

АНОТАЦІЯ

Мулик О.М. Математична модель офсетної антени для оптимізації робочої поверхні рефлектора. Рукопис. Кваліфікаційна робота магістра, Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя, Тернопіль, 2019.

У магістерській роботі дослідження технічних характеристик дзеркальних офсетних антен в частині діаграми спрямованості (з можливістю її видозміни в залежності від значення рівня обвідної у відповідності з міжнародними рекомендаціями та стандартами для систем супутникового зв'язку) розрахунок оптимальних значень коефіцієнту підсилення та похідних від нього, діаметру робочої поверхні рефлектора у залежності від частоти. Здійснювався аналіз, розрахунок, вимірювання та дослідження радіотехнічних характеристик дзеркальної офсетної несиметричної антени (коефіцієнт стоячої хвилі, коефіцієнт підсилення, діаграма спрямованості при незмінному частотному діапазоні). Паралельно виконувався аналіз, систематизування типових конструкцій та технічних характеристик офсетних несиметричних антен.

Ключові слова: надвисокі частоти, коефіцієнт стоячої хвилі, частотний діапазон, амплітудно-частотна характеристика, коефіцієнт підсилення, діаграма направленості.

ANNOTATION

Mulik O.M. Mathematical model of offset antenna for optimization of reflector working surface. Master's qualification work, Ternopil National Technical University Ivan Puliuy University, Ternopil, 2019.

In the master's study of the technical characteristics of mirror offset antennas in the part of the radiation pattern (with the possibility of its modification depending on the value of the envelope in accordance with international guidelines and standards for satellite communication systems), the calculation of the optimal values of the gain and the derivative of it reflector surfaces depending on frequency. The analysis, calculation, measurement and research of the radio-technical characteristics of the mirror offset asymmetric antenna (standing wave factor, gain, gain pattern at constant frequency range) were carried out. In parallel, the analysis, systematization of typical designs and technical characteristics of offset asymmetrical antennas was performed.

Keywords: ultra high frequencies, standing wave factor, frequency range, amplitude-frequency response, gain, directional pattern.

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

- АХП – антенно-хвилеводний пристрій;
АЧХ – амплітудно-частотна характеристика;
ДФС – диференціально фазовий зсув;
Ке – коефіцієнт еліптичності;
ККД – коефіцієнт корисної дії;
КСХ – коефіцієнт стоячої хвилі;
НВЧ – надвисокі частоти;
ФЧХ – фазово-частотна характеристика;
ЧД – частотний діапазон.

ЗМІСТ	
ВСТУП.....	
РОЗДІЛ 1 ДЗЕРКАЛЬНІ ПАРАБОЛІЧНІ АНТЕНИ.....	
1.1 Конструкція та характеристики параболічних антен.....	
1.2 Профіль дзеркала.....	
1.3 Спрямовуючі властивості параболоїда обертання.....	
1.4 Оптимальні параметри параболічної антени.....	
1.5 Засоби зменшення випромінювання кромки дзеркала.....	
1.6 Керування напрямком випромінювання дзеркальної антени шляхом винесення опромінювача з фокуса	
1.7 Опромінювачі дзеркальних антен.....	
1.8 Висновок до розділу 1.....	
РОЗДІЛ 2 МЕТОДИ АНАЛІЗУ ТА ОПТИМІЗАЦІЯ ДІАГРАМ СПРЯМОВАНOSTІ ДЗЕРКАЛЬНИХ АНТЕН	
2.1 Визначення струмів на антені або полів на поверхні, що обмежує антену.....	
2.2 Знаходження поля в внутрішньому просторі.....	
2.3 Оптимізація великих дзеркальних антен.....	
2.4 Висновок до розділу 2.....	
РОЗДІЛ 3 МАТЕМАТИКА ОПТИМІЗАЦІЯ АПЕРТУРНОГО МЕТОДУ РОЗРАХУНКУ ПОЛЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ	
3.1 Апертурний метод розрахунку поля випромінювання.....	
3.2 Висновок до розділу 3.....	
РОЗДІЛ 4 ОПТИМІЗАЦІЯ ОФСЕТНОЇ АНТЕНИ ТИПУ “ДІАМОНД”.....	
4.1 Характеристика та опис антенної системи.....	
4.2 Методика вимірювань параметрів антени.....	
4.3 Оцінка енергетичних характеристик антени.....	
4.4 Результати аналізу дослідження.....	
4.5 Висновок до розділу 4.....	

РОЗДІЛ 5 СПЕЦІАЛЬНА ЧАСТИНА.....	
5.1 Загальна характеристика програмного забезпечення Mathcad.....	
5.2 Основні команди Mathcad.....	
5.3 Процес розрахунку діаграм спрямованості дзеркальних антен з використанням Mathcad	
5.4 Висновки до розділу 5.....	
РОЗДІЛ 6 ОБГРУНТУВАННЯ ЕКОНОМІЧНОЇ ЕФЕКТИВНОСТІ.....	
6.1 Визначення стадій технологічного процесу та загальної тривалості проведення науково-дослідних робіт.....	
6.2 Визначення витрат на оплату праці та відрахувань на соціальні заходи.	
6.3 Розрахунок витрат на електроенергію	
6.4 Розрахунок витрат на матеріали.....	
6.5 Розрахунок суми амортизаційних відрахувань	
6.6 Обчислення накладних витрат.....	
6.7 Складання кошторису витрат та визначення собівартості науково-дослідних робіт.....	
6.8 Розрахунок ціни науково-дослідних робіт.....	
6.9 Визначення економічної ефективності і терміну окупності капітальних вкладень.....	
6.10 Висновок до розділу 6.....	
РОЗДІЛ 7 ЕКОЛОГІЯ.....	
7.1 Екологічна статистика математичної моделі офсетної антени	
7.2 Висновок до розділу 7.....	
РОЗДІЛ 8 ОХОРОНА ПРАЦІ ТА БЕЗПЕКА В НАДЗВИЧАЙНИХ СИТУАЦІЯХ.....	
8.1 Забезпечення електричної безпеки користувачів ПК.....	
8.2 Висновок до розділу 8.....	

8.3 Соціальне партнерство (соціальний діалог) в охороні праці. Соціальне партнерство як принцип законодавчого та нормативно-правового забезпечення охорони праці. Соціальний діалог в Європейському Союзі.....

8.4 Розслідування та облік аварій. Розслідування інцидентів та невідповідностей.....

8.5 Проведення державного нагляду за охороною праці. Види та основні параметри проведення наглядових заходів

8.6 Висновок до розділу 8.....

ВИСНОВКИ.....

БІБЛІОГРАФІЯ.....

ДОДАТКИ.....

ВСТУП

Актуальність теми. Системи супутникового зв'язку відіграють значну роль у багатьох телекомунікаційних мережах різних країн, корпорацій, підприємств. Актуальність цього напрямку зв'язку визначилась на початку 60-х років ХХ ст. і на теперішній час є актуальною компонентою для наземного зв'язку. Антенна система є- однією із основних елементів систем супутникового наземного зв'язку, де в якості антен використовують конструктивні варіанти дзеркальних параболічних антен - офсетного типу. Це зв'язано із тим, що даний тип антен має достатньо високий коефіцієнт підсилення, вузьку симетричну діаграму спрямованості, досить низькі бокові пелюстки, які суттєво зменшують вплив на сусідні системи зв'язку штучних супутників Землі, можливість електричного або програмного керування. У даній роботі виконаний аналіз різного роду антенних систем з використанням дзеркальних рефлекторів офсетного типу.

Мета та задачі дослідження Метою є дослідження технічних та конструктивних характеристик дзеркальних антен офсетного типу в частині діаграми спрямованості (з можливістю її видозміни в залежності від значення рівня обвідної у відповідності з міжнародними рекомендаціями та стандартами супутникових систем), розрахунок оптимальних значень коефіцієнту підсилення та похідних від нього, діаметру робочої поверхні рефлектора у залежності від частоти та енергетичної ефективності системи.

Об'єктом дослідження є офсетна антенна, аналіз конструктивних та технічних характеристик, розрахунок, дослідження радіотехнічних характеристик дзеркальної офсетної несиметричної антени (коефіцієнт стоячої хвилі, коефіцієнт підсилення, діаграма спрямованості при незмінному частотному діапазоні).

Предметом дослідження є дзеркальні офсетні антени несиметричного конструктивного виконання за одно дзеркальним варіантом опромінення

робочої поверхні рефлектора, які розташовуються на опорно-поворотних пристроях з можливістю механічного або електричного налаштування.

Методи дослідження. Проведений аналіз, систематизування типових конструкцій та технічних характеристик дзеркальних несиметричних прямофокусних антен.

За стандартними методиками вимірювань проводились дослідження розрахованих радіотехнічних характеристик дзеркальних офсетних антен на лабораторному стенді.

Наукова новизна одержаних результатів. Основні результати, що становлять наукову новизну та отримані у ході вирішення завдань, поставлених у дослідженні, полягають в наступному:

запропоновано новий конструктивний варіант опромінення офсетного несиметричного рефлектора з допомогою опромінюючого пристрою композитної, діелектричної структури на основі біжної хвилі;

використано у відповідності до рекомендацій Регламенту радіозв'язку робочі частотні діапазони діючих супутникових систем зв'язку.

Практичне значення одержаних результатів. Спроектовано оптимальну конструкцію для заданого частотного діапазону дзеркальної офсетної антени;

Розраховано теоретично енергетичні характеристики антенного пристрою даного типу;

за стандартними методиками синтезовано діаграму спрямованості офсетної дзеркальної антени;

Апробація результатів роботи. Апробація та оприлюднення результатів досліджень відбулось на VIII Міжнародній науково-технічній конференції молодих учених та студентів "Актуальні задачі СУЧАСНИХ ТЕХНОЛОГІЙ" 27-28 листопада 2019 року у м.Тернопіль, Україна.

Публікації. У тезах VIII Міжнародної науково-технічної конференції опубліковані тези доповідей.

Структура роботи. Робота складається з розрахунково-пояснювальної записки. Розрахунково-пояснювальна записка складається з вступу, 8 частин, висновків, переліку посилань та додатків. Обсяг роботи: розрахунково-пояснювальна записка – 105 арк. формату А4 та додатків.

РОЗДІЛ 1 ДЗЕРКАЛЬНІ ПАРАБОЛІЧНІ АНТЕНИ

1.1 Конструкція та характеристики параболічних антен

Дзеркальні антени - найпоширеніші загострені антени. Їх широке використання пояснюється простотою конструкції, можливістю одержання різних типів випромінювання, високою ефективністю, низькою температурою шуму, хорошими властивостями діапазону тощо. На радарях дзеркальні антени полегшують отримання зони рівноваги, що дозволяє одночасно утворювати кілька ДС із загальним дзеркалом (включаючи загальну та різницю). Деякі типи дзеркальних антен можуть забезпечити досить швидке коливання променя у великому кутовому секторі. Дзеркальні антени - це найпоширеніший тип антен для супутникового телебачення, космічного зв'язку та радіоастрономії, і вони здатні створювати гігантські антенні структури з ефективною площею в тисячі квадратних метрів.

Дзеркальними (рефлекторними) антенами називають апертурні антени, які використовують явище відбиття хвиль від металевого дзеркала (відбивача) для перетворення слабо направлених електромагнітних хвиль, створених первинним випромінювачем (опромінювачем), у гостровипромінювальні хвилі. Джерелом електромагнітної хвилі зазвичай є невелика малонаправлена антена, в даному випадку називається дзеркальним опромінювачем. Для того, щоб основна частина електромагнітної енергії, випромінюваної опромінювачем, потрапляла до дзеркала, остання повинна бути однонаправленою.

Найбільш використовуваними типами дзеркал є параболоїд обертання (рис.1.1, а) та параболічний циліндр (рис.1.1, б). Є також інші дзеркала-антени, побудовані на основі параболи. Усі ці рефлекторні антени інакше називаються параболічними. Різанням або отвором така антена називається частиною площини, обмеженою зовнішніми краями відбивача. Отвір параболічного циліндра має форму прямокутника зі сторонами a і b .

Фокусною довжиною f параболічного відбивача називається найкоротша відстань від його поверхні до точки F , яку називають фокусом параболі. Фокусна лінія параболічного циліндра F_1F_2 - лінія, паралельна циліндру; вона проходить через фокус початкової параболі.

Полярну систему координат для параболічних антен вважають відносно точки F , фокусом параболоїда (рис. 1.1, а). Подвійне максимальне значення кута ν , що позначається як $2\nu_0$, називається кутом відкриття дзеркала.

Дзеркало за своїм призначенням повинно повністю відобразити падаючі на нього електромагнітні хвилі. Тому його поверхня виготовлена з добре провідних металів. Поверхні твердих металів товщиною в 2-3 рази більшою, ніж товщина шкірного шару δ , мають найкращу відбивну здатність (відстань, на якій амплітуда електромагнітного поля зменшується в рази). Тверді відбивачі виготовляються у вигляді металевих листів або плівок (фольги), які наносяться на легку діелектричну основу з пінопласту або скловолонна.

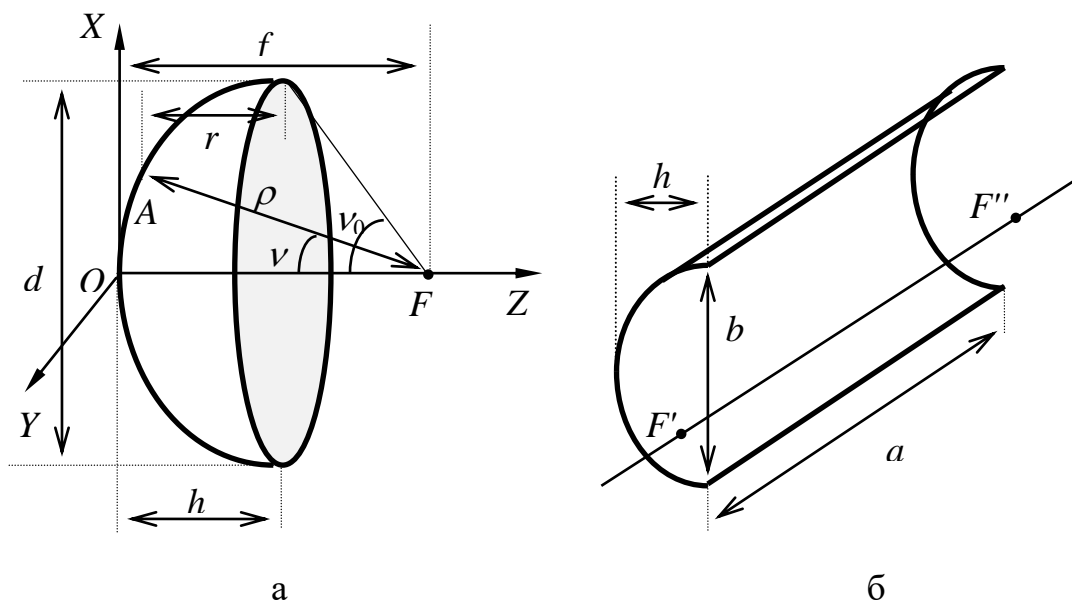


Рисунок 1.1. Рефлектори у вигляді параболоїда обертання (а) та параболічного циліндра (б): ρ - відстань від фокуса до точки спостереження; ν - кут між віссю рефлектора (FO) і напрямком на точку спостереження

Для зменшення ваги та вітрового навантаження відбивна поверхня іноді виготовляється у вигляді перфорованих листів, одно- або дворядкової сітки

круглої або прямокутної дроту. У випадку непослідовного відбивача частина електромагнітної енергії просочується через нього, створюючи небажане заднє випромінювання та зменшуючи коефіцієнт посилення антени. Для зменшення просочення характерні отвори не повинні перевищувати $(0,1 \div 0,2)\lambda$.

1.2 Профіль дзеркала

Як відомо, діафрагми антени мають найвищий коефіцієнт спрямованості на плоскому фазовому краї в їх перекритті. Закон рівності оптичних доріжок між ребрами використовується для обчислення профілю дзеркала, що забезпечує плоский край у отворі. Виконані умови застосування законів геометричної оптики до дзеркальних антен, оскільки розміри цих пристроїв зазвичай набагато перевищують довжину хвилі.

Для отримання рівняння дзеркального профілю прирівняйте довжину оптичного шляху від фокуса F до площини дзеркального отвору променя, що проходить вздовж осі z дзеркала, і променя, що виходить з F під кутом ν до z -вісь. Отже маємо (див. Рис. 1.1, а): $f + h = \rho + r$. З рис. 8.1 випливає, що $r = \rho \cos \nu - f + h$, тому $f + h = \rho + (\rho \cos \nu - f + h)$.

Таким чином, профіль дзеркала повинен відповідати рівнянню зовнішності

$$\rho = 2f / (1 + \cos \nu). \quad (1.1)$$

Цей вираз є рівнянням параболи у полярних координатах з початком у фокусі та параметром $p = 2f$, де f - фокусна відстань дзеркала (відстань від фокусу F до вершини дзеркала O). Розкрите d обмежує частину параболи, яка використовується. Вісь OZ - вісь параболи, її називають оптичною віссю дзеркала.

Якщо глибина дзеркала $h > f$ ($\nu_0 > \pi/2$), то вона називається короткофокусною, а якщо $h < f$ ($\nu_0 < \pi/2$), називається довгофокусною.

У прямокутній системі координат рівняння генеруючого параболоїда

обертання в площині XOZ дорівнює

$$x^2 = 2 p z = 4 f z . \quad (1.2)$$

Геометричні характеристики дзеркала визначаються зі здобутих рівнянь профілю. Якщо $z = h$, то $x = d/2$. Звідси маємо

$$d^2 = 16 f h . \quad (1.3)$$

За умови, що $\nu = \nu_0$, маємо

$$d = 4f \operatorname{tg}(\nu_0/2) . \quad (1.4)$$

Формули (1.3) та (1.4) вказують, що геометрія дзеркала повністю визначається визначенням будь-якої пари з чотирьох параметрів. Найбільш застосовні пари - d і f та d і ν_0 . При заданому розмірі діафрагми d зміна положення опромінювача на осі дзеркала повинна супроводжуватися зміною профілю дзеркала (1.2) таким чином, щоб нова фокусна відстань дорівнювала відстані від опромінювача до вершини дзеркала, інакше поле в отворі дзеркала не буде надано. Збільшення фокусної відстані при заданому d призводить до зменшення глибини дзеркала - дзеркало стає дрібнішим і навпаки.

Аналогічно можна визначити конструктивні особливості циліндричної параболічної антени. Довжина лінійного опромінювача, фазова вісь якого повинна збігатися з прямою $F'F''$ (див. Рис. 1.1, б), зазвичай вибирається рівною розміру діафрагми a . Співвідношення розмірів a і b може бути дуже різним, однак, як правило, розмір a в 2-5 разів більший, ніж розмір b . Чим більше a , тим менше вплив коронки (краю) антени. Для зберігання біля дзеркального циліндричного фронту хвилі необхідно виконати умову $f < a$. З рівняння (1.3) маємо $f = b^2/16h < a$, звідси $b_{\max} < 4\sqrt{ah}$.

1.3 Спрямовуючі властивості параболоїда обертання

Електромагнітні хвилі проходять через параболічну антену. Таким чином, він відкрив антену, постійно наповнену елементами Гюйгенса, кожен з яких утворює якусь частину хвилі фронту. Поля цих елементів загального режиму заважають, і в результаті випромінювані хвилі концентруються в певних напрямках. Відповідно до теорії антенних антен, чим більше ступінь концентрації хвилі, тим більше відношення d / λ .

Суттєво впливає на ДС (його ширину) нерівномірний розподіл амплітуди в перекритті відбивача. Однією з причин цього явища є те, що сферичні (у випадку параболоїдної) або циліндричної (у разі параболічного циліндра) хвилі поширюються від випромінювача до відбивача, а після відбиття від відбивача плоскі хвилі. У сферичній хвилі амплітуда напруженості поля змінюється обернено в залежності від відстані від випромінювача, у циліндричної - обернено пропорційна кореневому квадрату цієї відстані, а в площині амплітуда напруженості поля залишається постійною. У міру відхилення осі антени шляхи сферичних (циліндричних) хвиль, що йдуть від випромінювача до відбивача, розширюються, а отже, амплітуда цих хвиль зменшується. Друга причина: помітне ослаблення поля від центру отвору до його межі посилюється тим, що в цьому напрямку щільність потоку потоку радіатора зменшується.

Через викривлення дзеркала, крім компонентів j_x , що мають однаковий напрямок у всіх точках дзеркала, з'являються компоненти j_y та j_z . Компоненти j_x утворюють основну поляризацію поля в перекритті. Компоненти j_y мають протилежні напрямки в різних квадрантах. Вони не утворюють радіаційних полів у напрямку до осі OZ, але беруть участь у формуванні бічних пелюсток (так званих перехресних поляризованих пелюсток).

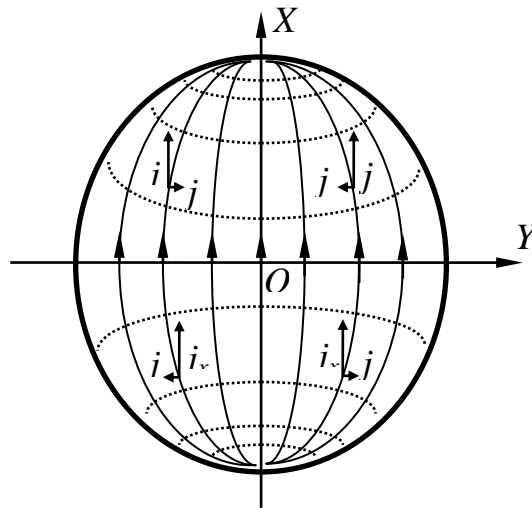


Рисунок 1.2. Розподіл електричних поверхневих струмів і магнітного поля в довгофокусному параболоїді

Таким чином, електричне поле в перекритті довгофокусного параболоїда має головну (вертикальну) складову E_x і так званій поперечний (горизонтальний) компонент E_y . Базова поляризація корисна, а перехресна (поляризація) шкідлива. Це проявляється в тому, що компонент E_y не викликає випромінювання в основних площинах ZOX і ZOY , оскільки в областях, симетричних щодо осі OZ або OY , він відображається в чисельно рівних і протилежних векторах. Поза межами цих площин компонент E_y викликає еліптичну поляризацію, яка досягає максимуму під кутом 45° до площин E (ZOX) та H (YOZ).

Якщо $2\nu_0 = \pi$, то фокус параболоїда знаходиться в площині його перекриття, і тут у точках з координатами $x = \pm d / 2$, що називаються полюсами, електромагнітне поле буде повністю відсутнє (полюси розміщені на осі вібратора опромінювача, уздовж якого неможливо).

У міру подальшого збільшення кута відбиття відбивача ($2\nu_0 > \pi$) параболоїд стає короткофокусованим. Його дзеркало утворює полюси, в яких поле дорівнює нулю. Крім того, в дзеркалі з'являються зони на полюсах, в яких напрямок польових векторів спрямований у зворотному напрямку до напрямку векторів на головній частині дзеркала. Ці зони створюють у напрямку максимального випромінювання протифазове поле; їх називають шкідливими

зонами. Причину появи полюсів легко зрозуміти з рис. 1.3, на якому зображена картина розподілу струмів на поверхні дзеркала короткого фокусування. Вібратор не випромінює вздовж своєї осі, і тому в дзеркалах короткого фокусування з'являються полюси, які, як правило, усуваються шляхом видалення частин дзеркальної поверхні в цих зонах.

Через шкідливі зони, в яких напрямок поля E_y змінюється на протилежний порівняно з напрямком його поля в основній частині зазору, нерівномірність поля в відбивачі перекривається і збільшується енергія для опромінення шкідлива зона марно витрачається. Для уникнення шкідливих ділянок зазвичай використовують параболоїди з довгим фокусом.

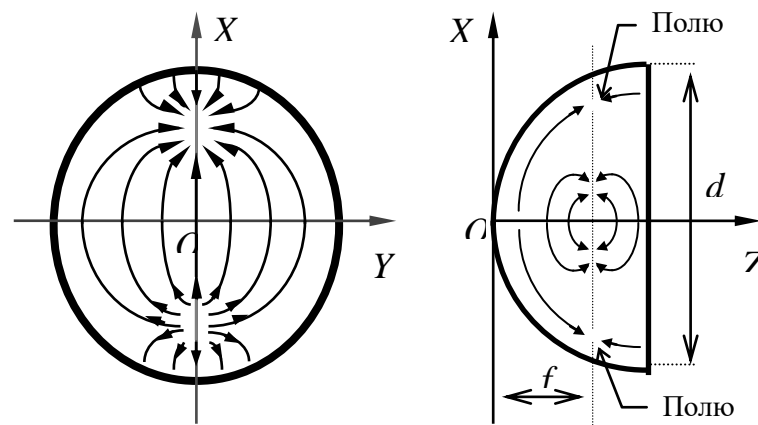


Рисунок 1.3. Розподіл електричних поверхневих струмів у короткофокусному параболоїді

ДС параболічної антени може бути розрахована апертурним методом за формулою

$$F(\theta) = \int_0^{2\pi R_0} \int_0 F_{\text{опр}}(\varphi, \psi) \cdot \cos^2 \frac{\psi}{2} \cdot e^{-i\beta R \sin \theta \cos(\varphi - \sigma)} R dR d\varphi, \quad (1,5)$$

де $F_{\text{опр}}(\varphi, \psi)$ - ДС опромінювача за полем; σ - кут між віссю OX та проекцією на площину розкриття вектора, що з'єднує початок координат з точкою спостереження; $2R_0 = d$ - діаметр дзеркала; $\cos \frac{\psi}{2} = \frac{1 - (R/2f)^2}{1 + (R/2f)^2}$.

Метод діафрагми дозволяє досить легко визначити спрямовані властивості антени з будь-яким складним перекриттям. Цей метод заснований на не

жорсткому припущенні про поширення променя від дзеркала до отвору, що призводить до додаткових помилок, які збільшуються в міру збільшення кута відкривання дзеркала.

У напрямку дзеркала нормалізована амплітуда ДС опромінювача може бути описана виразом

$$F_{\text{опр}}(\nu) = \cos^m \nu, \quad (1,6)$$

де ν - полярний кут, рад; $m \geq 1$, причому для півхвильового вібратора з контррефлектором у вигляді стрижня $m = 1$, для такого вібратора із дисковим контррефлектором $m = 2$, а для рупорного опромінювача $m \geq 3$.

1.4 Оптимальні параметри параболічної антени

Оптимальна фокусна відстань відбивача f , яка, враховуючи діаметр її перекриття d та заданої ДС постійного опромінювача, має найвище значення антени КСД, визначається діаметром перекриття рефлектора і ДС опромінювача. Значення f/d для m наведено в таблиці.

Табл. 1.1

Значення f/d залежно від m

m	f/d
1	0,35-0,40
2	0,40-0,50
3	0,50-0,625

На малюнку 1.4 показані два довгофокусних параболоїди, один з яких має кут відкриття $2\nu_0'$, а кут відкриття іншого - $2\nu_0' > 2\nu_0'$. Протівідбивач (рис. 1.4) забезпечує однобічне випромінювання від опромінювача. У міру зменшення кута перекриття значна частина енергії опромінювача втрачається поза відбивача, але сам рефлектор опромінюється більш рівномірно. Розсіювання енергії знижує ефективність антени η_A , а рівномірне опромінення відбивача допомагає збільшити коефіцієнт використання поверхні $K_{\text{вп}}$, але оскільки

коефіцієнт посилення антени

$$G_0 = D_0 \eta_A = (4\pi/\lambda^2) K_{\text{вп}} S_A \eta_A, \quad (1.7)$$

прямо пропорційна множенню $K_{\text{вп}} \eta_A$, є найбільш сприятливе значення кута відбиття відбивача. Максимальний коефіцієнт посилення отримують при значенні $2\nu_0$, при якому поле на межі перекриття згідно ДС опромінювача становить приблизно 0,3 за амплітудою та 0,1 потужності від поля в центрі перекриття. Тоді маємо $K_{\text{вп}} \eta_A = 0,45-0,65$, кут відкриття $2\nu_0 = 120-140^\circ$, ширину основної пелюстки ДС $2\Theta_{0,5} = (65-70)^\circ \lambda/d$ та рівень першого бічного пелюстки (22- 24) дБ.

Параболічна антена з дзеркалом у вигляді параболоїда обертання на оптимальній фокусній відстані характеризується такими параметрами:

а) ширина променя (рад) на рівні 0,5 за потужністю в площині Н ($\varphi = 0$)

$$2\Theta_{0,5}^{\text{H}} \approx 1,2\lambda/d;$$

б) ширина променя (рад) на рівні 0,5 за потужністю у площині Е ($\varphi = \pi/2$)

$$2\Theta_{0,5}^{\text{E}} \approx 1,2\lambda/d;$$

в) коефіцієнт спрямованої дії

$$D = (\pi d/\lambda)^2 K_{\text{рез.вп}} \approx 5,5(d/\lambda)^2,$$

де $K_{\text{рез.вп}} = K_{\text{вп}} \eta_{\text{п}}$ –результуючий коефіцієнт використання поверхні, який враховує коефіцієнт діафрагми використання $K_{\text{вп}}$ поверхні та коефіцієнт перехоплення дзеркалом електромагнітної енергії опромінювача $\eta_{\text{п}}$.

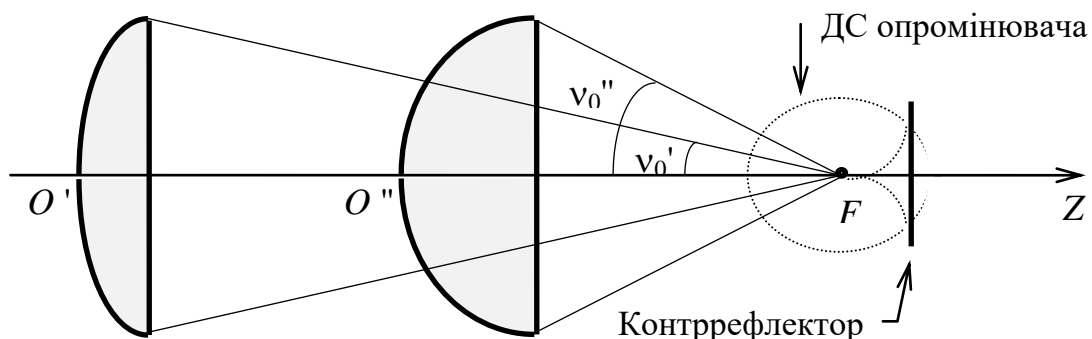


Рисунок 1.4. Вплив кута розкриття параболоїда на коефіцієнт використання його поверхні

1.5 Засоби зменшення випромінювання кромки дзеркала

Важливою характеристикою будь-якої загостреної антени є рівень бічних часток та їх розподіл у просторі. Останнім часом, зі збільшенням кількості радіослужб, вимоги до бічного випромінювання антен стали більш жорсткими.

Анени з розподілом поля, що забезпечують нульове збудження ребер, мають знижений рівень діафрагми. Такі антени мають знижений рівень бічних пелюсток, включаючи пелюстки в задньому півпросторі. Це тому, що поле дифракції опромінювача на краю антени в цьому випадку значно слабкіше.

Інший підхід - використання абсорбуючих матеріалів. Якщо периферійна частина відображаючої поверхні антени покрита всмоктуючим матеріалом, розподіл поля в отворі буде близьким до нульового розподілу на краю дзеркала. Це призводить до значного зниження рівня бічних пелюсток. Однак це також викликає неминуче зменшення посилення антени. Тому частіше використовують циліндричні екрани (отвори). Розміщення по контуру антени циліндричного екрана (рис. 1.5, а) значно зменшує далеке бічне випромінювання та випромінювання в задньому півпросторі. Довжина екрана зазвичай вибирається таким чином, щоб рівень збудження його краю був близьким до нуля. Для зменшення бічних пелюсток у передньому половині простору внутрішня поверхня витяжки покривається вбираючим матеріалом. Використання діафрагми зменшує бічне випромінювання на 5-10 дБ.

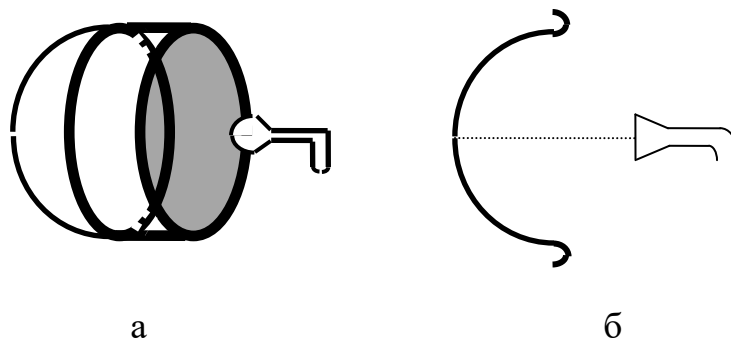


Рисунок 1.5. Виготовлення кромки у вигляді бленд (а)
та закруглення периферійної частини дзеркала (б)

Іноді застосовують роздільні крайові струми. Якщо край антени є колом, зосередженим на осі параболоїда, всі струми ребра збуджуються по фазі, що забезпечує високий рівень дифракції у напрямку $\theta = 180^\circ$. Для зниження рівня цього поля необхідно надати краю (коронці) параболоїда таку форму, в якій поля часткової дифракції, збуджені окремими ділянками ребер, були вирізані в напрямках, близьких до $\theta = 180^\circ$.

На малюнку 1.6 показані різні типи фазових ребер (спіральні, трикутні, пелюсткові). Поділ струмів зменшує випромінювання в напрямках, близьких до $\theta = 180^\circ$, на 5-6 дБ.

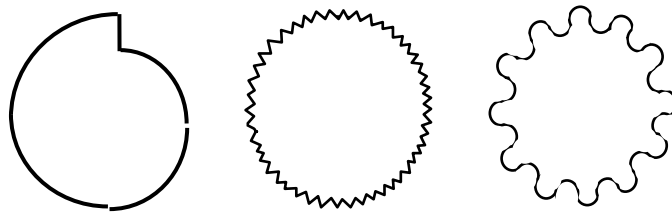


Рисунок 1.6. Основні типи фазових ребер

1.6 Керування напрямком опромінювання антени методом винесення опромінювача з фокуса

Для невеликого обертання або коливання ДС дзеркальної антени (з нерухомим дзеркалом) фазовий центр опромінювача 2 може бути виведений із фокусу 1 на деяку відстань Δx , як показано на рис. 1.7. Промені, відбиті від параболоїда, відхиляються від осі антени у зворотному напрямку та утворюють кут з віссю антени, який приблизно визначається формулою $\text{tg } \alpha = \Delta x / f$. Фронт хвилі в отворі дзеркала та напрямок максимального випромінювання також відхиляються на кут α . Крім обертання хвильового фронту з'являються додаткові кубічні фазові викривлення в перекритті (кома), що призводить до розширення пучка і бічного росту пелюсток. У разі малого переміщення Δx ці спотворення незначні, і тому поперечне зміщення опромінювача може використовуватися для коливання пучка у межах його подвійної потрійної ширини.

Таким чином, на практиці допускається таке зміщення опромінювача Δx ,

при якому кут α не перевищує $(2-3) 2\theta_{0,5}$. Якщо $\alpha = (2-3) 2\theta_{0,5}$, то промінь надмірно розширюється, а бічні частки ДС стають більшими.

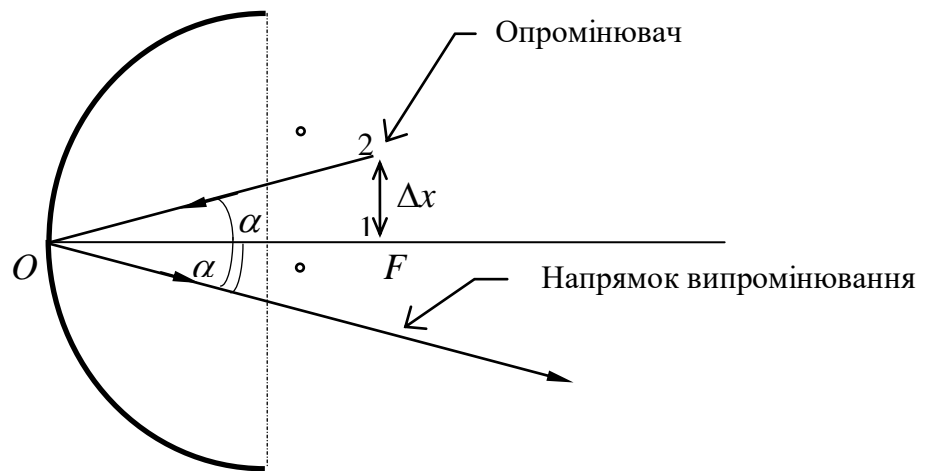


Рисунок 1.7. Зміщення опромінювача з фокуса параболічної антени

Коли фазовий центр опромінювача зміщується вздовж осі параболічної антени, його ДС розширюється і фронт хвилі стає відмінним від площини. Це легко переконатися, застосувавши закони геометричної оптики.

1.7 Опромінювачі дзеркальних антен

Важливим елементом дзеркальної антени є опромінювач, який багато в чому визначає характеристики всієї антенної системи. До опромінювача застосовуються такі вимоги:

1. Амплітудний струм опромінювача повинен забезпечувати вибраний розподіл амплітуди в отворі і мати мінімальне випромінювання поза кутом діафрагми. Енергія від опромінювача не повинна виходити за межі рефлектора; зокрема, слід виключати опромінення опромінювача.

2. Якщо рівень бічних часток антени ДС не є вирішальним, то опромінювач повинен створювати поле, рівне амплітуді E_m у перекритті відбивача. Хвилі опромінювача сферичні, і тому амплітуда E_m обернено пропорційна вектору радіуса параболі $r = f \sec^2(\nu/2)$. Щоб отримати $E_m = \text{const}$ під кутом $2\nu_0$, постійний струм опромінювача повинен компенсувати це шляхом посилення поля в прямому співвідношенні, тобто $F(\nu) \sim \sec^2(\nu/2)$. Якщо дуже

важливо послабити бічні частки антени антени, амплітуда поля в отворі повинна впасти до своїх меж у загальному випадку згідно із законом $F(\nu) \sim \cos n\nu$, де $n = 1, 2, 3, \dots$. Він вибирається залежно від конкретного призначення антени.

3. Фазовий відгук повинен мати фазовий центр, який збігається з фокусом дзеркала.

4. Поперечні розміри опромінювача не повинні бути занадто великими, щоб уникнути затінення накладки. Необхідно мінімізувати потрапляння хвиль, що відбиваються від дзеркала в опромінювач, а через нього - у живильник. Ця реакція дзеркала на опромінювач згубна тим, що воно спотворює антену ДС і піднімає подачу КСХн.

5. Опромінювач повинен бути узгодженим по всьому робочому діапазону частоти як з подачу, так і з рефлектором.

6. Електрична стійкість опромінювача повинна бути достатньою для передачі повної робочої потужності радіосистеми без ризику поломки.

7. Конструкція опромінювача повинна забезпечувати необхідну стійкість до змін погодних умов і допускати герметизацію живильного тракту. Як правило, опромінювач закритий діелектричним кожухом.

Широко використовуються вібраційні випромінювачі з відбивачами, вібратори хрестоподібної форми з незалежною потужністю для двох ортогональних поляризацій, хвильових та рогових випромінювачів. Вібраційні випромінювачі складаються з активного вібратора і противідбивача у вигляді диска або пасивного вібратора. Для живлення активного вібратора може використовуватися коаксіальна лінія або прямокутний хвилевід. На малюнку 1.8 показана одна з найпоширеніших конструкцій вібратора з коаксіальною потужністю ($W = 50 \text{ Ом}$) та дискового противідбивача. Такий опромінювач односпрямований, і майже вся потужність випромінювання йде до дзеркала. Фазовий центр розташований між вібратором та протирефлектором, оптимальний кут відкриття дзеркала - $140-160^\circ$. У цій конструкції є симетричне пристрій з чверть хвильової чашки.

Хвильові та рогові радіатори прості за дизайном, широкосмугові. Вони дозволяють вибрати ширину ДС в широкому діапазоні. Звичайні хвильові або рогові випромінювачі з робочим типом хвилі H_{10} у прямокутному та H_{11} у круговому хвильоводі в даний час застосовуються рідко, оскільки вони не забезпечують осьову симетрію ДС. Кільцеві азимутальні клаптики гофри мають глибину приблизно $\lambda / 4$, вони розташовані з кроком не більше $0,1\lambda$. На межі цієї структури імпедансу граничні умови для азимутальних компонентів полів E і H майже однакові. Це створює передумови існування гібридної хвилі HE_{11} , лінії електропередач E і H майже не згинаються в поперечному перерізі. Завдяки цьому забезпечується осьова симетрія ДС і практично немає поперечної поляризації.

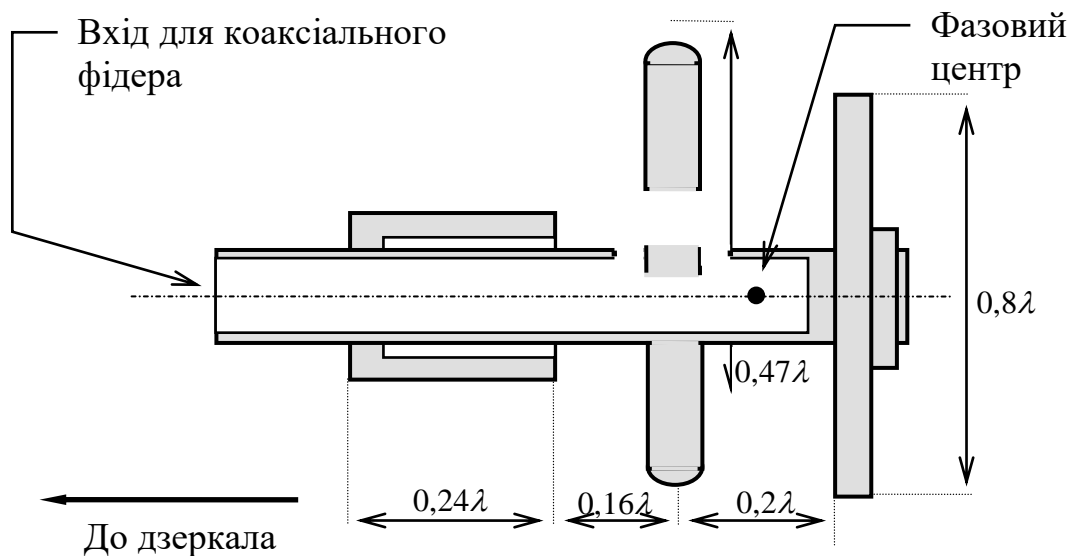


Рисунок 1.8 Вібраторний опромінювач з контр-рефлектором

1.8 Висновок до розділу 1

У розділі проводилось дослідження параболічних антен. Конструкція та характеристики параболічних антен, дзеркальний профіль, спрямовані властивості параболоїда, допустимі параметри параболічної антени, методи зменшення країв дзеркала, контроль напрямку випромінювання дзеркальної антени знімаючи опромінювач з фокусу.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИ АНАЛІЗУ ТА ОПТИМІЗАЦІЯ ДІАГРАМ СПРЯМОВАНOSTІ ДЗЕРКАЛЬНИХ АНТЕН

2.1 Знаходження струмів на параболічній антені або полях на поверхні, що обмежує дану антену.

Поля у внутрішньому (по відношенню до антени) просторі можуть бути знайдені із рішень рівнянь Максвелла при заданих граничних умовах, включаючи умови на нескінченність і ребрах [1.2]. Проте важливе рішення граничних задач електродинаміки в багатьох випадках виявляється важкими. Це створюється, коли поверхність антени не співпадає з координатними поверхностями системи координат які допускають розділення змінних [3] або коли граничні умови мають складний вид тому поле випромінювання звичайно визначається в два етапа. Спочатку знаходиться розповсюдження струмів на антені або поле на поверхні яка обмежує антену. Потім по знайденому розповсюдженню знаходиться поле у внутрішньому просторі. При цьому нова задача вирішується приближеними методами, а інша може бути вирішена тільки на утверджені рівнянь Максвелла. Нижче приведено більш строгі рішення цих задач.

До приблизного вирішення пред'являється умови достатньої простоти достатньої точності. Точність вирішення зазвичай оцінюється по величині відкидаючої частини вирішення яка завжди зрівнюється з деяким невеликими параметрами. Визначними вихідними даними в задачі електродинаміки являється довжина хвилі λ і деякий розмір d антени, то малим параметром задачі являється чисто величина $\frac{d}{\lambda}$ (довгохвильове приближення) або величина $\frac{\lambda}{d}$ (короткохвильове приближення). Але зупиняючись на довгохвильовому приближенні (статичні квазістаціонарні і стаціонарні поля) потрібно розглянути більш детально короткохвильове приближення. Нижче описані основні методи

цього приближення: метод геометричної оптики, метод фізичної оптики і метод дифракційних променів.

Метод геометричної оптики.

Даний метод М.Г.О завдяки своїй простоті на даний момент застосовується при вирішенні задач електродинаміки в грубому приближенні. Вирішення рівнянь Максвелла геометричної оптики записується у вигляда [2].

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{\epsilon}} * l^{-ikL}, \quad H = \frac{H_0}{\sqrt{\mu}} * l^{-ikL} \quad (2.1)$$

Де L- коеф. Зайделя, а самі рівняння Максвелла приймають вид

$$\begin{aligned} [H_0, \text{grad } L] &= nE_0 \\ [E_0, \text{grad } L] &= -nH_0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Умовами формули (2.2) являється рівняння Максвелла

$$(\text{grad } L)^2 = n^2 \quad (2.3)$$

де $n = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}}$ - коефіцієнт заломлення середовища

Із рівняння геометричної оптики може бути отримана інформація про характер електромагнітного поля, форма ліній потоку енергії(променів) і зміни інтенсивності поля вздовж променів, але не може бути визначена абсолютна величина E_0 і H_0 та їх орієнтація і просторі. Відповідно до принципу Ферма промені представляють собою прямі лінії і відображаються від поверхності як від площини яка доторкається до поверхні в точці падіння причому відображення сусідніх променів відбувається незалежно. М.Г.О правий до тих пір доки відносні зміни параметрів середовища ϵ і μ амплітуд поля E_0 і H_0 на відстань довжини хвилі можна вважати малими по відношенню з 2π . Іншими словами вимоги використання цього методу потребують, щоб кривизна тіла і дефект падаючої хвилі мало змінювались на відстань довжини хвилі.

Метод фізичної оптики.

Метод фіз. (хвильової) оптики заснований на використанні принципів Гюйгенса-Френеля кожна точка на поверхні яка збуджується хвилею, яка розповсюджується, і розглядається як джерело вторинної сферичної хвилі. З

точки яка випромінює поверхні зони Френеля, різниця променів від границь які до точки спостереження кратна $\frac{\lambda}{2}$, можна отримати кількісний результат як вільного так і для випадку дифракції.

Кірхгоф дав математичні пояснення правил Гюйгенса-Френеля. Вираження для пошуку поля він отримав в вигляді інтеграла по поверхності від скалярної функції джерела. При цьому значення функції $U = \frac{\pi d \sin \theta}{\lambda} * \mu$ і похідної $\frac{\sigma U}{\sigma n}$ на поверхні S, яка обмежує об'єм U записується як [4]

$$U_M = -\frac{1}{4\pi} \oint \left[U \frac{\sigma G}{\sigma n} - G \frac{\sigma U}{\sigma n} \right] dS \quad (2.4)$$

Де $G = \frac{e^{-iks}}{s}$ – рівняння Гріна вільного простору, \mathbf{h} – зовнішня нормаль до поверхні S.

Співвідношення (2.4) зазвичай називають рівнянням Кірхгофа, а сам метод фізичної оптики – приближення Кірхгофа. Математичні протилежності рівнянь Кірхгофа розглянуті в роботах [6.7]. В приближеній фізичній оптиці поверхність площини струму, яка індуктивна плоскою електромагнітною хвилею на освітленій частині поверхні приймається рівною

$$g_0 = \frac{G}{2\pi} [nH_0] \quad (2.5)$$

Де H_0 – магнітне поле падаючої хвилі. На струмові частині тіла приймається $j_0=0$. Із цих висновків випливають всі переваги і недоліки даного метода. Якщо підставити в (4) точні значення U і $\frac{\sigma U}{\sigma n}$ області S, по вирішення буде дуже суворим. Але тим точніше значення якраз і не відоме. Метод фізичної оптики заснований на тому що в співвідношенні (2.4) підставлені приближені значення U і $\frac{\sigma U}{\sigma n}$: на освітлювальній частині – рівні відповідним значенням поля падаючої хвилі в відсутності перешкод – на темній частині рівні 0.

Останні допущення не зовсім точні то відомо що рішення хвильового рівняння разом зі своєю похідною може бути рівним 0 на кінцевому участку об'єму S в тому випадку, якщо воно тож дійсно рівне 0 всюди S. Тому (2.4)

краще використовувати функцію Гріна, Діріхле чи Неймана, відповідають на S подібних рівнянь умовам $G=0$ або $\frac{\sigma U}{\sigma n}=0$. [2]

Метод фізичної оптики більш точний ніж метод геометричної оптики. В освітлювальній частині результат співпадає з геометричним рішенням, а в області тіні вдається отримати дифракційне поле, яке відрізняється від 0. Це пов'язано з тим, що в області тіні утворюється поле, яке утворюється струмами на освітлювальній частині поверхні.

Так як поле на тіневій частині поверхні прирівнюють нулю, то форма цієї поверхні абсолютно не впливає на рішення. За допомогою цього методу фізичної оптики дозволяють отримати хороші результати, коли при переході від освітлювальної частини тіла (антени) до тіневої відбувається різка відсічка струму.

Для освітлювальної частини поверхні, поле (струм) на безкінечній провідній поверхні поза розкритом рівне нулю, зберігаються умови, які застосовуює метод геометричної оптики.

Метод дифракційних променів.

Так як математична теорія дифракції подає строге рішення для невеликої кількості задач, а опис данного методу не дозволяє отримати потрібних результатів для поверхні тіні та напівтіні, появляється інтерес до асиместатичним вирішенням, які дозволяють отримати хорошу точність. В цьому напрямку є два методи: уточнення та приближення рішень хвильового рівняння для поверхні тіні та напівтіні.

Перше рішення призвело до розробки методів геометричної та фізичної теорії дифракції, другий метод- метод параболічного порівняння.

Метод геометричної теорії дифракції (ГТД) розроблений Келлером [7] для уточнення методу геометричної оптики. Він базується на урівнянні Ферма про можливість розповсюдження енергії не тільки вздовж обочин, але і вздовж дифракційних променів, які проведенні по короткому шляху від джерела нагляду і які мають частинку гладкої кривої з відбиваючої поверхні або з

відбиваючим ребром. Так при дифракції на краю екрана дифракційні промені утворюють конус, віссю якого являються дотична до ребра, а кут при вершині рівний подвійному куту між падаючим променем і дотичною до ребра. Оскільки дифракційні промені проникають в область геометричної тіні, утворюють там деяке поле, якого неможна отримати в рамках звичайної геометричної оптики.

Метод геометричної теорії дифракції має тільки якісні умови і не придатний для представлення поля по всій площині. Так він становиться несправедливим поблизу поверхні тіла, установлена довжина дифракційного променя від точки дотику до точки нагляду близька до довжини дуги, яка проходить променем. Там де відбувається формування дифракційного поля (каустика, границя світла і струми) про промені говорить необхідна хвилеве трактування.

Використання Г. Т. Д. в практичних задачах інколи більш ефективно чим метод фізичної оптики. Так в роботі [8] показано що він потребує в 100 раз меншого машинного часу (розраховувалось поле випромінювання параболічним і геометричним рефлектором)

Метод фізичної теорії дифракції (Ф. Т. Д.) розроблений Уфимцевим [9] для уточнення метода фізичної оптики. Цей метод полягає в тому, що струми, які збуджуються на поверхні тіла по законам геометричної оптики (рівномірна частина струму) також і додаткові струми, які створюються поблизу країв і ребр, і які мають характер краєвих хвиль (нерівномірна частина струму). Поля, що створюються додатковими струмами знаходяться із порівнянням даного ребра з ребром нескінченного клину (даного краю – з краєм безкінечності, напівплоского)

В цьому методі виходить так, що разом із струмами (5) існує струм j^1 і щільність поверхні струму $j = j^0 + j^1$ (9), де j^1 – поверхність площини даного струму, обумовлена викривленнями поверхні, причому під викривленням поверхні може бути будь яке відхилення від безкінечної площини.

Приближене вираження на важкому тілі шукається після вивчення дифракції не по окремих геометричних елементах.

Метод ФТД дає велику точність в порівнянні з фізичною оптикою, яка взагалі не використовує краєві струми. В той же час різниці в результаті цих методів зменшується в результаті збільшення розмірів тіла (коли вони значно більші від довжини хвилі, так як j^1 прирівнюється до j^0 на відстані $\sim \lambda$ від ребра.

Метод параболічного рівняння розроблений в роботах Фока і Леонтовича [10, 11]. Параболічне рівняння являється частиною випадкового хвильового і дозволяє часткове плавне вирішення.

В методі параболічного рівняння замість виводу про незалежність розсіювання енергії в середині променевих трубок робляться 2 припущення :

а) зберігаються поняття промення, енергія не накалюється в середині променевої трубки і не коливається в середині неї.

б) поперечна дифракція амплітуди методу променевими трубками виникає у відповідності до принципів в локальності.

Вирішення хвильового рівняння для повздовжньої складової

$\Delta U + K^2 U = 0$ де Δ - Оператор Лапласа, який шукається у вигляді

$$U = A e^{-iks}, \text{ де } S\text{-довжина вздовж промення.}$$

При цьому рівняння для амплітуди буде

$$2 ik(\text{grad } S * \text{grad } A) + \epsilon k A \text{ div grad } S - \text{div grad } A = 0$$

Де присутня $\text{div grad } A \neq 0$ в чому і різниця цього методу від методу геометричної оптики. Деякі використання методу параболічного рівняння подані в [Г].

2.2 Знаходження поля в внутрішньому просторі.

Якщо точно визначено розсіювання струму чи поля на антені | 12 |

То поле у внутрішньому просторі може бути визначена тільки по основним рівнянням Максвелла. При цьому, може використовуватися, наприклад метод заснований на використанні дослідів Кірхгофа. Функцією U в (4) може

бути будь яка складова векторів E та H , так як вони являються скалярними величинами, які задовольняють хвилеве рівняння. Може використовуватися рівняння Кірхгофа, яке зв'язане з необхідністю попереднього визначення шести скалярних складових векторів E та H і шести їх похідних по нормалі до поверхні. Розрахунок простіше виконувати використовуючи векторне рівняння [13]. При цьому можна використати формули Стреттане.

Які дозволяють визначити вектори E та H тільки по заданим значенням цих векторів на поверхні S . При відсутності джерел при об'ємі V поле в точці M визначається із відношенням

$$E_M = \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ -iw\mu G[nH] + [[nE]]gradG \right\} + \frac{i}{w\epsilon} div[nH]gradG \} ds, \quad (2.6)$$

$$H_M = \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ iw\epsilon G[nE] + [[nH]]gradG \right\} - \frac{i}{w\mu} div[nE]gradG \} ds, \quad (2.7)$$

Так як вказано вище опромінення струмів і полів на антенні відбувається зазвичай приближеними методами. При малій поверхні антени це часто призводить до того, що в якості вихідного приймається така розсіюваність поля на поверхні, яка явно заперечує умовам нерівності векторів поля та їх похідних. Це зазвичай пов'язано з тим, що на розкритті антени напруженість поля рахується кінцевою, а на остальній поверхні рівна 0. Для того, щоб став можливий розрив складової E та U , вздовж контура розкриття необхідно запропонувати що вздовж \oint розповсюджуються відповідні електричні та магнітні заряди.

Метод врахування цих зарядів, запропонований Котлером заключається в додаванні до основного поля (2.6,2.7) додаються складові обумовленні лінійними зарядами [4].

$$E' = \frac{i}{4\pi\epsilon w} \oint gradG(H, dl), \quad (2.8)$$

$$H' = \frac{i}{4\pi\mu w} \oint gradG(E, dl), \quad (2.9)$$

Потрібно відмітити, що система зарядів вздовж λ вводиться штучно, тому необхідно застосовувати поправки Котлера в кожному конкретному випадку, коли це буде оправдано.

Інтегрування при розрахунку поля випромінювання може проводитись двома способами: по поверхні плоского розкриву і тіневої поверхні дзеркала чи по криволінійній поверхні, яка проходить по освітлювальній і тіневій поверхні дзеркала. Для спрощення розрахунків в обох випадках змінами струмів тіневої поверхні нехтують.

В данному методі наведено розрахунок плоским, а еквівалент електричного та магнітного струмів розраховуються синфазно.

В струмовому методі на освітлення поверхні еквівалент магнітних струмів вважають рівним нулю, а електричного- рівним подвоєному тангенсу складових вектора U падаючої хвилі.

Так як розсіювання поверхні струмів визначається приблизно, два методи не являються точними. При цьому методі менші струми, так як приближення геометричної оптики справедливе при $\lambda=0$. Струмовий метод точніший, але важчий.

Дані дзеркальні антени можна задати у вигляді подвійного перетворювача Фурне від функції збудження апертури [14]

$$F = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) \exp[i(k_1x + k_2y)] dx dy \quad (2.10)$$

$$X = -8 \quad y = -8$$

$$I(x, y) = \begin{cases} I(x, y) \text{ при } (x, y) \in S \\ 0 \text{ при } (x, y) \notin S \end{cases}, \quad (2.11)$$

то дана являється функцією з обмеженими (Перетворення Фурє для таких функцій добре вивченні в рамках теорії цілих функцій [15]) і легко призначена для розрахунків.

Електричне та магнітне поле при цьому ціленаправлено дослідженням алгоритмів швидкого перетворення Фурє [16,17]. Числове математичне вирішення інтегральних рівнянь в антенних задачах розглядається в роботах [18], заданими вважаються тангенс складової поля на поверхні антени.

Наступна конкретизація задачі пов'язана з вибором амплітуд і фаз, які розсіюються в розкриві, а також форму розкриву [4,14]. Приблизні, зручні для

дослідження розрахунків методи аналізу поверхні антени з випадковими амплітудно- фазовими розсіюваннями в розкритті описані в роботі. [19]

2.3 Оптимізація великих дзеркальних антенн

Підсилення (G) і шумова температура ($T_{ш}$) двохдзеркальної антени можуть бути розглянуті як функції розподілення поля в апертурі. Так як для первинного опромінювача властиві практичні обмеження, то реальні антени Кассезгена мають підсилення трішки нижче, ніж теоретично максимально можливі. Двохдзеркальні антени, які проектувались останні роки, мають модифікаційну форму, яка забезпечує однорідне апертурне розподілення, що дає максимальне підсилення та мінімальну ширину променя. Однак при цьому зростає рівень бокових пелюсток і зворотнього розсіювання, що тягне за собою зростання шумової температури. Ціль даного дослідження заключається в знаходженні такого реального розподілення поля в апертурі, яке забезпечить відношення G/T краще за однорідне розподілення.

Визначимо (r) як нормований радіус круглої апертур из розподіленням поля типу $(1-r^2)^p$. Величина (p) була єдиним параметром, котрий вивчався та котрий змінювався від 0 до 2. В цьому досліді відношення D/λ складало 83 на робочій частоті 4ГГц. Це відповідає антенні з круглою апертурою діаметром 6,2 м. Модель, яка використовувалась для розрахунку $T_{ш}$, заснована на екстраполяції роти Хогга. Відношення:

$$G(\theta) = \frac{2|E(\theta)|^2}{\int_0^\pi |E(\theta)|^2} * \sin d\theta \quad (2.12)$$

$$T_a = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi T_s(\theta^\wedge) G(\theta^\wedge, \phi^\wedge) \sin\theta^\wedge d\theta^\wedge d\phi^\wedge \quad (2.13)$$

Були кількісно проінтегровані для отримання G і $T_{ш}$. В цих співвідношеннях

$E(\theta)$ -інтенсивність дальнього поля;

$T_s(\theta)$ -температура неба і землі;

$T_a(\theta)$ -температура антенни;

θ, φ -сферичні координати розположення антенни($\theta=90^\circ$ в зеніті);

θ -угол піднесення антенни.

Обчислення дальнього заднього поля розсіювання антенни в районі 5° виражається наступним виразом:

$$E(\theta) = \frac{e^{ju}}{2\beta} \int_0^1 g(r) I_0(ur) \frac{e^{-j\beta ur}}{r} r dr - \frac{j}{\beta u} g\left(\frac{1}{\beta}\right) \quad (2.14)$$

$$\text{де: } \beta = \frac{tg\theta}{\frac{tg\theta_0}{2}}$$

$$u = \frac{\pi D}{\lambda} * \sin\theta \quad (2.15)$$

$g(r)$ - апертурне розподілення $= (1-r^2)^p$;

θ_0 – кут від осі до краю параболоїди $= 120^\circ$

θ - кут від осі антенни.

В цьому співвідношенні передбачалось, що фокальне живлення параболоїда з живильної ДН повністю заповняє рефлектор, а нулі знаходяться де-небудь в іншому місці. Струми на задній поверхні дзеркала вважаються рівними нулю. Інші прийняті допущення геометричної оптики: діаметр апертури та радіуси кривизни дзеркала великі по відношенню з довжиною хвилі. Для економії розрахованого часу середні значення поля визначаються через кожні 5° в інтервалі θ від 0 до 180° .

Після цього поле було кількісно проінтегровано з використанням звичайної процедури точкової інтерполяції для кутів, які лежать між вирахованими точками поля. Для малих значень θ рівність (3) скорочується до

$$E(\theta) = \frac{2^p \Gamma(p+1) I_{p+1}(U)}{U^{p+1}} \quad (2.16)$$

Так як велика пропорція енергії в області значень $0^\circ \leq \theta \leq 5^\circ$, дійсні бокові пелюстки пол визначаються рівністю (4), використання якого і цьому районі краще, ніж середні значення.

В реальній двохдзеркальній антенні, велика частина енергії, яка випромінюється полем рупора, не потрапляють на контррефлектор. Із енергії, яка перехоплюється і відбивається контррефлектором, значна частина не

потрапляє на головний рефлектор. Ця енергія, яка втрачається може вносити значний вклад в шумову температуру антени. Для отримання більш реальних результатів данного дослідження двохзеркальних антен припущено, що діаметр контррефлектора складає $0,1\lambda$, а живляча діаграма напрямленості має форму

$$E_f = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\cos A}{A^2 - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2}, \quad (2.17)$$

$$\text{де } A = \frac{\pi d_f}{\lambda} \sin \theta \quad (2.18)$$

Поле напруги рупора було обрано спадаючим 12дБ на краю контррефлектора. Апертурний кут рефлектора вибраний рівним 120° . Діаграма розсіювання контррефлектора була обрахована по формулі подібній(3)[4]

Так як співвідношення (5) симетрично відносно $\theta=90^\circ$, діаграма рупора пропонується рівною 0 для $90^\circ < \theta < 180^\circ$.

Прийнято, що розсіювання за контррефлектором і основним рефлектором не залежить від їх форми. Тільки затемнена частин, вважалась та, яка збільшувала шумову температуру антени. Шумова температура збільшувалась цим розсіюванням енергії, з'єднувалась з шумовою температурою головного рефлектора, даючи загальну шумову температуру. Це можна трактувати наступним чином: шумова температура вираховувалась незалежно для живильної діаграми, діаграми розсіювання контр рефлектора по співвідношенню (2). Живильна шумова температура і шумова температура контррефлектора складаються з двох компонентів, одна викликана енергією розсіювання, а друга визвана енергією, яка падає на рефлектор. Ця остання складова не потребується, тому ця енергія, її складова переривається рефлектором. Таким чином шумова температура може бути обрахована з використанням співвідношення:

$$T_a = T_{fs} + \frac{P_{fi}}{P_f} * T_{ss} + \frac{P_{fi}}{P_f} * \frac{P_{si}}{P_s} * T_p \quad (2.19)$$

де: T_a – шумова температура, обумовлена розсіюванням;

T_{fs} – $T_{ша}$, обумовлена переливом за котррефлектор;

T_{ss} – $T_{ша}$ - обумовлена енергією контррефлектора, котра не потрапляє на рефлектор;

$T_p - T_{ша}$, визвана головним рефлектором;

$\frac{P_{fi}}{P_f}$ = відсоток енергії, котра падає на контррефлектор;

$\frac{P_{si}}{P_s}$ = відсоток енергії контррефлектора, котра падає на головний

контррефлектор.

Додавання розсіювання із-за факторів $(\frac{P_{fi}}{P_f}) * (\frac{P_{si}}{P_s})$ зменшує підсилення антени без збільшення шумової температури. Затемнення, яке викликане контррефлектором і елементами його кріплення, не розглядалось в вигляді додаткової важкості при розрахунках.

Додавання ефектів затемнення викликає подальше збільшення шумової температури і зменшення підсилення. Активні втрати також не розглядались.

Для визначення типу $(1-r^2)^p$, це підсилення визначається виразом:

$$G = \frac{(2p+1)}{(p+1)^2} * \left(\frac{\pi D}{\lambda}\right)^2 \quad (2.20)$$

При високих кутах місця ефекти розсіювання більше помітні для великих значень параметра (p). Це обумовлено тим, що дане апертурне розподілення дає дуже низький рівень бокових пелюсток. Енергія розсіювання в основному проходить повз головний промінь і направлена в сторону темної землі. Для однорідного апертурного розподілення додаткове розсіювання впливає на шумову температуру антени незначно, навіть коли воно дуже сильно впливає на підсилення. Відношення $\frac{G}{T}$ в (дБ) визначається наступним чином:

$$\frac{G}{T} \text{ (дБ)} = G \text{ (дБ)} - 10 \lg T_a \text{ (°K)} \quad (2.21)$$

Зменшена шумова температура приймача, і шумова температура яка вноситься лінією передачі, між антеною і приймачем має дуже важливу роль в характеристиках великих систем. Для отримання результатів, які приставляють реальні сьогоденні системи, $\frac{G}{T}$ було розраховано в припущенні, що шумова температура, яка вноситься лінією передачі не більше 0,2дБ при температурі

навколишнього середовища 290 °К і шумова температура приймача 10,25 і 50 °К. Результати цих обчислень показують подальше зменшення відношення $\frac{G}{T}$.

Максимум кожна із цих кривих характеризує значення (р), при якому $\frac{G}{T}$ оптимальне.

Зневажаючи впливом розсіювання при великих $\frac{G}{T}$ становиться можливим при (р), рівним оптимальному (>0) (р=0, відповідає однорідному апертурному розподіленню). Крім того, оптимальне (р) сильно залежить від кута місця, якщо цікавить область значень (р) такі, що $\frac{G}{T}$ складає 0.2 дБ від оптимального, знайдено, що при куті підвищення 90°, (р) лежить в межах 0.87 – 1,53. Для кута підвищення 5° відповідає область (р) рівна 0.13 – 0.58.

Якщо розсіювання враховується, то вершини кривих $\frac{G}{T}$ для різних кутів підвищення рухаються плавно разом. Для кутів 90° $\frac{G}{T}$ лежить в межах 0.2 дБ від його оптимуму, складає 36.4 дБ, якщо значення р лежить між 0.43 та 1.1. Відповідно область р для підвищення 5° становить 0.9 – 0.5, а оптимальне $\frac{G}{T}$, 30.1 дБ. Тобто існує область в якій досягається компроміс без втрат більше ніж 0.2 дБ при виборі р при оптимальному $\frac{G}{T}$ для всіх кутів підвищення.

Добавлення шумів, які вносяться лінією передачі та приймачем викликають зменшення $\frac{G}{T}$. Залежність $\frac{G}{T}$ для шумів 10,25 і 50 °К, відносно не залежить від кутів.

Для шумів приймача 10 °К видно, що оптикум $\frac{G}{T}$ при 90° кутів складає 31,2дБ для р=0,35. Це на 10,5 дБ краще по відношенню з однорідним апертурним розподіленням. $\frac{G}{T}$ лежить в межах 0,1 дБ від оптимуму для всіх кутів підвищення р=0,22±0,35.

Для кута підвищення 5° оптимум $\frac{G}{T}$ складає 28,46 дБ і може бути отриманий в межах 0,1дб для області значень (р) 0,11-0,4. Таким чином, якщо (р)

змінюється між 0,22 та 0,4, відношення $\frac{G}{T}$ буде лежати в межах 0,1дБ від оптимального для всіх кутів підвищення. Для приймача з шумовою температурою 25°К і 50°К-результати подібні. Для кутів підвищення 90° і для шумової температури приймача 25°К відношення $\frac{G}{T}$ може бути покращено на 0,7дБ з використанням оптимального (p) по відношенню з однорідним апертурним розподіленням (p=0). Відповідні покращення для шумової температури приймача 50 °К складає 0,6дБ.

2.4 Висновок до розділу 2

В даному розділі показано, що для апертурного розподілення типу $(1-r^2)^p$, можливо покращити оптимальне відношення $\frac{G}{T}$, профілюючи антенну для неоднорідного апертурного розподілення. Для систем із антенною діаметром 83λ шумова температура приймача 25°К та 0,2дБ втрат між антенною і приймачем, оптимальне відношення $\frac{G}{T}$ відповідає значенню (p), яке лежить між 0,2 та 0,3. Покращення $\frac{G}{T}$ по відношенню з однорідним апертурним розподіленням (p=0) складає 0,75дБ для кута підвищення 90° та 0,3дБ-для кута підвищення 5°. Якщо шумова температура збільшується-це покращення зменшується. При розсіюванні спостерігається ефект зменшення підстлення та збільшення шумової температури антени, і таким чином змінюється фактор $\frac{G}{T}$.

РОЗДІЛ 3

МАТЕМАТИКА ОПТИМІЗАЦІЯ АПЕРТУРНОГО МЕТОДУ РОЗРАХУНКУ ПОЛЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ

3.1 Розрахунок поля випромінювання за допомогою апертурного методу

В полі діафрагми випромінювання параболічної антени розташований у полі в її перекритті. У цьому способі плоска поверхня параболоїда перекривається полем загального поля і відомий закон його амплітудного розподілу вважається випромінюючим.

Метод амплітуди, як він використовується на практиці, менш точний, ніж метод обчислення щільності струму. Це тому, що в даному випадку поле в перекритті відповідає законам геометричної оптики. Тому векторна природа поля не враховується і, як результат, компоненти з паразитичною поляризацією не враховуються. Однак у полях основної та перших бічних пелюсток, тобто у області радіаційної картини, два способи практично дають подібні результати.

Проблема визначення поля випромінювання антени поділяється на дві:

1. Спочатку є поле у перекритті антени.
2. Поле випромінювання (зовнішнє завдання) визначається відомим полем в перекритті.
- 3). Знаходження поля в перекритті параболоїда.

За допомогою методу геометричної оптики знаходиться поле в перетині. Умова $f \gg \lambda$ виконується, тому дзеркало в дальній зоні і падаюча хвиля від опромінювача в зоні від фокусу до поверхні дзеркала можна вважати сферичною.

Після того, як хвиля відбивається від поверхні дзеркала вона стає плоскою та її амплітуда не зміниться. Тому, якщо ми знаємо нормалізовану схему випромінювання опромінювача $F(\psi)$, тоді поле в отворі дзеркала легко знайти.

Для обчислень необхідно ввести нормовану координату точки в отвір дзеркала

$$R' = \frac{R}{R_0} = \frac{\rho \sin \psi}{\rho \sin \psi_0}; \quad (3.1)$$

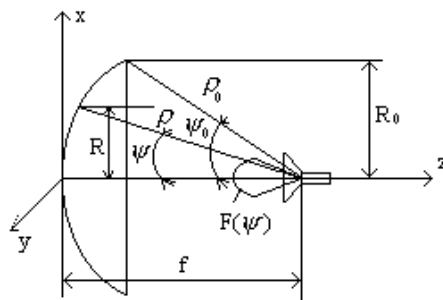


Рисунок 3.1. Геометричне розміщення фокуса антени

Підставивши значення

$$\rho = \frac{2f}{1 + \cos \psi} = \frac{1}{\cos^2(\psi/2)} \quad (3.2)$$

у вираз для R' , після елементарних перетворень

$$R' = \operatorname{ctg} \frac{\psi_0}{2} \operatorname{tg} \frac{\psi}{2} \quad (3.3)$$

Значення амплітуди поля в розкритті визначиться

$$F(R') = \frac{f}{\rho} F(\psi) \quad (3.4)$$

Підставивши в останню формулу значення ρ , отримаємо

$$F(R') = \frac{1 + \cos \psi}{2} F(\psi) \quad (3.5)$$

Дана формула розраховується, тому видно, що амплітуда в отворі дзеркала залежить лише від радіальної координати R' . Осьова симетрія в розподілі поля є наслідком припущення, що схема випромінювання опромінювача є функцією лише полярного кута ψ і не залежить від кута азимута ξ , хоча ця залежність зазвичай слабка. Як наслідок, у більшості випадків можна обмежити обчислення

розподілу поля в перетині лише по двох основних взаємно перпендикулярних напрямках: паралельно осі X та осі Y . Система координат X, Y, Z орієнтована так, що ці напрямки лежать у векторній площині \vec{E} (площині XOZ) та векторі \vec{H} (площині YOZ). Для площин обчислюють поле випромінювання та антену. Розрахунок робиться вважаючи, що поле в перекритті залежить лише від радіальної координати .

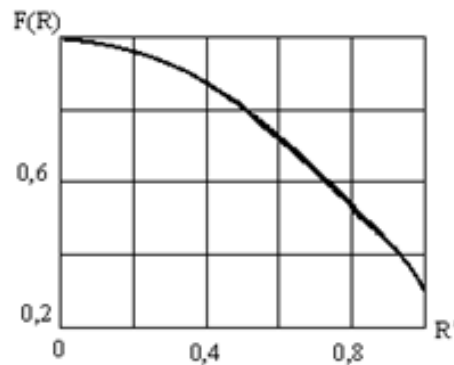


Рисунок 3.2. Діаграма амплітуди дзеркала антени

На рисунку 3.1 видно, що центр дзеркала найбільш інтенсивно опромінюється, а поле до його країв зменшується на величину внаслідок зменшення значень $F(\psi)$ і збільшується ρ зі збільшенням ψ . Типовий розподіл нормалізованої амплітуди поля в перекритті параболоїдного дзеркала показано на рисунку 3.2 .:

Для спрощення подальших обчислень доцільно наблизити знайдене значення за допомогою інтерполяційного полінома

$$Q(R') = \sum_{n=0}^m a_n (1 - R'^n)^n \quad (3.6)$$

Цей многочлен добре наближає фактичний розподіл поля в параболоїдному накладенні і знаходження радіаційного поля з таким наближенням не вимагатиме громіздких обчислень.

Вузли інтерполяції, тобто точки, де поліном $Q(R')$ збігається з раніше знайденою функцією, будуть рахувати точки дзеркального отвору, відповідні

значенням R' : $R'=0, R'_1, R'_2, \dots, R'_n, \dots, 1$.: Тоді коефіцієнти многочлена визначаються із системи рівнянь:

$$\begin{aligned} a_0 + a_1 + \dots + a_m &= 1; \\ a_0 + a_1(1 - R_1'^2) + \dots + a_m(1 - R_1'^2)^m &= F(R_1'); \\ a_0 + a_1(1 - R_2'^2) + \dots + a_m(1 - R_2'^2)^m &= F(R_2'); \\ &\dots\dots\dots \\ a_0 &= F(1). \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$Q(R') = a_0 + a_1(1 - R'^2) + a_2(1 - R'^2)^2. \quad (3.8)$$

В випадку вузли інтерполяції використовують точки в центрі розкриву дзеркала ($R'=0, \psi=0$), на краю дзеркала ($R'=1, \psi=\psi_0$) і в середині між цими крайніми точками ($R'_1=0.5, \psi_1=0.5\psi_0$). Коефіцієнти цього полінома визначаються системою рівнянь:

$$\begin{aligned} a_0 + a_1 + a_2 &= 1; \\ a_0 + a_1(1 - R_1'^2) + a_2(1 - R_1'^2)^2 &= F(R_1'); \\ a_0 &= F(1). \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\delta = \frac{Q(R') - F(R')}{F(R')}. \quad (3.10)$$

Розрахунки показують, що у трьох випадках відносна похибка не більше 1-2 % для трьох многочленів.

Відкриття дзеркал - це плоский круговий майданчик. Поле на ділянці має лінійну поляризацію.

$$Q(R') = \sum_{n=0}^m a_n (1 - R'^2)^n \quad (3.11)$$

$$E_n = AE_0 S a_n \frac{\Lambda_{n+1}(u)}{n+1} \quad (3.12)$$

$$\text{де } A = j \frac{1 + \cos \theta}{2\lambda} \frac{\exp(-jkr)}{r},$$

Повне поле в дальній зоні дорівнюватиме сумі полів, що створюються кожним компонентом

$$E = AE_0 S \sum_{n=0}^m \frac{a_n}{n+1} \Lambda_{n+1}(U) \quad (3.13)$$

Ненормована діаграма спрямованості антени:

$$f(\theta) = \sum_{n=0}^m \frac{a_n}{n+1} \Lambda_{n+1}(U) \quad (3.14)$$

$$f_{\max}(\theta) = \sum_{n=0}^m \frac{a_n}{n+1} \quad (3.15)$$

Тоді

$$F(\theta) = f(\theta) / f_{\max}(\theta) = \frac{\sum_{n=0}^m \frac{a_n}{n+1} \Lambda_{n+1}(U)}{\sum_{n=0}^m \frac{a_n}{n+1}} \quad (3.16)$$

$$a_0 + a_1 + a_2 = 1;$$

$$a_0 + a_1(1 - R_1'^2) + a_2(1 - R_1'^2)^2 = F(R_1');$$

$$a_0 = F(1). \quad (3.17)$$

$$F(\theta) = \frac{6a_0\Lambda_1(U) + 3a_1\Lambda_2(U) + 2a_2\Lambda_3(U)}{6a_0 + 3a_1 + 2a_2} \quad (3.18)$$

КНД параболічної антени можна знайти через ефективну поверхню

$$D = \frac{4\pi A}{\lambda^2} = \frac{4\pi S \nu}{\lambda^2} \quad (3.19)$$

КВП дзеркального перекриття повністю знаходиться значенням розподілу поля в перекритті.

$$\nu = \frac{1}{S} \frac{\left| \int_S E_s dS \right|^2}{\int_S E_s^2} \quad (3.20)$$

$$S = \pi R_0^2; E_s = E_0 F(R', \xi); dS = R dR d\xi = R_0^2 R' dR' d\xi. \quad (3.21)$$

$$U = \frac{1}{\pi} \frac{\left[\int_0^{2\pi} \int_0^1 F(R', \xi) R' dR' d\xi \right]^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^1 F^2(R', \xi) R' dR' d\xi} \quad (3.22)$$

Для приблизного обчислення U можна нехтувати залежністю розподілу поля ξ від та вважати, що ми робимо в методі обчислення діафрагми, що амплітуда поля в перекритті є функцією лише координат R' : $E_S = E_0 F(R')$. У цьому випадку формула спрощується і виглядає

$$U = \frac{2 \left[\int_0^1 F(R') R' dR' \right]^2}{\int_0^1 F^2(R') R' dR'} \quad (3.23)$$

Ця формула дає цілком хорошу точність і може вважатися розрахованою.

3.2 Математичне моделювання варіантів амплітуд поля структури селекції електромагнітних хвиль

На малюнку вище видно, що коефіцієнт U досягає одиниці, коли $\psi_0 \rightarrow 0$. це пояснюється тим, що поле в перетині дуже малих дзеркал близьке до рівномірного. Коефіцієнт U зменшується швидко із збільшенням глибини дзеркала.

$$D = \frac{4\pi A}{\lambda^2} = \frac{4\pi S U}{\lambda^2} \quad (3.24)$$

Для кращої специфікації використовуйте такий параметр, як посилення антени

$$G = D \eta = \frac{4\pi S}{\lambda^2} U \eta \quad (3.25)$$

ККД параболічної антени це відношення потужності, що падає на поверхню дзеркала, до загальної потужності випромінювання в опромінювачі P_{Σ} :

$$\eta = \frac{P_{\Sigma \text{ дзеркала}}}{P_{\Sigma}} \quad (3.26)$$

Повна потужність випромінювання опромінювача визначається виразом

$$P_{\Sigma} = \int_S \frac{E^2}{120\pi^2} dS = \int_{\psi=0}^{\pi} \int_{\xi=0}^{2\pi} \frac{|E(\rho_0)|^2 F^2(\psi, \xi)}{240\pi} \rho_0^2 \sin\psi d\psi d\xi \quad (3.27)$$

Тому потужність випромінювання, що потрапляє на дзеркало;

$$P_{\Sigma \text{ дзеркала}} = \int_0^{\psi_0} \int_0^{2\pi} \frac{|E(\rho_0)|^2}{240\pi} F^2(\psi, \xi) \rho_0^2 \sin\psi d\psi d\xi \quad (3.28)$$

Визначимо К.К.Д, коли в якості опромінювача є диполь з дисковим рефлектором. Діаграма такого опромінювача може бути виражена таким чином

$$F(\alpha, \psi) = \begin{cases} \sin\alpha \sin\left(\frac{\pi}{2} \cos\psi\right), & \text{для } 0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2} \\ 0, & \text{для } \frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \pi \end{cases} \quad (3.29)$$

3.1 Висновок до розділу 3.1

Остання формула використовується для оцінки ефективності ККД параболічних антен. Коефіцієнт підсилення G антени пропорційний ККД- $\nu\eta$. У зв'язку з різним характером залежність факторів ψ_0 від цієї роботи повинна мати максимум.

У деяких випадках під терміном коефіцієнт використання поверхні (КВП) розуміють кількість та продукт. У справжніх параболічних антенах значення мають значення. У параболічних антенах значення ККД- $\eta\nu$ має величину $0,45 \div 0,6$.

РОЗДІЛ 4 ОПТИМІЗАЦІЯ ОФСЕТНОЇ АНТЕНИ ТИПУ «ДІАМОНД»

4.1 Характеристика та опис антенної системи

Антенна система S-band, рис.4.1 на основі антенного пристрою «Діамонд» АС 2,4м, призначена для створення максимально ефективного вузькосмугового випромінювання електромагнітних хвиль у постійному та імпульсному режимах.

Перевірка технічних характеристик (ширини діаграми спрямованості (ДС) за Az, Eі, коефіцієнту стоячої електромагнітної хвилі (КСХН)) проводяться на лабораторному вимірювальному стенді та вимірювальній технологічній площадці.

Усі розміри задані в довжинах хвилі робочого діапазону.

Дзеркальна антена С-діапазону з діаметром рефлектора 2.4м повинна задовільняти наступним вимогам:

- діапазон робочих частот 3050 ± 25 МГц;
- коефіцієнт підсилення антени на частоті 3050 МГц, не менше 35.0 dBi;
- ширина діаграми спрямованості на частоті 3050 МГц по рівню -3 дБ в азимутальній та кутомістній площинах не більше $3,0^\circ$ кут.град.;
- сектор повороту по азимуту $\pm 70^\circ$ неоперативно (з переустановкою);
- сектор повороту по куту місця $0-70^\circ$;
- швидкість повороту по азимуту $0-10$ °/с;
- швидкість повороту по куту місця $0-5$ °/с;
- можливість роботи з сигналами будь-якої поляризації;
- КСХН по виходу опромінювача не більше 1,5.
- вихідний фланець хвилеводу опромінювача $72,14 \times 34,04$ мм.
- дзеркальна антена повинна бути виконана на основі базового невісесиметричного рефлектора типу «Діамонд» з еквівалентним діаметром 2.4м.

- передбачити можливість встановлення чотирьох опромінювачів (фазована градка) з магнетронами;
- антена розміщена на платформі легкового автомобільного двохвісного причіпу.

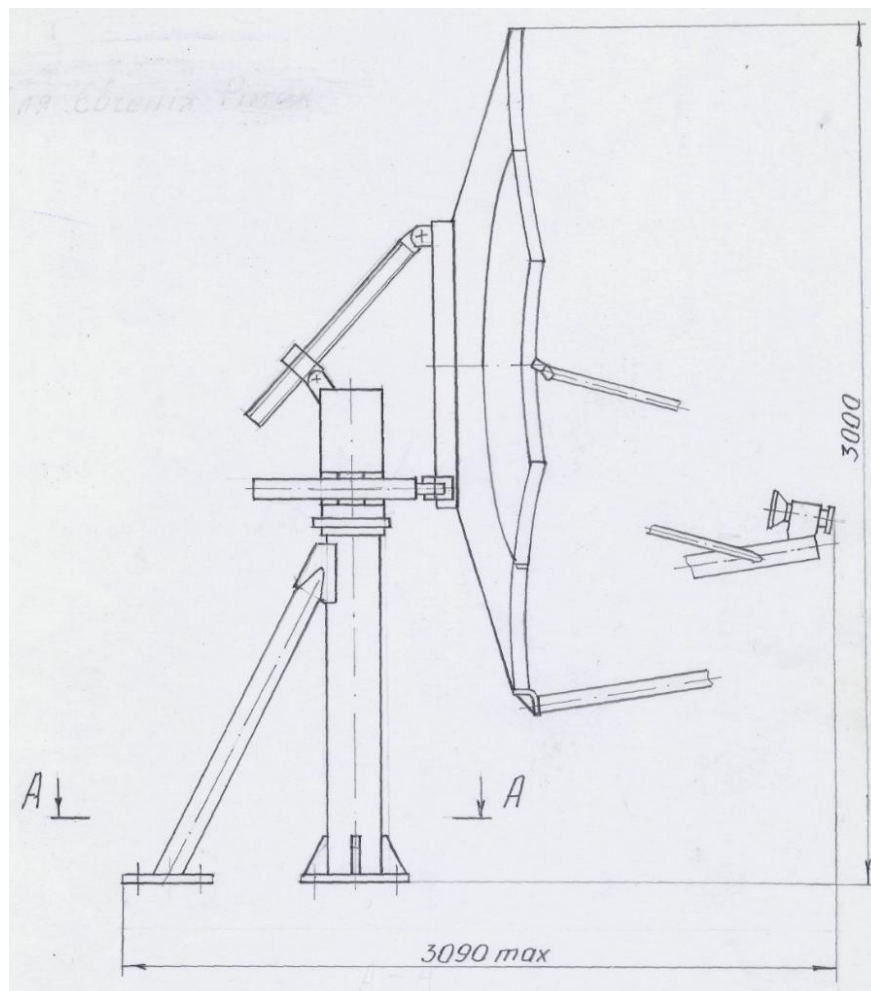


Рисунок 4.1 Антенний пристрій типу «Діамонд» з еквівалентним діаметром рефлектора 2.4м

Для зручного транспортування розбірний рефлектор має ромбовидну форму і складається з чотирьох окремих пелюстків.

Вихідні дані геометричних параметрів дзеркальної системи «Діамонд» наведені на рис.4.2

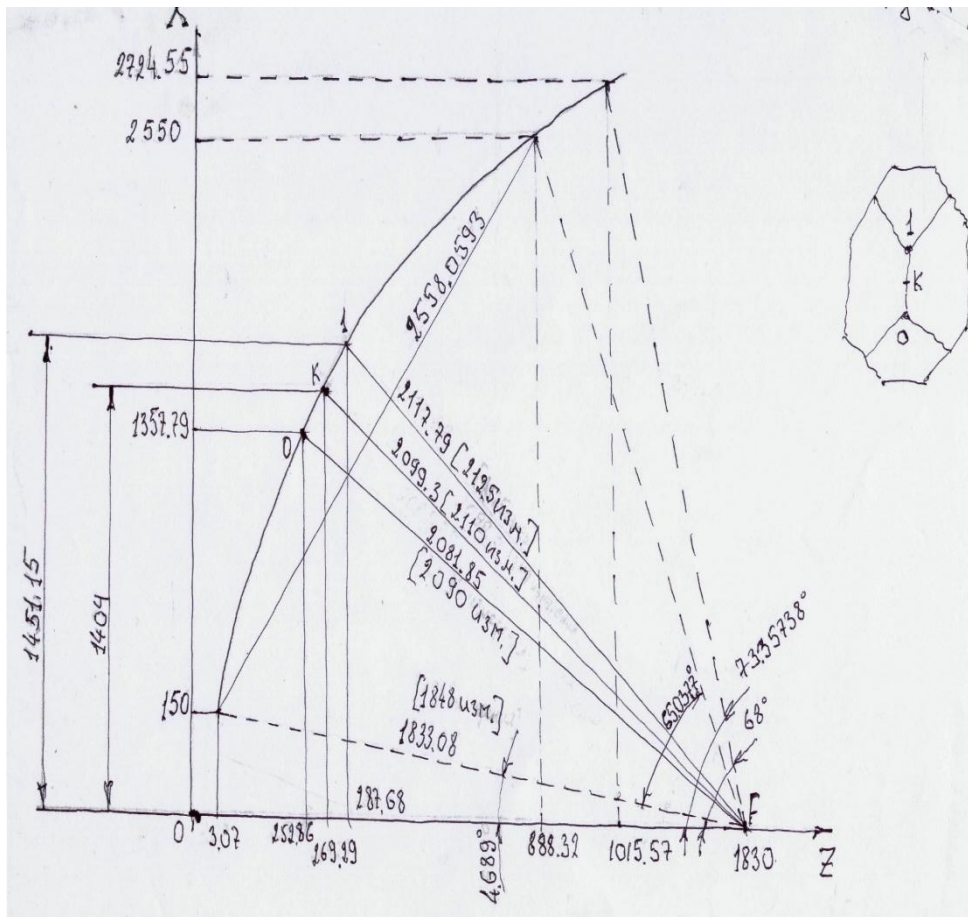


Рисунок 4.2 Геометричні параметри дзеркальної системи.

Технічні характеристики, які перевіряються, приведені у таблиці 4.1.

Таблиця 4.1.

Технічні характеристики антенного пристрою.

№ п/п	Назва характеристики	Значення згідно технічних вимог	Розрахункове значення	Примітки
1.	Частотний діапазон, ГГц	3,0 – 3,1	відповідає	
2.	Коефіцієнт стоячої хвилі (КСХн) по виходу фланця опромінювача, не більше у частотному діапазоні	$\leq 1,5$ (мак допустимий)	$\leq 1,3$	відповідає

3.	Ширина діаграми спрямованості за половинною потужністю (3 dB), кут. град. Az	$\leq 3,0$	3,0	F =3,0 GHz відповідає
	EI	$\leq 3,0$	3,0	
4.	Коефіцієнт підсилення антенного пристрою, dB, частота 2,45ГГц	$\geq 33,0$	33,6	розрахункове значення
5.	Коефіцієнт підсилення антенного пристрою, dB, частота 3,0 ГГц	$\geq 35,0$	35,4	
6.	Геометричні розміри, мм	3090×3000	відповідає	
7.	Вага, кг	$\leq 400,0$	відповідає	

4.2 Методика вимірювань параметрів антени

1. Вимірювання КСХн антенного пристрою повинно проводитись за стандартною методикою згідно «Програми та методики вимірювання складових частин, лабораторних і полігонних випробувань лабораторного (дослідного) зразка системи боротьби з БПЛА», п.11.5., або розрахунковим методом на основі перевірених практикою методик.

2. Структурна схема вимірювання КСХн антенного пристрою показана на рис.4.4.



Рисунок 4.3. Вимірювальний лабораторний стенд для визначення КСХн антенного пристрою.

3. Вимірювання діаграми спрямованості антенного пристрою проводились за стандартною методикою згідно «Програми та методики вимірювання складових частин, лабораторних і полігонних випробувань лабораторного (дослідного) зразка системи боротьби з БПЛА», п.11.6.

4. Структурна схема вимірювання діаграми спрямованості антенного пристрою показана на рис.4.5.

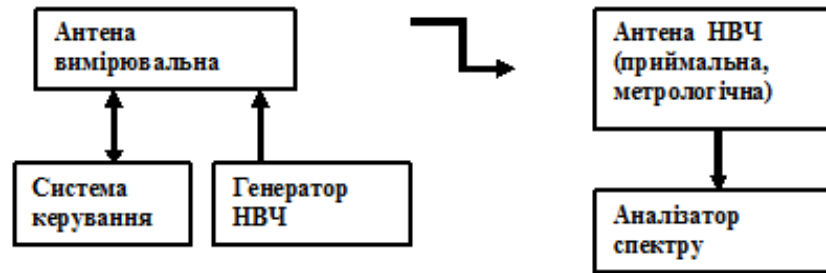


Рисунок 4.4. Вимірювальний стенд для визначення діаграми спрямованості (випромінення) антени.

5. Відстань між антенами повинна бути не менше, згідно формули для визначення дальньої зони випромінювання.

$$L = 2(D + d)^2 / \lambda_0 \quad (4.1)$$

де, D – еквівалентний діаметр вимірювальної антени,

d – еквівалентний діаметр приймальної антени,

λ_0 - довжина хвилі.

Мінімальна відстань між антенами повинна бути не менше 150м.

Реальна відстань між антенами – 650м.

6. Вимірювання (розрахунок) коефіцієнта підсилення антенного пристрою проводились за стандартною методикою згідно «Програми та методики вимірювання складових частин, лабораторних і полігонних випробувань лабораторного (дослідного) зразка системи боротьби з БПЛА», п.11.7.

7. Структурна схема вимірювання коефіцієнта підсилення антенного пристрою показана на рис.4.5.

8. Відстань між антенами повинна бути не менше, згідно формули для визначення дальньої зони випромінювання.

$$L = 2(D + d)^2 / \lambda_0$$

де, D – еквівалентний діаметр вимірювальної антени,

d – еквівалентний діаметр приймальної антени,

λ_0 - довжина хвилі.

Мінімальна відстань між антенами повинна бути не менше 200м.

Реальна відстань між антенами – 650м.

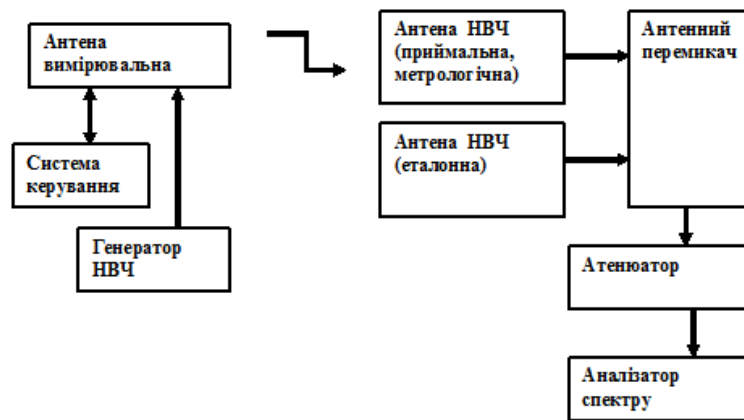


Рисунок 4.5 Вимірювальний стенд для визначення коефіцієнту підсилення антени.

9. На основі цих даних розраховувався коефіцієнт підсилення вимірювальної антени.

$$G_a = G_{\text{ет.а.}} + \alpha_{\text{ат.}} + |\rho_{\text{тр.}}| \quad (4.2)$$

де, $G_{\text{ет.а.}}$ – коефіцієнт підсилення еталонної антени,

$\alpha_{\text{ат.}}$ – покази атенюатора,

$|\rho_{\text{тр.}}|$ - втрати тракту, мінус dB.

10. Коефіцієнт підсилення антени розрахований за допомогою формули на основі вимірів діаграми спрямованості по рівню 3dB та 10dB в азимутальній (Az) та кутомісній (El) площинах.

$$G_a = 10 \times \log\left[\frac{31000}{(Q_{3dB_{Az}} \times Q_{3dB_{El}})} + 91000(Q_{10dB_{Az}} \times Q_{10dB_{El}})\right] - \rho_{тр.}$$

де, $Q_{3dB_{Az}}$ – ширина ДС по рівню 3 dB за Az,

$Q_{3dB_{El}}$ – ширина ДС по рівню 3 dB за El,

$Q_{10dB_{Az}}$ – ширина ДС по рівню 10 dB за Az,

$Q_{10dB_{El}}$ – ширина ДС по рівню 10 dB за El.

4.3 Оцінка енергетичних характеристик антени

Оцінка коефіцієнта використання поверхні антени (КВП)

Якість антенної системи оцінюється величиною коефіцієнта використання поверхні, який в загальному випадку рівний :

$$КВП = \prod_{i=1}^8 K_i \quad (4.3)$$

де : K_1 - коефіцієнт, враховуючий втрати за рахунок нерівномірності амплітудного розподілу ;

K_2 - коефіцієнт, враховуючий втрати за рахунок розсіяння енергії опромінювача;

K_3 - коефіцієнт, враховуючий втрати за рахунок нерівномірності фазової діаграми направленості і дефокусування дзеркальної системи ;

K_4 - коефіцієнт, враховуючий втрати за рахунок неточності виготовлення рефлектора;

K_5 - коефіцієнт, враховуючий втрати за рахунок існування кроссполаризації ;

K_6 - коефіцієнт, враховуючий втрати за рахунок КСХН.

Втрати за рахунок нерівномірності амплітудного розподілу визначаються :

$$K_1 = K_a, \quad (4.4)$$

де: K_a - апертурний КВП, обумовлений заданим на стадії проектування видом амплітудного розподілу в апертурі рефлектора дзеркальної системи.

З врахуванням даних програми «RASCAL» величина K_1 дорівнює 0.80.

Втрати за рахунок розсіяння енергії опромінювача визначаються слідуєчим чином шляхом чисельного інтегрування його ДН на ЭОМ :

$$K_2 = \frac{\int_0^{\theta_m} F(\theta) \sin \theta \, d\theta}{\int_0^{\pi} F(\theta) \sin \theta \, d\theta}, \quad (4,5)$$

де $F(\theta)$ - ДН опромінювача по потужності.

Для даного випадку з врахуванням даних програми «RASCAL» величина K_2 дорівнює 0.90.

Втрати за рахунок нерівномірності фазової ДН опромінювача визначаються конструкцією, точністю виготовлення опромінювача і точністю установки елементів антенної системи:

$$K_3 = K_{3a} * K_{3b} = 0.93, \quad (4,6)$$

де: K_{3a} - враховує зміщення фазового центру в діапазоні частот;

K_{3b} - враховує відхилення фазової діаграми від сферичної .

Втрати за рахунок неточності виготовлення дзеркал визначаються якістю виготовлення рефлектора ($\text{бр}=\pm 0.6\text{мм}$) антени і сягають 2% .

Відповідно величина $K_4 = 0.98$.

Кросполяризаційні втрати згідно даних рис.3 дорівнюють 5%. $K_5=0.95$.

Втрати за рахунок КСХН характеризуються величиною

$$K_6 = 1 - \frac{(КСХН - 1)^2}{(КСХН + 1)^2} = 0.96.$$

4.4 Результати аналізу дослідження

Представлений повномасштабний зразок антенного пристрою С - діапазону, котрий створюється на основі зміщення асиметричної (зміщеної) антени з еквівалентним діаметром відбивача 2,4 м. Опромінювачем є

діелектричне тефлонове ядро, яке з'єднане з хвильово-коаксіальним переходом конічним хвилеводом. КСХ опромінювача представлений на рис. 4.6.

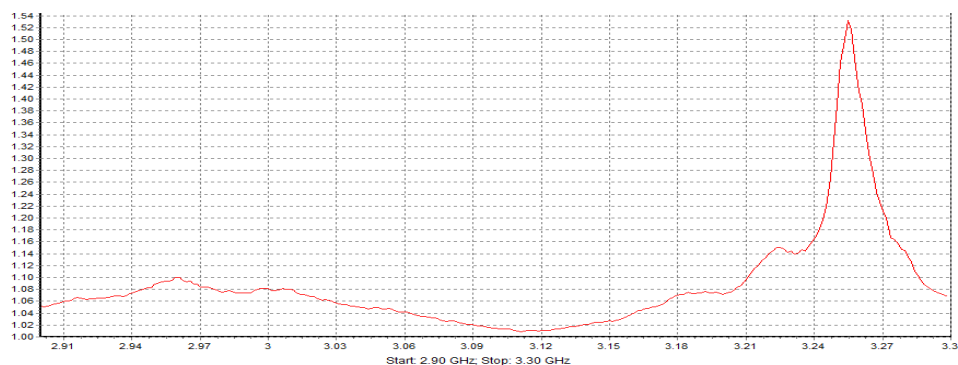


Рисунок 4.6 Коефіцієнт стоячої хвилі дослідного зразка опромінювача.

Математичний аналіз такої діаграми спрямованості показано на рис. 4.7.

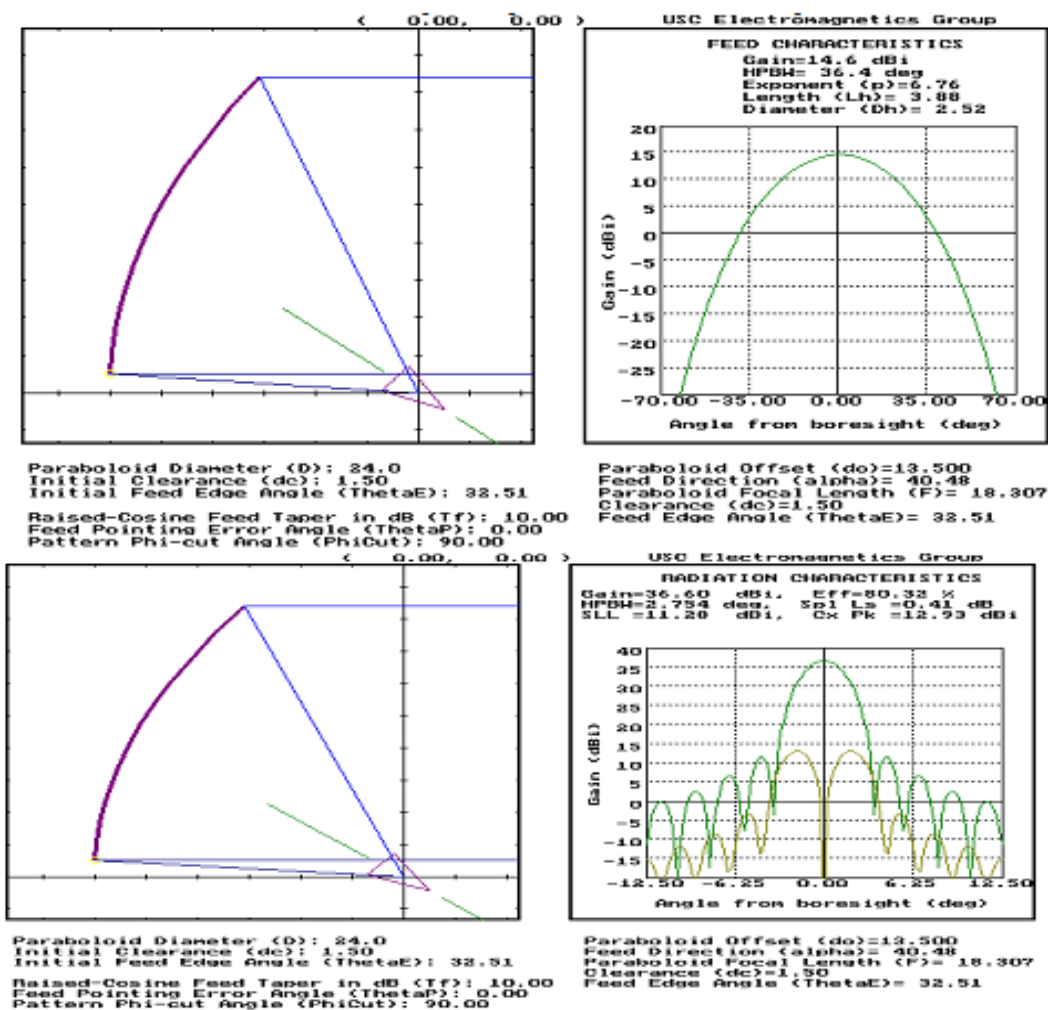


Рисунок 4.7. Результати математичного моделювання оптимальних характеристик.

При застосуванні оптимального опромінювача, апертурна ефективність антени складає 80.3%, втрати на розсіяння енергії опромінювача дорівнює -0.41дБ. Сумуючі втрати при цьому визначаються коефіцієнтом 0,731, що є стандартним для антен такого класу. Результати показані на рис.4.8, 4.9.

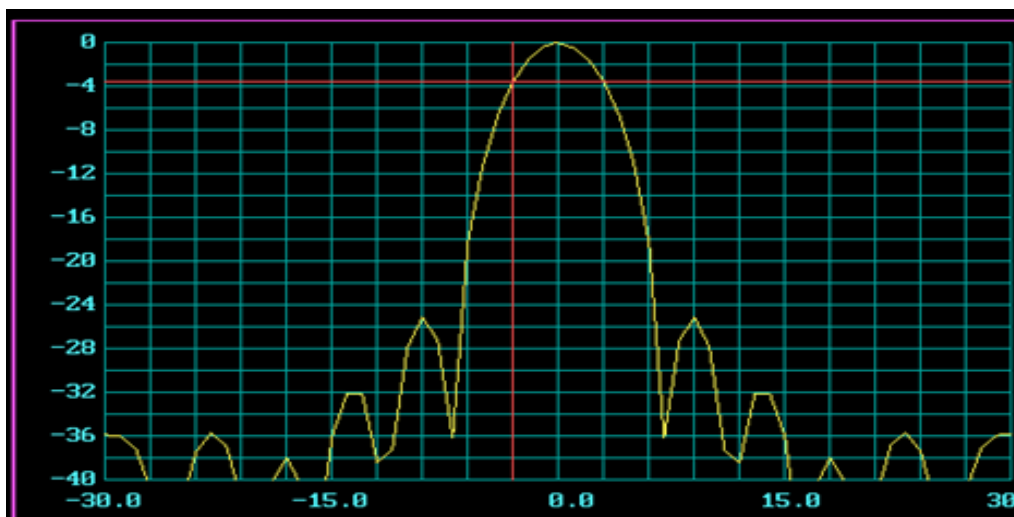


Рисунок 4.8. Діаграма спрямованості антени з опромінювачем у фокусі

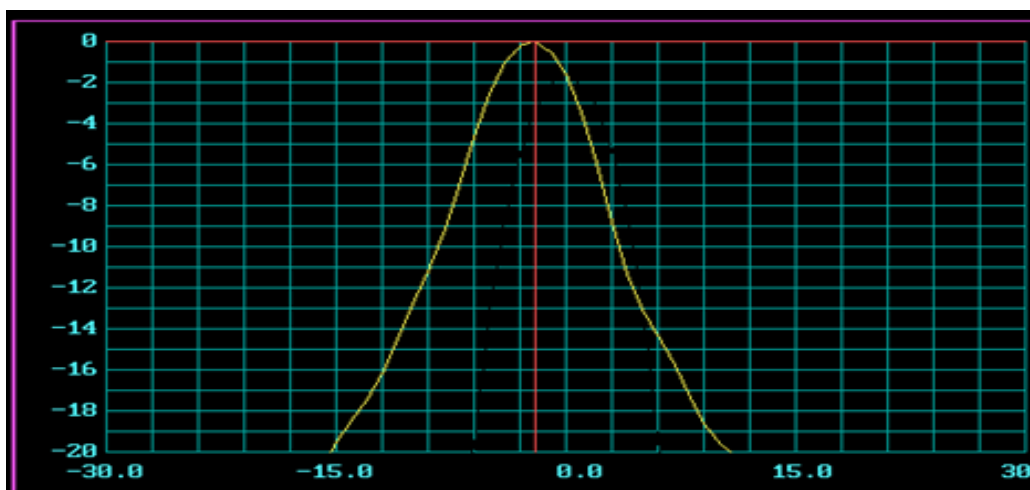


Рисунок 4.9. Діаграма спрямованості антени з опромінювачем зміщеним з фокуса на 100мм(1λ) згідно конфігурації чотирьох каналного опромінювача

Можна вважати, що з використанням діелектричних випромінювачів створений та модернізований дослідний взірець антенного пристрою.

Якість такого антенного пристрою визначається значенням коефіцієнта використання поверхні (КВП), який в даному випадку рівний :

$$KBП = \prod_{i=1}^8 K_i$$

- де: K_1 – коефіцієнт втрат нерівномірності амплітудного розподілу;
 K_2 - коефіцієнт втрат розсіювання енергії опромінювача;
 K_3 - коефіцієнт втрат нерівномірності фазової діаграми спрямованості і дефокусування дзеркальної системи;
 K_4 - коефіцієнт втрат неточності виготовлення рефлектора;
 K_5 - коефіцієнт втрат існування кросполяризації;
 K_6 - коефіцієнт втрати коефіцієнта стоячої хвилі (КСХН).

Таблиця 4.2

Загальні результати оцінки КВП антенного пристрою на робочій частоті діапазону зведені

Позначення	Найменування	Величина складових КВП
K1	Втрати нерівномірності амплітудного розподілу	0,80
K2	Втрати розсіювання енергії опромінювача	0,90
K3	Втрати нерівномірності фазової ДС опромінювача	0,93
K4	Втрати неточності виготовлення рефлектора	0,98
K5	Втрати кросполяризації	0,95
K6	Втрати КСХН	0,96
КВП	Сумарний коефіцієнт використання поверхні	0,59

Очікуваний коефіцієнт підсилення антени може бути визначений за формулою:

$$G = 10 \lg \left[\left(\frac{\pi D}{\lambda} \right)^2 \times \text{КВП} \right], \text{ dB}$$

де, D – еквівалентний діаметр рефлектора антени, мм;

λ – довжина хвилі, мм;

КВП – коефіцієнт використання поверхні антени.

4.5 Висновок до розділу 4

У даному аналізі коефіцієнт підсилення антенного пристрою дорівнює $G=35,7\text{dB}$, а саме є в межах встановлених технічних вимог на дану систему.

Як видно, діаграма направленості зміщена на 2 град., а рівень перетину діаграм сусідніх каналів дорівнює приблизно мінус 2dB.

