде таким же, як електричне поле двох зарядів протилежних знаків, розташованих на відстані $2h$ (рис. 2.4,б).

Розглядаючи струм, що тече у вертикально орієнтованому диполі (рис. 2.5,а) помітимо, що якщо в деякий момент часу струм протікає знизу нагору, то й у дзеркальному зображенні струм буде протікати також знизу нагору (рис.2.5, б), тобто вони збігаються по фазі. Неважко переконатися, що в площині землі дотична складового вектора напруженості електричного поля дорівнює нулеві.

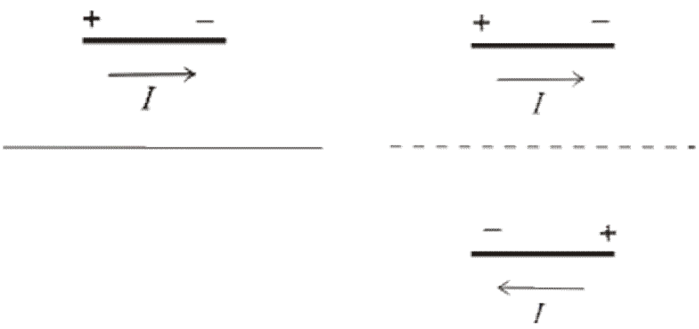


а б

Рисунок 2.5 − Вертикальний диполь над ідеально провідною площиною

При цьому поле у віддаленій точці біля поверхні буде визначатися полем, створюваним диполем і його дзеркальним зображенням. Унаслідок того, що відстані до цієї точці від диполя та його дзеркального зображення рівні, а також унаслідок рівності амплітуд і фаз струмів вертикального диполя та його зображення, поля у віддаленій точці будуть складатися арифметично. У результаті напруженість поля в поверхні землі буде в два рази більше, ніж у випадку вільного простору.

Для горизонтального диполя (рис. 2.6,а) поля, створювані уздовж площини симетрії будуть протилежними за фазою через протифазність струмів горизонтального диполя і його дзеркального зображення (рис. 2.6,б). Отже, напруженість електричного поля у віддаленій точці біля поверхні землі буде дорівнювати нулеві.



а **б**

Рисунок 2.6 − Горизонтальний диполь над ідеально провідною площиною

Для антени у виді проводу, нахиленого під деяким кутом щодо площини землі, можна також застосувати метод дзеркальних зображень. Для цього дію кожного елемента треба замінити дією двох елементів – вертикального і горизонтального.

2.5 Метод наведених ЕРС

Метод наведених електрорушійних сил (ЕРС) було запропоновано 1922 році незалежно Л. Бріллуеном у Франції і Д.А. Рожанським у СРСР та розроблено І.Г. Кляцкіним, В.В. Татариновим і А.А. Пістолькорсом.

Сутність методу наведених ЕРС полягає в наступному. Розглянемо два симетричних вібратори (рис. 2.7), виконаних з ідеального провідного матеріалу. До кожного з них прикладена деяка ЕРС. Під впливом цих ЕРС у вібраторах виникає струм.

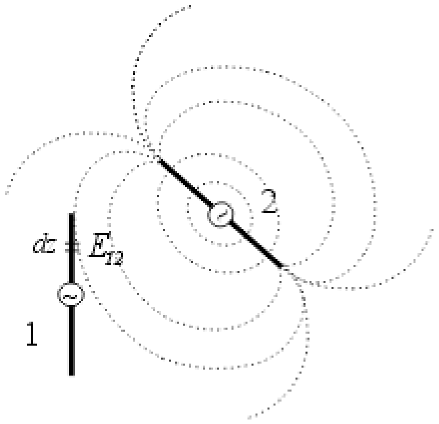


Рисунок 2.7 – До викладу методу наведених ЕРС

Якщо взаємний вплив вібраторів відсутній, то струм у кожному вібраторі розподіляється таким чином, що на поверхні вібратора виконуються граничні умови, а саме, умови рівності нулеві тангенціальної складового вектора $\overline{E}$ і нормальної складового вектора $\overline{H}$.

Врахуємо тепер взаємний вплив вібраторів. Струму у вібраторі відповідає певне поле в навколишньому просторі. Зокрема, струму вібратора 2 відповідає певне поле поблизу вібратора 1. Позначимо дотичну складового вектора напруженості електричного поля, створюваного струмом вібратора 2 біля поверхні елемента dz вібратора 1 рівною E_{12}. Тоді ЕРС, наведена на елемент dz вібратора 1 вібратором 2, дорівнює

$$de_{12} = E_{12}dz \tag{2.5.1}$$

Але поява дотичної складової вектора напруженості електричного поля біля поверхні провідника порушує граничні умови. Для відновлення порушених умов власне поле і, відповідно, струм вібратора 1, повинні перерозподілитися так, щоб біля поверхні елемента з'явилася власна ЕРС, яка дорівнює $-E_{12}dz$.

При цьому сумарна дотична складова вектора напруженості поля виходить рівної нулеві. Таким чином, під впливом поля вібратора 2 уздовж елемента dz починає діяти ЕРС $-de_{12} = -E_{12}dz$. Ця ЕРС підтримується джерелом енергії, включеним у вібратор 1. Потужність, що розвивається цим джерелом ЕРС вібратора 1, дорівнює

$$dP_{12} = -\frac{1}{2}\dot{I}^{*}de_{12}. \tag{2.5.2}$$

Величина dP_{12} характеризує потужність, яка віддається джерелом енергії вібратора 1 для підтримки ЕРС de_{12}. Ця потужність переходить у простір навколо вібратора 1, де зосереджено протидіючу ЕРС de_{12}. Іншими словами, dP_{12} являє собою потужність, випромінену в навколишній простір.

Повна комплексна потужність, випромінювана усім вібратором 1 під впливом поля вібратора 2, дорівнює

$$P_{12} = -\frac{1}{2}\int_{l}\dot{I}^{*}E_{12}dz \tag{2.5.3}$$

Наведений (внесений) опір випромінювання визначається як відношення потужності випромінювання до діючого значення струму (у пучності, або в точках живлення):

$$Z_{12}^{\text{вн}} = \frac{2P_{12}}{|\dot{I}|^{2}} = -\frac{1}{|\dot{I}|^{2}}\int_{l}\dot{I}^{*}E_{12}dz. \tag{2.5.4}$$

Вираз (2.5.4) дозволяє визначити активну та реактивну складову наведеного опору випромінювання, віднесені до відповідного струму (I_n, або I_0).

Взаємний опір двох вібраторів Z_{12} є опір випромінювання, наведений вібратором 2 на вібратор 1, у випадку, коли струми в обох вібраторах однакові і є синфазними. Для розрахунку Z_{12} за формулою (2.5.4) необхідно задатися розподілом струму по вібратору.

2.6 Принцип взаємності в теорії антен

Цей принцип оснований на теоремі взаємності, відомої з курсу технічної електродинаміки.

Безпосереднє теоретичне дослідження антен у режимі приймання в більшості випадків являє собою більш складну задачу, ніж дослідження цих антен у режимі передавання. Це видно навіть на найпростішому прикладі дротової антени, збуджуваної в режимі передавання джерелом ЕРС, зосередженим у точках живлення, у той час як у режимі приймання антена є під впливом електромагнітної хвилі по всій довжині антени. З цієї причини теорію приймальних антен у даний час будують на підставі принципу взаємності, а параметри визначають за відомими характеристиками антен у режимі передавання.

Принцип взаємності доводиться в теорії пасивних чотириполюсників, а його застосовність у теорії антен була доведена М.П. Свєшниковою. Використання цього принципу для визначення параметрів антен основане на роботах М.С.Неймана, А.А. Пістолькорса, Я.Н. Фельда та А.Р. Вольперта.

Розглянемо дві антені, розташовані довільним образом у просторі (рис. 2.8). Якщо до входу першої антени прикласти ЕРС e_1, то по ній потече струм I_1, що створить поле в області розташування другої антени та у навантаженні другої (приймальної) антени з'явиться струм I_{21}. Терема взаємності стверджує, що при переносі ЕРС в антену 2 струм у (тепер приймальній) антені 1 буде дорівнювати струму I_{21}, тобто струми і напруги поміняються місцями, і їхнє відношення залишиться колишнім.

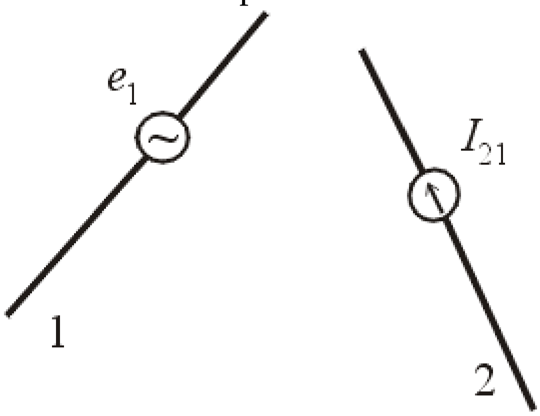


Рисунок 2.8 − Застосування принципу взаємності

Якщо ж в антену 2 включено іншу ЕРС – e_2, то в навантаженні антени 1 установиться струм I_{12} і буде справедливе відношення:

$$\frac{e_1}{I_{21}} = \frac{e_2}{I_{12}},$$

тобто відношення ЕРС до струму, якій нею збуджується при зміні місцями передавальної і приймальні антен, залишається незмінним. Це твердження залишається справедливим лише в тому випадку якщо повні внутрішні і вхідні опори антен у режимі передавання і приймання рівні, а самі антени і простір поширення є лінійними.

На основі цього принципу сформульовано принцип оборотності приймально-передавальних антен: будь-яка антена, що не містить невзаємних елементів, може бути використана як у ролі приймальної, так і в ролі передавальної. Чим ефективніше антена випромінює енергію електромагнітного поля, тим краще вона буде її приймати.

2.7 Принцип електродинамічної подібності антен

Одне з формулювань цього принципу, постульованого в 1898 році Абрагамом, може бути викладене в такий формі.

Власні частоти двох геометрично подібних антен відносяться як відповідні їхні довжини.

Дотримуючись цих формулювань, можна стверджувати, що при одночасній зміні в однаковому відношенні довжини хвилі та всіх геометричних розмірів антени її характеристики і параметри залишаються незмінними.

Принцип подібності антен не має потреби в спеціальному доведенні, тому що у формули для розрахунку більшості параметрів входять розміри антени, віднесені до довжини хвилі. Виняток складають лише деякі характеристики: опір втрат, ККД, шумова температура антени. Звідси випливає, що для дотримання повної подібності антен треба одночасно зі зміною довжини хвилі змінювати певним чином електричні параметри матеріалів, використаних у конструкції антени (провідність, діелектричну і магнітну проникність). Тільки при виконанні цієї умови буде отримана повна подібність.

Принцип подібності антен часто застосовується на практиці, оскільки дозволяє моделювання антен, тобто аналіз їхніх властивостей на зменшених моделях за відповідного зменшення довжини хвилі. Коефіцієнт моделювання може змінюватися в широких межах і вибирається виходячи з поставлених вимог. Якщо опір випромінювання антен значно перевищує опір втрат, а вплив земної поверхні і навколишніх предметів нехтовно малий, то подібність реальної антени і її моделі досить добре виконується.

2.8 "Струмовий" метод розв’язання задачі про випромінювання

При "струмовому" методі характеристика направленості антени обчислюється інтегруванням струмів на "освітленої", тобто опромінюваної первинним джерелом, частини поверхні антени.

Вважаючи форму поверхні заданою, а саму поверхню антени ідеально провідної, розв’яжемо внутрішню задачу, попередньо визначивши густина поверхневих струмів на цій поверхні, скориставшись виразом

$$\bar{j} = 2[\bar{n}, \overline{H}] \qquad (2.8.1)$$

де $\bar{j}$ – вектор густини поверхневих електричних струмів, $\overline{H}$ – вектор падаючого (неспотвореного, створеного первинним джерелом) магнітного поля поблизу розглядуваної поверхні. Звичайно падаюче поле розраховується наближено, методом геометричної оптики, з використанням асимптотичного представлення придатного на великих відстанях (характеристики направленості опромінювача).

Причому формула (2.8.1) дає точний результат тільки у випадку падіння плоскої хвилі на нескінченну ідеально провідну плоску поверхню. Однак її можна застосувати і для наближеного визначення густини поверхневого струму в тому випадку, якщо радіус кривизни поверхні в розглядуваній точці значно перевищує довжину хвилі, а падаюче поле в цій області можна вважати локально плоским.

Тоді, відповідно до принципу еквівалентності С.А. Щелкунова, поле випромінювання антени можна визначити шляхом інтегрування густини електричних поверхневих струмів на металевій поверхні S антени. З урахуванням сказаного векторну комплексну характеристику направленості антени можна розрахувати, скориставшись виразом:

$$\dot{\bar{F}}(\vartheta, \varphi) = \int\limits_{S} \dot{\bar{j}}(\rho, \psi) e^{ik\rho\cos\psi} dS\,, \qquad (2.8.2)$$

де ρ – відстань від початку вибраної системи координат до точки інтегрування на поверхні антени, ψ – кут між напрямком на точку інтегрування і на точку спостереження, що знаходиться в далекій зоні, а інтегрування ведеться по освітленій частині поверхні антени S.

Переваги «токового» методу:

– менша погрішність при розрахунку бічного випромінювання;
– можливість урахування кросполяризації;
– можливість урахування крайових ефектів, уводячи на крайці антени контурний крайовий струм.

Недоліки «токового» методу:

– не враховуються струми, що затікають на тіньову поверхню антени;
– струми на освітленій поверхні визначаються наближено.

2.9 Апертурний метод розв'язання задачі про випромінювання

Апертурний метод є наближеним і дозволяє розрахувати поле випромінювання антени за відомим значенням дотичних складових векторів електромагнітного поля в розкриві (апертурі) антени.

Для знаходження поля випромінювання, скористаємося методом еквівалентних струмів Щелкунова. З цією метою оточимо розглянуту антену уявлюваною довільною замкнутою поверхнею S_Σ так, щоб частина цієї поверхні збігалася з апертурою антени (рис. 2.9).

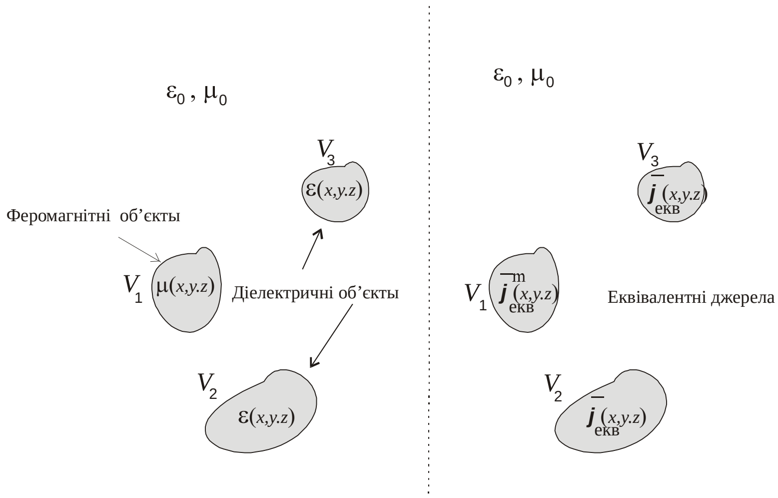


Рисунок 2.9 − Застосування апертурного методу в дзеркальних антенах

Покладемо, що в результаті точного або наближеного попереднього розв'язання *внутрішньої задачі* нами уже визначене поле на поверхні S_a, тобто в розкриві (апертурі) антени, тобто відомі густини еквівалентних поверхневих струмів на цій поверхні (формули (2.2.3)).

При розрахунку полів випромінювання антени апертурним методом думають, що поле поза апертурою дорівнює нулеві. Отже, поверхневі еквівалентні струми на іншій частині поверхні $S = S_\Sigma - S_a$ також відсутні. У розглядуваному прикладі таке припущення засноване на тім, що амплітуди полів на "неосвітленої", тіньової поверхні дзеркала значно менше, ніж на "освітленої". З обліком цього, шляхом інтегрування еквівалентних струмів розподілених тільки по поверхні розкриву антени, розраховують поле випромінювання.

Таким чином, поле випромінювання при використанні апертурного методу визначається тільки через дотичні складових векторів електричного і магнітного поля (відповідно до принципу еквівалентності) на апертурі антени.

На практиці часто вважають, що дотичні складових векторів електричного і магнітного полів в апертурі антени зв'язані між собою так як і в плоскій хвилі (тобто вони взаємно перпендикулярні і відрізняються коефіцієнтом, що має зміст хвильового опору):

$$\overline{E}_t = W_c[\overline{H}_t, \overline{n}], \qquad (2.9.1)$$

де $\overline{n}$ – нормаль до поверхні апертури, W_{c} – хвильовий опір середовища, $\overline{E}_t$ і $\overline{H}_t$ – дотичні складових векторів електромагнітного поля в апертурі. Таке твердження в основному справедливо для плоских синфазних розкривів великих електричних розмірів.

У цьому випадку характеристика направленості може бути визначена тільки через дотичну складового вектора електричного (або магнітного) поля з виразу аналогічного (2.8.2):

$$\dot{\overline{F}}(\vartheta, \varphi) = \int\limits_{S_{\text{a}}} \dot{\overline{E}}_t(\rho, \psi) e^{ik\rho\cos\psi} dS_{\text{a}}, \qquad (2.9.2)$$

причому інтегрування проводиться по поверхні апертури S_{a}.

Апертурний метод, будучи наближеним, не враховує полів створюваних струмами на поверхні поза апертурою, а також дифракційних явищ на краях апертури. Він з достатньої для практики точністю описує особливості характеристики направленості в області головної і перших бічних пелюсток і абсолютно непридатний для знаходження поля в області далекого бічного і заднього випромінювання антени.

Переваги апертурного методу:

– можливість вибору найбільш придатної форми апертури для спрощення об числення інтегралів.

Недоліки апертурного методу:

– велика погрішність при розрахунку далекого бічного випромінювання;
– неможливий облік кросполяризації;
– не враховуються дифракційні ефекти.

2.10 Метод еквівалентних схем

Це – наближений метод розв’язання *внутрішньої задачі,* використовуваний для розрахунку повного вхідного опору і перебування розподілу струму для деяких типів антен. Розглянемо його на прикладі антени у виді симетричного вібратора і визначимо вхідний опір, вважаючи, що активна потужність в антені витрачається тільки на випромінювання, тобто думаючи, що потужність втрат мала порівняно з потужністю випромінювання (що в більшості випадків виправдане).

Метод полягає в тому, що симетричному вібраторові (рис. 2.10,а) ставиться у відповідність відрізок розімкнутої на кінці двопровідної лінії з втратами (еквівалентна лінія).

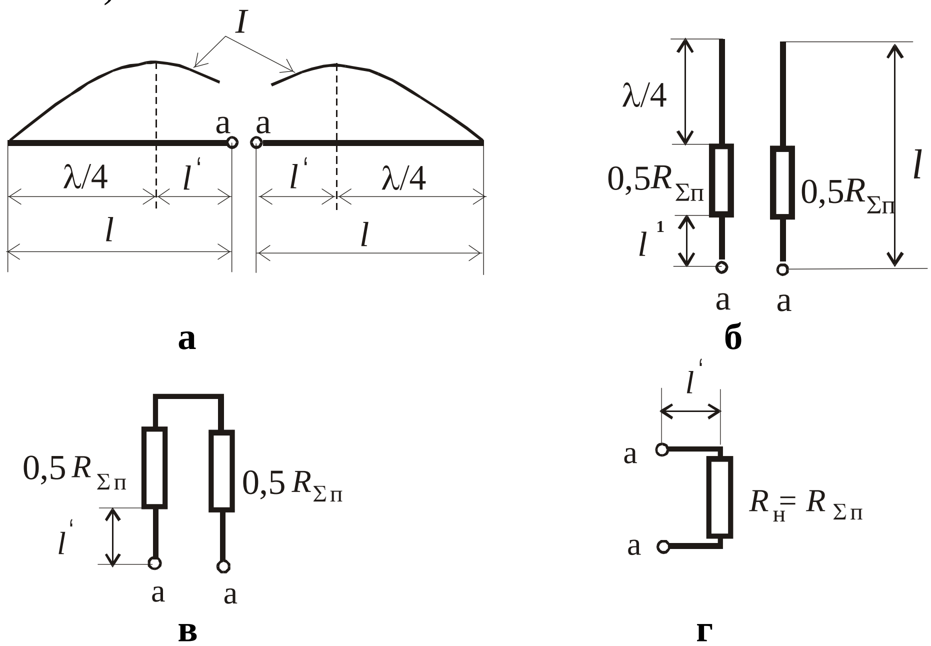


Рисунок 2.10 − Ілюстрація методу еквівалентних схем

Опір випромінювання вібратора розглянутої довжини, віднесений до пучності струму, розділимо на дві рівні частини й уявимо собі їх увімкненими у виді зосереджених опорів в обох проводи лінії в місця пучностей струму, тобто на відстані $\lambda/4$ від розімкнутого кінця (рис. 2.10,б*)*. Тому що опір розімкнутого на кінці відрізка лінії довжиною $\lambda/4$ дорівнює нулеві, від схеми рис. 2.10, б можна перейти до схем рис. 2.10,в і 2.10,г.

У результаті зазначених перетворень вхідний опір антени можна визначити, як вхідний опір еквівалентного відрізка лінії довжиною $l' = l - \lambda/4$, навантаженого на кінці опором випромінювання $R_{ΣП}$ антени, віднесеним до струму в пучності. Тепер можна перейти до висновку формули для вхідного опору. Для цього запишемо рівняння, що зв’язують струми і напруги на початку і кінці лінії (рис. 2.10.1,г):

$$\left.\begin{aligned} U_а &= U_к \cos kl' + iI_к W \sin kl' \\ I_а &= I_к \cos kl' + i\frac{U_к}{W}\sin kl' \end{aligned}\right\}. \qquad (2.10.1)$$

З огляду на те, що $l' = l - \lambda/4$, а $I_к = U_к / R_{\Sigma п}$, розділивши $U_а$ на $I_а$ і помноживши потім чисельник і знаменник на вираз комплексно-спряжене знаменникові, одержимо:

$$Z_а = R_а + iX_а = \frac{R_{\Sigma п} - i\frac{W}{2}\sin 2kl\left(1 - \frac{R_{\Sigma п}^2}{W^2}\right)}{\sin^2 kl + \left(\frac{R_{\Sigma п}}{W}\right)^2 \cos^2 kl}. \qquad (2.10.2)$$

2.11 Метод геометричної оптики

Цей метод також не є строгим і часто застосовується для розв’язання внутрішньої задачі теорії антен. Геометрооптичне розв’язання відноситься до так називаних асимптотичних розв’язань, і воно тим більше точно, чим менше довжина хвилі порівняно з характерними розмірами антени.

Слід зазначити, що метод геометричної оптики (ГО) непридатний для розрахунку полів в околі особливих областей (ребер, вершин, фокальних точок, границь світло-тінь- тощо).

Складові векторів електромагнітного поля в безмежному середовищі в наближенні ГО представляються у виді добутку швидко осцилюючих і повільно мінливих функцій:

$$u = Ae^{iks}, \qquad (2.11.1)$$

де $s(r, \vartheta, \varphi)$ називається ейконалом, це функція, що визначає фазову структуру поля – систему фронтів і променів, $A(r, \vartheta, \varphi)$ – амплітуда, яка розглядається як повільно мінлива функція. Поверхні рівних фаз, описувані рівнянням $s = \mathrm{const}$ – фронти хвиль, а лінії градієнта s являють собою промені, вони перпендикулярні поверхням рівних фаз. Закони ГО є закони, що визначають функції s, A.

Ейконал s має значення оптичної довжини променя:

$$s = \int n(r, \vartheta, \varphi)\partial l, \qquad (2.11.2)$$

де $n(r, \vartheta, \varphi)$ – показник заломлення середовища, а інтеграл (9.2) обчислюється уздовж променя.

Промінь визначається як траєкторія, що задовольняє принципові Ферма: промінь, що з’єднує дві точки A і B, виділяється з усіх кривих, що проходять через ці дві точки, тим, що ейконал, який виражається інтегралом (2.10.2), узятим у межах від A до B, екстремальний. Іншими словами – оптична довжина шляху між двома точками здовж променя, що проходить через них, менше, ніж оптична довжина шляху вздовж будь-якої кривої, що з’єднує ці самі точки.

Розглядаючи тільки однорідні середовища, відзначимо, що в цьому випадку промені являють собою прямі лінії, ейконал пропорційний звичайній довжині шляху уздовж променя, а орієнтація векторів поля в межах променя постійна.

Трубка нескінченно малого перетину, стінки якої складаються з *променів*, називають елементарною променевою трубкою.

Одним з фактів, що дозволяють просто розраховувати зміну полів уздовж променя, є те, що в першому наближенні енергія за межі елементарної променевої трубки не виходить. У методі ГО поле як би розпадається на сукупність *променевих трубок*, які можна розглядати як волокна, по кожному з яких поширюється енергія електромагнітного поля. Причому поширення в кожній елементарній трубці відбувається незалежно від наявності сусідніх. Променеві трубки не взаємодіють між собою.

Іншим фактом є можливість використання законів відображення і заломлення. Наприклад, при падінні плоскої електромагнітної хвилі на плоску границю розділення двох середовищ виконується закон Снелліуса: кут падіння дорівнює кутові відображення. Амплітуда відбитого променя в точці відображення визначається, як і при падінні плоскої хвилі на плоску границю розділення, тобто формулами Френеля.

Якщо границя розділення не плоска, і якщо радіуси кривизни поверхні і фронту падаючої хвилі (поблизу поверхні) великі порівняно з довжиною хвилі, то поверхню, що відбиває, вважають локально плоскою. Тоді систему відбитих променів знаходять, проводячи дотичну площину до поверхні розділення в розглядуваній точці і застосовуючи перший закон Снелліуса.

Метод геометричної оптики припускає, що при русі хвилі вздовж променевої трубки амплітуда її на відстані r спадає у сферичній хвилі як $1/r$, у циліндричній хвилі як $1/\sqrt{r}$, і не змінюється в плоскій хвилі. Фазові співвідношення визначаються множником βr, де $\beta = 2\pi/\lambda$ хвильове число, а r – пройдена відстань.

Як приклад застосування методу геометричної оптики розглянемо профіль *вісесиметричного параболічного дзеркала*, у фокусі якого розташуємо джерело сферичної хвилі (рис. 2.11).

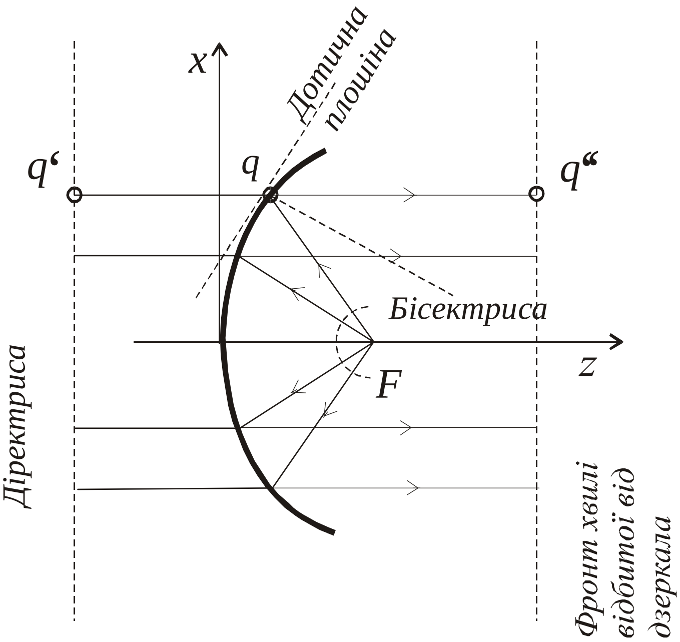


Рис. 2.11 – Ілюстрація методу геометричної оптики

Нагадаємо, що парабола – це крива, яка має такі властивості:

– нормаль і дотична до будь-якої точки параболи є бісектрисами кутів між фокальним радіусом-вектором Fq і діаметром $q'q''$, що проходить через точку дотику;

– відстані від фокуса до будь-якої точки параболи (наприклад, Fq) і від цієї точки до прямої лінії, називаної директрисою (qq'), рівні між собою.

Якщо у фокус ідеально провідного параболічного дзеркала помістити джерело сферичної хвилі, а мінімальний радіус кривизни поверхні дзеркала в будь-якій точці набагато більше довжини хвилі, то, ґрунтуючись на методі ГО оптики можна дійти висновку що:

– параболоїд трансформує розбіжний пучок променів сферичної хвилі в рівнобіжний, що відповідає плоскому *фронту*;
– відповідно до другої властивості параболи усі хвилі, вихідні з фокуса, приходять у площину розкриву синфазними, оскільки директриса і фронт хвилі рівнобіжні;
– амплітуда хвиль на ділянці руху вздовж променя від фокуса до точки відображення змінюється, як і у сферичній хвилі, а на ділянці вздовж променя від точці відображення до площини розкриву, амплітуда незмінна, як у плоскій хвилі.

3 Терминология в антенной теории и практике

3.1 Основная терминология

Амплитудный фронт волны (поверхность равных амплитуд) – это воображаемая неразрывная поверхность, в каждой точке которой амплитуда *электромагнитных колебаний* одинакова.

Антенна, *антенное устройство* – это устройство, содержащее один или несколько антенных элементов и предназначенное для *излучения* или *приема* электромагнитных волн.

Антенная система – это устройство, состоящее из одного или нескольких *антенных элементов* либо *антенн*, системы питания (возбуждения) и вспомогательных устройств объединенных общим функциональным назначением.

Антенный элемент – это *первичный* или *вторичный излучатель*.

Апертурный метод – приближенный метод решения внешней задачи анализа для антенн с излучающим раскрывом, пригодный для расчета характеристики направленности антенны в области главного и первых боковых лепестков.

Ближняя зона антенны (область ближнего поля, зона индукции) – область пространства вокруг антенны, все точки которой находятся на расстоянии $r < 0{,}25L + 0{,}5L(L/\lambda)^{1/3}$ от центра излучающей системы (антенны), где L максимальный линейный размер антенны, λ длина волны.

В ближней зоне электромагнитное поле носит сложный характер, в нем присутствуют все компоненты векторов поля, вектор Пойнтинга – комплексный и может не совпадать по направлению с радиус-вектором точки наблюдения.

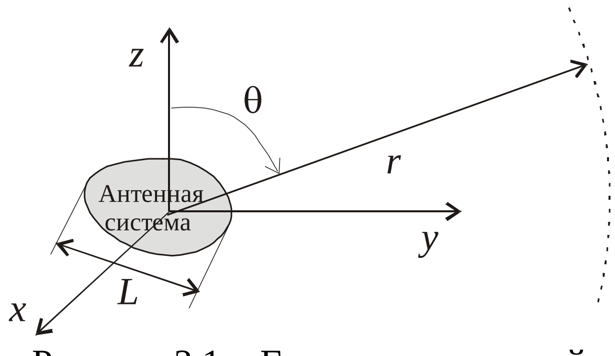


Рисунок 3.1 – Геометрия антенной задачи

Векторная комплексная характеристика направленности антенны описывает угловую зависимость амплитуды, фазы и *поляризации* поля этой антенны на фиксированном расстоянии, соответствующем дальней зоне в виде произведения трех сомножителей:

$$\dot{\bar{F}}(\vartheta,\varphi) = F(\vartheta,\varphi)e^{i\Phi(\vartheta,\varphi)}[\bar{\vartheta}_0 + \bar{\varphi}_0 \cdot \dot{p}(\vartheta,\varphi)]. \quad (3.1.1)$$

Внешняя задача теории антенн состоит в нахождении амплитудно-фазового распределения поля во всем пространстве, окружающем антенну при заданном амплитудно-фазовом распределении токов в элементах антенной системы (либо полей на замкнутой поверхности окружающей объем, в котором находится антенна).

Внутренняя задача теории антенн состоит в нахождении амплитудно-фазового распределения токов на элементах антенной системы (либо полей на замкнутой поверхности окружающей объем, в котором находится антенна) при заданных сторонних источниках электромагнитного поля возбуждающих антенну.

Вторичный излучатель – это излучающий элемент антенны, не имеющий непосредственной связи с направляющей системой, радиоэлектронным устройством, генерирующим, усиливающим или преобразующим электромагнитные колебания, и возбуждаемый электромагнитным полем первичного излучателя. Размеры вторичного излучателя могут значительно превышать длину волны.

*Дальняя зона антенны (*область дальнего поля, волновая зона, зона Фраунгофера) – это область пространства вокруг антенны, все точки которой находятся на расстоянии r от центра излучающей системы (антенны), удовлетворяющем условию $r \geq 2L^2/\lambda$, где L обозначает любой максимальный линейный размер антенны, λ – минимальная длина волны рабочего диапазона частот.

Задача анализа в теории антенн состоит в нахождении амплитудно-фазового распределения поля всюду в пространстве окружающем антенну (в том числе и на самой антенне) при заданных сторонних источниках электромагнитного поля возбуждающих антенну.

Задача синтеза в теории антенн состоит в определении конструктивных размеров, формы и нахождении амплитудно-фазового распределения токов на элементах антенны по заданным требованиям к ее электрическим характеристикам.

Излучатель, излучающий элемент – это устройство, предназначенное для возбуждения, излучения, переизлучения либо приема электромагнитных волн. Излучатель может возбуждать, излучать и принимать свободно распространяющиеся, направляемые, вытекающие и поверхностные электромагнитные волны.

Излучающая система объединяет в себе несколько излучающих элементов, что дает возможность получить качественно новые направленные свойства. Характеристика направленности всей системы зависит как от типа излучателей, так и от их расположения, расстояния между ними и соотношения между амплитудами и фазами токов (полей) в излучателях.

Излучение электромагнитных волн антенной – это процесс преобразования энергии электромагнитных колебаний, либо направляемых электромагнитных волн, в энергию свободно распространяющихся в пространстве электромагнитных волн.

Интенсивность излучения – это мощность, излучаемая антенной в заданном направлении в дальней зоне, отнесенная к единице телесного угла.

Максимально допустимая мощность, – это мощность, которая может поступать в антенну без опасности электрического или теплового пробоя в элементах антенны, или вблизи них.

Поле в дальней зоне антенны имеет поперечный характер, т.е. составляющие векторов $\overline{E}$ и $\overline{H}$ вдоль направления распространения пренебрежимо малы. Амплитуда поля убывает, как $1/r$, а поверхность равных амплитуд и равных фаз есть сфера радиуса r. Угловое распределение составляющих векторов электромагнитного поля не зависит от расстояния до излучающего объема. Поток мощности излучения в дальней зоне направлен радиально, мнимая часть вектора Пойнтинга практически равна нулю.

Метод геометрической оптики (ГО) – асимптотический метод, часто применяющийся для решения внутренней задачи апертурных антенн.

Метод зеркальных изображений − приближенный метод решения, который используют для учета влияния Земли на поле излучения антенн в диапазонах километровых и декаметровых волн, где свойства земной поверхности близки к идеальному проводнику.

Метод поляризационных токов (принцип эквивалентности М.И. Конторовича) для решения задач использует эквивалентность переменного электрического поля в диэлектрике объемным электрическим токам и зарядам в свободном пространстве, а также эквивалентность переменного магнитного поля в ферромагнетиках объемным магнитным токам и зарядам.

Метод наведенных электродвижущих сил – приближенный метод позволяющий учесть взаимную связь близкорасположенных вибраторов.

Метод эквивалентных схем – это приближенный метод решения внутренней задачи, используемый для расчета полного входного сопротивления и нахождения распределения тока для вибраторных антенн.

Мощность, переносимая электромагнитной волной через некоторую поверхность, равна количеству энергии проходящей за единицу времени через эту поверхность.

Мощностью потерь считают электромагнитную энергию, отдаваемую в единицу времени электромагнитным полем, а именно: превращающуюся в другие виды энергии (в большинстве случаев: из-за несовершенства материала элементов самой антенны и наличия окружающих ее объектов – в тепловую).

Мощность излучения (полная мощность излучения) антенны равна активной суммарной мощности, переносимой электромагнитной волной в процессе излучения через бесконечно удаленную замкнутую поверхность, окружающую антенну.

Однородной называется электромагнитная волна, в которой поверхности равных фаз совпадают с поверхностями равных амплитуд.

Первичный излучатель – это излучающий элемент антенны непосредственно связанный с направляющей системой либо с радиоэлектронным устройством генерирующим, усиливающим или преобразующим электромагнитные колебания. Размеры первичного излучателя обычно соизмеримы с длиной волны.

Передающая антенна – это устройство, предназначенное для излучения электромагнитных волн.

Полностью поляризованная волна – это такая плоская однородная электромагнитная волна, у которой форма, ориентация и размеры поляризационного эллипса не изменяются во времени.

Поляризационный эллипс – плоская кривая, описываемая с течением времени концом вектора полностью или частично поляризованной электромагнитной волны, рассматриваемой в фиксированной точке пространства.

Поляризация электромагнитного поля – это ориентационная характеристика векторов электромагнитного поля, которая определяется формой линии, описываемой с течением времени концом вектора напряженности электрического (или магнитного) поля, рассматриваемого в фиксированной точке пространства. Различают полностью поляризованные, частично поляризованные и неполяризованные электромагнитные волны.

Прием электромагнитных волн антенной – это процесс, при котором происходит преобразование энергии свободно распространяющихся в пространстве электромагнитных волн в энергию направляемых электромагнитных волн, либо в энергию электромагнитных колебаний.

Принцип эквивалентности *позволяет заменить реальные токи, возбуждающие электромагнитное поле, более удобной системой эквивалентных токов (поверхностных источников).*

Промежуточная зона антенны (промежуточная область, зона Френеля) – область пространства вокруг антенны, все точки которой находятся на расстоянии r от центра излучающей системы (антенны), удовлетворяющем условию

$$0{,}25L + 0{,}5L(L/\lambda)^{1/3} < r < 2L^2/\lambda,$$

где L − наибольший линейный размер антенны. В первом приближении поле в промежуточной зоне антенны имеет поперечный характер, т.е. продольные составляющие векторов $\overline{E}$ и $\overline{H}$ достаточно малы по сравнению с поперечными.

Сторонние источники − это такие источники электромагнитного поля, которые возбуждают это поле, но сами от него не зависят, так как их поддерживают внешние (посторонние) по отношению к исследуемой задаче источники. Сторонние источники считаются заранее известными функциями координат и времени.

"Токовый" метод решения внешней задачи теории антенн характеризуется тем, что характеристика направленности антенны вычисляется интегрированием токов на "освещенной", т.е. облучаемой первичным источником, части поверхности антенны.

Фронт волны (фазовый фронт, поверхность равных фаз) – воображаемая неразрывная поверхность, в каждой точке которой векторы электрического (либо магнитного) поля синфазны.

Частично поляризованная волна – это такая плоская однородная электромагнитная волна, где форма, ориентация и размеры поляризационного эллипса непрерывно изменяются во времени. Однако скорость изменения параметров эллипса значительно меньше той скорости, с которой конец вектора описывает каждый эллипс.

Электромагнитная волна – это процесс, характеризующий электромагнитное поле, параметры векторов которого меняются во времени и по пространственным координатам. Характерным признаком электромагнитной волны является непрерывное перемещение поверхности равных фаз (распространение волны).

Электромагнитные колебания – это процесс, характеризующийся меняющимися по времени физическими величинами, определяющими энергию электромагнитного поля: токами, напряжениями, напряженностями электрического или магнитного полей. В наиболее распространенном смысле: электромагнитные колебания – это периодические изменения во времени указанных величин.

Электромагнитное поле – форма существования материи, характеризующееся энергией, массой, количеством движения (импульсом). Оно может испытывать воздействие мощных гравитационных сил, не обладая при этом массой покоя. Электромагнитное поле способно существовать в свободном состоянии – в виде электромагнитных волн распространяющихся в свободном пространстве.

3.2 Параметры антенн

Активная мощность излучения – это действительная часть комплексной мощности излучения, определяемая как мощность, проходящая через бесконечно удаленную замкнутую поверхность, окружающую антенну.

*Амплитудная характеристика направленности (*АХН) антенны – это функция, $F(\vartheta,\varphi)$, входящая в выражение (3.1.1), и отражающая зависимость амплитуды напряженности главной компоненты вектора напряженности электрического поля антенны, центр излучения которой находится в начале сферической системы координат, от угловых координат точки наблюдения, рассматриваемой на фиксированном расстоянии в дальней зоне, причем $\max F(\vartheta,\varphi)\equiv 1$.

Функции, образуемые пространственной характеристикой направленности антенны при $\varphi = \mathrm{const}$, либо при $\vartheta = \mathrm{const}$ (сечения характеристики направленности), называются амплитудными характеристиками направленности антенны в соответствующей плоскости.

Амплитудное распределение – это функция, отражающая зависимость амплитуды поля в раскрыве антенны от соответствующей координаты.

Апертура (или раскрыв) антенны – это воображаемая поверхность, опирающаяся на крайние точки вторичного излучателя антенны, через которую проходит основной поток энергии электромагнитного поля, созданного этим излучателем. Обычно апертуру антенны считают плоской.

Боковой лепесток ДН антенны – это любой лепесток ДН кроме главного (или главных) и заднего. Максимальный уровень бокового лепестка (УБЛ) определяется, обычно в децибелах, относительно главного лепестка ДН антенны.

Волновое сопротивление линейной антенны полностью определяется ее геометрическими характеристиками, величина его равна корню квадратному из отношения усредненных по длине антенны статической индуктивности и емкости.

Внутреннее сопротивление приемной антенны равно полному входному сопротивлению этой же антенны.

Главный лепесток (иногда называемый главным максимумом) ДН антенны – это лепесток нормированной ДН, максимальная величина которого равна единице. Антенна может иметь несколько главных лепестков.

Главная компонента − это составляющая вектора $\overline{E}$ (либо $\overline{H}$) поля излучения антенны, определяемая поляризацией этого поля в направлении максимального излучения.

Действующая (эффективная) площадь антенны – это площадь раскрыва некоторой эквивалентной антенны с равномерным и синфазным распределением поля, которая создает в направлении максимума ДН такую же интенсивность излучения, что и рассматриваемая антенна в направлении максимума своей ДН, при условии равенства подводимых к обеим антеннам мощностей и их КПД.

Действующая (эффективная) площадь приемной антенны – это площадь, определяемая отношением максимальной мощности, которая может быть отдана приемной антенной без учета потерь в согласованную нагрузку, к мощности, приходящейся на единицу площади в падающей плоской электромагнитной волне.

Действующая длина антенны − это длина такой линейной антенны с равномерным распределением амплитуды тока, которая создает в направлении максимального излучения такую же интенсивность поля, что и рассматриваемая антенна в направлении максимума своей ДН, при условии равенства максимальных значений амплитуды тока в обеих антеннах.

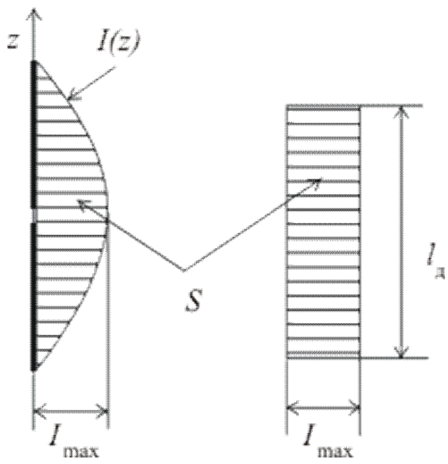


Рисунок 3.2 – К определению действующей длины

Действующую длину можно определить как высоту прямоугольника с основанием равным максимальной амплитуде тока в рассматриваемой антенне, площадь которого равна площади S, ограниченной кривой распределения амплитуды тока $I(z)$ и осью антенны (рис. 3.2).

Диаграмма направленности (ДН) *антенны* – это графическое изображения АХН антенны.

Задний лепесток ДН антенны – это лепесток ДН, направление которого образует с направлением главного лепестка угол равный 180 градусам. Задний лепесток ДН может отсутствовать, например, у антенн с кардиоидной ДН.

Изотропная антенна (изотропный излучатель) – это гипотетическая всенаправленная антенна с КПД, равным единице.

Комплексная мощность излучения – это величина, характеризующая поток энергии в ближней зоне, проходящий через замкнутую поверхность, окружающую антенну и непосредственно примыкающую к ней.

Коэффициент защитного действия (КЗД) – это отношение интенсивности электромагнитного поля, излучаемого антенной в направлении главного лепестка ее ДН к интенсивности электромагнитного поля, излучаемого антенной в направлении заднего лепестка ДН.

Коэффициент использования поверхности (КИП) антенны равен отношению действующей площади антенны к геометрической площади ее раскрыва.

Коэффициент концентрации характеризует долю мощности, которая содержится в заданном телесном угле Ω, по сравнению со всей мощностью излученной антенной. Этот коэффициент ($k_к$) рассчитывается по следующей формуле:

$$k_к(\Omega) = \left(\int\limits_{\Omega} \left| \dot{\bar{F}}(\vartheta, \varphi) \right|^2 \sin\vartheta d\vartheta d\varphi \right) \left[\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi} \left| \dot{\bar{F}}(\vartheta, \varphi) \right|^2 \sin\vartheta d\vartheta d\varphi \right]^{-1}. \quad (3.2.1)$$

Коэффициент направленного действия (КНД) – это положительное число, показывающее, во сколько раз интенсивность излучения антенны в направлении максимального излучения больше интенсивности излучения абсолютно ненаправленной антенны, при условии равенства полных мощностей, излучаемых обеими антеннами.

$$D = 4\pi \left(\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\pi} \left| \dot{\bar{F}}(\vartheta, \varphi) \right|^2 \sin\vartheta d\vartheta d\varphi \right)^{-1}. \quad (3.2.2)$$

Часто КНД рассматривается как функция угловых координат и является мерой концентрации энергии, излучаемой антенной в рассматриваемом направлении. В этом случае наибольшее значение этой функции используют в качестве понятия "максимальный" КНД.

Коэффициент полезного действия (КПД) антенны – отношение мощности излучения антенны ко всей входящей в антенну мощности. КПД характеризует долю энергии электромагнитного поля преобразованной в элементах антенн в другие виды энергии.

Коэффициент рассеяния антенны $k_р$ характеризует долю мощности, которая содержится вне главного лепестка характеристики направленности, по сравнению со всей излученной антенной мощностью. Если главный лепесток диаграммы направленности занимает в пространстве телесный угол $\Omega_{гл}$, то коэффициент рассеяния равен

$$k_р = 1 - k_к(\Omega_{гл}). \quad (3.2.3)$$

Коэффициент усиления антенны (КУ) – это положительное число, показывающее, во сколько раз интенсивность излучения антенны в направлении максимального излучения, больше интенсивности излучения изотропной антенны с КПД равным единице, при условии равенства мощностей поступающих в обе антенны (иногда его называют изотропным или абсолютным КУ).

Во многих случаях коэффициент усиления антенны рассматривается для произвольного направления, т.е. в виде функции угловых координат. Тогда наибольшее значение этой функции используют в качестве понятия "максимальный коэффициент усиления".

Часто коэффициент усиления определяют относительно некоторой «эталонной» антенны (относительный КУ).

Коэффициент эллиптичности поля излучаемого антенной определяется, как отношение малой и большой полуоси поляризационного эллипса.

Перекрестной поляризацией (кроссполяризацией) антенны называют поляризацию ортогональную основной поляризации электромагнитного поля, излучаемого (принимаемого) антенной.

Полное входное сопротивление антенны определяется как отношение полной мощности в антенне к квадрату действующего значения тока на входе антенны. Слагаемыми полного входного сопротивления антенны являются: активные величины − сопротивление излучения, сопротивление потерь и реактивная часть этого сопротивления. Понятие входного сопротивления антенны имеет смысл в тех случаях, когда удается ввести понятие тока на входе антенны.

Поляризационная диаграмма – это графическое изображение зависимости амплитуды напряженности поля, принятого антенной линейной поляризации от угла поворота ее вокруг продольной оси.

Поляризационная характеристика направленности антенны – это зависимость коэффициента эллиптичности электромагнитного поля, излучаемого антенной, от угловых координат точки наблюдения, рассматриваемой на фиксированном расстоянии в дальней зоне. Поляризационные свойства антенны отражает комплексная функция, входящая в выражение (3.1.1):

$$\dot{p}(\vartheta,\varphi) = p(\vartheta,\varphi)e^{i\psi(\vartheta,\varphi)},$$

где $p = E_\varphi / E_\vartheta$ – отношение амплитуд ортогональных компонент поля, а $\psi = \arg \dot{E}_\varphi$ – фаза ортогональной компоненты.

Поляризационный эллипс – замкнутая кривая линия, описываемая концом вектора электромагнитного поля в фиксированной точке пространства за время одного периода высокочастотного колебания.

Поляризацией (основной поляризацией) антенны принято считать поляризацию электромагнитного поля, излучаемого (принимаемого) антенной в направлении главного лепестка ДН.

Принцип обратимости приемо-передающих антенн сформулированный на основе теоремы взаимности гласит: всякая антенна, не содержащая невзаимных элементов, может быть использована как в качестве приемной, так и в качестве передающей. Чем эффективнее антенна излучает энергию электромагнитного поля, тем лучше она будет ее принимать.

Рабочая полоса частот антенны – определяется по наиболее важному для данной антенны параметру, значения которого в границах этой полосы не должны выходить за допустимые пределы.

Сверхнаправленность – явление, при котором КНД рассматриваемой антенны больше, чем КНД антенны такого же типа и размеров с синфазным и равноамплитудным распределением полей в раскрыве антенны (токов в ее элементах).Большая направленность в этом случае достигается за счет резко осциллирующего амплитудно-фазового распределения поля в раскрыве, вследствие чего существенно уменьшается доля излученной энергии и резко увеличивается доля реактивной энергии и добротность антенны. При этом весьма серьезно обостряются требования к точности выполнения всей конструкции антенны.

Согласованная нагрузка – пассивный элемент ВЧ тракта, при подключении которого к выходу приемной антенны обеспечивается максимальная отдача мощности этой антенной. Условия согласования сопротивления нагрузки $Z_н = R_н + iX_н$ и антенны с полным внутренним сопротивлением $Z_{вн} = R_{вн} + iX_{вн}$ имеет вид:

$$R_{вх} = R_н;\ X_{вх} + X_н = 0.$$

Сопротивление излучения антенны – это вещественный коэффициент, связывающий мощность излучения антенны с квадратом действующего (эффективного) значения тока в рассматриваемой точке антенны. При определении сопротивления излучения следует оговаривать, к какому току антенны оно относится, так как в различных точках антенны ток имеет разное значение. Величина сопротивления излучения зависит от формы антенны, ее геометрических размеров и рабочей длины волны.

Сопротивление потерь в антенне определяется отношением мощности потерь к квадрату действующего значения тока на входе антенны.

Уровень боковых лепестков (УБЛ) ДН антенны определяется относительно главного лепестка ее ДН. Уровень бокового лепестка равен значению нормированной амплитудной ДН антенны в направлении максимума данного лепестка.

Фазовая диаграмма направленности антенны это графическое изображение фазовой характеристики направленности антенны.

Фазовая характеристика направленности (ФХН) *антенны* – это функция $\Phi(\vartheta,\varphi)$, входящая в выражение (3.1.1) и отражающая зависимость фазы главной компоненты вектора напряженности электрического поля антенны, центр излучения которой находится в начале сферической системы координат, от угловых координат точки наблюдения, рассматриваемой на фиксированном расстоянии в дальней зоне.

Фазовое распределение поля – это функция, отражающая зависимость фаз векторов электромагнитного поля в раскрыве антенны (или фазы токов в ее элементах) от соответствующей координаты.

Фазовые ошибки – это отличия в распределении фазы векторов электромагнитного поля в раскрыве антенны (или фазы токов в ее элементах) от равномерного (синфазного) распределения.

Фазовый центр антенны – это центр сферической поверхности, представляющей фронт электромагнитной волны, сформированный в дальней зоне излучением антенны. Не все реальные антенны обладают фазовым центром. Для таких антенн зачастую можно подобрать сферическую поверхность, аппроксимирующую наилучшим образом фронт волны в дальней зоне (обычно в пределах главного лепестка ДН антенны). Центр этой сферы называют центром излучения антенны.

Характеристика направленности (ХН) антенны по мощности – это функция, отражающая зависимость интенсивности поля, излучаемого антенной от угловых координат точки наблюдения, рассматриваемой на фиксированном расстоянии в дальней зоне.

Эквивалентная изотропно излучаемая мощность – произведение мощности подводимой к антенне и коэффициента усиления этой антенны в данном направлении, задаваемого относительно изотропной антенны.

Эквивалентная монопольно излучаемая мощность – это произведение мощности подводимой к антенне и коэффициента усиления этой антенны в данном направлении, задаваемого относительно короткого по сравнению с длиной волны вертикального несимметричного вибратора (монополя).

Эталонная антенна – простейший антенный элемент, принимаемый за эталон (стандарт) при определении параметров антенн. В качестве эталонной в диапазонах НЧ и СЧ принята короткая по сравнению с длиной волны несимметричная вертикальная антенна (монополь), в диапазоне ВЧ и ОВЧ – симметричный вибратор (диполь), в более высокочастотных диапазонах – изотропный излучатель.

Эффективная излучаемая мощность – это произведение мощности, поступающей в антенну и коэффициента усиления этой антенны в данном направлении, задаваемого относительно эталонной антенны.

4. Основные принципы и некоторые приближенные методы

Задачи, решаемые в теории антенн, в конечном счете, сводятся к решению уравнений, вытекающих из математической формулировки законов электромагнитного поля. Поскольку условиям существования и единственности решения уравнений Максвелла, граничным условиям уделяется соответствующее внимание в курсах физики и технической электродинамики, мы не будем останавливаться на этих вопросах.

Заметим только, что точное (строгое) решение *задачи анализа* о возбуждении реальной антенной системы, нахождении ее поля излучения либо *задачи синтеза* антенной системы по заданным характеристикам ее излучения в подавляющем большинстве случаев встречает непреодолимые трудности математического характера. Поэтому на том или ином этапе решения антенной задачи используют упрощенные методы, которые, тем не менее, обеспечивают приемлемую точность и адекватность получаемого решения поставленной задаче.

Ниже будут кратко изложены принципы и методы, применяемые для приближенного решения внутренних и внешних задач антенной теории.

4.1 Граничные условия, условия на ребре и условие излучения,

Уравнения Максвелла в дифференциальной форме справедливы в случае линейных сред, параметры ε_a, μ_a и σ которых либо не зависят от координат, либо являются непрерывными функциями координат. Однако, часто встречаются случаи, когда рассматриваемая область состоит из двух (или более) разнородных сред. При анализе макроскопических свойств поля в этих случаях обычно считают, что параметры ε_a, μ_a и σ (или, по крайней мере, один из них) на границе раздела меняется скачком.

Следовательно, операция дифференцирования в точках, принадлежащих границе раздела, не законна, и уравнения Максвелла в этих точках теряют смысл. Соотношения, показывающие связь между значениями векторов электромагнитного поля в разных средах у поверхности раздела, называются *граничными условиями*. Вывод граничных условий основан на уравнениях Максвелла в интегральной форме, которые остаются справедливыми и на границе раздела.

В большинстве случаев антенны и антенные системы изготавливаются из хорошо проводящих материалов, т.е. границей раздела является хороший проводник. В этих случаях при изучении переменных электромагнитных полей вблизи поверхности металлических тел часто предполагают, что рассматриваемое тело является идеально проводящим.

Граничные условия при этом упрощаются, так как в среде с удельной проводимостью $\sigma = \infty$ поле отсутствует. Например, если идеально проводящей является вторая среда, то граничные условия в векторной форме имеют вид

$$(\bar{n}_0 \bar{E}_1) = \rho_S / \varepsilon_{a1}; \qquad \left[\bar{n}_0 \bar{E}_1\right] = 0; \quad (\bar{n}_0 \bar{H}_1) = 0; \qquad \left[\bar{n}_0 \bar{H}_1\right] = \bar{j}_S, \qquad (4.1.1)$$

где ρ_S − поверхностная плотность заряда, К/м^2; $\bar{j}_S$ − вектор плотности поверхностного тока, А/м^2 . Следовательно, на поверхности идеального проводника касательная составляющая напряженности электрического поля и нормальная составляющая напряженности магнитного поля обращаются в нуль.

В ряде случаев, когда, например, граничная поверхность имеет геометрически сингулярные точки (изломы, разрывы), можно получить несколько математически корректных решений уравнений Максвелла, среди которых лишь одно верно описывает исследуемое физическое явление. И для обеспечения единственности решения оказывается необходимым ввести некоторые ограничения.

Дополнительное физическое условие, необходимое для однозначного определения решения в этом случае известно как *условие на ребре.* Оно заключается в требовании конечности энергии электромагнитного поля, запасенной в любом конечном объеме в окрестности ребра. Это равносильно требованию

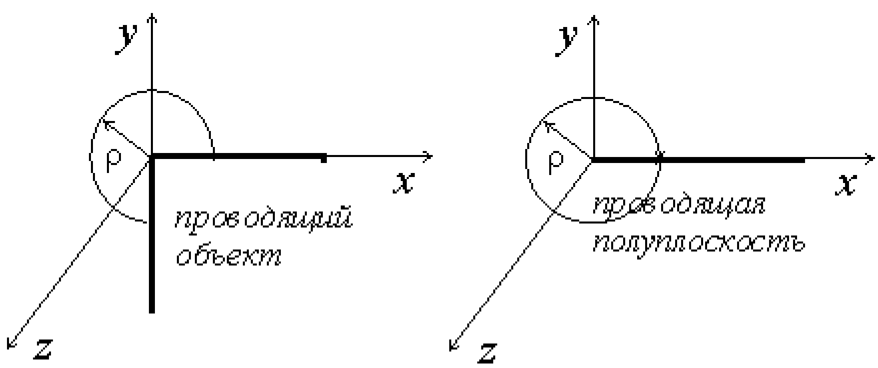
$$\int_V (\varepsilon\,|\,\bar{E}\,|^2 + \mu\,|\,\bar{H}\,|^2)dv \to 0, \qquad (4.1.2)$$

при стремлении к нулю V объема в окрестности ребра. Если ребро представляет собой гладкую кривую, то в каждой точке ее можно заменить прямой и ввести локальные цилиндрические координаты на ребре (ρ, φ, z); элемент объема в интеграле (4.1.2) при этом равен $\rho \cdot d\rho \cdot d\varphi \cdot dz$.

Доказано, что из условия (4.1.2) следует, что ни одна составляющая электромагнитного поля ($\bar{E}, \bar{H}$) в окрестности ребра не может возрастать при $\rho \to 0$ быстрее, чем $\rho^{-1+\tau}$ ($\tau > 0$).

Оказывается, для однозначного выбора решения уравнений Максвелла не обязательно точно знать величину τ, а достаточно найти лишь положительную нижнюю границу этой величины.

Для идеально проводящего прямоугольного клина, изображенного на рис. 4.1, а при $\rho \to 0$ имеем



а **б**

Рисунок 4.1 − Геометрия структур с ребром: а − прямоугольный клин, б − полуплоскость

$$\overline{E}_t, \overline{H}_t = O(\rho^{-1/3});\ E_z, H_z = O(\rho^{2/3}). \quad (4.1.3)$$

Для изображенной на рис. 4.1,б идеально проводящей полуплоскости при $\rho \to 0$ справедливы следующие соотношения

$$\overline{E}_t, \overline{H}_t = O(\rho^{-1/2});\ E_z, H_z = O(\rho^{1/2}). \quad (4.1.4)$$

Обозначение $O(f(x))$ имеет следующий смысл:

$f(x) = O(g(x))$ при $x \to x_0$, если функция $f(x)$ возрастает не быстрее, чем $g(x)$ при $x \to x_0$, т.е. имеется постоянная A, такая, что $|f(x)| \le A|g(x)|$ при $x \to x_0$.

При нахождении полей в свободном пространстве, когда источники, сосредоточенны в некоторой конечной области (т.е. при решении большинства антенных задач), определяющим поведение полей на бесконечности является *условие излучения*.

Для изотропной непоглощающей среды поведение полей на бесконечности определяется *условием излучения Зоммерфельда*. Оно формулируется следующим образом: амплитуда поля на больших расстояниях r от источника должна убывать, по крайней мере, как r^{-1}, а фаза поля должна быть такой же, как у уходящей на бесконечность волны. Точнее: любая поперечная (относительно направления r) составляющая ψ электромагнитного поля должна удовлетворять условию

$$\lim_{r \to \infty} r\left(\frac{\partial\psi}{\partial r} - ik\psi\right), \quad (4.1.5)$$

где $k = \omega\sqrt{\varepsilon_a \mu_a}$ − волновое число.

Если же пространство заполнено поглощающей средой, условием является требование, чтобы поля *стремились к нулю на бесконечности*.

4.2 Принцип эквивалентности (метод эквивалентных токов)

В 1936 году американский ученый С.А. Щелкунов ввел т.н. *принцип эквивалентности*, который гласит: "поле в свободной от источников области V, ограниченной поверхностью S, может быть создано электрическими и магнитными токами, распределенными по этой поверхности, и в этом смысле действительные источники поля можно заменить "эквивалентными" поверхностными токами "

Метод эквивалентных токов дает возможность заменить реальные токи, возбуждающие электромагнитное поле, более удобной системой эквивалентных токов (поверхностных источников).

Пусть поверхность S, разделяющая пространство на объемы V_1 и V_2, полностью охватывает истинные источники, создающие электромагнитное полек $\overline{E}_1$ и $\overline{H}_1$. Удалим источники из V_2, и постулируем существование в объеме V_2 произвольного поля $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ (источники этого поля находятся вне V_2 и удовлетворяют уравнениям Максвелла для произвольной среды с параметрами $\tilde{\varepsilon}_{a2}$, $\tilde{\mu}_{a2}$). Одновременно сохраним в объеме V_1 поле $\bar{E}_1$, $\bar{H}_1$.

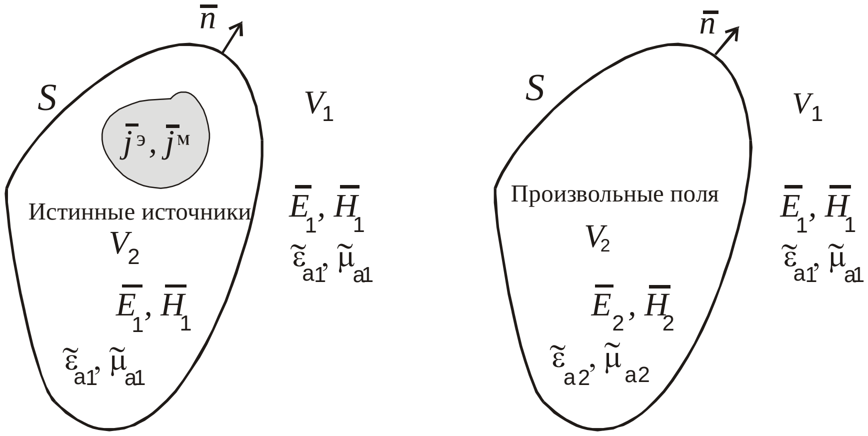


Рисунок 4.2 – Геометрия задачи

Чтобы сконструированное таким образом поле удовлетворяло уравнениям Максвелла (т.е. было бы единственным решением уравнений Максвелла) нужно обеспечить «сшивание» электромагнитных полей $\bar{E}_1$, $\bar{H}_1$ и $\bar{E}_2$, $\bar{H}_2$ на поверхности раздела S с помощью граничных условий:

$$\bar{j}_s^{э} = [\bar{n}(\bar{H}_1 - \bar{H}_2)] \tag{4.2.1}$$

$$\bar{j}_s^{m} = -[\bar{n}(\bar{E}_1 - \bar{E}_2)]. \tag{4.2.2}$$

Т.е. следует предположить наличие фиктивных поверхностных электрических и магнитных токов в виде бесконечно тонких слоев на поверхности S. Их можно рассматривать, как эквивалентные источники, создающие поле $\bar{E}_1$, $\bar{H}_1$ в объеме V_1 и $\bar{E}_2$, $\bar{H}_2$ в объеме V_2.

Следует подчеркнуть, что первоначальные источники оказались удаленными из объема V_2, аналогично, из объема V_1 оказались удаленными источники поля $\bar{E}_2$, $\bar{H}_2$.

Важно, что новое поле $\bar{E}_2$, $\bar{H}_2$ и среда $\tilde{\varepsilon}_{a2}$, $\tilde{\mu}_{a2}$ в объеме V_2 могут быть сформированы по усмотрению исследователя независимо от поля $\bar{E}_1$, $\bar{H}_1$ и среды $\tilde{\varepsilon}_{a1}$, $\tilde{\mu}_{a1}$.

Наиболее распространены следующие варианты выбора эквивалентных источников.

- Поле $\bar{E}_2$, $\bar{H}_2$ постулируется нулевым, параметры среды сохраняются без изменений, т.е. $\tilde{\varepsilon}_{a2} = \tilde{\varepsilon}_{a1}$; $\tilde{\mu}_{a2} = \tilde{\mu}_{a1}$, тогда:

$$\bar{j}_s^{э} = [\bar{n}\bar{H}_1]; \; \bar{j}_s^{m} = -[\bar{n}\bar{E}_1]. \tag{4.2.3}$$

При этом электромагнитное поле в объеме можно рассматривать как создаваемое этими электрическими и магнитными токами, находящимися в однородной и изотропной среде.

- Поле $\bar{E}_2$, $\bar{H}_2$ постулируется нулевым, среда в объеме V_2 наделяется свойствами идеального проводника. В этом случае эквивалентный электрический поверхностный ток оказывается неизлучающим (он как бы закорачивается средой в V_2) и поле в области V_1 можно рассматривать, как создаваемое только магнитными токами $\bar{j}_s^m = -[\bar{n}\bar{E}_1]$, однако с обязательным учетом присутствия идеально проводящего тела V_2.

- Поле $\bar{E}_2$, $\bar{H}_2$ постулируется нулевым, среда в объеме V_2 наделяется свойствами идеального магнетика. В этом случае неизлучающим является эквивалентный магнитный поверхностный ток и поле в объеме V_1 можно рассматривать, как создаваемое только электрическими эквивалентными токами $\bar{j}_s^э = [\bar{n}\bar{H}_1]$, однако с обязательным присутствием идеально магнито-проводящего тела V_2 с граничным условием $\bar{H}_\tau = 0$.

Принцип эквивалентных источников находит применение в теоретических расчетах характеристик излучения антенн. Успех его определяется возможностями для нахождения распределений эквивалентных поверхностных токов на поверхностях, окружающих антенну (т.н. реальные излучатели).

4.3 Принцип эквивалентности М.И. Конторовича

В 1944 году советский ученый М.И. Конторович показал эквивалентность переменного электрического поля в диэлектрике объемным электрическим токам и зарядам в свободном пространстве. Аналогично может быть показана эквивалентность переменного магнитного поля в ферромагнетиках объемным магнитным токам и зарядам.

Доказательство этих утверждений основано на уравнениях Максвелла, записанных для электромагнитного поля в среде с произвольными электрическими и магнитными проницаемостями:

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{rot}\bar{H} &= \varepsilon\frac{\partial\bar{E}}{\partial t} + \bar{J} \\ \mathrm{rot}\bar{E} &= -\mu\frac{\partial\bar{H}}{\partial t} - \bar{J}^m \end{aligned}\right\}, \qquad (4.3.1)$$

$$\left.\begin{aligned} &\mathrm{div}(\varepsilon\bar{E}) = \rho; &\quad &\mathrm{div}(\bar{J}) = -\frac{\rho}{\partial t}; \\ &\mathrm{div}(\mu\bar{H}) = \rho^m; &\quad &\mathrm{div}(\bar{J}^m) = -\frac{\partial\rho^m}{\partial t} \end{aligned}\right\}, \qquad (2.3.2)$$

где ρ – объемная плотность электрического заряда; ρ^m – объемная плотность фиктивного магнитного заряда.

Введем новые величины:

$$\left.\begin{aligned} &\bar{J}^* = \bar{J} + (\varepsilon - \varepsilon_0)\frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \qquad \rho^* = \rho - \operatorname{div}[(\varepsilon - \varepsilon_0)\bar{E}]; \\ &\bar{J}^{m*} = \bar{J}^m + (\mu - \mu_0)\frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, \quad \rho^{m*} = \rho_m - \operatorname{div}[(\mu - \mu_0)\bar{H}] \end{aligned}\right\}. \tag{4.3.3}$$

Подставив значения $\bar{J}, \bar{J}^m, \rho, \rho^m$ из (4.2.3) в (4.2.1) и (4.2.2) получим систему уравнений:

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{rot}\bar{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \bar{J}^*; \qquad \operatorname{div}(\varepsilon_0 \bar{E}) = \rho^*; \quad \operatorname{div}(\bar{J}^*) = -\frac{\partial \rho^*}{\partial t}; \\ &\operatorname{rot}\bar{E} = -\mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} - \bar{J}^{m*}; \quad \operatorname{div}(\mu_0 \bar{H}) = \rho^{m*}; \quad \operatorname{div}(\bar{J}^{m*}) = -\frac{\partial \rho^{m*}}{\partial t} \end{aligned}\right\} \tag{4.3.4}$$

для поля в свободном пространстве, в котором имеются эквивалентные токи $\bar{J}^*, \bar{J}^{m*}$ и заряды ρ^*, ρ^{m*}, определяемые уравнениями (4.2.3). Итак, если в свободном пространстве ($\varepsilon = \varepsilon_0, \mu = \mu_0, \sigma = 0$) имеются объемы, заполненные диэлектриком или ферромагнетиком и в этих объемах существует электромагнитное поле, то для определения внешнего поля, возбуждаемого этими объектами, можно принять, что в них текут токи, определяемые уравнениями (4.2.3). Следовательно, можно пользоваться формулами для расчета полей в свободном пространстве при наличии этих токов (рис. 4.2). При этом эквивалентные токи и заряды описываются выражениями:

$$\left.\begin{aligned} &\bar{J}_{экв} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \qquad \rho_{экв} = -\operatorname{div}[(\varepsilon - \varepsilon_0)\bar{E}]; \\ &\bar{J}^m_{экв} = (\mu - \mu_0)\frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, \qquad \rho^m_{экв} = -\operatorname{div}[(\mu - \mu_0)\bar{H}] \end{aligned}\right\}. \tag{4.3.5}$$

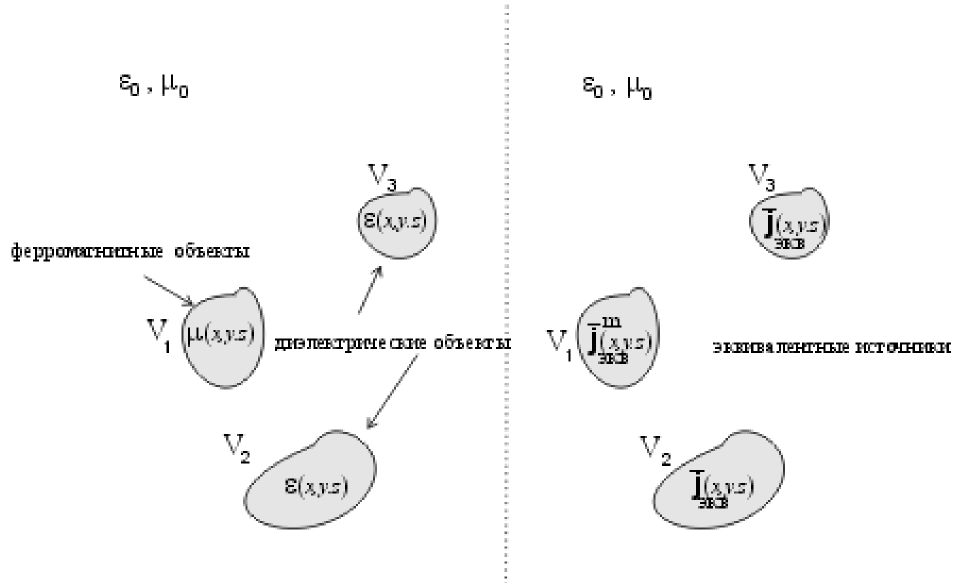


Рисунок 4.3 – Иллюстрация принципа эквивалентности М.И. Конторовича

4.4 Метод зеркальных изображений

В большинстве практически важных случаев антенны располагаются вблизи поверхности Земли или вблизи поверхностей обладающих свойствами проводников или диэлектриков (например, поверхностей судов, летательных аппаратов). Под действием электромагнитного поля, создаваемого антенной в почве и близко расположенных телах возникают токи проводимости и токи смещения. Поле в окружающем антенну пространстве в этом случае представляет собой суперпозицию поля непосредственно излучаемого антенной и вторичных полей, создаваемых наведенными токами.

Такое полное (суммарное) поле удовлетворяет уравнениям Максвелла, граничным условиям на поверхности данных тел и условиям излучения. Нахождение этого поля в случае тела произвольной формы, обладающего свойствами проводника и диэлектрика затруднительно. В ряде случаев для упрощения анализа реальная форма тела заменяется правильной геометрической формой (шар, цилиндр, диск и т.д.). Можно еще более упростить задачу, если рассматриваемое тело заменить бесконечно протяженной идеально проводящей плоскостью.

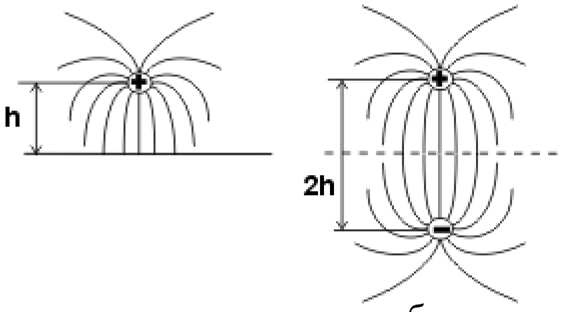
Такой прием используют для приближенного учета влияния Земли в диапазонах сверхдлинных, длинных и средних волн, где свойства земной поверхности близки к идеальному проводнику.

Сущность метода зеркальных изображений состоит в том, что при определении поля создаваемого системой источников, расположенных над бесконечно протяженной идеально проводящей плоскостью из рассмотрения исключаются сама идеально проводящая плоскость и наведенные в ней вторичные токи. При этом их действие учитывается путем введения фиктивных источников, являющихся зеркальными изображениями действительных источников. Амплитуды токов фиктивных источников такие же, как и у действительных источников, а фазы зависят от их ориентации относительно проводящей плоскости.

Результирующее электромагнитное поле, создаваемое реальной системой источников и их зеркальным изображением удовлетворяет граничным условиям на этой поверхности. Поэтому можно утверждать, что в любой точке верхнего полупространства фиктивная система источников создает такое же поле, как и реальные токи, наведенные реальными источниками на идеально проводящей поверхности. То есть, в самом деле, действие вторичных (наведенных истинными источниками) токов можно заменить действием их зеркального изображения.

Рассмотрим, например, поле электрического заряда, помещенного, как показано на рис. 4.4,а, над идеально проводящей плоскостью (поверхностью земли) на высоте h.

Электрическое поле заряда в пространстве над этой плоскостью будет таким же, как электрическое поле двух зарядов противоположных знаков, расположенных на расстоянии $2h$ (рис. 4.4,б).

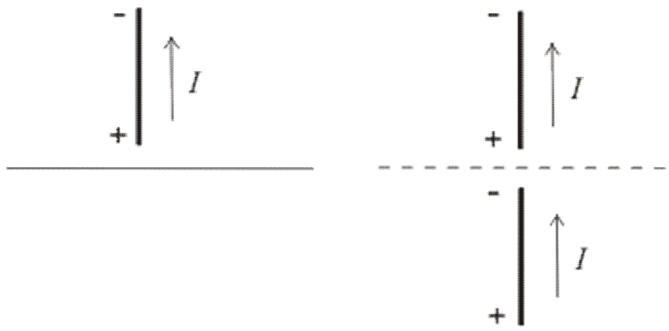


а б

Рисунок 4.4 – К учету влияния земли методом зеркального изображения

Рассматривая ток, текущий в вертикально ориентированном диполе (рис. 4.4, а) заметим, что если в некоторый момент времени ток протекает снизу вверх, то и в зеркальном изображении ток будет протекать также снизу вверх (рис. 4.4, б), т.е. они совпадают по фазе. Нетрудно убедиться, что в плоскости земли касательная составляющая вектора напряженности электрического поля равна нулю.

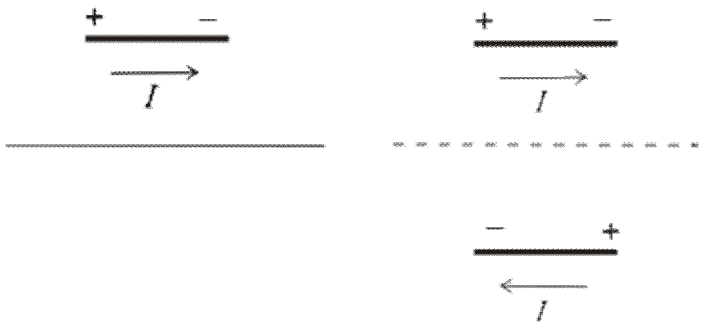
При этом поле в удаленной точке у поверхности будет определяться полем, создаваемым диполем и его зеркальным изображением. Вследствие того, что расстояния до этой точки от диполя и его зеркального изображения равны, а также вследствие равенства амплитуд и фаз токов вертикального диполя и его изображения, поля в удаленной точке будут складываться арифметически. В результате напряженность поля у поверхности земли будет в два раза больше, чем в случае свободного пространства.



а **б**

Рисунок 4.5 – Вертикальный диполь над идеально проводящей плоскостью

Для горизонтального диполя (рис. 4.5, а) поля, создаваемые вдоль плоскости симметрии будут противоположными по фазе из-за противофазности токов горизонтального диполя и его зеркального изображения (рис. 4.5, б). Следовательно, напряженность электрического поля в удаленной точке у поверхности земли будет равна нулю.



а **б**

Рисунок 4.6 – Горизонтальный диполь над идеально проводящей плоскостью

Для антенны в виде провода, наклоненного под некоторым углом относительно плоскости земли, можно также применить метод зеркальных изображений. Для этого действие каждого элемента следует заменить действием двух элементов – вертикального и горизонтального.

4.5 Метод наведенных ЭДС

Метод наведенных электродвижущих сил (ЭДС) был предложен в 1922 году независимо Л. Бриллуэном во Франции и Д.А. Рожанским в СССР и разработан И.Г. Кляцкиным, В.В. Татариновым и А.А. Пистолькорсом.

Сущность метода наведенных ЭДС заключается в следующем. Рассмотрим два симметричных вибратора (рис. 4.7), выполненных из идеального проводящего материала, к каждому из них приложена некоторая ЭДС. Под влиянием этих ЭДС в вибраторах возникает ток.

Если взаимное влияние вибраторов отсутствует, то ток в каждом вибраторе распределяется таким образом, что на поверхности вибратора выполняются граничные условия, а именно, условия равенства нулю тангенциальной составляющей вектора $\overline{E}$ и нормальной составляющей вектора $\overline{H}$.

Учтем теперь взаимное влияние вибраторов. Току в вибраторе соответствует определенное поле в окружающем пространств. В частности току вибратора 2 соответствует определенное поле вблизи вибратора 1. Обозначим касательную составляющую вектора напряженности электрического поля, создаваемого током вибратора 2 у поверхности элемента dz вибратора 1, равна E_{12}. Тогда ЭДС, наведенная на элемент dz вибратора 1 вибратором 2, равна

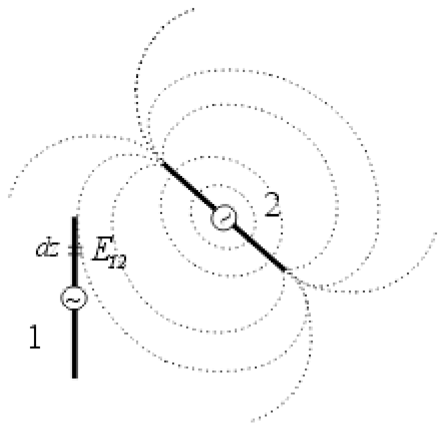


Рисунок 4.7 – К изложению метода наведенных ЭДС

$$de_{12} = E_{12}dz \tag{4.5.1}$$

Но появление касательной составляющей вектора напряженности электрического поля у поверхности проводник нарушает граничные условия. Для восстановления нарушенных условий собственное поле и, соответственно, ток вибратора 1, должны перераспределиться так, чтобы у поверхности элемента появилась собственная ЭДС, равная $-E_{12}dz$.

При этом суммарная касательная составляющая вектора напряженности поля получается равной нулю. Таким образом, под влиянием поля вибратора 2 вдоль элемента dz начинает действовать ЭДС $-de_{12} = -E_{12}dz$. Эта ЭДС поддерживается источником энергии, включенным в вибратор 1. Мощность, развиваемая эти источником ЭДС вибратора 1, равна

$$dP_{12} = -\frac{1}{2}\dot{I}^{*}de_{12} \tag{4.5.2}$$

Величина dP_{12} характеризует мощность, отдаваемую источником энергии вибратора 1 для поддержания ЭДС de_{12}. Эта мощность переходит в пространство вокруг вибратора 1, где сосредоточена противодействующая ЭДС de_{12}. Другими словами, dP_{12} представляет собой мощность, излученную в окружающее пространство.

Полная комплексная мощность, излучаемая всем вибратором 1 под влиянием поля вибратора 2, равна

$$P_{12} = -\frac{1}{2}\int_{l}\dot{I}^{*}E_{12}dz \tag{4.5.3}$$

Наведенное (вносимое) сопротивление излучения определяется как отношение мощности излучения к действующему значению тока (в пучности, либо в точках питания):

$$Z_{12}^{вн} = \frac{2P_{12}}{|\dot{I}|^2} = -\frac{1}{|\dot{I}|^2}\int\limits_l \dot{I}^* E_{12} dz\,. \qquad (4.5.4)$$

Выражение (4.5.4) позволяет определить активную и реактивную составляющие наведенного сопротивления излучения, отнесенные к соответствующему току (I_n, либо I_0).

Взаимное сопротивление двух вибраторов Z_{12} есть сопротивление излучения, наведенное вибратором 2 на вибратор 1, в случае, когда токи в обоих вибраторах одинаковы и синфазны. Для расчета Z_{12} по формуле (4.5.4) необходимо задаться распределением тока по вибратору.

4.6 Принцип взаимности в теории антенн

Этот принцип основан на теореме взаимности, известной из курса технической электродинамики.

Непосредственное теоретическое исследование антенн в режиме приема в большинстве случаев представляет собой более сложную задачу, чем исследование этих антенн в режиме передачи. Это видно даже на простейшем примере проволочной антенны, возбуждаемой в режиме передачи источником ЭДС, сосредоточенным в точках питания, в то время как в режиме приема антенна находится под воздействием электромагнитной волны по всей длине антенны. По этой причине теорию приемных антенн в настоящее время строят на основании принципа взаимности, а параметры определяют по известным характеристикам антенн в режиме передачи.

Принцип взаимности доказывается в теории пассивных четырехполюсников, а его применимость в теории антенн была доказана М.П. Свешниковой. Использование этого принципа для определения параметров антенн основано на работах М.С.Неймана, А.А. Пистолькорса Я.Н. Фельда и А.Р. Вольперта.

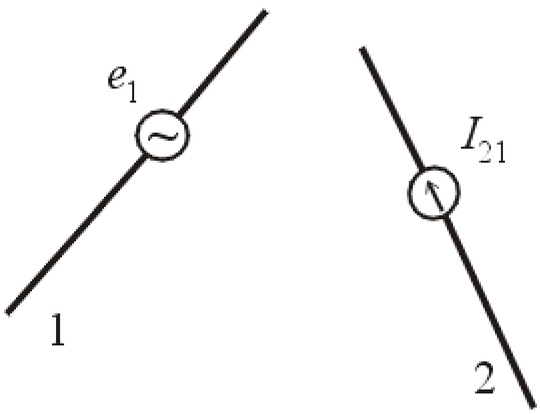


Рисунок 4.8 – Применение принципа взаимности

Рассмотрим две антенны, расположенные произвольным образом в пространстве (рис. 4.8). Если ко входу первой антенны приложить ЭДС e_1, то по ней потечет ток I_1, который создаст поле в области расположения второй антенны и в нагрузке второй (приемной) антенны появится ток I_{21}. Терема взаимности утверждает, что при переносе ЭДС в антенну 2 ток в (теперь приемной) антенне 1 будет равен току I_{21}, т.е. токи и напряжения поменяются местами, и их отношение останется прежним.

Если же в антенну 2 включена другая ЭДС – e_2, то в нагрузке антенны 1 установится ток I_{12} и будет справедливо отношение:

$$\frac{e_1}{I_{21}} = \frac{e_2}{I_{12}},$$

т.е. отношение ЭДС к току ею возбуждаемому при перемене местами передающей и приемной антенн, остается неизменным. Это утверждение остается справедливым лишь в том случае если полные внутренние и входные сопротивления антенн в режиме передачи и приема равны, а сами антенны и пространство распространения являются линейными.

На основе этого принципа сформулирован принцип обратимости приемо-передающих антенн: всякая антенна, не содержащая невзаимных элементов, может быть использована как в качестве приемной, так и в качестве передающей. Чем эффективнее антенна излучает энергию электромагнитного поля, тем лучше она будет ее принимать.

4.7 Принцип электродинамического подобия антенн

Одна из формулировок этого принципа, постулированного в 1898 году Абрагамом, может быть изложена в следующей форме.

Собственные частоты двух геометрически подобных антенн относятся как соответствующие их длины.

Следуя этим формулировкам, можно утверждать, что при одновременном изменении в одинаковом отношении длины волны и всех геометрических размеров антенны ее характеристики и параметры остаются неизменными.

Принцип подобия антенн не нуждается в специальном доказательстве, т.к. в формулы для расчета большинства параметров входят размеры антенны, отнесенные к длине волны. Исключение составляют лишь некоторые характеристики: сопротивление потерь, КПД, шумовая температура антенны. Отсюда следует, что для соблюдения полного подобия антенн надо одновременно с изменением длины волны менять определенным образом электрические параметры материалов, использованных в конструкции антенны (проводимость, диэлектрическую и магнитную проницаемость). Только при выполнении этого условия будет получено полное подобие.

Принцип подобия антенн часто применяется на практике, поскольку разрешает моделирование антенн, т.е. анализ их свойств на уменьшенных моделях при соответственном уменьшении длины волны. Коэффициент моделирования может изменяться в широких пределах и выбирается исходя из поставленных требований. Если сопротивление излучения антенн значительно превышает сопротивление потерь, а влияние земной поверхности и окружающих предметов пренебрежимо мало, то подобие реальной антенны и ее модели достаточно хорошо выполняется.

4.8 "Токовый" метод решения задачи об излучении

При "токовом" методе характеристика направленности антенны вычисляется интегрированием токов на "освещенной", т.е. облучаемой первичным источником, части поверхности антенны.

Считая форму поверхности заданной, а саму поверхность антенны идеально проводящей, решаем внутреннюю задачу, предварительно определив плотность поверхностных токов на этой поверхности, воспользовавшись выражением

$$\bar{j} = 2[\bar{n}, \overline{H}] \qquad (4.8.1)$$

где $\bar{j}$ – вектор плотности поверхностных электрических токов, $\overline{H}$ – вектор падающего (неискаженного, созданного первичным источником) магнитного поля вблизи рассматриваемой поверхности. Обычно падающее поле рассчитывается приближенно, методом геометрической оптики, с использованием асимптотического представления пригодного на больших расстояниях – характеристики направленности облучателя.

Причем формула (4.8.1) дает точный результат только в случае падении плоской волны на бесконечную идеально проводящую плоскую поверхность. Однако ее можно применить и для приближенного определения плотности поверхностного тока в том случае, если радиус кривизны поверхности в рассматриваемой точке значительно превышает длину волны, а падающее поле в этой области можно считать локально плоским.

Тогда, согласно принципу эквивалентности С.А. Щелкунова, поле излучения антенны можно определить путем интегрирования плотности электрических поверхностных токов на металлической поверхности S антенны. С учетом сказанного векторную комплексную характеристику направленности антенны можно рассчитать, воспользовавшись выражением:

$$\dot{\bar{F}}(\vartheta, \varphi) = \int_S \dot{\bar{j}}(\rho, \psi) e^{ik\rho\cos\psi} dS, \qquad (4.8.2)$$

где ρ – расстояние от начала выбранной системы координат до точки интегрирования на поверхности антенны, ψ – угол между направлением на точку интегрирования и на точку наблюдения, находящуюся в дальней зоне, а интегрирование ведется по освещенной части поверхности антенны S.

Преимущества токового метода:

- меньшая погрешность при расчете бокового излучения;
- возможность учета кроссполяризации;
- возможность учета краевых эффектов, вводя на кромке антенны контурный краевой ток.

Недостатки токового метода:

- не учитываются токи, затекающие на теневую поверхность антенны;
- токи на освещенной поверхности определяются приближенно.

4.9 Апертурный метод решения задачи об излучении

Апертурный метод является приближенным и позволяет рассчитать поле излучения антенны по известным значениям касательных составляющих векторов электромагнитного поля в раскрыве (апертуре) антенны.

Для нахождения поля излучения, воспользуемся методом эквивалентных токов Щелкунова. С этой целью окружим рассматриваемую антенну воображаемой произвольной замкнутой поверхностью S_Σ так, чтобы часть этой поверхности совпадала с апертурой антенны (рис. 4.9).

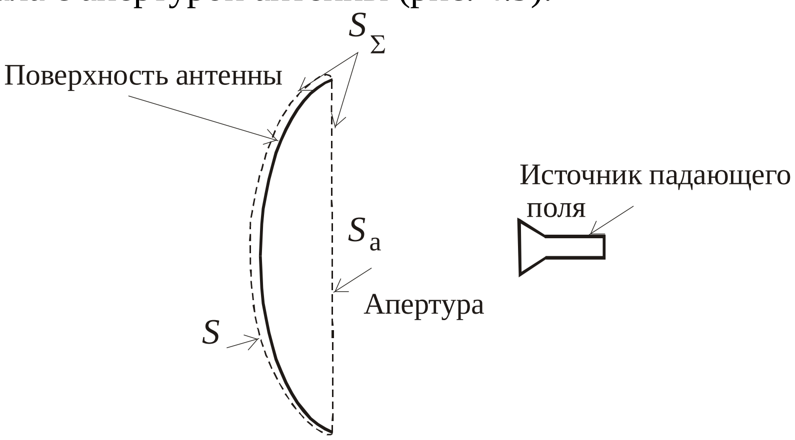


Рисунок 4.9 – Применение апертурного метода в зеркальных антеннах

Положим, что в результате точного или приближенного предварительного решения *внутренней задачи* нами уже определено поле на поверхности S_a, т.е. в раскрыве (апертуре) антенны, т.е. известны плотности эквивалентных поверхностных токов на этой поверхности (формулы (4.2.3)).

При расчете полей излучения антенны апертурным методом полагают, что поле вне апертуры равно нулю. Следовательно, поверхностные эквивалентные токи на остальной части поверхности $S = S_\Sigma - S_а$ также отсутствуют. В рассматриваемом примере такое предположение основано на том, что амплитуды полей на "неосвещенной", теневой поверхности зеркала значительно меньше, чем на "освещенной". С учетом этого, путем интегрирования эквивалентных токов распределенных только по поверхности раскрыва антенны, рассчитывают поле излучения.

Таким образом, поле излучения при использовании апертурного метода определяется только через касательные составляющие векторов электрического и магнитного полей (согласно принципу эквивалентности) на апертуре антенны.

На практике часто считают, что касательные составляющие векторов электрического и магнитного поля в апертуре антенны связаны между собой также как и в плоской волне (т.е. они взаимно перпендикулярны и отличаются коэффициентом, имеющим смысл волнового сопротивления):

$$\overline{E}_\tau = W_с[\overline{H}_\tau, \overline{n}], \qquad (4.9.1)$$

где $\overline{n}$ – нормаль к поверхности апертуры, W_c – волновое сопротивление среды, $\overline{E}_t$ и $\overline{H}_t$ – касательные составляющие векторов электромагнитного поля в апертуре. Такое утверждение в основном справедливо для плоских синфазных раскрывов больших электрических размеров.

В этом случае характеристика направленности может быть определена только через касательную составляющую вектора электрического (либо магнитного) поля из выражения аналогичного (4.8.2):

$$\dot{\bar{F}}(\vartheta,\varphi)=\int\limits_{S_a}\dot{\bar{E}}_t(\rho,\psi)e^{ik\rho\cos\psi}dS_a\,, \qquad (4.9.2)$$

причем интегрирование ведется по поверхности апертуры S_a .

Апертурный метод, являясь приближенным, не учитывает полей создаваемых токами на поверхности вне апертуры, а также дифракционных явлений на краях апертуры. Он с достаточной для практики точностью описывает особенности характеристики направленности в области главного и первых боковых лепестков и абсолютно непригоден для нахождения поле в области дальнего бокового и заднего излучения антенны.

Преимущества апертурного метода:

- возможность выбора наиболее походящей формы апертуры для упрощения вычисления интегралов.

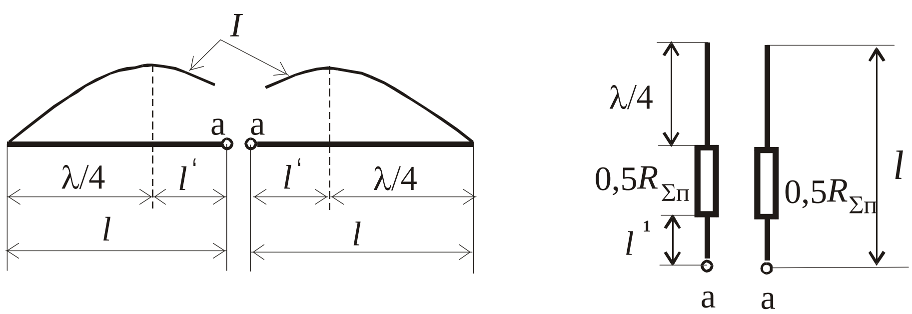
Недостатки апертурного метода:

- большая погрешность при расчете дальнего бокового излучения;
- невозможен учет кроссполяризации;
- не учитываются дифракционные эффекты.

4.10 Метод эквивалентных схем

Это – приближенный метод решения *внутренней задачи*, используемый для расчета полного входного сопротивления и нахождения распределения тока для некоторых типов антенн. Рассмотрим его на примере антенны в виде симметричного вибратора и определим входное сопротивление, считая, что активная мощность в антенне расходуется только на излучение, т.е. полагая, что мощность потерь мала по сравнению с мощностью излучения (что в большинстве случаев оправдано).

Метод заключается в том, что симметричному вибратору (рис. 4.10 *а*) ставится в соответствие отрезок разомкнутой на конце двухпроводной линии с потерями (эквивалентная линия).



а **б**

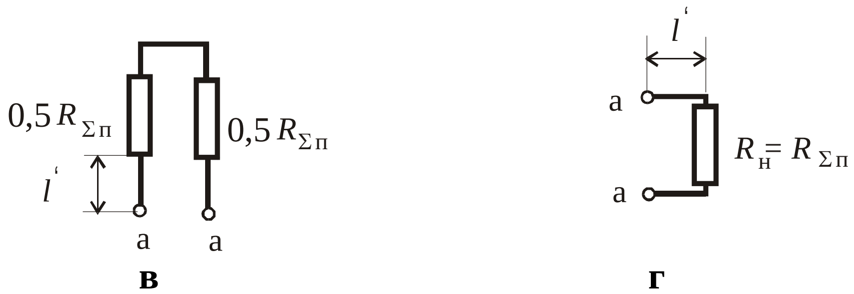


Рисунок 4.10 – Иллюстрация метода эквивалентных схем

Сопротивление излучения вибратора рассматриваемой длины, отнесенное к пучности тока, разделим на две равные части и представим себе их включенными в виде сосредоточенных сопротивлений в оба провода линии в места пучностей тока, т.е. на расстоянии $\lambda/4$ от разомкнутого конца (рис. 4.10,*б*). Так как сопротивление разомкнутого на конце отрезка линии длиной $\lambda/4$ равно нулю, от схемы рис. 4.10,*б* можно перейти к схемам рис. 4.10,*в* и 4.10,*г*.

В результате указанных преобразований входное сопротивление антенны можно определить, как входное сопротивление эквивалентного отрезка линии длиной $l' = l - \lambda/4$, нагруженного на конце сопротивлением излучения $R_{\Sigma п}$ антенны, отнесенным к току в пучности. Теперь можно перейти к выводу формулы для входного сопротивления. Для этого запишем уравнения, связывающие токи и напряжения в начале и конце линии (рис. 4.10,*г*):

$$\left.\begin{aligned} U_а &= U_к \cos kl' + iI_к W \sin kl' \\ I_а &= I_к \cos kl' + i\frac{U_к}{W}\sin kl' \end{aligned}\right\}. \qquad (4.10.1)$$

Учитывая, что $l' = l - \lambda/4$, а $I_к = U_к / R_{\Sigma п}$, разделив $U_а$ на $I_а$ и умножив затем числитель и знаменатель на выражение комплексно-сопряженное знаменателю, получим:

$$Z_а = R_а + iX_а = \frac{R_{\Sigma п} - i\dfrac{W}{2}\sin 2kl\left(1 - \dfrac{R_{\Sigma п}^2}{W^2}\right)}{\sin^2 kl + \left(\dfrac{R_{\Sigma п}}{W}\right)^2 \cos^2 kl}. \qquad (4.10.2)$$

4.11 Метод геометрической оптики

Этот метод также не является строгим и часто применяется для решения внутренней задачи теории антенн. Геометрооптическое решение относится к так называемым асимптотическим решениям, и оно тем более точно, чем меньше длина волны по сравнению с характерными размерами антенны.

Следует отметить, что метод геометрической оптики (ГО) непригоден для расчета полей в окрестности особых областей (ребер, вершин, фокальных точек, границ свет-тень и т.п.).

Составляющие векторов электромагнитного поля в безграничной среде в приближении ГО представляются в виде произведения быстро осциллирующей и медленно меняющейся функций:

$$u = Ae^{iks}, \tag{4.11.1}$$

где $s(r,\vartheta,\varphi)$ называется эйконалом, это функция, определяющая фазовую структуру поля – систему фронтов и лучей, $A(r,\vartheta,\varphi)$ – амплитуда, которая рассматривается как медленно меняющаяся функция. Поверхности равных фаз, описываемые уравнением $s = \text{const}$ – фронты волн, а линии градиента s представляют собой лучи, они перпендикулярны поверхностям равных фаз. Законы ГО суть законы, определяющие функции s, A.

Эйконал s имеет смысл оптической длины луча:

$$s = \int n(r,\vartheta,\varphi)\partial l, \tag{4.11.2}$$

где $n(r,\vartheta,\varphi)$ – показатель преломления среды, а интеграл (4.11.2) вычисляется вдоль луча.

Луч определяется как траектория, удовлетворяющая принципу Ферма: луч, соединяющий две точки a и b, выделяется из всех кривых, проходящих через эти две точки, тем, что эйконал, выражаемый интегралом (4.10.2), взятым в пределах от a до b, экстремален. Иными словами – оптическая длина пути между двумя точками вдоль луча, проходящего через них, меньше, чем оптическая длина пути вдоль любой кривой, соединяющей эти же точки.

Рассматривая только однородные среды, отметим, что в этом случае лучи представляют собой прямые линии, эйконал пропорционален обычной длине пути вдоль луча, а ориентация векторов поля в пределах луча постоянна.

Трубка бесконечно малого сечения, стенки которой состоят из *лучей*, называют элементарной лучевой трубкой.

Одним из фактов, позволяющих просто рассчитывать изменение полей вдоль луча, является то, что в первом приближении энергия за пределы элементарной лучевой трубки не выходит. В методе ГО поле как бы распадается на совокупность *лучевых трубок*, которые можно рассматривать как волокна, по каждому из которых распространяется энергия электромагнитного поля. Причем распространение в каждой элементарной трубке происходит независимо от наличия соседних. То есть, лучевые трубки не взаимодействуют между собой.

Другим фактом является возможность использования законов отражения и преломления. Например, при падении плоской электромагнитной волны на плоскую границу раздела двух сред выполняется закон Снеллиуса: угол падения равен углу отражения. Амплитуда отраженного луча в точке отражения определяется, как и при падении плоской волны на плоскую границу раздела, т.е. формулами Френеля.

Если граница раздела не плоская, и если радиусы кривизны поверхности и фронта падающей волны (вблизи поверхности) велики по сравнению с длиной волны, то отражающую поверхность считают локально плоской. Тогда систему отраженных лучей находят, проводя касательную плоскость к поверхности раздела в рассматриваемой точке и применяя первый закон Снеллиуса.

Метод геометрической оптики предполагает, что при движении волны вдоль лучевой трубки амплитуда ее на расстоянии r спадает в сферической волне как $1/r$, в цилиндрической волне как $1/\sqrt{r}$, и не изменяется в плоской волне. Фазовые соотношения определяются множителем βr, где $\beta = 2\pi/\lambda$ волновое число, а r – пройденное расстояние.

В качестве примера применения метода геометрической оптики рассмотрим профиль *осесимметричного параболического зеркала*, в фокусе которого расположим источник сферической волны (рис. 4.11).

Напомним, что парабола – это кривая, обладающая следующими свойствами:

- нормаль и касательная к любой точке параболы являются биссектрисами углов между фокальным радиус-вектором Fq и диаметром $q'q''$, проходящим через точку касания;
- расстояния от фокуса до любой точки параболы (например, Fq) и от этой точки до прямой линии, называемой директрисой (qq'), равны между собой.

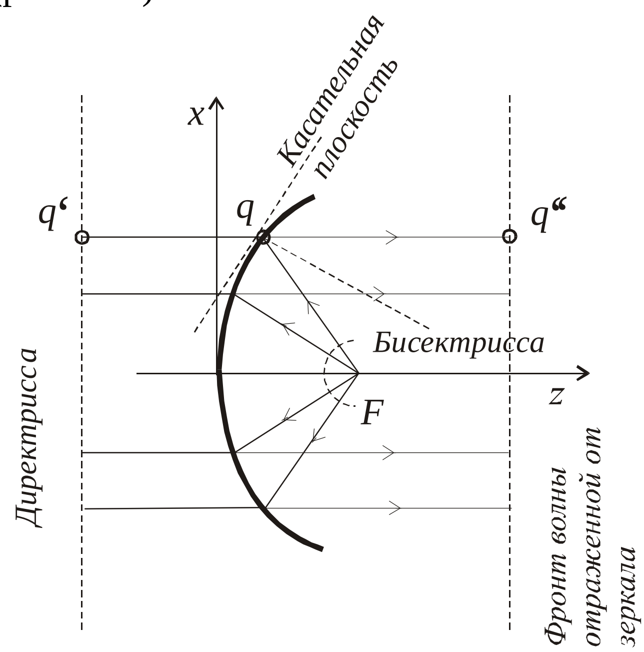


Рис. 4.11 – Иллюстрация метода геометрической оптики

Если в фокус идеально проводящего параболического зеркала поместить источник сферической волны, а минимальный радиус кривизны поверхности зеркала в любой точке много больше длины волны, то, основываясь на методе ГО оптики можно заключить что:

- параболоид трансформирует расходящийся пучок лучей сферической волны в параллельный, соответствующий плоскому *фронту*;
- согласно второму свойству параболы все волны исходящие из фокуса приходят в плоскость раскрыва синфазно, поскольку директриса и фронт волны параллельны;
- амплитуда волн на участке движения вдоль луча от фокуса до точки отражения изменяется, как и в сферической волне, а на участке вдоль луча от точки отражения до плоскости раскрыва, амплитуда неизменна, как в плоской волне.

Литература

1. Кочержевский Г. Н. и др. Антенно-фидерные устройства. – М.: Радио и связь, 1989. – 352 с.
2. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование антенно-фидерных устройств. – М.–Л.: Энергия, 1966. – 648 с.
3. Жук М.С., Молочков Ю.Б. Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств. – М.: Энергия, 1973. – 440 с.
4. Драбкин А.Л., Зузенко В.Л., Кислов А.Г. Антенно-фидерные устройства. – М.: Сов. радио, 1974. – 536 с.
5. Сазонов Д.М. Антенны и устройства СВЧ. – М.: Высшая школа,1988. – 432 с.
6. Айзенберг. Г.З. Антенны ультракоротких волн. – М. – Связьиздат, 1956. – 699 с.
7. Фрадин А.З. Антенно-фидерные устройства. М.: Связь, 1977. – 440 с.
8. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции. – М.: Связь, 1978. – 248 с.
9. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные поля и волны.– М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
10. Митра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. − М.: Мир, 1974. − 327 с.

ЗМІСТ