

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

НКЦ заочної освіти  
Кафедра інформаційних технологій

**ДИПЛОМНА РОБОТА**

**Рівень вищої освіти бакалавр**

на тему: Модель впливу метеопадів на характеристики системи  
антена-радіопрозорі покриття

Виконав студент 5 курсу  
групи КН-5 інтегрована  
Напрямок підготовки  
6.050101 комп'ютерні науки  
Шидловський Віктор Ігорович

Керівник д.техн. наук, доцент  
Вельміскін Дмитро Іванович

Консультант \_\_\_\_\_  
Рецензент д.т.н., проф., Мещеряков  
Володимир Іванович

Одеса 2018

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	5
ВСТУП.....	6
<b>1 ЗАГАЛЬНІ ПИТАННЯ КОНСТРУКТИВНО-РАДІОТЕХНІЧНОГО РОЗРАХУНКУ АНТЕННИХ ОБТІКАЧІВ.....</b>	<b>8</b>
1.1 Методи розрахунку поля випромінювання системи антена-обтікач.....	8
1.3 Конструктивно-радіотехнічний розрахунок обтікачів.....	27
1.3.1 Порівняльна оцінка різних типів обтікачів і загальна схема їх конструктивно-радіотехнічного розрахунку.....	27
1.3.2 Розрахунок напружено-деформованого стану стрижневого каркаса обтікача.....	33
1.3.3 Розрахунок напружено-деформованого стану діелектричних мембран.....	45
1.4 Розрахункові та експериментальні характеристики обтікачів.....	48
<b>2 РАДІОТЕХНІЧНИЙ РОЗРАХУНОК ОБТІКАЧІВ З РЕГУЛЯРНИМИ ШАРАМИ ОПАДІВ.....</b>	<b>56</b>
2.1 Розрахунок поля хвилі, падаючої на внутрішню поверхню стінки обтікача.....	57
2.2 Розрахунок коефіцієнта проходження хвилі через стінку обтікача у наближенні геометричної оптики.....	68
2.2.1 Аналітичний метод.....	68
2.2.2 Графічний метод.....	74
2.2.3 Розрахунок на ЕОМ.....	76
2.3 Визначення поля випромінювання системи антена - обтікач.....	81
ВИСНОВОК.....	95
ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ.....	96

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

- ЕМХ – електромагнітні хвилі
- РПП – радіо прозорі покриття
- АО – атмосферні опади
- ДН – діаграми напрямку
- ШПФ – швидке перетворення Фур'є
- ГО – геометрична оптика
- АФР – амплітудно-фазове розподілення
- КСД – коефіцієнт спрямованої дії
- РЛС – радіолокаційна станція
- НДС – напружено-деформований стан
- ПС – поворотний стенд
- КП – коефіцієнт посилення
- ГТД – геометрична теорія дифракції

## ВСТУП

В даний час антенно-фідерні пристрої (АФП), забезпечують випромінювання і прийом радіохвиль, активно використовуються в радіотехнічних системах, які встановлюються на різних літальних апаратах. Завдання, що виконуються радіотехнічними системами літальних апаратів, призводять до необхідності створення АФУ, які можуть здійснювати електромеханічне сканування або динамічно змінювати параметри діаграм спрямованості (ДН) антенних пристроїв. При підвищенні швидкостей літальних апаратів, аж до надзвукових і гіперзвукових, відбувається підвищення механічних перевантажень, що призводить до складності забезпечення електромеханічного сканування. Для вирішення завдань більш надійного функціонування, зокрема, мобільних радіолокаційних систем (РЛС) з швидким скануванням ДН, з'явився клас малогабаритних фазованих антенних решіток (ФАР) з електронним скануванням, а в подальшому з'явився клас малогабаритних активних ФАР.

Спочатку в ФАР передавач і підсилювач потужності представляли собою єдине ціле для всього АФУ, а зміна параметрів ДН реалізовувалося за допомогою фазоврацателів, найчастіше виконуваних як єдине ціле з випромінювачами.

Побудова сучасних мобільних РЛС пов'язано з підвищенням енергоозброєності антеною системи, для чого в пасивних ФАР потрібно нарощувати вихідну потужність єдиного і загального для всіх каналів підсилювача, що призводить до значного збільшення його габаритів.

Підвищити енергоозброєність при збереженні габаритів дозволяє застосування розподілених по випромінюють каналах мініатюрних підсилювачів потужності, тобто застосування активних ФАР (АФАР) в режимі передачі.

Крім підвищення енергоозброєності, іншим найважливішим властивістю

АФАР є максимальне наближення в режимі прийому виходів випромінювачів антеною решітки до входів малощумні підсилювачів, розподілених по окремим прийомним каналах. Таким чином, застосування активних ФАР в режимі прийому дозволяє поліпшити співвідношення сигнал / шум в системі обробки сигналів.

Малогабаритний підсилювач потужності, малощумний підсилювач, фазообертач і атенюатор, що розв'язує феритовий циркулятор і

випромінювач, а також перемикач «прийом / передача» є основними елементами кожного приймально-передавального каналу АФАР.

АФАР має такі переваги як:

- найбільший рівень випромінюваної потужності випромінюваного сигналу;
- висока швидкість перемикання будь-яких напрямків випромінювання (в робочому секторі), що дозволяє вести супровід відразу кількох цілей,
- розташованих на різних кутах;
- відсутність рухомих частин в антенній системі, що дозволяє витримувати великі механічні навантаження;
- можливість динамічної зміни форми ДН для випромінюваних і сигналів без внесення змін у конструкцію для вирішення різних завдань.

Виходячи з перерахованих вище переваг АФАР і, як наслідок, великої кількості завдань, що вирішуються за їх допомогою, можна говорити про особливу актуальності розгляду саме цього класу АФУ.

Для забезпечення нормальної роботи АФУ при значній зміні параметрів навколишнього середовища і захисту від зовнішніх несприятливих факторів, застосовуються спеціальні захисні кожухи, звані антенними обтекателями. Розміщення обтекателей на літальному апараті і їх форма залежать від особливостей і конструкції АФУ і від призначення і форми самого літального апарату. Обтічник повинен мати таку конструкцію, щоб разом із забезпеченням хорошою аеродинамічної форми, достатньої механічної міцності, термостійкості і стійкості до впливів кліматичних факторів, він надавав би мінімальне вплив на характеристики випромінювання АФУ. Для того, щоб добитися виконання цих функцій від обтічника, необхідно вміти правильно оцінювати вплив обтічника на характеристики випромінювання АФУ, тобто розуміти зв'язок між певними конструктивними і технологічними параметрами обтічника, характеристиками антени і отриманими спотвореннями ДН.

## 1 ЗАГАЛЬНІ ПИТАННЯ КОНСТРУКТИВНО-РАДІОТЕХНІЧНОГО РОЗРАХУНКУ АНТЕННИХ ОБТІКАЧІВ

### 1.1 Методи розрахунку поля випромінювання системи антена-обтікач

У найбільш загальній постановці завдання електродинамічного розрахунку антенного обтікача полягає в наступному. Нехай розкривши антени площею  $S$  розташований в порожнині сферичного (або іншої форми) обтікача, на поверхню якого падає хвильовий фронт  $U(x, y, z)$ .

З розкриттям антени можна пов'язати площину  $X O Y$  прямокутної декартової системи координат  $O X Y Z$  (рис. 1.1). Координати  $x, y, z$  довільної точки простору  $P$  пов'язані зі сферичними координатами  $r, \theta, \varphi$  звичайним співвідношенням переходу від прямокутної до сферичної системи координат.

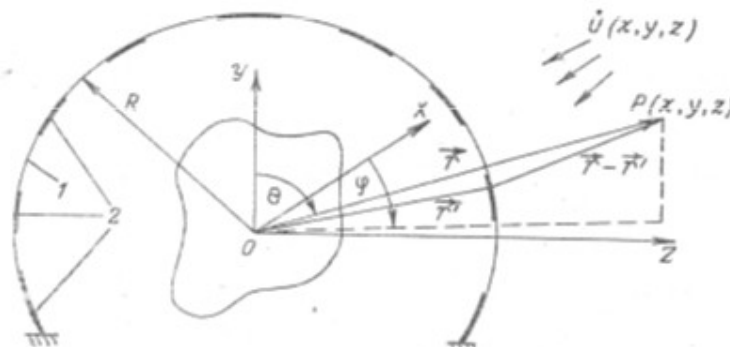


Рисунок 1.1 - Геометрія задачі об електродинамічному розрахунку поля випромінювання

Потрібно визначити хвильовий фронт, що приймається антеною, з урахуванням спотвореної дії антенного обтікача або радіопрозорого укриття. Розгляд антени в режимі прийому або передачі, згідно електродинамічного принципу оборотності, не має принципової різниці. Хвильовий фронт  $\dot{U}_0(x, y, z)$ , що приймається або випромінюється антеною при наявності обтікача, можна представити у вигляді наступних складових:

$\dot{U}_0(x, y, z) = \dot{U}_d(x, y, z) + \dot{U}_r(x, y, z) + \dot{U}_p(x, y, z)$ , де  $\dot{U}_d(x, y, z)$  - хвильовий фронт, що приходить крізь діелектричну стінку обтікача, без урахування впливу гідрометеоутворень і неоднорідностей конструкції;  $\dot{U}_p(x, y, z)$  - хвильовий фронт, що утворюється в результаті розсіювання хвилі  $\dot{U}_0$

(x, y, z) на неоднорідностях конструкції;  $\dot{U}_r(x, y, x)$  – хвильовий фронт, розсіюється гідрометеоутвореннями, що знаходяться на поверхні обтікача. Відношення

$$\frac{\dot{U}_o(x, y, z)}{U(x, y, z)} = \frac{\dot{U}_z(x, y, z) + \dot{U}_p(x, y, z) + \dot{U}_r(x, y, x)}{U(x, y, z)} = M\{U(x, y, z)\} \quad (1.1.)$$

є математичним оператором, що характеризує зміни структури хвильового фронту стінкою обтічника. Знаходження математичного оператора  $M\{U(x, y, z)\}$  - основне завдання електродинамічного розрахунку обтікача. Як видно із співвідношення (1.1.), ця загальна задача розбивається на три приватні, які полягають у визначенні хвильових фронтів  $\dot{U}_d(x, y, z)$ ,  $\dot{U}_r(x, y, x)$  и  $\dot{U}_p(x, y, z)$ .

Таким чином, у загальній постановці електродинамічний розрахунок обтічника полягає в знаходженні математичних операторів

$$M_1\{U(x, y, z)\} = \frac{\dot{U}_z(x, y, z)}{U(x, y, z)};$$

$$M_2\{U(x, y, z)\} = \frac{\dot{U}_p(x, y, z)}{U(x, y, z)};$$

$$M_3\{U(x, y, z)\} = \frac{\dot{U}_r(x, y, z)}{U(x, y, z)};$$

Пов'язаних між собою співвідношенням

$$M\{U(x, y, z)\} = M_1\{U(x, y, z)\} + M_2\{U(x, y, z)\} + M_3\{U(x, y, z)\} \quad i$$

характеризують зміну просторово-поляризаційної структури електромагнітної хвилі (EMX), що проходить крізь оболонку АТ. Перший оператор характеризує спотворюючу дію діелектричної частини обтікача на поле випромінювання, що захищає антену, другий – додаткове розсіяння електромагнітної енергії конструктивними елементами типу підкріплюючих ребер жорсткості, з'єднувальних швів (при складанні великогабаритних РПУ з окремих секцій), проводів захисту від блискавки або нагрівальних елементів, призначених для боротьби з гідрометеоутвореннями, і т. д.; третій

оператор характеризує зміну в амплітудно-фазових характеристиках прохідної ЕМХ і, отже, поля випромінювання системи антена-обтікач за рахунок шарів атмосферних опадів, присутніх в тій чи іншій мірі на поверхні АТ.

У зарубіжній і вітчизняній літературі одним з перших методів розрахунку оператора  $M1\{U(x,y,z)\}$  був метод простежування ходу променя [7,8]. Суть його полягає в тому, що просторовий розподіл поля випромінювання системи антена-обтікач у дальній зоні розраховується шляхом інтегрування розподілу поля у винесеному або еквівалентному розкритті. Цей розподіл обчислюється методом простежування в стінці обтікача ходу променів, відповідних парціальних плоских хвиль, на які розкладається хвильовий фронт  $U(x,y,z)$ , що падає на стінку.

Для цього методу характерне допущення про плоско паралельну структуру стінки обтікача і застосування для простежування ходу променів на межі розділу стінка-навколишнє середовище коефіцієнтів Френеля для плоскої електромагнітної хвилі. Цей метод дає прийнятну для практики точність розрахунків для гостро направлених антен, розташованих під обтікачем з великими радіусами кривизни.

Іншим відомим методом електродинамічного розрахунку обтікачів є використання векторизованих формул Кірхгофа [9]. На відміну від попереднього методу, в якому використовується скалярна форма дифракційного інтеграла Кірхгофа, розрахунок діаграми спрямованості (ДН) системи антена-обтікач виконується у такий послідовності: розрахунок ближнього поля на внутрішній поверхні стінки обтікача; розрахунок ближнього поля на зовнішній поверхні стінки обтікача; розрахунок поля випромінювання в дальній зоні.

Ближні поля визначаються стандартними методами чисельного аналізу. Крок інтегрування розкриває, в залежності від кутової координати, точки спостереження вибирається так, щоб на одному кроці обчислень використовувалося не менше двох точок відліку. Це пов'язано з різко вираженим характером осцилювання ближнього поля.

Зміна структури хвильового фронту при проходженні крізь стінку обтікача розраховується для двох взаємно перпендикулярних поляризаційних складових, а потім векторно підсумовується. Даний метод вимагає великих витрат машинного часу і більш складний, ніж попередній.

Обидва цих методів розрахунку поля випромінювання системи антена-обтікач засновані на інтегральних перетвореннях розподілу поля в розкритті захищається обтікоцем антени спочатку на зовнішню поверхню останнього, а потім у дальню зону. Особливі математичні та обчислювальні труднощі



викликає перший етап розв'язання задачі – розрахунок просторового розподілу поля в ближній зоні.

Крім того, при проектуванні антен розподіл поля в їх розкритті, тим більше з урахуванням спотворювання дії обтікача, часто важко розрахувати або визначити експериментально з достатньою точністю. Діаграма спрямованості ж може бути експериментально виміряна з досить високою точністю. Тому велику практичну цінність для розробників АТ має метод розрахунку, який використовує в якості вихідних даних ДН антени у відсутність обтікача. Зупинимося на цьому методі більш докладно. Розподіл поля на зовнішній поверхні обтікача  $U_2(r_2)$  пов'язано з розподілом поля в розкритті захищеної ним антени  $U_1(r_1)$  співвідношенням [10].

$$U_2(r_2) = \iint_S U_1(r_1) h(r_2, r_1) dS, \quad (1.2.)$$

де  $r_2$  – радіус-вектор довільної точки поверхні обтікача;

$r_1$  – радіус-вектор довільної точки розкриття антени площею  $S$ ;

$h(r_2, r_1)$  – відгук системи антена-обтікач-поля в довільній точці поверхні обтікача, створене точковим джерелом одиничної амплітуди, розташованим в довільній точці випромінюючого розкриття  $S$ .

Відомо, що поле в розкритті і діаграма спрямованості антени пов'язані двовимірним перетворенням Фур'є. Тому, застосовуючи пряме перетворення Фур'є до правої і лівої частин рівняння (1.2.) і враховуючи теорему згортання, отримуємо наступне вираз для ДН системи антена-обтікач [11]:

$$F_{AO}(\theta, \varphi) = F_A(\theta, \varphi) \Pi^{+1}[h(r_2, r_1)] \quad (1.3)$$

де  $F_A(\theta, \varphi)$  - діаграма спрямованості антени, розташованої в порожнині обтікача;  $\Pi^{+1}[\dots]$  – позначення прямого перетворення Фур'є. Таким чином, математичні операції, що визначають ДН системи антена – обтікача, досить прості, а використання спеціальних машинних програм швидкого перетворення Фур'є (ШПФ) істотно спрощує розрахунок передавальної функції  $H = \Pi^{+1}[h(r_2, r_1)]$  системи антена-обтікач. Задача знаходження відгуку системи антена-обтікач тісно пов'язана з вирішенням завдання про дифракції електромагнітної хвилі на певній ділянці обтікача. З наведеного визначення фізичного змісту відгуку системи слідує

$$h(r_2, r_1) = \frac{1}{2\pi} \iint_S^n T(r_2, r_1) \frac{\delta G}{\delta n} dS$$

де  $T(r_2, r_1)$  – залежність коефіцієнта проходження ЕМХ крізь діелектричну поверхню АТ від кутів падіння на стінку, величина яких визначається суто геометричним розташуванням антени в порожнині обтікача і легко обчислюється з елементарних геометричних співвідношень;

$G$  – функція Гріна для сферичної хвилі;

$n$  – одинична нормаль для довільної точки поверхні АТ, напрямком якої є функцією координат, інтегрується точки розкриття  $S$  і довільної точки поверхні обтікача.

Аналitична залежність  $h(r_2, r_1)$  від геометричних вихідних даних системи антена-обтікач може бути строго розрахована лише для ідеалізованих форм антени і обтікача, коли рівняння їх поверхні мають правильну форму. У разі відхилення форми поверхні антени і вихідного обтікача від зручного вигляду для інтегрування за  $T(r_2, r_1)$  чисельні методи дозволяють замінити останнім інтегральне співвідношення двовимірною сумою. У цьому випадку відгук системи має вигляд

$$h(r_2, r_1) = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^n \sum_{f=1}^M T_{x_j y_f}(r_2, r_1) \frac{\delta G}{\delta n} \quad (1.4)$$

де  $G = \exp(-jkR)/R$ ;

$k = 2\pi/\lambda$  – хвильове число,

$\lambda$  – довжина хвилі випромінювання антени

$$R = \sqrt{(x_2 - x_1)^2} + \sqrt{(y_2 - y_1)^2} + \sqrt{(z_2 - z_1)^2};$$

$x_1, y_1, z_1$  – координати довільної точки розкриття антени;

$x_2, y_2, z_2$  – координати довільної точки поверхні АТ;

$T_{x_i y_j}(r_2, r_1)$  – значення підінтегральної функції інтеграла (1.4.) у дискретних точках  $i, j$  його розбиття по змінним  $x, y$  відповідно. Розрахунок системи антена-обтікач в цьому випадку проводиться наступним чином: виходячи з геометричної форми поверхні антени і обтікача розраховується функція  $T(r_2, r_1)$  і відгук системи антена-обтікач згідно з (1.4); за відомою ДН антени за допомогою спеціальної машинної програми ШПФ із співвідношення (1.3) обчислюється ДН системи антена-обтікач.

Витрати машинного часу для обчислення спотворень поля випромінювання антени обтікачем при використанні перших двох методів

ростуть пропорційно  $ka^2$ , де  $a$  – лінійний розмір розкриття захисту антени, а в останньому випадку пропорційні множнику

$$\log_2 \frac{a}{\gamma} / 2\gamma;$$

Порівняльну оцінку достоїнств і недоліків усіх перерахованих вище методів розрахунку ДН системи антена-обтікач зробимо на наступному конкретному прикладі. Плоске розкриття, що випромінюється, з розподілом поля  $g(S)$  розташуємо в середині сферичного обтікача в площині  $X_1O_1Y_1$  (рис. 1.2.). Для простоти викладу в даному випадку центри антени і АТ суміщені. Промінь, що виходить з довільної точки антени  $x_1, y_1, z_1$ , характеризується вектором  $\vec{r}_1 = a_x i + a_y j + a_z k_1$

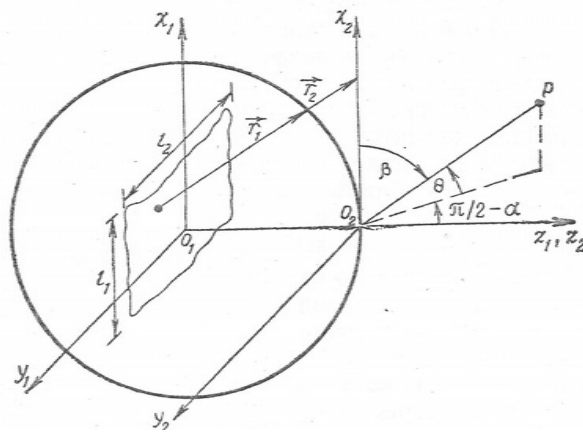


Рисунок 1.2 - Плоске розкриття, що випромінюється, з розподілом поля

де  $a_x, a_y, a_z$  – направляючі косинуси променя, що визначаються матрицею

$$\begin{pmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \end{pmatrix} M_{BP}(\theta_a, \varphi_a) M_{BP}(\theta_n, \varphi_n) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix};$$

$M_{BP}(\theta, \varphi)$  – матриця обертання в тривимірному евклідовому векторному просторі

$$M_{n,p}(\theta, \varphi) = \begin{vmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ \sin \varphi \sin \theta & \cos \varphi & \sin \varphi \cos \theta \\ \cos \varphi \sin \theta & -\sin \varphi & \cos \varphi \cos \theta \end{vmatrix}$$

$\theta_a, \varphi_a$  – кути сканування оптичної осі антени в азимутальній і кутовій площинах відповідно щодо радіуса-вектора точки спостереження, що зв'язує її з геометричним центром АТ;  $\theta_n, \varphi_n$  – кутові координати змінної точки спостереження в азимутальній і кутовій площинах відповідно відносно центру антени;  $i, j, k$  – одиничні вектори в напрямках  $x_1, y_1, z_1$  відповідно.

Координати точки перетину променя з поверхнею сферичного обтікача визначаються з виразів

$$\begin{aligned} x^2 + y^2 + (z + R)^2 &= R^2; \\ \frac{x-x_1}{a_x} &= \frac{y-y_1}{a_y} = \frac{z-z_1}{a_z}; \end{aligned}$$

де  $R$  – радіус обтікача;

$l_x, l_z$  - зміщення центру розкриття випромінюючої антени вздовж осі  $x$  (відносно центру обтікача) і вздовж осі  $z$  відповідно, які визначаються з виразів ( $x, y, z$  – система координат, пов'язана з центром АТ)

$$x_1 = \rho \cos \theta_a l_1 / 2na + l_x;$$

$$y_1 = \rho \sin \varphi_a \sin \theta_a l_1 / 2na - nl_2 / 2nb \cos \varphi_a$$

$$z_1 = \rho \cos \varphi_a \sin \theta_a l_1 / 2na - nl_2 / 2nb \sin \varphi_a + l_z;$$

де  $l_1, l_2$  – розміри розкриття вздовж осей  $x_1, y_1$ ;

$2na, 2nb$  – число розбиття розкривання у вертикальній і горизонтальній площинах відповідно;

$\rho, \eta$  - відносні координати довільної точки випромінюючого розкриття.

Кути падіння  $\theta_{пад}$  і поляризації  $\alpha_{пад}$  в довільній точці поверхні АТ знаходяться за відомими формулами [1]:

$$\theta_{пад} = \arccos \frac{(nr_1)}{|r_1||n|},$$

де  $n$  – одинична внутрішня нормаль до поверхні обтікача в точці падіння.

Складові цієї нормалі визначаються співвідношеннями

$$n = \frac{\text{grad}F(x,y,z)}{|\text{grad}F(x,y,z)|}; \quad (1.5)$$

де  $F(x,y,z)$  – рівняння поверхні обтікача;

$$\alpha_{\text{пол}} = \arccos \frac{(Pn1)}{|P|n1|};$$

де

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = M_{\text{вп}}(\alpha_1, \varphi_\alpha) M_{\text{вп}}(\theta_n, \varphi_n) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad (1.6)$$

Після променя в точці перетину його зі стінкою обтікача

$$U(x_1, y_1, z) = \frac{g_t(S)}{jyz} \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{\gamma} r_1 \right\} \cos(nr);$$

Після її проходження буде мати вигляд  $\dot{U}(x, y, z) T(\theta_{\text{пад}})$ , де  $T(\theta_{\text{пад}})$  – коефіцієнт, що характеризує радіо прозорість різних ділянок стінки обтікача. Для обчислення коефіцієнтів проходження в кожній точці падіння падаючу ЕМХ розбиваємо на дві складові: поляризовану перпендикулярно площині падіння і поляризовану паралельно цій площині. Електромагнітне поле кожного променя, що пройшло крізь стінку можна записати так [1]

$$U(z, y, z) = T_{\parallel} |n| \cos \alpha_{\text{пол}} + T_{\perp} n^1 \cos \alpha_{\text{пол}} + T |n| \sin \alpha_{\text{пол}}$$

де  $T_{\parallel}$ ,  $T_{\perp}$  - комплексне значення коефіцієнтів проходження для паралельної та перпендикулярної поляризації ЕМХ;

$n^{\parallel}$ ,  $n^{\perp}$  - одиничні вектори, паралельні і перпендикулярні до площини падіння, що задаються формулами (1.5.) і (1.6.).

Для поля в напрямку первісної поляризації ефективний комплексний коефіцієнт проходження буде мати вигляд

$$T_{\Phi} = |T_{\perp}| \exp(j\varphi) \cos 2 \alpha_{\text{пол}} + |T| \exp(j\varphi) \sin^2 \alpha_{\text{пол}}$$

де  $|T_{\parallel, \perp}|$ ,  $\varphi_{2, \perp}$  визначаються згідно з [1]. Відгук системи антена – обтікач з урахуванням визначення обчислюється інтегруванням творення  $\dot{U}(x, y, z) T(\theta_{\text{пад}})$  після попередньої заміни поля  $g_1(S)$  в (1.7.) точковим джерелом сферичної хвилі, розташованим в довільній точці розкриття  $S$ .

Для реалізації даного методу на ЕОМ використовується програма (рис. 1.3), що складається з підпрограм 1-6:

- розрахунок кута  $\theta_{\text{пад}}$  падаючого променя на стінку обтікача (1) і кута  $\alpha_{\text{пад}}$  (2);
- розрахунок коефіцієнтів проходження залежно від поляризаційних умов (3);
- обчислення відгуку  $h$  (4);
- реалізація ШПФ (5), тобто обчислення передатної функції  $H$ ;
- обчислення ДН системи антена – обтікач (6).

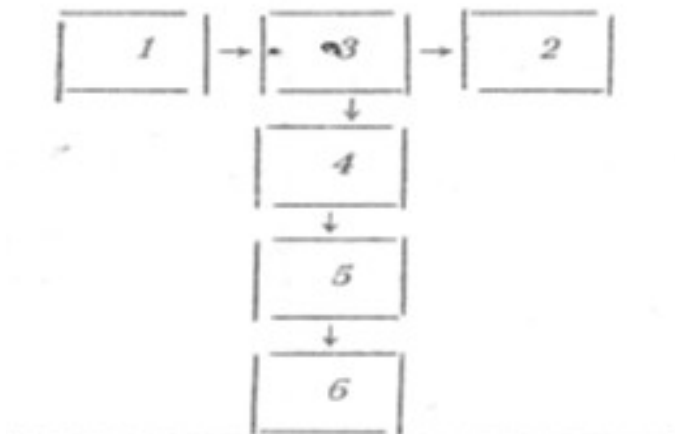


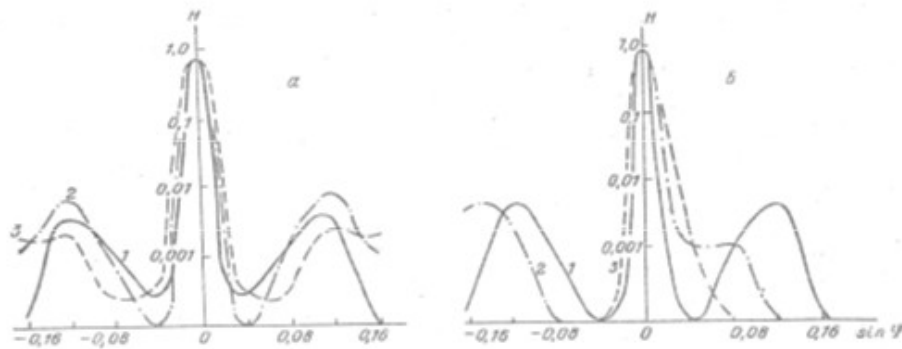
Рисунок 1.2 - Блок-схема машинної програми

При обчисленнях використовується принцип розбиття розкриття на відлікові точки, що дозволяє застосовувати вирази, справедливі для дальньої зони, в зоні Френеля. Відстань між точками відліку розкриття повинно бути вибрано, з одного боку, досить малим, щоб збільшити точність розрахунку, і, з іншого боку, досить великим, щоб звести розрахунковий час до мінімуму. При обчисленні перетворення Фур'є нескінченні переділи інтегрування замінюються кінцевими і відповідає розмірам випромінюючого розкриття, так як за його межами  $U_1(r_1)$  переходить в нуль.

Таке наближення використовується у всіх апертурних методах розрахунку ДН випромінювальних розкриттів. Для прикладу наведені результати розрахунків передатної функції  $H$  для антени з прямокутним

розкриттям розмірами  $(22,2 \times 22,2) \lambda$  і сферичного обтічника радіусом  $33 \lambda$  для різних значень  $l_z$  при  $\varphi_a = 0^\circ$  і  $\varphi_a$  при  $l_z = -0,3 R$  (рис. 1.4). Діелектричні константи матеріалу обтікача були рівні  $\epsilon = 4$ ,  $\text{tg } \epsilon = 0,02$ , а товщина стінки  $\lambda / 12$ .

На рис. 1.5 представлені приклади розрахованих і експериментально вимірених ДН для тришарового обтікача у вигляді еліпсоїда обертання вздовж осі  $x$  і півосями  $b/a = 4,78$ . Стінка АТ тришарова, для щільних шарів  $\epsilon = 4$ , а внутрішніх  $\epsilon = 1,2$ .



а)

б)

Рисунок 1.4 - Результат розрахунку передаточної функції:

а) змішана; б) сканована

Розподіл поля по розкриттю в площині  $x_1 o_1 y_1$  було постійним, а в площині  $y_1 o_1 z_1$  – косинусоїдальним зі спадом на краях до 0,1. Похибки розглянутих вище методів електродинамічного розрахунку обтікачів, отримані шляхом розрахунку діаграм спрямованості одних і тих же антен для одного типу обтікачів, визначені щодо експериментально вимірених діаграм спрямованості. Таблиця наочно демонструє більшу економію машинного часу, одержувану при використанні методу ШПФ, а також його менші похибки по відношенню до двох перших [12].

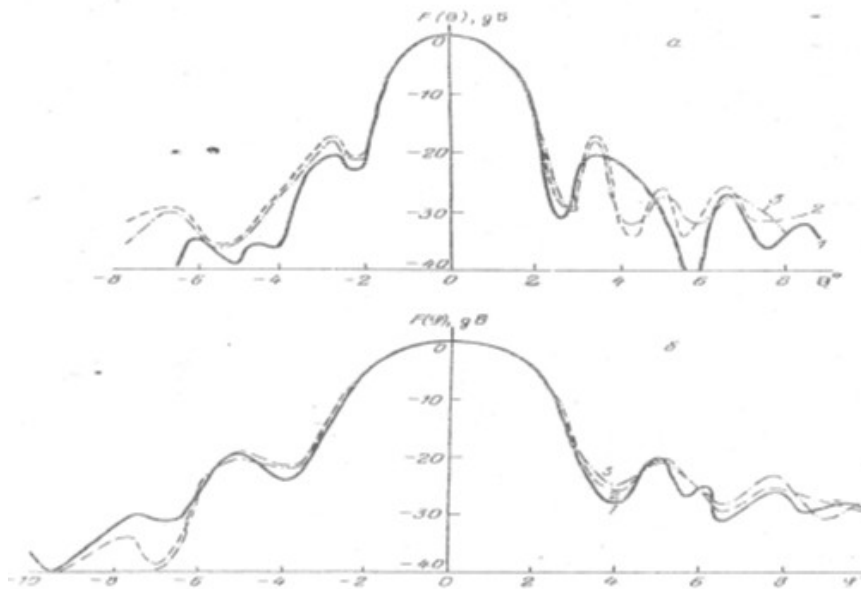


Рисунок 1.4 - Приклад розрахованих і експериментально вимірних ДН

### 1.1 Особливості радіотехнічного розрахунку обтікачів з підкріплюючими елементами

З метою забезпечення необхідної жорсткості конструкції АТ або РПУ, а також для зручності транспортування і монтажу в складних географічних умовах при великих габаритах, їх виготовляють із окремих секцій, що скріплюються при складанні ребрами жорсткості у вигляді швелерів, стрижнів різного перетину, пластмасових підсилюють смуг та ін.

В окремих випадках з метою забезпечення підвищеної міцності конструкції обтікач або укриття у вигляді гнучкої оболонки або окремих радіопрозорих мембран монтується на спеціальному просторовому каркасі з металевих або діелектричних стрижневих елементів, з'єднаних між собою спеціальними вузлами або зварених в стик. Зрозуміло, що ці конструктивні елементи (надалі неоднорідності) спотворюють поле випромінювання, що захищене обтікачем антени.

У цьому випадку визначальний вплив на поле випромінювання системи антени – обтікач надає розсіяння ЕМВ, відображене математичним оператором  $M_2 \{U(x, y, z)\}$ . У позначеннях рис. 1.3.

$$U_p(x, y, z) = \frac{1}{j4\pi\omega\varepsilon} \nabla\nabla \sum_{t=1}^n \int_S \int 1_{s_i} \frac{\exp(jk|r - r_1|)}{|r - r_1|} dS_1 \quad (1.8)$$



де  $\omega$  - кругова частота;

$N$  - кількість неоднорідностей, що затіняють розкриття антени;

$S_i$  - поверхня  $i$ -ї неоднорідності, на якій падаючою електромагнітною хвилею наводиться поверхневий струм  $I_{si}$ ;

$k=2\pi/\lambda$  - хвильове число;

$r$  - радіус-вектор від початку координат до точки інтегрування  $i$ -ї неоднорідності [13].

При великому числі неоднорідностей  $N$  їхня орієнтація в просторі настільки складна, що облік поляризації випромінювання, падаючого на кожну з них, є складною обчислювальною задачею. Розрахунок щільності струму  $I_{si}$  для кожної  $i$ -ї неоднорідності повинен проводитися з урахуванням взаємного впливу інших  $(N-1)$ . Для конкретного геометричного розташування неоднорідностей щодо розкриття захищається антени чисельна реалізація останнього співвідношення можлива, хоча і дуже складна. Будь-яка зміна геометричної орієнтації неоднорідностей в полі падаючої ЕМВ викликає необхідність проведення нових розрахунків.

У наближенні фізичної оптики в області геометричної тіні вважають  $I_{si}=0$ , а на освітленій частині неоднорідності знаходять поверхневий струм з рішення інтегральних рівнів, визначає його залежність від поля падаючої хвилі. Цей метод має істотні недоліки в тому, що він недостатньо обґрунтований фізично при невеликих розмірах неоднорідностей, вимагає складних і трудомістких обчислень значення поля, що випромінюється антеною, в ближній зоні.

Переважає метод подання хвильового фронту у вигляді просторово-частотного спектра плоских хвиль. Нехай на стінку обтічника падає хвильовий фронт  $U(x,y,z=0)$ , де  $z=0$  – площина паралельна розкриття антени, дотична до поверхні  $i$ -ї неоднорідності. Тоді просторово-частотний спектр цього хвильового фронту запишеться у вигляді

$$E(f_x, f_y) = \frac{1}{2\pi\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y, z = C) \exp[j2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y, \quad (1.9)$$

де  $f_x = \frac{1}{\lambda} \cos\varphi \sin\theta$ ;

$f_y = \frac{1}{\lambda} \sin\varphi \sin\theta$  - просторові частоти, що відповідають теоремі косинусів

$$f_x^2 + f_y^2 + f_z^2 = 1,$$

$\theta, \varphi$  - полярний і азимутальний кути.

Тоді після випромінювання в довільній точці Р, обумовлене цим спектром, має вигляд

$$U_D(x, y, z) = \frac{\exp(-j2\pi f_x z)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(f_x, f_y) \exp[-j2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y; \quad (1.10)$$

Враховуючи, що площа антени S обмежує спектр частот, замість нескінченних меж інтегрування потрібно брати кінцеві, визначаються площею антени. На антену, розташовану під обтікачем, падає спектр вихідного хвильового фронту  $E(f_x, f_y)$  і частина спектру хвилі, розсіяної кожної неоднорідністю. З урахуванням цього вираз (1.10) прийме вигляд

$$U_P(x, y, z) = \frac{\exp(-j2\pi f_x z)}{2\pi} \left\{ \int_{S_1} E(f_x, f_y) \exp[-j2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y + \sum_{i=1}^n \int_{S_1} X_1(f_{x2}, f_{y2}) E_2(f_{x1}, f_{y1}) df_{x1} df_{y1} \right\}; \quad (1.11)$$

де  $E_i$  - частина спектру падаючої хвилі, перевипромінююча  $i$ -й неоднорідності;

$f_{xi}, f_{yi}$  - просторові частоти, відповідні цій частині спектру падаючої хвилі;

$x_i(f_x, f_y, f'_x, f'_y)$  - коефіцієнт, що характеризує розсіювання просторової частоти  $(f'_x, f'_y)$   $i$ -й неоднорідністю у напрямку  $(f_x, f_y)$ .

Для періодично розташованих ребер жорсткості обтікача просторово-частотний спектр падаючої хвилі  $E(f'_x, f'_y)$  є дискретним (лінійним), тому чисельна реалізація розрахунків за формулою (1.11) не викликає особливих труднощів.

Основну трудність становить знаходження значень  $x_i(f_x, f_y; f'_x, f'_y)$ , які можуть бути розраховані з вирішення зазначених вище інтегральних рівнянь або визначатися експериментально.

Для оцінки енергетичних втрат, що вносяться неоднорідностями конструкції АТ потужність, що випромінюється антеною, найбільш часто застосовуються наближення геометричної оптики (ГО).

Радіопрозорість АТ при наявності неоднорідностей, що є квадратом модуля оператора  $M_2 \{U(x, y, z)\}$ , в цьому випадку знаходиться у співвідношенні

$$|T^2| = 1 - \sum_{i=1}^N X_i S_i; \quad (1.12)$$

де  $x_i = E'_i / E'_{0e}$  – ефективність екранування розкриття антени  $i$ -м елементом конструкції, що залежить від поляризації випромінювання, електричних розмірів елемента, матеріалу, з якого він виготовлений;

$E'_i$  - значення поля на тінювній стороні  $i$ -го елемента;

$E_{0e}$  - значення в цій же точці в відсутність  $i$ -го елемента.

Як правило, в обтікачу є наявності кілька типорозмірів елементів. З урахуванням цього

$$|T^2| = 1 - \sum_{l=1}^L \sum_{m=1}^{M_l} X_{l_m} S_{l_m} \quad (1.13)$$

де  $L$  – число типорозмірів елементів,

$M_l$  – число елементів  $l$ -го типорозміру.

Для різних типів неоднорідностей вираз (1.12) і (1.13) можуть бути замінені більш простим

$$|T^2| = 1 - x_s \quad (1.14)$$

де  $x$  і  $S$  – усереднені по всім елементам значення  $x_i$ ,  $S_s$ . Нехай наприклад, сукупність неоднорідностей утворює несучий каркас, вписаний в обтікач, що складається з трикутних стрижневих осередків. Тоді з простих геометричних міркувань одержуємо:

$$|T^2| = 1 - 3.6x \frac{-ld+a^2}{(l+2d^2)} \left[ \sqrt{1 - \left(\frac{1}{R}\right) + \frac{1}{R}} \right], \quad (1.15)$$

де  $l$  – середня довжина стрижня у каркасі;

$d$  – ширина його проекції на розкриття антени;

$R$  – радіус обтічника;

$g$  – розмір розкриття антени. При наявності у вузлах каркасу з'єднувальних елементів ця формула дещо модифікується шляхом нескладних геометричних розрахунків. Для плоскої стінки ця формула спрощується і має вигляд

$$|T^2| = 1 - 3.6x \frac{-ld+a^2}{(l+2d^2)};$$

Використовуючи відомий вираз для радіопрозорості плоского шару діелектрика товщиною  $t$  без врахування активних втрат

$$|T^2| = \frac{(1-r^2)}{(1-r^2)+4r^2 \sin^2(2\pi n r \gamma)}; \quad (1.16)$$

де  $r = \frac{\sqrt{\varepsilon} - 1}{\sqrt{\varepsilon} + 1}$ ,  $\varepsilon$  - відносна діелектрична проникність матеріалу,  $n = \sqrt{\varepsilon}$ , з рівностей (1.15) і (1.16) шляхом прирівнювання правих частин можна отримати вираз для розрахунку «ефективної» діелектричної проникності каркаса через геометричні параметри стрижнів і  $x$ , яке використовувати потім для розрахунку  $U_p(\theta, \varphi)$  методами, розробленими для обчислення  $U_d(\theta, \varphi)$ .

Нехай випромінювання розкриття антени  $S$  (див. мал. 1) поміщений в порожнину РПУ та екранується неоднорідностями конструкції. Відомо, що поле випромінювання поверхні в дальній зоні з точністю до постійного множника визначається наступним інтегралом:

$$U(\varphi, \theta) = \int \int_S U(x, y) \exp[jk(x \cos \varphi \sin \theta + y \sin \varphi \sin \theta)] dx dy; \quad (1.17)$$

де  $U(x, y)$  - амплітудно-фазовий розподіл (АФР) поля по розкриттю  $S$ .

Метод винесеного розкриття передбачає заміну інтегрування по розкритті  $S$  у виразі (1.17) інтегруванням по деякій еквівалентній поверхні, розташованій за стінкою РПУ з розподілом поля  $U_{ек}(S)$ . Поле випромінювання антени, розташованої під обтікачем з неоднорідностями, уявімо інтегралом

$$U^0(\varphi, \theta) = \int \int_S [U_{дек}(x, y) + U_{рак}(X, Y) \exp] [jk(x \cos \varphi \sin \theta + y \sin \varphi \sin \theta)] dS; \quad (1.18)$$

де  $U_{дек}$  - АФР у винесеному розкритті, спотворене діелектричною оболонкою;

$U_{рак}$  - АФР у винесеному розкритті, розсіяне неоднорідностями. Технологія виробництва діелектричних матеріалів дозволяє випускати обтікачі без істотних відхилень  $U_{дек}(x, y)$ .

Тому вирішальне вплив на  $U_0(\varphi, \theta)$  надають спотворення АФР що вносяться ребрами жорсткості та іншими елементами конструкції. В монографії [14] розроблено теорію розрахунку поля випромінювання НВЧ антен при наявності випадкових відхилень значень комплексної функції  $U(x, y)$ , що входить у вираз (1.17), в окремих точках випромінюючого розкриття  $S$ .

В реальних конструкціях АТ неоднорідності, у тому числі елементи несучого просторового каркаса, розташовані відносно розкриття антени хаотичним чином. Тому для розрахунку їх впливу на полі випромінювання системи антена – обтікач можна застосувати статистичну теорію антен [14], згідно з яким зменшення коефіцієнта спрямованої дії (КНД) антени за рахунок неоднорідності конструкції АТ визначається формулою

$$(D/D_0) = \Phi \frac{\pi\rho}{\gamma} \alpha_{ak}, \quad (1.19)$$

де  $D, D_0$  - КНД антени з обтікачем і без нього відповідально;  
 $\Phi$  - інтеграл ймовірності;  $\rho$  - інтервал кореляції спотворень АФР

$$\alpha_{ak} = \frac{2\sqrt{\pi\rho}}{4L} (\sigma_a^2 + \sigma_\varphi^2 \left| \int \int_{-1}^{y_2} U_2(x, y) dx dy \right|);$$

де  $L$  - лінійний розмір розкриття антени;  
 $\sigma_a^2, \sigma_\varphi^2$  - дисперсія амплітудного та фазового розподілу поля у винесеному розкритті;  
 $y_1(x), y_2(x)$  - рівняння нижньої і верхньої кромки апертури антени.  
 Для розрахунку  $D/D_0$  можна також використовувати наближені формули з роботи [4]:

$$(D/D_0) = \exp - (\sigma_a^2 + \sigma_\varphi^2) \text{при } \rho \gg \gamma; \quad (1.20)$$

$$(D/D_0) = 1 - \frac{3\pi^2 \rho^2 (\sigma_a^2 + \sigma_\varphi^2)}{4\gamma^2} \text{при } \rho \ll \gamma; \quad (1.21)$$

де індекс  $\sigma$  - зменшення КНД за рахунок спотворень АФР. Повне ж зменшення КНД за рахунок обтікача з неоднорідностями (радіопрозорість обтікача) визначиться виразом

$$\Delta = (D/D_0) = |T|^2 |1 - (D/D_0) T|^2; \quad (1.22)$$

де  $|T|^2$  можна обчислити з формул (1.12) - (1.16), а  $|T|_d^2$  - радіо прозорість діелектричної оболонки обтікача.

Зміна ширини діаграми спрямованості (ДН) по половинній потужності визначається співвідношенням

$$\Delta F_{0,5} \approx \frac{1,18\rho}{L} \alpha_{ak} \quad (1.23)$$

А відхилення направлення максимуму ДН - формулою

$$\delta_{max} = \frac{\alpha_{max}}{2F_{0,5}} = \sqrt{\frac{2a_{akp}}{L}}; \quad (1.24)$$

де  $\delta_{max}$  – середньоквадратичне відхилення напрямку максимуму ДН [14].

Рівень бічних пелюстків ДН системи антена-обтікач з неоднорідностями вираховується за формулою[14]

$$\Delta_{\delta} = \Delta_{\delta} + \frac{\sqrt{\pi} p}{2 L} a_{ak}; \quad (1.25)$$

Для проведення розрахунків за цими формулами необхідно мати в якості вихідних даних статистичні характеристики (дисперсії  $\sigma_a^2$ ,  $\sigma_{\varphi}^2$  і радіуси кореляції) спотворень АФР поля у винесеному розкритті. Як вже зазначалося,, взаємний вплив неоднорідностей на розсіювання електромагнітної енергії для типових РПУ незначне.

Тому спотворення АФР поля в розкритті антени неоднорідностями різного виду будемо вважати статистично незалежними. З урахуванням цього

$$\sigma_a^2 = \sum_{i=1}^m \sigma_{ia}^2 \sum_{l=1}^M \sigma_{la}^2; \quad (1.26)$$

де М-число типорозмірів неоднорідностей або їх різновидностей (стрижні вузли, скупчення опадів, єднальні елементи та ін). Розрахунок величин  $\sigma_a^2$ ,  $\sigma_{\varphi}^2$  та  $\rho$ , тобто рішення внутрішньої задачі статистичної теорії для АФР поля у винесеному розкритті навіть для найпростішої геометрії розташування неоднорідностей являє собою складну проблему. Для її вирішення необхідно розрахувати інтерференційну картину полів розсіяння з випромінюванням захищеної антени в ближній зоні. Тому більш зручно при розробці об тікачів статистичні характеристики АФР поля у винесеному розкритті антени, розташованого під об тікачами, вимірювати експериментально.

Викривлення поля випромінювання системи антена – обтікач визначають зміни технічних характеристик радіотехнічної системи в цілому, до складу якого входить антена. Наприклад, нехай антена з обтікачем входить до складу радіолокаційної станції (РЛС). Як відомо [15], рівняння максимальної дальності дії РЛС має вигляд

$$R_{max} = \sqrt[4]{\frac{PG\gamma^2}{4\pi^3 P_{min}}} S_{af} \quad \text{або} \quad R_{max} = \sqrt[4]{\frac{PG\gamma^2}{4\pi^3 P_{min}}}; \quad (1.27)$$

де  $P$  - потужність, що випромінюється антеною;

$G$  – коефіцієнт підсилення антени;

$S_{ef}$  - ефективна площа розсіювання цілі;

$P_{min}$  - мінімальна потужність реєстрованого сигналу;

$A_{ef}$  - ефективна площа антени.

Легко показати, що зменшення коефіцієнта посилення антени за рахунок РПУ визначається співвідношенням

$$\frac{G}{G_0} = \frac{D}{D_0} = \frac{|E_{max}|}{A_{max}} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F_0^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F_0^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta} ;; \quad (1.28)$$

де індекс «0» відноситься до антени без РПУ;

$F(\theta, \varphi)$  - нормована ДН;

$E_{max}$  - значення ДН в напрямку максимального випромінювання.

Таким чином, формула для розрахунку зменшення дальності дії РЛС  $R_{max}$  за рахунок обтікача має вигляд

$$\frac{R}{R_0} = \sqrt[4]{\frac{G}{G_0}} = \sqrt[4]{\frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F_0^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi F_0^2(\theta, \varphi) \sin \theta d\varphi d\theta}} T_2; \quad (1.29)$$

де  $|T|^2$  радіопрозорість обтікача по потужності.

Останній вираз показує, що зменшення дальності дії РЛС за рахунок РПУ антени обумовлено як спотвореннями діаграми спрямованості останньої, так і зменшенням коефіцієнта посилення. Друге з виразів (1.27) дозволяє записати зменшення дальності дії РЛС за рахунок РПУ у вигляді

$$\frac{R_{max}}{R_{0max}} = \sqrt{\frac{A_{af}}{A_{af0}}}; \quad (1.30)$$

Спотворюючи дію елементів, що розсіюються на  $A_{\text{эф}}$  в наближенні фізичної оптики можна трактувати як затінення її частини з деяким коефіцієнтом ефективності екранування і т. д.

$$A_{\text{эф}} = (A_{\text{эф0}}) \cdot \sum_{i=1}^N x_i S_i; \quad (1.31)$$

де  $i$  - індекс і відноситься до  $i$ -го елементу;

$S_i$  - проекція геометричної площі перерізу  $i$ -го елемента на площину, паралельну розкриття антени.

Очевидно, що радіопрозорість обтікача з елементами, що розсіюються  $|T|^2$  пов'язана з ефективною площею захисту антени співвідношенням

$$|T|^2 = \frac{A_{\text{эф}}}{(A_{\text{эф0}})} = 1 - \sum_{i=1}^N \frac{x_i S_i}{(A_{\text{эф0}})}; \quad (1.32)$$

Величини  $S_i$ , а отже,  $|T|^2$ ,  $R_{\text{max}}$  визначаються конкретними геометричними параметрами елементів.

### 1.3 Конструктивно-радіотехнічний розрахунок обтікачів

#### 1.3.1 Порівняльна оцінка різних типів обтікачів і загальна схема їх конструктивно-радіотехнічного розрахунку

Найбільше поширення в даний час отримали жорсткі багатошарові і одношарові обтікачі. Багатошарові обтікачі великих розмірів збираються з радіо прозорих діалектичних панелей, як правило, тришарової конструкції (містять два силових шару з склотекстоліти, розділених середнім шаром з стільникового заповнювача), одношарові - з одношарових склотекстолітових панелей.

Товщину стінок багатошарових обтікачів вибирають виходячи з максимальної радіопрозорості на заданій частоті (в залежно від товщини стільникового шару). Стики і стільникові заповнювачі в багатошарових конструкціях створюють сприятливі умови для проникнення всередину панелей вологи, що призводить до суттєвого погіршення радіопараметрів обтікачів.

В одношарових конструкціях товщина стінки, як правило, багато менше довжини хвилі і визначається лише міцнішими показниками до



укриття в цілому. Тому одношарові обтікачі можуть використовуватися в більш широкому діапазоні хвиль, чим багат шарові.

При проектуванні обтікачів конструкторам доводиться вирішувати ряд досить складних завдань. Зокрема, одна з них - оптимальне поєднання надійних і радіотехнічних характеристик. Як правило, збільшення механічної міцності обтікача, тягне за собою погіршення його радіотехнічних параметрів (зменшення коефіцієнта проходження, збільшення рівня бокових пелюсток ДН антени і ін.) і навпаки, поліпшення радіотехнічних характеристик АТ призводить до зменшення їх механічної міцності.

Останнім часом все більше поширення набувають каркасні АТ, тобто пластмасові радіопрозорі оболонки, змонтовані на несучому каркасі з металевих і діелектричних стрижнів, які утворюють павутинообразну гратчасту структуру з комірок трикутної форми, вписану в задану форму АО.

Істотна перевага каркасних обтікачів перед без каркасними - їх велика широкосмуговість, що дозволяє вкривати ними багатфункціональні антени, та антени, що працюють на широко рознесених частотах, або одночасно кілька антен, що працюють на різних частотах і поляризаціях.

Тому при висвітленні питання конструктивно-радіотехнічного розрахунку обтікачів як типових слід розглядати каркасну конструкцію поряд з без каркасною.

В діелектричних оболонках для забезпечення необхідної міцності і стійкості зі збільшенням розмірів необхідно збільшувати товщину. Відомо, що для максимальної радіо прозорості діелектрика його товщина  $t$  повинна задовольняти нерівності

$$t \geq \frac{\lambda}{4\sqrt{\epsilon}}$$

де  $\lambda$  - довжина хвилі;

$\epsilon$  - відносна діелектрична проникність матеріалу.

Отже, з боку верхніх частот смуга пропускання діелектричного шару обмежена нерівністю

$$t \leq \frac{c}{4f} \quad (1.33)$$

де  $c$  - швидкість світла;

$f$  - частота, що відповідає довжині хвилі  $\lambda$ .

У разі, якщо за міцнішими міркуваннями вимагається товщина, більша, ніж визначається з нерівності (1.33) за заданим  $f$  і  $\epsilon$ , її можна вибрати з умови  $t = i \frac{\lambda}{2\sqrt{\epsilon}}$ ,  $i=1,2,3...$  При цьому смуга частот високої (понад 90%) радіо прозорості обтікача не перевищує 5 - 10%.

Існуючі конструкції обтікачів багат шарової стільникової та іншої структури з діелектричних шарів з різним  $\epsilon$  мають ще більш вузьку смугу високої радіо прозорості. У каркасних ж обтікачах радіо прозорість більше 85% досягається при середніх довжинах стержнів  $(4,5/5) \lambda$ . Таким чином, з боку низьких частот смуга пропуску каркасної конструкції обмежена нерівністю

(1.34)

З урахуванням (1.33), (1.34) полоса пропуску  $\Delta f$  каркасного обтікача визначається рівністю

(1.35)

Каркасні АТ мають високу міцність при малих значеннях  $t$  і порівняно великих  $a$ , отже, їх смуга пропускання у багато разів перевищує смугу пропускання без каркасних конструкцій.

Однак це дуже важливий і економічний фактор. Відомо, наприклад, що вартість каркасної оболонки діаметром 35 м майже в два рази менше вартості оболонки таких же розмірів тришарової стільникової конструкції з такої ж радіо прозорості. Розрахунки показують, що витрати сировини і власна вага каркасної оболонки при діаметрах більше 6 - 10 м значно зменшуються порівняно з цими ж показниками для діелектричних без каркасних оболонок. Ці фактори слід враховувати при розробці радіотехнічних систем взагалі, антен і захисних обтікачів в частості.

Як відомо, розробка АТ або РПу включає наступні основні етапи:

- аналіз умов експлуатації антени, вироблення вимог до електродинамічних й міцності параметрам АТ і вибір конструкції, найбільш повно відповідний цим вимогам;

- інженерний розрахунок основних конструктивних елементів обтікача;
- розрахунок його впливу на електродинамічні характеристики захисту антени.

Розробка конструкції антенного обтікача включає в себе вирішення різнопланових завдань з теорії оболонок, електродинаміки, будівельної механіки та інших суміжних областей науки і техніки. Оптимальна конструкція може бути розроблена лише на основі синтезу цих різнопланових розрахунків в єдиний конструктивно-радіотехнічний розрахунок.

Мета інженерного розрахунку обтікача - вибір товщини оболонки і розмірів елементів каркаса із радіотехнічних міцних вимог, що пред'являються до конструкції. Вирішальний фактор при розрахунку товщини стінки обтікача - забезпечення її достатньою механічною міцністю, тобто виконання нерівності

$$\sigma_m \leq n_m \sigma_{max}$$

де  $\sigma_m$  - механічні напруги в матеріалі мембрани;

$\sigma_{max}$  - межа міцності матеріалу;

$n_m$  - коефіцієнт запасу міцності мембрани. враховуючи, що для діелектричних пластин  $\sigma_m = N/t_{пр}$ , отримуємо

$$N \leq n_m \sigma_{max} t_{пр}$$

(1.36)

де  $t_{пр}$  - товщина мембрани, яка визначається величиною механічного навантаження на АТ.

Оскільки  $N$  - функція механічного навантаження  $P$ , отримуємо умову для знаходження товщини обтікача з міцних вимог

$$t_{пр} \geq \frac{N}{n_m \sigma_{max}}$$

(1.37)

Визначивши з міцніших міркувань необхідну товщину оболонки  $t_{пр}$ , слід перевірити, чи задовольняє вона електродинамічну умову «тонкості»

$$\sigma_{\text{пр}} \leq \sigma_{\text{рад}} \quad (1.38)$$

Якщо виконується умова  $t_{\text{пр}} \leq t_{\text{рад}}$ , то конструкція обтікача оптимізована за вимогами на міцність і радіопрозорість. В іншому випадку товщину оболонки слід вибрати з умови  $t = i \lambda / 2\sqrt{\epsilon}$  ( $i=1,2,3, \dots$ ), де необхідне значення  $i$  підбирається таким чином, щоб виконувати умову  $t_{\text{пр}} \leq t_{\text{рад}}$ .

Аналогічним чином проводиться конструктивно-радіотехнічний розрахунок багат шарових обтікачів, де в якості  $\epsilon$  і  $t$  можуть застосовуватись їх ефективні значення.

Розглянемо тепер, як зробити конструктивно-електричний розрахунок каркасного обтікача.

Основним співвідношенням для розрахунку необхідного перерізу стрижнів каркаса обтікача з міркувань є нерівність

$$\sigma_{\text{пр}} \leq \sigma_{\text{рад}} \quad (1.39)$$

де  $\sigma$  - сумарні механічні напруги в матеріалі ребра жорсткості при дії всіх зовнішніх навантажень;

$\sigma_{\text{т}}$  - межа міцності його матеріалу;

$n_{\text{пр}}$  - коефіцієнт запасу міцності;

$l, S$  - відповідно середня довжина і переріз ребра жорсткості.

Із умов, що пред'являються до радіо прозорості обтікача впливає необхідність виконання нерівності

$$|T|^2 \geq |T|_{\text{мін}}^2 \quad (1.40)$$

де  $|T|^2$  – мінімально допустима радіо прозорість обтікача.

Враховуючи що  $\sigma$  і  $|T|^2$  при заданих фізико-механічних константах матеріалу ребра жорсткості і форми обтікача мають цілком певну функціональну залежність від  $l$  і  $S$ , із спільного рішення нерівності (1.39) і (1.40) при необхідних  $n_{\text{пр}}$  та  $|T|_{\text{мін}}^2$  однозначно знаходяться параметри стрижня  $l$  і  $S$  по заданим іншим величинам, що знаходяться у функціональній

залежності  $|T|^2$  та  $\sigma$  від геометричних особливостей конструкції обтікача і фізико-механічних констант матеріалу.

Варто враховувати, що права частина нерівності (1.40)  $|T|_{\min}^2 (l, S)$  визначає радіо прозорість стінки обтікача з урахуванням втрат на розсіювання ЕМВ неоднорідностям конструкції і проходження її крізь діелектричну оболонку.

Спільне рішення діелектричних АТ або рівнянь (1.37) і (1.38) для діелектричних АТ дозволяє за заданими механічними  $\sigma_{\max}$ ,  $\sigma_T$  діелектричним  $\epsilon$  константам матеріалу і необхідними радіотехнічним  $|T|_{\min}^2$  і міцним  $n_{\text{пр}}$ ,  $n_{\text{п}}$  параметрам, що пред'являються до конструкції обтікача, та проводити їх конструктивно-радіотехнічний розрахунок за відомим експлуатаційним навантаженням  $P$ , що є в загальному випадку функцією координат поверхні оболонки.

З точки зору її розрахунку потрібно визначити напружено-деформований стан (НДС) в основних елементах.

Існуючі рішення задач теорії оболонок використовувати для розрахунку обтікачів важко, оскільки в реальних випадках розподілу навантажень по поверхні більш складні, ніж в вирішуваних аналітично випадках. Тому перед початком дослідження напружено-деформованого стану розрахункових конструкцій обтікачів проводиться аналіз вітрового навантаження.

Це дозволяє визначити найбільше значення вітрового тиску на АТ. Після цього розрахунок проводиться в припущенні, що це максимальний тиск розподіляється по всій поверхні споруди рівномірно.

При розгляді оболонок з ребрами жорсткості їх можна розглядати як споруди, пружні властивості яких перемінні, і застосувати метод виділення характерних перерізів, щоб з певним ступенем точності знайти максимальні переміщення або напруги в центрі такого перерізу на підставі відомих розрахункових формул будівельної механіки. Ці характерні перетини пов'язані з осередками стрижневого каркаса. Напружено-деформований стан визначається методами будівельної механіки на основі врахування способу деформування. Діюче на каркас навантаження визначається з умов рівноваги осередки каркаса, закритою оболонкою, на яку діє заданий тиск.

Для розрахунку міцності оболонки обтікача достатньо визначити максимальні механічні напруги в її матеріалі. Аналіз типових розмірів каркасних обтікачів показує, що лінійні розміри елементарних комірок стрижневого каркаса малі порівняно з діаметром споруди.

Стріла прогину оболонки досягає декількох сантиметрів, тому кожне з використаних перерізів являє собою пологу оболонку, напружено-

деформований стан якої, як відомо, мало відрізняється від ПДВ пластинки тієї ж форми в плані [16]. Це служить підставою для використання відомих розрахункових результатів, присвячених пологим оболонкам і пластинкам [17].

Оскільки товщина оболонки мала порівняно з лінійними розмірами вибраних перерізів, проведений нижче аналіз спирається на теорію гнучких пологих оболонок і гнучких пластин. Розрахунок оболонки на міцність, таким чином, зводиться до визначення максимальних нормальних і дотичних напружень, що діють в серединній площині гнучкої пластинки або серединної поверхні гнучкою пологої оболонки в припущенні, що на згині напруги відносно малі, а оболонка або пластина тільки розтягується або стискується

### 1.3.2 Розрахунок напружено-деформованого стану стрижневого каркаса обтікача

Розрахунок на міцність ребер жорсткості або елементів каркасного обтікача повинен включати розрахунок міцності і стійкості стрижнів, мембран, кріплень стержнів між собою і кріплень мембран до стержнів. При визначення зусиль в ребрах жорсткості зручно замінити їх сукупністю еквівалентної оболонки [4] з товщиною

$$t = \sqrt{\frac{I_s}{A_s}}$$

(1.41)

де  $I_s$ ,  $A_s$  – момент інерції і площа перерізу стрижня.

Визначення нормальних зусиль у оболонці від вітрового навантаження  $N'_0$  та  $N'_\varphi$  (система координат показана на рис. 1.6) може бути проведена стандартними методами для тонких оболонок. Припущення про тонкощі еквівалентної оболонки цілком виправдано, так як для забезпечення достатньої радіо прозорості обтікача розміри осередків повинні бути достатньо великими.

З урахуванням власної маси обтікача (яку потрібно враховувати при великих габаритах ост останнього) нормальні зусилля, згідно [17, т. 1], у разі його сферичної форми визначаються рівнянням

$$\begin{aligned}
 N_{\theta} &= N'_{\theta} - PR_{\text{ек}} \frac{1 - \cos \theta}{\sin^2 \theta} \quad (0 < \theta < \pi); \\
 N_{\varphi} &= N'_{\varphi} - PR_{\text{ек}} \left( \cos \theta - \frac{1 - \cos \theta}{\sin^2 \theta} \right),
 \end{aligned}
 \tag{1.42}$$

де  $P$  - вага обтікача, що припадає на одиницю поверхні еквівалентної оболонки, кг/см<sup>2</sup>;

$R_{\text{ек}}$  – радіус еквівалентної оболонки.

Найбільш навантаженими стрижнями, очевидно, є стрижні, розташовані в меридіональному азимутному напрямках.

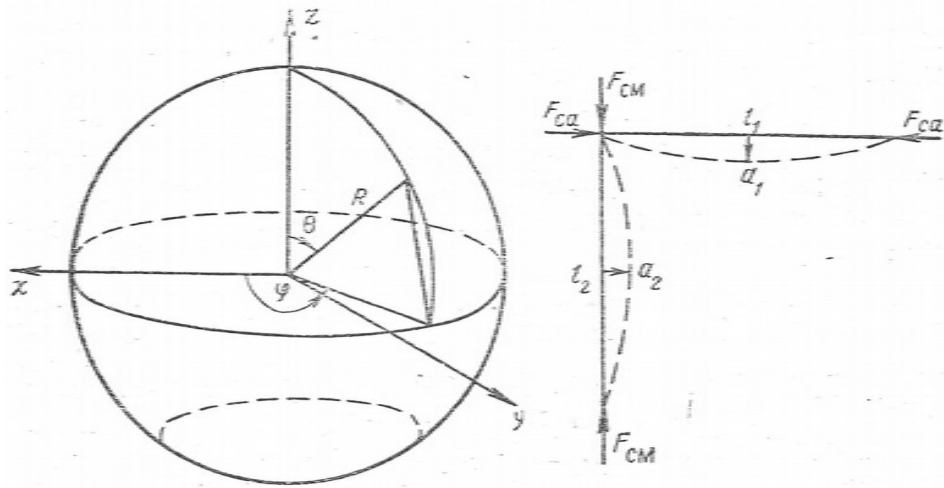


Рисунок 1.6 - Визначення нормальних зусиль у оболонці

У найбільш несприятливому випадку на меридіональний стержень діє повздовжня сила

$$F_{cm} = N_{\theta} l_1
 \tag{1.43}$$

на азимутальний стрижень

$$F_{ca} = N_{\varphi} l_2
 \tag{1.44}$$

де  $l_1$  - максимальна довжина стрижня в азимутальному, а  $l_2$  в меридіональному напрямку.

Ці сили створюють в стрижнях напруги

$$\sigma_{ca} = \frac{N_{\varphi} l_1}{A_s}, \quad \sigma_{ca} = \frac{N_{\theta} l_2}{A_s}. \quad (1.45)$$

За рахунок моментів, що вигинаються  $M_{cm}$  і  $M_{ca}$  [17, т. 1]

Повні напруги в стержнях визначаються рівняннями

де  $a_1 = N_{\varphi} l_2^2 / 120E_s I_s$ ,  $a_2 = N_{\theta} l_1^2 / 120E_s I_s$  - прогини стрижнів від зусиль  $N_{\varphi}$  і  $N_{\theta}$ , які визначаються за допомогою інтеграла Мора;

$F'_{кр}$   $F''_{кр}$  - критичні сили втрати стійкості меридіональним і азимутальним стрижнями відповідно;

$W$  - момент опору перерізу стрижня.

Значення критичної сили визначаються із виразів

де параметр  $\rho$  для конкретної конструкції вузла стержневої частини РПУ може бути визначений з таблиць, наведених у [17, т. 2].

Виразами (1.49) можна користуватися, якщо гнучкість стрижня  $\lambda$ , задовольняє нерівностям

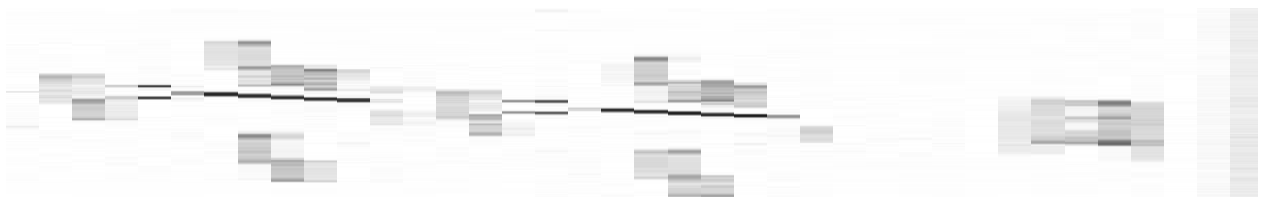


де  $\sigma_{пр}$  - межа міцності матеріалу стрижня.

В протилежному випадку для критичної сили слід використовувати вирази

де  $G$  - модуль Кармана для стрижня [ 17, т. 3].

Коефіцієнти запасу міцності стрижнів можуть бути визначені за формулами



де  $\sigma_{в виг}$  - межа міцності матеріалу стрижнів на вигині.

Коефіцієнти запасу стійкості стрижнів розраховуються за формулами

До напруги (1.48) в розрахунках можуть бути додані і температурні напруги, які грають суттєву роль при проектуванні АТ для районів з різкими коливаннями температури. Кріплення стержнів у вузлах розраховується на зусилля  $N_0$  і  $N_\varphi$  в залежності від конструктивних особливостей вузла (болтове

або шарнірне з'єднання, зварювання та ін) . Отримані співвідношення легко можуть бути узагальнені на випадок, коли ребра жорсткості добровільно орієнтовані відносно азимутальної та меридіональної площин перерізу обтікача.

Перейдемо тепер до розрахунку каркаса, що представляє собою стрижневу структуру, елементи якої утворюють замкнуті трикутні осередку. Така реконструкція каркаса по міркування найбільш поширена.

Якщо потрібно знайти зусилля в стержнях каркаса, що знаходиться під дією рівномірного нормального тиску на всій покриває його поверхні. Очевидно, що в силу симетрії задачі вершина кожного стержневого трикутника буде переміщатися тільки по прямій, що з'єднує її з центром обтікача.

Отже, розглянута задача еквівалентна задачі про напружений стан покритого мембраною стрижневого трикутника, поміщеного в гладку абсолютно жорстку конічну оболонку так, щоб його площина була перпендикулярна до осі конуса, а вершина конуса була віддалена від вершини трикутника на відстань, рівну радіусу обтікача  $R$ .

При цьому з фізичних умов розрахункової схеми випливає, що стрижневою трикутник притискається до вершини конуса силами нормального тиску  $q$ , рівномірно розподіленого по площі трикутника (рис. 1.7). З умови рівноваги рівностороннього трикутника  $CDE$  отримуємо:

Рисунок 1.7 - Схем напруги в стрижневому трикутнику

де  $N$  - сила реакції у вершинах трикутника, перпендикулярна твірної конуса  $OC$ ;

$X$  - стискаючі зусилля в стрижнях;

$a = \frac{1}{2} \angle DCE = 30^\circ$ ;

$\varphi$  - кут між реакцією  $N$  і бісектрисою  $CK$  кута;

$S, S$  - площа трикутника  $CDE$ ,  $OC = OE = OD$ .

Позначимо через  $l$  сторону трикутника  $CDB$ , а через  $r$  - радіус описаного біля нього кола.

Тоді, враховуючи

Так як по відрізкам  $CD, DE, CE$  спрямовані також стрижні сусідніх трикутників, праві частини формул (1.54) слід подвоїти. Відповідно,

Знак мінус означає стискаюче зусилля в стержні. Вочевидь, що формулу (1.56) можна записати ще у вигляді



За цією формулою, поставивши параметри  $q, r, R$ , отримаємо осьове зусилля в стержнях каркасу, після чого знаходимо площі їх поперечних перерізів

де тепер  $P$  - абсолютне значення сили  $X$ ;

$[o]$  - допустиме напруження на стиск.

З іншого боку, скориставшись відомою формулою Ейлера

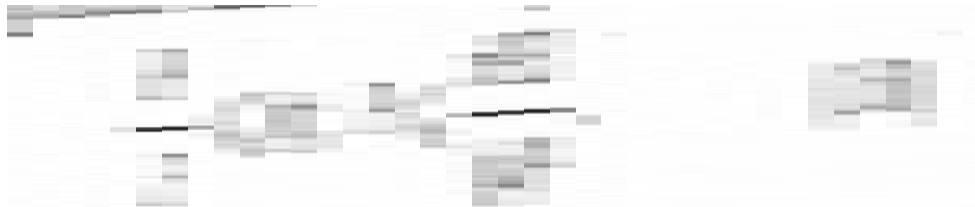
де  $P_{кр}$  - критична сила;

$E$  - модуль Юнга;

$I$  - мінімальний момент інерції поперечного перерізу;

$\mu$  - коефіцієнт, що залежить від способу закріплення кінців стержня (для шарнірного закріплення обох кінців  $\mu=1$ ), і вважаючи  $P_{кр}=P$ , ми можемо також знайти значення площі поперечного перетину стержня  $F$ , попередньо задавши його форму.

При цьому необхідно, щоб одночасно виконувались рівності



У нашому випадку допустимі напруги на стійкість  $[o_y]$  менше допустимих напружень на стиск  $[o]$ . Тому в розрахунках на міцність стиснення стержнів приймається

$$[o_y] = \varphi [o],$$

де  $\varphi$  - коефіцієнт зменшення допустимої напруги для стиснутих стержнів при подовжньому вигині.

Значення коефіцієнта  $\varphi$ , залежить від гнучкості стержня  $\lambda = \mu l / I$ , дані в таблицях [17]. Отже, розрахунок на міцність та стійкість стержня при визнаній довжині його і заданої величини стискаючої сили зводиться до визначення параметрів поперечного січення стержня, при якому буде задоволена умова стійкості



і умова міцності на стиск

Основою розрахунку служить формула (1.61). Оскільки вона містить дві невідомі величини, то завдання вибору відповідного значення площі  $F$  вирішується методом послідовних наближень з використанням таблиці коефіцієнтів  $\varphi[0]$ .

Припустимо, що каркас складається з нерівносторонніх стрижневих трикутників, обтягнутих мембранами. Роздивимося який-небудь із стрижневих трикутників каркаса, що знаходиться в рівновазі під дією тиску  $q$ , рівномірно розподіленого по всій площі. Нехай цей трикутник складений із стрижнів  $AB$ ,  $BC$  і  $CA$ , з'єднаних у вершинах  $A$ ,  $B$ ,  $C$ .

Уявімо собі, що він своїми вершинами спирається на поверхню абсолютно жорсткою конічної оболонки з вершиною в центрі обтікача. Реакції цієї поверхні представимо у вигляді складових  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ , направлених вздовж твірної конуса; складових  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  спрямованих по дотичним в точках  $A$ ,  $B$ ,  $C$  до кола в перерізі конуса площиною трикутника  $ABC$  і нормальних до твірним конуса реакції  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$  в точках  $A$ ,  $B$  і  $C$  відповідно.

Оскільки дія на площу трикутника тиску  $q$ , як неважко показати, однаково передається на опори в точках  $A$ ,  $B$  і  $C$  у вигляді сил, рівних  $P/3$ , де  $P = qS$ , де  $S$  - площа трикутника, то, нехтуючи значеннями реакцій  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ , з умови рівноваги стрижневого трикутника одержуємо

Позначимо через  $X_1$ ,  $X_2$ ,  $X_3$  зусилля в стержнях  $AB$ ,  $BC$  і  $AC$  відповідно, а через  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  кути між сторонами трикутника і радіус описаної окружності (рис. 1.8). Тоді з умови рівноваги вузла  $A$  (думаючи, що у вузлі  $A$ , як і в інших вузлах трикутника, прикладена зовнішня активна сила, рівна  $P/3$ ) отримаємо рівняння

Рисунок 1.8 - Неходження зусилля в стержнях

З врахуванням  $\alpha + \beta + \gamma = \pi/2$  формули (1.65) мають вигляд

Замінюючи в даних формулах  $\alpha$  на  $\beta$ ,  $\gamma$  на  $\alpha$ ,  $X_1$  на  $X_2$ ,  $X_3$  на  $X_1$ ,  $T_1$  на  $T_2$  маємо

Аналогічним способом отримуємо

Прирівнявши у формулах (1.66) - (1.68) вирази для відповідних зусиль, отримаємо систему рівнянь для визначення сил  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ .

Визначник цієї системи  $\Delta = 2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta \cos^2 \gamma = 0$ . Окреслюючи праві частини рівнянь (1.69) відповідно через  $a$ ,  $b$ ,  $c$  отримаємо

Таким чином, беручи до уваги формули (1.70) для визначення осьових зусиль у стрижнях, отримаємо визначення зусиль у стрижнях

Знаючи зусилля в стрижнях, за формулою  $\sigma_i = X_i/S_i$  де  $S_i$  - площа поперечного перерізу, знайденого напруження в перерізах, перпендикулярних осях стрижнів. Якщо ж вважати, що сили  $T_i = 0$ , а  $T_i' = 0$  ( $i = 1, 2, 3$ ), то, роблячи аналогічним чином, для визначення осьових зусиль у стрижнях  $X_i$  отримаємо формули

При цьому значення сил  $T_i$  визначаються з рівнянь

Для визначення сил  $N_i$  отримуємо рівняння

Легко переконатися, що будь-яке з рівнянь (1.73) може бути представлено у вигляді лінійної комбінації двох інших. Тому система (1.74) фактично є системою тільки двох незалежних рівнянь. Отже, в цьому випадку одна з невідомих сил  $T$  виявляється невизначеною. Щоб знайти її, треба скористатися додатковою умовою, наприклад умовою мінімуму потенційної енергії деформації.

У більш загальному випадку, вважаючи сили  $T_i$  і  $T_i'$  ( $i = 1, 2, 3$ ) відмінними від нуля, на підставі рівнянь статки отримуємо значення для зусиль  $X_i$ ,  $N_i$ ,  $T_i$ , залежать від трьох довільних сил  $T_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Для їх визначення необхідно використовувати додаткові умови, які полягають у рівності переміщень вершин трикутників одного і того ж сайту. На цій підставі, залишаючи умови спільності деформацій, отримаємо повну систему лінійних алгебраїчних рівнянь відносно сил  $T$  всій сукупності трикутників каркаса. Для проведення інженерних розрахунків може бути запропонована більш проста, ефективна схема.

Припустимо, що стрижневою каркас, вузли якого розташовані в сфері радіуса  $R$ , складений з однакових рівносторонніх стрижневих трикутників і обтягнутий по його зовнішній поверхні пластинками однакової товщини  $t$ . Нехай виготовлена таким способом замкнута оболонка навантажена рівномірно розподіленими зовнішнім тиском  $q$ .

Очевидно, що в силу симетрії всі стержні (як і пластини, передбачувані ізотропними і покриваючими осередком трикутної форми між стрижнями) будуть знаходитися в однаковому напруженому стані. Оскільки стержні



передбачаються досить довгими, по відношенню до розмірів їх поперечних перетинів, то найбільш небезпечна для них втрата стійкості в результаті осьового стиснення. Розглянемо пружне рівновагу будь-якого одного стрижневого трикутника разом із покриває його пластиною.

В силу симетрії завдання про визначення сил осьового зусилля  $X$  в стрижнях еквівалентна розрахунку зусиль в стержнях рівностороннього стрижневого трикутника, розміщеного всередині абсолютно жорсткої конічної поверхні, якщо вважати, що його вершини відстоять від вершини конуса на  $R$  (див. рис. 1.7) і що в кожній з вершин трикутника прикладена сила  $Q = S / 3$ , паралельна осі конуса.

З умови рівноваги вузла, що знаходиться під дією сили  $Q$ , зусиль в стержнях  $X$  і реакції  $N$ , отримуємо рівняння

$$N \sin \varphi - \frac{1}{3} S q = 0; \quad N \cos \varphi + 2X \cos 30^\circ = 0, \quad (1.75)$$

на підставі яких знаходимо:

$$X = q \frac{S}{3\sqrt{3}} \operatorname{ctg} \varphi. \quad (1.76)$$

Рисунок 1.8 - Походження зусилля в стержнях

Якщо  $a$  - сторона трикутника  $ABC$ , то (см. рис. 8)  $\sin \phi = a/R\sqrt{3}$

Таким чином,  $\operatorname{ctg} \varphi = \frac{R\sqrt{3}}{a} \sqrt{1 - \frac{a^2}{3R^2}}$

Враховуючи при цьому, що  $S = \frac{1}{4} \sqrt{3} a^2$ , (1.76) перетворюється до виду

$$X = -\frac{aRq}{4\sqrt{3}} \sqrt{1 - \frac{a^2}{3R^2}}. \quad (1.77)$$

Використовуючи цю формулу, можна знайти площа поперечного перерізу стержня за наведеними вище формулами.

### 1.3.3 Розрахунок напружено-деформованого стану діелектричних мембран

Розрахунок діелектричних вікон оболонки обтічника визначається їх формою (коло, трикутник і ін.), Так і конструктивними особливостями (тонка пластина, багат шарова пластина і ін.). Згідно з визначенням [17], діелектричні вікна обтікачів зі стандартними електричними характеристиками відносяться до тонким пластинкам. Тангенціальне зусилля в круглій пластинці, згідно [16], знаходиться за формулою

$$N_{\tau_0} = 0,26 \sqrt{q^2 r^2 E t}, \quad (1.78)$$

а в трикутній по формулі

$$N_{\tau_{\Delta}} = 0,26 \sqrt{\frac{(q)^2 A_p E t}{\pi}}, \quad (1.79)$$

де  $(q)$  - бічний тиск вітру;

$E$  - модуль пружності матеріалу пластинки;

$t$  - її товщина.

Напруження в пластинках

$$\sigma_0 = \frac{N_{\tau_0}}{t_0}; \quad \sigma_{\Delta} = \frac{N_{\tau_{\Delta}}}{t_{\Delta}} \quad (1.80)$$

дозволяють отримати вирази для коефіцієнта запасу міцності пластинок

$$n_0 = \frac{\sigma_{\text{в.рост}}}{\sigma_{0\text{м}}}; \quad n_{\Delta} = \frac{\sigma_{\text{в.рост}}}{\sigma_{\Delta\text{м}}} \quad (1.81)$$

де  $\sigma_{\text{в.рост}}$  - межа міцності матеріалу пластинок. Із (1.80), (1.81) випливає, що необхідна товщина пластинок визначається за формулами

$$t_0 = \frac{N_{\tau_0} n_0}{\sigma_{\text{в.рост}}}; \quad t_{\Delta} = \frac{N_{\tau_{\Delta}} n_{\Delta}}{\sigma_{\text{в.рост}}} \quad (1.82)$$

Основні відомості з розрахунку армованих і багатошарових пластинок викладені в [17, т. 3]. Розрахунок кріплення панелей до стрижневий частини обтічника може бути виконаний за формулами (1.78), (1.79).

Нехай рівнобічна трикутна пластина знаходиться під дією рівномірно розподіленого нормального тиску  $q$ . Потрібно знайти її необхідну товщину по максимально допустимому напрузі. Очевидно, що внаслідок симетрії для вирішення цього завдання досить розглянути пружне рівновагу одного стрижневого трикутника спільно з закриваючою його пластиною, що знаходиться під дією зовнішнього тиску  $q$  на поверхні пластина і під дією реакції, розподіленої по сторонам трикутника.

Будемо вважати, що пластина (на відміну від попереднього випадку) взаємодіє зі стрижневим трикутником уздовж всього його контуру. Це завдання еквівалентна задачі про пружному рівновазі рівностороннього стрижневого трикутника, покритого пластиною і поміщеного всередині гладкою абсолютно жорсткої правильної трикутної піраміди. Допустимо, що вершини трикутника відокремлені від вершини піраміди на відстань  $R$  і що пластина разом зі стрижневим трикутником притискається до вершини піраміди силою тиску  $g$ , рівномірно розподіленого по всій площі трикутника (рис. 1.9). Так як поверхня піраміди абсолютно гладка, то сили її реакції перпендикулярні гранях піраміди.

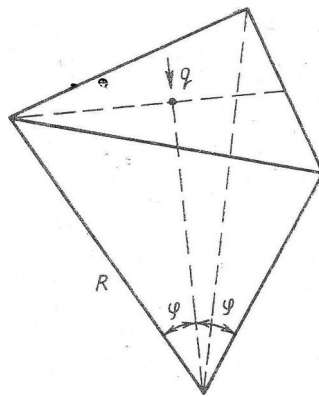


Рисунок 1.9 - Розрахунок напруги в трикутній діелектричній мембрані

Розподіл реакції по периметру стрижня підлягає визначенню в процесі рішення задачі. Оскільки завдання симетричне, то в результаті деформації системи вершини трикутника, ковзаючи по ребрах піраміди, отримуються однакові зміщення в напрямку до вершини піраміди.

При цьому стрижні будуть перебувати в стані осевого стиснення-вигину в площинах, що збігаються з гранями піраміди. Пластина також знаходиться в напруженому стані, перебуваючи під дією вигину труб в серединній площині.

Розглянемо спрощений варіант рішення, вважаючи, що стрижні надають значно більший опір вигину, ніж пластина, і нехтуючи силами зжимання пластини в напрямку її серединній площині.

При цих припущеннях можна вважати, що прогини  $W = W(x, y)$  в точках  $(x, y)$  серединній площині пластини задовольняють рівняння

$$\Delta \Delta W = g | D, \quad (1.83)$$

де  $D = Et^3/12(1 - \nu^2)$ ;

$E, t, \nu$  - відповідно модуль Юнга, товщина і коефіцієнт пластинки

Пуассона пластинки;  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  - оператор Лапласа.

Будемо вважати, що підлягає визначенню функція прогинів  $W$  на контурі  $L$  трикутника  $ABC$  задовольняє умовам

$$W=0 \text{ на } L; \quad \frac{\partial W}{\partial n} = 0 \text{ на } L. \quad (1.84)$$

Тут  $n$  - зовнішня нормаль по відношенню до області трикутника. Зауважимо, що в силу сказаного вище перше з цих умов слід розглядати як наближене, оскільки прогини стрижнів по відношенню до вершин трикутника відмінні від нуля. У цьому випадку, як відомо, максимальний згинальний момент досягається в середині сторін трикутника [17, т. 3]:

$$(M_x)_{\max} = \frac{3}{4} \beta q a^2 \quad (1.85)$$

де  $\beta = -0,0238$ ;  $a$  - сторона трикутника. При цьому прийнято, що коефіцієнт Пуассона  $\nu=0,2$ . Так як площа трикутника  $S=3/4a^2$ , то очевидно, що формулі (1.85) можна надати вигляду:

$$(M_x)_{\max} = \sqrt{3} \beta q S \quad (1.86)$$

У цьому вигляді її можна використовувати для наближеного визначення максимального згинального моменту в пластинах для випадку, коли каркас обтікача складається із стрижнів різної довжини. При цьому під  $S$  потрібно розуміти найбільшу з площ трикутників.

Оскільки максимальний згинальний момент  $M_{\max}$  відомий, значення товщини  $t$  пластинки обчислюється за формулою

$$t = \sqrt{\frac{6 M_{\max}}{[\sigma]}}$$

де  $[\sigma]$  - допустиме нормальне напруження.

#### 1.4 Розрахункові та експериментальні характеристики обтікачів

Процес проектування і розробки обтікачів пов'язаний з великим об'ємом обчислень їх міцності і радіотехнічних характеристик. Для оцінки меж застосовності методів теоретичного розрахунку конструктивно-радіотехнічних параметрів АТ, а також для їх експериментальної доведення до необхідних значень потрібні експериментальні дослідження обтікачів в процесі розробки.

У цьому розділі наведено приклади розрахунків і експериментальних вимірювань конструктивно-радіотехнічних характеристик деяких обтікачів.

Традиційні методи вимірювання просторово-поляризаційної структури поля випромінювання антен можна умовно розділити на три основні класи:

- прямі вимірювання амплітуди і фази поля в дальній зоні випромінювання;
- вимірювання АФР поля у зоні Френеля з наступним перерахунком його в дальню зону;
- методи вимірювання, які основані на штучному формуванні зони Фраунгофера на малих відстанях від досліджуваної випромінюючої системи.

Ці ж методи застосовуються також і для дослідження радіо технічних характеристик обтікачів, які оцінюються шляхом порівняння результатів вимірювань, отриманих при наявності обтікачів і у відсутність, методом заміщення.

По зручності реалізації найбільш перспективні методи, віднесені до другого класу. Їх основна перевага перед іншими полягає в найбільш повній інформації про просторову структуру випромінювання, одержуваного в процесі вимірювань, і в простоті технічної реалізації. Можливість реалізації даного класу методів вимірювань на малих площах в без луних камерах

дозволяє отримати значну економію коштів, що витрачаються на розробку випромінюючих систем і обтікачів.

Оптичне і голографічне моделювання НВЧ полів одна з різновидів вимірювань спрямованих властивостей антен методом ближнього поля. Для його здійснення АФР ближнього поля моделюють оптичним транспарантом із змінною прозорістю і товщиною.

Використовуючи властивість лінзи виконувати перетворення Фур'є над вхідним оптичним сигналом, ми можемо в її фокальній площині моделювати просторовий розподіл НВЧ поля, відповідне дальній зоні модельованої системи. Для здійснення оптичного моделювання необхідно попередньо вимірювати АФР поля в моделюванні випромінюючої системи.

Голографічне ж моделювання, НВЧ полів дозволяє відмовитися від складних фазометричних вимірювань. Суть його полягає в тому, що за голограмою, знятої в модельованій системі і перетвореної в оптичний діапазон, відновлюють оптичну модель АФР, яку піддають перетворенням Фур'є за допомогою лінзи, як і при оптичному моделюванні, та отримують у фокальній площині оптичну модель ДН. Голографічне моделювання НВЧ полів у поєднанні з машинним відновленням голограм ще більше спрощує процес вимірювань.

Формування радіо голограм поля випромінювання системи антена - обтікач у двошпроменевому режимі проводиться за схемою (рис. 1.10). В режимі штучного формування опорної хвилі антена 11 відсутня, а педаль 10 підключена до голографічного пристрою 9. В якості пристроїв 9 можуть бути використані установка, розроблені рядом авторів [18 - 23].

Оптичне відновлення голографічних зображень просторових діаграм спрямованості випромінюючих систем проводиться по методиці, схематично зображеною на мал. 11. Чисельна обробка результатів голографічного моделювання полів випромінювання може проводитися телевізійним відіконом і пристроєм, виділення рядка (див. рис. 1.11). Приклад візуалізованого просторового розподілу НВЧ поля на екрані відікону показаний на амл. 12, а фотографія його перетину з одного з рядків - на мал. 13.

Чисельна обробка результатів вимірювань ближнього поля для перерахунку його в дальню зону випромінювання і цифрове відновлення сформованих радіоголограм з допомогою ЕОМ виключають процес фотохімічної обробки результатів, дозволяють проводити корекцію спотворень, що вносяться в реєстроване АФР поля зондом, дефектоскопічного дослідження випромінюючих систем та інші операції. В останньому випадку дуже корисні запропоновані в роботах [24 - 26] методи

експрес-аналізу і візуалізації просторово-поляризаційної структури мікрохвильових полів в квазіреальному масштабі часу.

У завдання експериментальних досліджень радіо параметрів обтікачів входять вимірювання як просторово-поляризаційної структури поля випромінювання в дальній зоні, так і спотворень, внесених стінкою обтікача, її неоднорідностями і накопиченими опадами АФР поширюються хвилі.

Радіопрозорість обтікача визначається методом заміщення за значенням поля отримання в напрямку максимуму ДН при наявності та у відсутності обтікача. Зняття діаграм спрямованості випромінюючої системи антена - обтікач проводиться наступним чином (рис. 1.14).

Досліджувана антена і обтікач встановлені на поворотний стенд (ПС). Приймальна антена встановлюється від системи антена - обтікач на відстані, що задовольняє умові дальньої зони. Сигнал, прийнятий нею, надходить на ампліфазометр, куди надходять також дані про кут повороту стенду від сельсина-датчика, пов'язаного з валом поворотного пристрою, завдяки чому здійснюється синхронна розгортка стрічки самописця ампліфазометра.

Щоб визначити вплив РПУ на ДН захищеної ним антени, необхідно записати діаграму спрямованості антени без укриття, а потім, уклавши антену обтікача, записати на тій же ділянці стрічки самописця ДН системи

антена - РПУ, переключивши обертання поворотного стенду, а отже, і рух стрічки самописця на протилежне.

Втрати коефіцієнта посилення (КУ) антен за рахунок обтікача вимірюються на тій же установці, що і діаграма спрямованості. Методика вимірювань полягає в наступному. Установка для вимірів ДН модифікується (рис. 1.15). Принцип її роботи заснований на порівнянні максимальних сигналів, зареєстрованих адміністратором антени 1, при розміщенні її в вільному просторі та під обтікачем.



Така схема побудови вимірювача втрат КУ аналогічна мостовою схемою і, отже, з її допомогою можна вимірювати дуже малі втрати КУ.

Догляд напрямку максимуму ДН, викликаний впливом обтікача, вимірюється методом сканування на описаній вище установці (див. мал. 14). Досліджувана антена 1 працює на передачу і вкривається обтікачем. Сигнал, прийнятий приймальною антеною 2, вимірюється ампліфазометром.

Синхронно з поворотом стенду здійснюється розгортка стрічки самописця ампліфазометра і відбувається запис діаграми спрямованості в площині сканування. Так як кут повороту ПС і поворот барабана перемотування стрічки самописця пов'язані стежити за системою і за синхронізовані, а обертання поворотного стенду і відповідно барабана перемотування стрічки самописця можна реверсувати, то, записавши на стрічці самописця амплітудну діаграму спрямованості антени в відсутність РГІУ, можна записати діаграму спрямованості антени, вкритої РПУ, при зворотному обертанні стенду ПС і, отже, при відповідному русі стрічки.

Кутова помилка відлічується по зміщенню максимуму випромінювання записаних діаграм спрямованості. Похибки установки визначаються точністю запису амплітуди до фази ампліфазометром, а також точністю стеження за кутом слідкуючої системи.

Статистичні характеристики (дисперсія і радіуси кореляції) спотворень, що вносяться елементами конструкції стінки обтікача і скупченнями опадів в АФР поширюється хвилі, можуть бути виміряні наступним чином.

Експериментально знімається АФР поля у винесеному розкритті антени без обтічника вздовж прямої, паралельної апертурі антени. При цьому проекція прямої на апертуру антени проходить через геометричний центр останньої. Потім встановлюється обтікачі знову знімається АФР поля вздовж тієї ж прямої.

Якщо в якійсь точці зазначеної прямої в відсутність обтікача амплітуду і фазу поля позначити відповідно через  $A_{oi}$  та  $\varphi_{oi}$ , а при його наявності - через  $A_{li}$  і  $\varphi_{li}$  то амплітудне спотворення запишеться у вигляді  $\Delta A_i = A_{li} / A_{oi}$ , а величина фазового спотворення  $\Delta \varphi_i = \varphi_{li} - \varphi_{oi}$ .

Радіуси кореляції помилок визначаються як відстані від точок  $i$ , на яких відповідні помилки зводяться до нуля. Провівши вимірювання при різних положеннях обтікача, обчислюють дисперсії амплітудних  $\sigma_a^2$  і фазових  $\sigma_\varphi^2$  помилок шляхом статистичного усереднення результатів вимірювань.

Для прикладу наведено експериментально виміряні і розраховані за наведеними вище формулами значення втрат коефіцієнта посилення антени за рахунок обтікача  $\Delta$ , максимальне зростання рівня бічних пелюсток  $\Delta S$  і зміни ширини ДН антени по половинній потужності  $\Delta F_{0,5}$  (табл. 2). Для розрахунків використовувались статистичні характеристики АФР різних типів каркасів з робіт [27, 28]. На рис. 16, 17 наведено приклади ДН антени, розташованої в порожнині металевих (МПК) і діелектричних (ДПК) каркасів.

Розраховані за формулами, виведеними в 1.3, і експериментально виміряне значення напруг  $\sigma$  для каркаса РПУ з довжиною стрижня 25,57 см (табл. 3) задовільно збігаються.

Приклади дозволяють зробити наступні висновки [27-29]. За радіо параметрами при однакових перерізах стрижнів тяжко віддати перевагу МПК або ДПК. Критерієм вибору матеріалу каркасу повинні бути міцні, технологічні і економічні міркування. В той же час представляє інтерес експериментально встановлений факт значно меншій залежності радіо прозорості обтікачів з ДПК від поляризації випромінювання.

Відповідно, при захисті антен еліптичної поляризації застосування обтікачів з ДПК більш доцільно.

Застосування стрижнів прямокутного або круглого перерізу в каркасах обтікачів по радіотехнічним параметрам не має будь-яких переваг. Однак у випадку прямокутного перерізу є можливість збільшення радіо прозорості обтікача при збереженні його міцних характеристик шляхом збільшення товщини і зменшення ширини стрижнів каркасу.

Інтегральна порівняльна оцінка радіо параметрів обтікачів з ДПК та МПК показує наступне:

- рівномірні конструкції ДПК та МПК мають практично однакову радіо прозорість і смугу пропускання;
- вплив ДПК та МПК рівно міцній конструкції на рівень апертурних і дальніх (включаючи задній) бокових пелюсток ДН захисту антени в межах дослідженого рівня (до -35 дБ) повністю ідентично (спостерігається як зростання, так і зменшення окремих бічних пелюсток в межах допустимих норм);
- розрахунки спотворень ДН (догляд напрямку максимального випромінювання, зміна ширини) захищеним каркасними обтікачами антен за формулами статистичної теорії антен показують, що вони мають однаковий порядок для ДПК та МПК одно міцної конструкції.

## 2 РАДІОТЕХНІЧНИЙ РОЗРАХУНОК ОБТІКАЧІВ З РЕГУЛЯРНИМИ ШАРАМИ ОПАДІВ

Радіотехнічні характеристики обтікачів оцінюються шляхом порівняння електродинамічних параметрів антени з обтікачем і без нього. У першому випадку розрахунки зводяться до задачі до дифракції електромагнітної хвилі, породжуваної заданою системою джерел (антеною), на деякій шаруватій структурі заданої конфігурації (обтікача).

Із серйозністю потрібно розглядати задачу про проходження та розсіювання електромагнітної хвилі в системі антена - радіо-прозора оболонка з урахуванням пере відбиття та інших дифракційних взаємодій. Точні рішення задачі у такій загальній постановці отримані в даний час тільки для найпростіших індивідуальних випадків. Так, дуже детально досліджена задача дифракції плоских хвиль на плоских нескінченно протяжних шаруватих діелектричних структурах [30]. Розроблено ряд методів наближеного рішення багатьох задач дифракції на достатньо складних структурах спеціальної форми, таких, наприклад, як діелектричний клин [31], плоский діелектричний шар з компенсуючою металевією сіткою [32].

На жаль, в більшості випадків навіть невелике підвищення точності розрахунку пов'язано зі значним ускладненням методики. Тому на практиці користуються зазвичай методами геометричної оптики (ГО). Для цього реальна викривлена і нееквідистантна стінка обтікача в точці падіння променя умовно вважається плоскою еквідистантною структурою, а падаюча хвиля (також, взагалі кажучи, не плоска і неоднорідна) вважається плоскою і однорідною.

Вважається, що прохід і відображення хвилі в цій точці відбувається так само, як і у випадку плоскої границі розділу. При цьому, як правило, використовується аналогія з теорією довгих ліній з розподіленими параметрами [33]. Підвищення вимог до точності розрахунку, необхідність оцінки меж застосування положень ГО і ряд інших причин потребували розробки наближених методів розрахунку обтікачів, які були б, з одного боку, досить прості в обчислювальному відношенні і, з іншого боку, дозволяли б здійснювати обчислення з більшою точністю. Тому там, де це необхідно, будуть використані асимптотичні методи, які добре відповідають зазначеним вимогам [34 - 36]. В обох випадках рішення завдання буде таким чином.

1. По заданому амплітудно-фазового розподілу в розкритті антени в кожній точці внутрішньої поверхні стінки знаходиться поле падаючої на неї хвилі: його амплітуда, фаза, поляризація і кути падіння променів на стінку.

2. Визначаються коефіцієнти проходження хвилі в кожній точці і знаходиться на полі зовнішньої поверхні обтікача або у винесеному за обтікач розкриття.

3. Шляхом інтегрування по зовнішній поверхні або винесеного розкриття (методом Кірхгофа) знаходяться характеристики випромінювання антени з обтікачем.

Розглянемо коротко кожен з цих етапів розрахунку.

### 2.1 Розрахунок поля хвилі, падаючої на внутрішню поверхню стінки обтікача

При рішенні задачі дифракції на радіо прозорому шарі (стінці обтікача) полі хвилі, падаючої на внутрішню поверхню  $S_1$ , вважається заданим. На практиці, однак, частіше буває задано розподіл джерел в розкритті антени - амплітудно-фазовий розподіл поля в розкритті.

У цих випадках необхідно вирішити спочатку задачу про знаходження поля на внутрішній поверхні стінки  $S_i$  за заданим АФР поля в розкритті антени. Це завдання може бути сформульованим наступним чином.

Нехай ми маємо деяку випромінюючу систему із заданим АФР в розкритті антени. Потрібно знайти поле на деякій поверхні, що знаходиться перед розкриттям антени, причому ця поверхня знаходиться в променевій зоні, або в зоні Френеля цієї антени (див., наприклад, [37 - 40]).

Це завдання може бути вирішене, принаймні, двома способами: в наближенні Кірхгофа або променевим методом, тобто з урахуванням вищих наближень ГО - геометричної теорії дифракції (ВМД). Променевий метод більш простий і наочний і частіше використовується на практиці. Якщо обмежитися головним членом променевої асимптотики, то отримуємо перше наближення ГО, точність якого не завжди виявляється достатньою.

Нижче за допомогою променевого методу отримано уточнене короткохвильове асимптотичне уявлення поля на поверхні  $S_i$  по заданим АФР поля в розкритті антени для практично важливих випадків.

Хвильове поле в безмежному середовищі в наближенні ГО записується у формі виведеної швидко осциляційній функції на вільно змінну:

$$V = A \exp(jk_0 S), \quad (2.1)$$

де  $S$  - ейконал, що визначає фазову структуру поля, тобто систему фронтів і променів;

$A$  - амплітуда, яка розглядається як повільно змінна функція;

$k_0$  - хвильове число.

Закони ГО - це закони, що визначають ейконал  $S$ , який представляє собою оптичну довжину шляху, тобто шляху, що враховує показник заломлення вздовж променя:

$$S = \int n dt \quad (2.2)$$

Промені визначаються як рішення  $x_i = x_i(l)$  трьох звичайних диференціальних рівнянь другого порядку:

$$-\frac{d}{dl} \left( n \frac{dx_i}{dl} \right) = \frac{dn}{dx_i} \quad (2.3)$$

де  $n = n(x_1, x_2, x_3)$  - показник заломлення (середина ізотопна),

$l$  - довжина вздовж променя, в однорідному середовищі всі промені є прямими.

Для амплітуди  $A$  справедливий закон збереження енергії:

$$\frac{d}{dl} (A^2 n S_0) = 0 \quad (2.4)$$

де  $S_0$  - поперечний переріз елементарної променевої трубки, тобто трубки, тобто трубки, стінки якої складаються з променів. Цей закон визначає закон зміни амплітуди  $A$  вздовж трубки.

Для векторного (електромагнітного) поля, коли  $A$  - вектор, до перелічених законів додаються позиції, що визначають орієнтацію векторів  $E$  і  $H$  вздовж променя. Цих положень два.

Перше полягає в тому, що електромагнітне поле поперечне, вектори  $E$  і  $H$  перпендикулярні променю, а також один одному. Друге визначає швидкість обертання векторів  $E$  і  $H$  щодо нормалі  $n$  і має вигляд

$$\frac{d\omega}{dl} = \frac{1}{R(l)} \quad (2.5)$$

де  $\omega$  ( $l$ ) - кут між  $n$  і вектором  $E$  (або  $H$ ), а  $R$  - радіус обертання променя.

Якщо промінь - плоска крива, то  $\omega = \text{const}$ , тобто поляризація хвилі не змінюється.

Найбільш цікава для нас особливість законів ГО - їх локальність. Поле в наближенні ГО ніби розпадається на сукупність променевих трубок; їх можна розглядати як волокна, по кожному з яких поширюється енергія. Поширення в кожному з них відбувається незалежно від наявності сусідніх волокон, так як променеві трубки не взаємодіють між собою.

Уточнимо межі застосування ГО, а також врахуємо вищі наближення ГО підходу при розрахунку полів в однорідних середовищах. Почнемо з аналізу променевих розкладань. Їх перший член є наближенням ГО, а наступні члени дають до нього малі поправки.

Рішення для кожного променевого поля в рамках ГО (та ВМД) шукається у формі

$$V = A \exp(jk_0 S), \quad (2.6)$$

де  $S=S(x)$  ейконал, який є функцією лише координат простору, а  $A=A(x, k)$  - амплітуда, яка залежить в основному від координат простору і вельми слабо - від частоти (хвильового числа  $k_0$ ). Залежність  $A$  від координат простору також повільно змінне, тобто мало змінюється протягом довжини хвилі. Слабка залежність від частоти означає, що  $A$  можна шукати у формі асимптотичного ряду за ступенем  $k_0^{-1}$ :

Таким чином, зображуючи поле у формі променевого розкладу



необхідно визначити ейконал  $S$  і набір функцій  $A_0, A_1, A_2, \dots$ . У першому наближенні  $V_0 = A_0(x) \exp(jk_0 S)$ . Це тотожне рішення, побудоване за законами геометричної оптики.

Повне рішення у формі (2.8) більш точно: воно асимптотично задовольняє рівняння Гельмгольца або рівняння Максвелла. В останньому випадку  $A$  замінюється на  $E$  або  $H$ , тобто повільно змінна функція не є скалярною, а векторною.

Для того щоб  $V$  асимптотично задовільняла рівняння Гельмгольца, необхідно виконання прикладу ейконалу

$$(\nabla S)^2 = n^2(x) \quad (2.9)$$

і системи рівнянь переносу для коефіцієнтів  $A_0, A_1, A_2, \dots$  приймає вигляд

$$2(\nabla S, \nabla A_n) + \nabla S A_n = \nabla A_{n-1} \quad (2.10)$$

Із рівнянь (2.8), (2.9) випливає, що вирішення завдання повинно складатися з двох послідовних стадій. На початку потрібно вирішити рівняння (2.8), тобто визначити променеву (фазову) структуру рішення, а потім, вважаючи, що  $S$  відомо, послідовно розв'язати систему рівнянь переносу.

Викладемо коротко ці дві стадії рішення для випадку однорідного середовища ( $n = \text{const}$ ). Лінії  $\text{grad } S$  - прямі лінії:

$$x = x_0 + l e_0, \quad (2.11)$$

де  $x_0$  - яка-небудь точка, через яку проходить промінь;  
 $e_0$  = арт променя, тобто вектор, який вказує напрямком променя;  
 $l$  - довжина, яка вимірюється вздовж променя від  $x_0$ .  
 Ейконал  $S$  вздовж променя визначається за формулою

$$S = S_0 + nl, \quad (2.12)$$

де  $S_0$  - ейконал в точці  $x_0$ ;  
 $n$  - показник переломлення (далі для простоти запису будемо вважати  $n=1$ ).

З сказаного слідує, що ейконал у всьому просторі визначений, якщо задано все безліч променів, тобто безліч значень  $x_0, S_0, e_0$ , а ці величини

визначаються, якщо задані початкові умови: поверхня  $D$ , на якій відомо початкове значення ейконала  $S_0$ .

Нехай  $\alpha$  і  $\beta$  - будь які координати на  $D$  (їх можна вибрати різними способами в залежності від завдання). Тоді початкові умови запишуться у вигляді

$$x_0 = x_0(\alpha, \beta), S_0 = S_0(\alpha, \beta) \quad (2.13)$$

За цим даними можна на  $D$  знайти  $l^0 = \text{grad } S'$ , що з урахуванням формул (2.12), (2.13) і вирішує задачу по визначенні фазової структури поля.

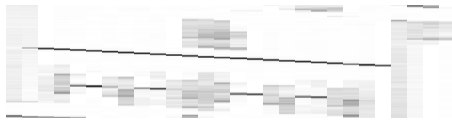
Тепер необхідно визначити амплітуду  $A$ . На цій другій стадії вирішення завдання зручно використовувати промені як систему координат. У такій «променевої» системі координат точка характеризується координатами  $s, \alpha, \beta$ , так що фронт хвилі задається рівнянням  $n = \text{const}$ , а промінь рівняннями  $\alpha = \text{const}; \beta = \text{const}$ .

У променевої системі координат  $(\nabla S, \nabla A_n) = \frac{dA_n}{ds}$  та рівняння переносу (2.10) перетворюється в рекурентну систему звичайних диференціальних рівнянь. Ці рівняння вирішуються, якщо скористатися співвідношенням  $\Delta S = \frac{1}{I} \frac{dI}{ds}$ , де  $\Delta$  лапласіан, а  $I = I(s, \alpha, \beta)$  - якобіан переходу до променевої системи координат, що збігається (з точністю до постійного на кожному промені множника) з величиною поперечного перерізу променевої трубки. В однорідному просторі  $I = I(s, \alpha, \beta)$  має специфічний вигляд:

де  $\rho_1, \rho_2$  - головні радіуси кривизни фронту хвилі в точці  $s, \alpha, \beta$ , або, те ж саме, відстань по променю до його точки дотику кожної із двох каустичних поверхонь - геометричних місць центрів кривизни хвильового фронту. При цьому  $I$  вздовж променя змінюється наступним чином:

Рішення рівнянь переносу складається з двох частин: загального рішення однорідного рівняння переносу і індивідуального рішення неоднорідного рівняння

Перший доданок в (2.16) еквівалентно закону збереження енергії в променевій трубці, друге - врахування взаємодії променевих трубок (поперечної і повздовжньої частини амплітуди). Співмножник називається множником фокусування. Він описує вимірювання перерізу променевої трубки при русі вздовж променя.



У другому прикладі підінтегральний вираз пропорційний  $\nabla A_{n-1}$ . Облік в  $\nabla A_{n-1}$  похідної по  $s$  (вздовж променя) еквівалентний обліку повздовжньої дифузії, а облік похідних  $\nabla A_{n-1}$  по  $\alpha, \beta$  - обліку поперечної дифузії. З формули (2.16) випливає, що рішення для амплітуди буде знайдено, якщо на початковій поверхні  $D$  задано набір функцій  $A_0(\alpha, \beta); A_1(\alpha, \beta)$ .

Наявність набору функцій на початковій поверхні означає, що поле залежить від частоти електромагнітного випромінювання. При одній і тій же системі променів можливо незліченна безліч полів, які відрізняються між собою наборами амплітуд.

Множинність рішень для однієї і тієї ж конгруенції променів не повинна дивувати. Адже, поле сферичної хвилі, тобто конгруенція променів, що проходять через одну точку, визначається лише після завдання діаграми  $f(\varphi, \theta)$  (що еквівалентно завданням поля на нескінченній віддаленій сфері), а її можна задати безкінечною кількістю способів.

Якщо діаграма залежить від частоти, то ми повинні поставити її розкладання по ступеням  $k_0$ , тобто  $f_0, f_1, f_2, \dots, f_n$ .

Зазвичай при знаходженні вищих членів ГО розкладань обмежуються записом у формі (2.16). Однак у випадку однорідного простору із-за специфічної форми якобіана (2.14) інтеграл у формулі (2.16) вичислюється в явній формі. Правда, при цьому виходять досить громіздкі вирази, але для

багатьох важливих випадків вони спрощуються. Нижче наведені в явній формі променеві розкладання для ряду найпростіших конгруенцій.

Для циліндричної хвилі променеве розкладання може бути представлено у формі

де  $r, \varphi$  - полярні координати.

Оператор  $D_n$  має вид

Зазначимо деякі особливості променевого розкладання циліндричної хвилі. Перший доданок в (2.17) ( $n=0$ ) еквівалентно наближене ГО, наступні поправки до неї, отримані шляхом обчислень інтегралів у формулі (2.16). Зазвичай перший доданок трактують як поле в дальній, фраунгоферовій зоні, а наступні - як поправки під френелевої зони. Всі вони, як випливає з формули (2.17), обчислюються через функцію  $f_0$  (відповідну ГО) та її похідні.

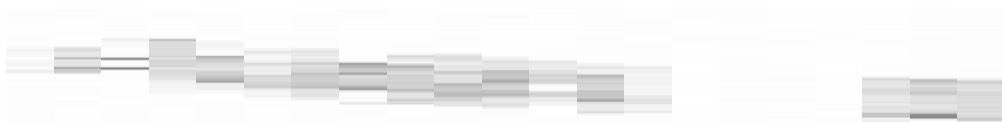
Доданок у  $D_n f_0$ , яке містить  $f_0$ , відповідає обліку тільки поздовжньої дифузії, а містить  $f_0^{2m}$  - тільки поперечної. Інші доданки відповідають обліку обох видів дифузії.

Аналогічні якісні особливості має променеве розкладання сферичної хвилі:

де

Становище істотно змінюється для променевого розкладання плоскої хвилі. У цьому випадку переріз променевих трубок не змінюється (так як  $s=\text{const}$ ), та їх взаємодія не припиняється. Тому поперечні градієнти амплітуди не зменшуються по мірі збільшення  $s$  і поправки до геометричної оптики не прагнуть до межі, а зростають у міру збільшення  $s$ .

Якщо випромінювана антеною хвиля є плоскою, але не обов'язково однорідної (принаймні в безпосередній близькості від антени) і напрям її поширення характеризується ортом  $e^\circ$ , то напруженість поля хвилі (її тангенціальна до  $e^\circ$  складова) має вигляд



Короткохвильова асимптотика амплітуди поля може бути записана так:

Введемо пов'язану з напрямком поширення хвилі систему прямокутних координат  $(x, y, z)$  таку, що вісь  $Oy$  збігається з напрямком поширення хвилі, а центр координат  $O$  лежить в розкритті опромінюючої системи. Тоді площина  $y=0$  співпадає з розкриттям антени, а  $A(x)|_{x=0}=A(x_0)$  збігається з полем в розкритті (рис. 2.1).

Знайдемо асимптотику  $(1/k)$  нуля в деякій точки  $x$ , розташованій на шляху хвилі на відстані  $Y$  від площини розкриття  $y=0$ . Оскільки

та рівняння Гельмгольца  $(\Delta + k_0^2)u = 0$  приймає вигляд

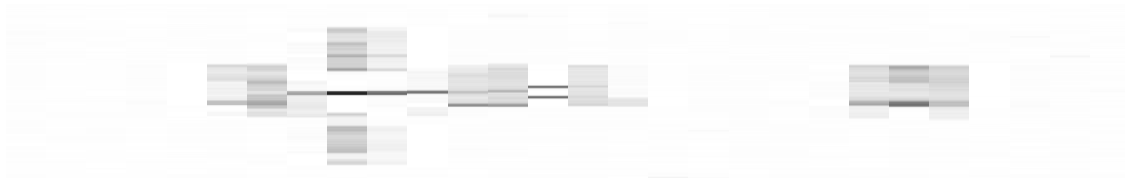
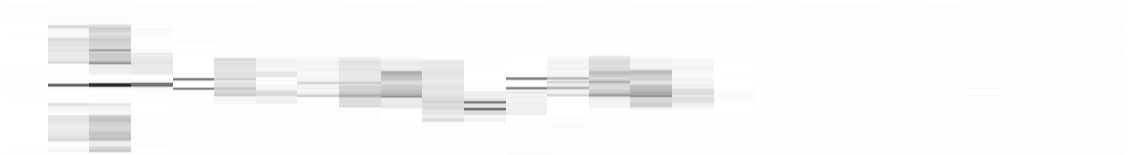


Рисунок 2.1 - Променеваасимптотика поля розкрива

Звідси отримуємо набір рівнянь і крайових умов. Для головного члена асимптотики



а відповідно



при будь яких  $u$ .

Таким чином, в головному напрямку відбувається як би паралельне перенесення АФР вздовж напрямку поширення хвилі. У більшості випадків при знаходженні поля падаючої хвилі зазвичай обмежуються цим

наближенням, вважаючи, що поле у винесеному розкритті збігається з полем в розкритті антени.

Насправді, звичайно, у міру віддалення від розкриття антени з-за дифракційної взаємодії променевих трубок поле деформується. Вже для наступного члена асимптотики маємо рівняння

з крайньою умовою

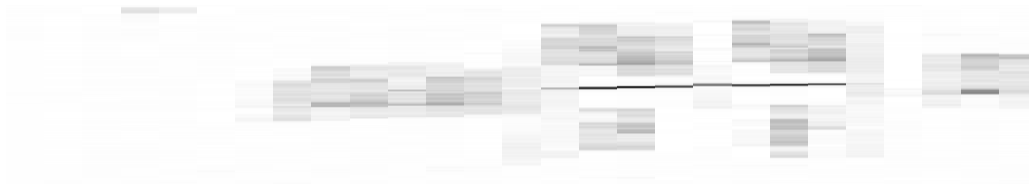
Оскільки  $A_0$  не залежить від  $y$ , то  $\Delta A_0$  також не залежить від  $y$  і відповідно

Аналогічним чином можуть бути отримані і всі інші асимптотики. Так, наприклад

Як неважко бачити з (2.25), (2.26), по мірі віддалення від розкриття антени в променевому розкладанні поля все більшої ваги набувають складові більш високого порядку, і поле хвилі все більше відрізняється від поля в розкритті. При цьому помітне викривлення поперечного розподілу амплітуди поля відбувається тим раніше, чим більш нерівномірно воно в розкритті антени.

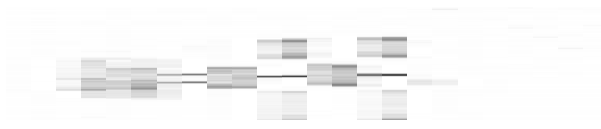
Таким чином, наближення геометричної оптики справедливо, на порівняно невеликій відстані від розкриття антени.

Область простору, у якій можливо променеве уявлення поля (паралельний перенос АФР по променям), називають іноді променевою чи «прожекторною» зоною. Дальня межа цієї зони визначається відстанню, на якому вже  $A_1 \ll A_0$ . Порівнюючи (2.23) і (2.25), бачимо, що це спостерігається на відстанях від розкриття



Оцінимо відстань до дальньої межі променевої зони для простої конкретної задачі.

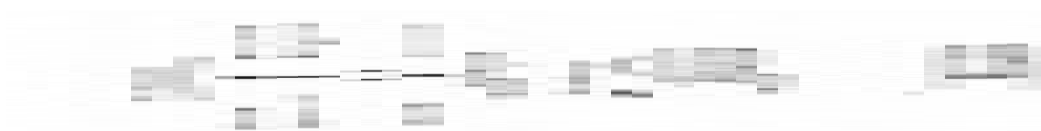
Нехай, наприклад, синфазної антени з квадратним розкриттям  $L \times L$  має амплітудний розподіл виду



Тоді



і нерівність (2.27) набуває вигляду



де  $R_d$  - відстань до ближньої межі дальньої зони антени. Так, наприклад, якщо  $L=90$  і  $\lambda=3$  см, то  $R_d=54$  м і межа променевої зони розташована на відстані 1,9 м від розкриття антени.

Таким чином, поле падаючої на стінку АТ хвилі може бути знайдено методами ГО, ВМД або Кірхгофа. Коефіцієнт проходження хвилі через стінку або поле на її зовнішній поверхні також може бути визначений



різними методами. Найбільш часто на практиці використовуються наближення ГО, сутність яких докладно викладається в наступному розділі.

Визначений інтерес представляють також асимптотичні методи, короткий опис яких наведено в додатку 1.

## 2.2 Розрахунок коефіцієнта проходження хвилі через стінку обтікача у наближенні геометричної оптики

Завдання зводиться до знаходження коефіцієнта проходження плоскої однорідної хвилі через плоску еквідістантну структуру і може бути вирішена точно [30]. При цьому можна використовувати наступні розрахункові методи: аналітичний (за відомими формулами); графічний (по круговій діаграмі опорів); на ЕОМ з використанням спеціально пристосованого матричного методу.

### 2.2.1 Аналітичний метод

Аналітичне рішення задачі про проходження плоскої хвилі через плоский шар розглянемо на найпростішому прикладі однорідного діелектричного шару.

Нехай на розташований у вільному просторі плоский шар діелектрика з діелектричною проникністю  $\epsilon$  і товщиною  $l$  (рис. 2.2) під кутом  $\theta$  падає плоска вертикально поляризована хвиля одиничної амплітуди

Ця хвиля частково відображається від маси, утворюючи нову хвилю

І частково проходить нашарування, націлюючи хвилю, яка пройшла

Неважко бачити, що величини  $R_v$  і  $T_v$  в цих виразах представляють собою комплексні коефіцієнти відбиття і проходження вертикально поляризованої хвилі через діелектричний шар.

Всередині шару в результаті багаторазових пере відбиттів від меж розділу також утворюються дві хвилі: пряма

Та зворотня

Таким чином, поле перед шаром (в області  $G_1$ ) являє собою суму прямої та зворотної хвиль, а поле в шарі (області  $G$ ) - суму падаючої і відбитої плоских хвиль, поле за шаром (в області  $G_2$ ) представлено лише одною хвилею, яка пройшла.

На кожній з меж розділу повинні виконуватися граничні умови і нормальних компонент індукції електричного поля. У нашому випадку це означає, що при  $y = -1$

Підставивши в (2.34)-(2.37) вирази для комплексних амплітуд складових векторів  $E$  з (2.29)-(2.33), отримаємо чотири рівняння, з яких можна знайти  $R_v$ ,  $T_v$ ,  $A_v$ ,  $B_v$ . З урахуванням закону Снелліуса  $k_0 \sin \theta = k \sin \theta_1$  ці рівняння набувають вигляду

Для скорочення записів тут прийняті наступні позначення:

Коефіцієнт проходження  $T_v$  можна знайти, наприклад, виразивши  $A_v$  і  $B_v$  через  $T_v$  з (2.40) і (2.41) і підставивши отримані вирази у суму (2.38) і (2.39). При цьому отримаємо

Аналогічним чином можна знайти вираз для коефіцієнта проходження горизонтально поляризованої хвилі. Цей вираз буде збігатися з (2.42), відрізняючись від нього тільки величиною  $X$ , яка в цьому випадку дорівнює

$$X = \frac{1}{2} \left( \frac{\cos^2 \theta}{\cos^2 \theta'} + \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta'} \right) \quad (2.43)$$

Як неважко бачити з (2.42), модуль і фазу коефіцієнта проходження однорідної стінки можна визначити за формулами

$$\begin{aligned} |T| &= \frac{2 \cos \theta \cos \theta'}{\cos^2 \theta + \cos^2 \theta'} \\ \varphi &= \arctan \left( \frac{\sin \theta \cos \theta'}{\cos \theta \sin \theta'} \right) \end{aligned} \quad (2.44)$$

Ці співвідношення часто записують (див. приклад, [3]) в наступному вигляді:

Тут  $\varphi$  - фазова товщина, рівна

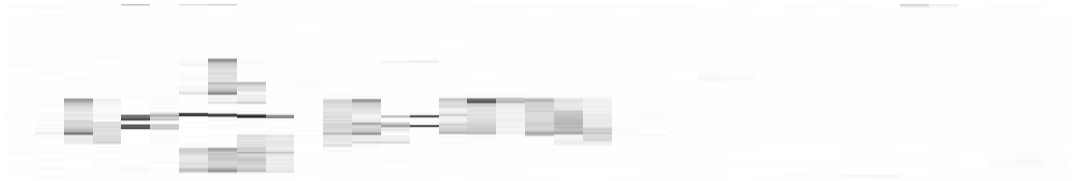
$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d \cos \theta \quad (2.45)$$

$\Gamma' = d/\lambda$  - приведена (до довжини хвилі  $\lambda$ ) товщина стінки

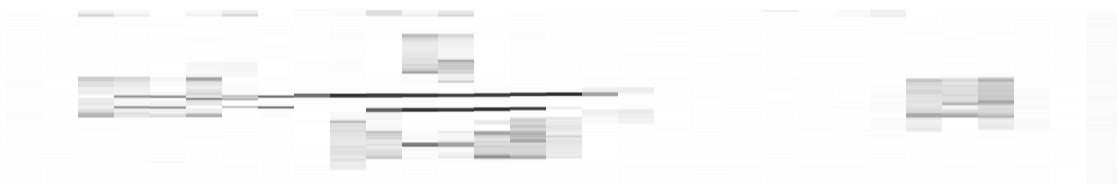
$$\begin{aligned} |T| &= \frac{2 \cos \theta \cos \theta'}{\cos^2 \theta + \cos^2 \theta'} \\ \varphi &= \arctan \left( \frac{\sin \theta \cos \theta'}{\cos \theta \sin \theta'} \right) \end{aligned} \quad (2.46)$$

- коефіцієнт відбиття (Френеля) від межі повітря - діелектрик;  $Z$ ,  $Z_0$  - нормальні імпеданси (хвильові опору) стінки і вільного простору.

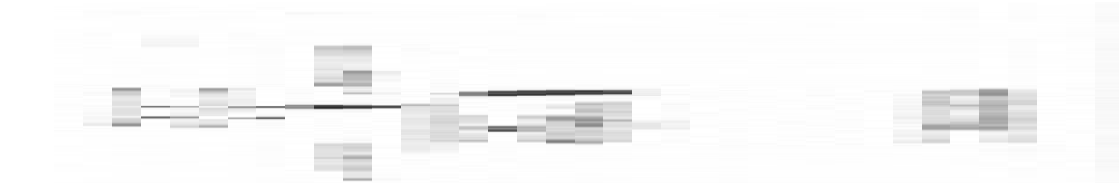
Якщо  $Z_0$  залежить тільки від кута падіння хвилі



то  $Z$ , крім того, залежить від діелектричної проникності стінки  $\epsilon$  і поляризації падаючої хвилі: для перпендикулярно поляризованої хвилі (вектор  $E$  перпендикулярний площині падіння)



для хвилі з паралельною поляризацією (вектор  $E$  лежить в площині падіння)



З (2.45) і (2.46) видно, що модуль коефіцієнта проходження  $|T|$  і фазовий зсув  $\varphi$  залежать від наведеної товщини стінки, її діелектричної проникності  $\epsilon$ , кута падіння хвилі  $\theta$  і її поляризації.

З міркувань міцності і технологічності великий розподіл усунення отримали тришарові узгоджені конструкції типу «сендвіч» (рис. 2.2). Зовнішні (несучі) шари, їх виготовляють найчастіше з склопластику, а внутрішній - з стільникового матеріалу або пінопласту. Можна показати, що повне узгодження виходить при симетричній конструкції стінки, коли товщини  $l_n$  і діелектрична проникність в зовнішніх шарах однакові.

Коефіцієнт проходження такої конструкції з ідеальних діелектриків може бути розрахований за формулами (2.45), (2.46), в яких  $\varphi$  і  $|r|$  слід вважати рівними



де  $\varphi_n$ ,  $\varphi_c$ ,  $\Gamma_n$ ,  $\Gamma_c$  для кожного шару визначаються за формулами для  $\varphi$  і  $\Gamma$  відповідної одношарової конструкції (2.47), (2.48) з товщиною  $l_n$ ,  $l_c$  і діелектричними проникненнями  $\epsilon_n$ ,  $\epsilon_c$  цих шарів.

Рисунок 2.2 - Трьохслойна сітка та її еквівалентна схема

Оскільки зовнішні несучі шари, їх товщина зазвичай вважається заданою (з місцевим вимог) і завдання проектування полягає у виборі товщини середнього шару  $l_c$ , при якій стінка є узгодженою. Вона може бути визначена з умови узгодження  $\varphi = \pi N$  і дорівнює

$$l_c = \frac{2}{\sqrt{\epsilon_c}} \frac{1}{\sin \varphi} \times$$

$$\times \left[ \pi - \frac{1}{2} \arcsin \varphi \right] \quad (2.59)$$

(тут, як і раніше,  $N = 1, 2, 3 \dots$  - порядок товщини структури).

Для діелектриків з малими втратами товщина середнього прошарку вибирається із врахування втрат за формулою (2.54). При такому виборі  $l_c$  коефіцієнт проходження по потужності обчислюється наближено за формулою [2]:

де  $|T_o|$  - модуль коефіцієнта проходження стінки без втрат;

$Q_{nc}$  - наведені електричні товщини (див. (2.47)) і тангенси кута втрат несучих та середнього шарів відповідно.

### 2.2.2 Графічний метод

З формул (2.51) - (2.53) видно, що коефіцієнт проходження має вигляд, аналогічний вигляду КП хвилі в кусково-однорідної довжиною ліній. Тому шарувату діелектричну структуру для розрахунку можна замінити еквівалентною довгою лінією і проводити розрахунок по круговій діаграмі опорів (Вольперта).

Схема еквівалентної довгої лінії (див. мал. 20) складається з послідовно з'єднаних відрізків, які мають хвильові опору (див. формули (2.49) і (2.50) ) і приведені довжини, рівні наведеним електричним товщини шарів  $l_e'$ . Опором навантаження є еквівалентний опір вільного простору  $Z_o$ . Завдання полягає в тому, щоб за заданими параметрами неоднорідної ділянки лінії визначити режим  $|R|$  і  $|T|$  у початковій ділянці лінії.

Вирішується вона в звичайній для таких завдань послідовності (рис. 2.3).

1. Заданими вважаємо еквівалентні опору навантаження  $Z_o$  і ділянок лінії:  $Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 = Z_o$ , а також їх наведені довжини  $l_{1e}', l_{2e}', l_{3e}'$ .

2. Знаходимо наведене до  $Z_3$  опір навантаження  $Z_{3z}^2 = Z_o/Z_3$  і наносимо його на діаграму (точка  $A_0$ ).

3. Рухаючись у бік генератора по лінії постійного коефіцієнту стоячої хвилі (КСВ) на наведену відстань  $l'_{ze}$ , знаходимо наведене до  $Z_3$  вхідний опір 3-ї ділянки  $Z'_{3vx}$  (точка  $A_1$ ).

4. Знаходимо дійсний вхідний опір 3-ї ділянки  $Z_{3vx} = Z'_{3vx}Z_3$ .

5. Знаходимо наведений до  $Z_2$  опір входу 2-ї ділянки  $Z'_{2vx}$  і наносимо його на діаграму (точка  $A_2$ ), а також знаходимо  $Z_{2vx} = Z'_{2vx}Z_2$ .

6. Рухаючись до генератора по лінії постійного КСВ на наведену відстань  $l'_{2e}$ , знаходимо наведений до  $Z_2$  опір входу першої ділянки  $Z'_{1вх}$  (точка  $A_3$ ), а потім  $Z_{1вх} = Z'_{1вх} Z_1$ .

7. Перераховуємо  $Z'_{2вх}$  в приведенному до  $Z_1$  опорі  $Z'_{2вх} = Z_2 \frac{z_2}{z_1}$  і наносимо його на діаграму (точка  $A_4$ ).

8. Переміщаючись від  $A_4$  у бік генератора на відстань  $l'_{e1}$ , отримаємо наведене до  $Z_1$  опір входу неоднорідної ділянки  $Z'_{1вх}$  (точка  $A_5$ ).

9. Наводимо  $Z'_{1вх}$  до опорі однорідної ділянки  $Z_0$ ; знаходимо  $Z'_{1вх} = Z_0 \frac{z_1}{z_0}$  і наносимо його на діаграму (точка  $A_6$ ). Положення цієї точки на діаграмі визначає режим в однорідній ділянці лінії, тобто КСВ, коефіцієнт відбиття і проходження. Модуль коефіцієнту відображення  $|R|^2$  дорівнює відношенню довжин відрізків  $OA$  і  $OB$  на діаграмі:  $|R|^2 = OA/OB$ . Коефіцієнт проходження по потужності

$$|T|^2 = 1 - |R|^2, \quad (2.56)$$

Повне узгодження шарів може бути досягнуто, якщо симетрична конструкція. Звідси впливає простий спосіб вибору товщини середнього шару:  $\frac{1}{2} l'_{e2}$  повинна дорівнювати наведеній відстані між точками  $A_2$  і  $A_4$  на діаграмі:  $l'_{ce} = 2l'_{e2}$ , і так далі.





Таким чином, для розрахунку середньої товщини шару досить знайти наведений до  $Z_2$  вхідний опір 3-го шару та нанести його на діаграму. Наведена відстань до лінії  $x'=0$  і є половина електричної товщини середнього шару погодженої тришарової конструкції.

Точно таким же чином за допомогою діаграми Вольперта можна розрахувати шарувату конструкцію (як погоджену, так і просвітлену).

Розрахунок коефіцієнта проходження багатошарових конструкцій за формулами (2.45), (2.51)-(2.53) або з діаграми Вольперта є дуже трудомістким і дуже наближеним. Тому, якщо стінка обтікача складається з двох і більше шарів, розрахунок її зручніше проводити на ЕОМ.

### 2.2.3 Розрахунок на ЕОМ

Для електромагнітної хвилі, випромінювань або прийнятої антенної, розміщеної всередині обтікача, діелектрична стінка являє собою неоднорідність, яка є джерелом відбиттів. У загальному випадку радіо прозора стінка обтікача може складатися з довільної кількості діелектричних шарів з заданою товщиною  $l_i$  заданими значеннями діелектричної проникності  $\epsilon_i$  і тангенсів кута діелектричних втрат  $\text{tg}\delta$ .

Як правило, радіо прозора стінка конструюється так, що її шари були паралельні. Таку стінку (або окремий її шар) при падінні на неї плоскої електромагнітної хвилі під довільним кутом можна представити як сукупність ряду діелектричних шарів, поділу, розділених повітряними проміжками нульової товщини, і розглядати як еквівалентний чотириполюсник (див. рис. 2.3). Позначимо амплітуди падаючих і відбитих хвиль ліворуч і праворуч від чотириполюсника (радіо прозорої стінки або її шару) через  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $a_2$ ,  $b_2$ . Ці амплітуди пов'язані між собою такими співвідношеннями:

де

- матриця розсіювання; елементи  $S_{11}$ ,  $S_{22}$  - коефіцієнти відбиття (по полю), а елементи  $S_{12}$ ,  $S_{21}$  - коефіцієнти проходження (по полю);

- матриця трансформації.

Відомо, що елементи матриці трансформації пов'язані з елементами матриці розсіювання наступними співвідношеннями [41]:

З точки зору проходження і відбиття електромагнітної хвилі діелектричний шар у повітрі, можна розглядати як сукупність межі розділу I (повітря-діелектрик) і межі II (діелектрик - повітря), розділених проміжком із діелектрика товщиною  $d$  із заданими значеннями  $\epsilon$  і  $\text{tg}\delta$ .

Характеризуючи амплітуди падаючої, відбитої і тієї, що пройшла електромагнітних хвиль амплітудами паралельних межі розділу компоненту магнітного (для хвиль, поляризованих перпендикулярно площини падіння) поля, виразимо елементи матриці розсіювання меж розділу через коефіцієнти Френеля. Позначимо коефіцієнт відбиття хвилі, падаючої на межу розділу I або II з повітря, через  $r_{11}$ , а з діелектрика - через  $r_{22}$ . Відповідні коефіцієнти проходження хвиль позначимо, через  $P_{21}$  і  $P_{22}$ . Тоді

У рівностях (2.62) для хвилі, поляризованої паралельно площині падіння,

А для хвилі, поляризованої перпендикулярно плоскості падіння,

де  $\theta$  - кут падіння хвилі на товщину.

В результаті отримаємо:

Де  $S_{ij}^I$  - елементи матриці розсіювання межі розділу I, а  $S_{ij}^{II}$  розділу II.  
Матриця розсіювання діелектричного шару товщиною  $d$  буде мати вигляд

де

Якщо багат шарову діелектричну стінку (чотириполюсник) представити як каскадну послідовність чотириполюсників, то результуюча матриця трансформації запишеться як вивід матриць трансформації окремих каскадів:

Враховуючи (2.68) матриця трансформації діелектричного шару приймає вигляд

В рівнянні (2.69) згідно (2.60)-(2.62), (2.65) та (2.66),

Виконуючи підстановку (2.70), (2.72) в (2.69) отримаємо матрицю трансформації діелектричного шару, що перебуває у вільному просторі:

Розглядаючи багат шарову стінку у вигляді сукупності діелектричних шарів, розділених повітряними шарами нульової товщини і одиничної матриці трансформації

отримаємо

або

Де  $(T^{(i)})$  - матриця трансформації  $i$ -го шару багат шарової стінки. Після визначення з допомогою одержаних формул коефіцієнтів матриці трансформації  $(T^{(1+n)})$  можна за допомогою (2.61) визначити параметри, що нас цікавлять та якими характеризується багат шарова діалектична стінка: модуль коефіцієнту відбиття (за потужністю) електромагнітної хвилі від багат шарової стінки

Фазу коефіцієнта відображення електромагнітної хвилі від багат шарової стінки

Модуль коефіцієнта проходження (за потужністю) електромагнітної хвилі крізь багат шарову стінку

- фазовий набіг при проходженні ЕМХ через стінку.

### 2.3 Визначення поля випромінювання системи антена - обтікач

Із векторизованої формули Гріна - Кірхгофа можна отримати вираз для головного члена асимптотики поля в дальній зоні:

де  $A$  - постійний комплексний нормований множник;

$R^0$  - орт напрямку на точку спостереження;

$n^0$  - орт нормалі до поверхні  $S_i$ ;

$Z_0$  - хвильовий опір вільного простору;

$U^{(0)}, V^{(0)}$  - головні члени асимптотики комплексних амплітуд тангенціальних складових векторів поля в шарі при  $v=1$ ;

$x$  - радіус-вектор поверхні  $S_i$  (рис. 2.4).

Можуть бути побудовані і більш точні формули для поля в далекій зоні, що враховують не тільки головні члени асимптотики  $U^{(0)}, V^{(0)}$  комплексних амплітуд поля в шарі, але й наступні члени їх асимптотичних розкладів ( $U^{(1)}, V^{(1)}, U^{(2)}, V^{(2)}$  тощо.)

Коротко опишемо методику отримання та остаточний вигляд таких уточнених формул для двовимірної задачі.

У двовимірному скалярному випадку поле в будь-якій точці  $x$  області  $G_2$  (див. рис. 2.4), згідно з формулою Гріна - Кірхгофа, рівно



де  $f(x_1 x_2) = \frac{j}{4} H_0^{(1)}(k_0 |x-x_2|)$  - функція Ганкеля;

$U^{\text{II}}(x_2)$  - поле на зовнішній частині поверхні  $S_2$ ;

$x_2$  - радіус-вектор точок поверхні  $S_2$ .

Для знаходження поля у віддаленій точці  $y_2$ , такій що  $\min [k_0 |x_2 - y_2|] \gg 1$ , виконаємо наступні перетворення.

1. Функцію Ганкеля та її нормальну похідну в (2.82) замінюємо відомими асимптотичними уявленнями при великих аргументах.

2. Беремо до уваги, що в дальній зоні

$$|x_2 - y_2| \approx |x_1| - R^0 y_2$$

3. Встановлюємо взаємно-однозначну відповідність точок поверхонь  $S_2$  і  $S_1$  по нормалям до  $S_1$ , і з допомогою відповідної заміни змінних переходимо до інтегрування по  $S_1$ .

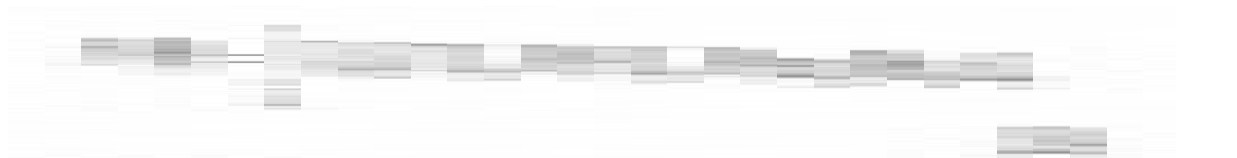
4. Виводимо  $U^{\text{II}}$  та  $\frac{\partial U^{\text{II}}}{\partial n_2}$ , скориставшись умовами співпряження полів на  $S_2$ , через головний і другий члени асимптотики  $V_0$ ,  $V_1$  амплітудної функції поля в шарі.

У результаті виходить наступна формула для поля в дальній зоні:

$$U^{\text{II}} = \frac{1}{4\pi R^0} \int_{S_1} dS_1 \exp[j\epsilon h \sin(\tau, R^0) - j\Phi(S, 0)] \left[ V_0(S_1) T(S_1, R^0) + \frac{1}{R^0} Q_1 + \frac{1}{R^0} Q_0 \right]$$

де  $Q_0$ ,  $Q_1$ , - послідовні члени асимптотики поля, причому

Співмножник у квадратних дужках залежить від кутів між  $R^0$ ,  $l^0$ , і його можна вважати характеристикою напрямку  $P(R^0, S_1)$  елементарного джерела довжиною  $dS_1$ . Функція  $V^{(0)}(S_1, 1) \exp[j\epsilon h \sin(\tau, R^0) - j\Phi(S, 0)] = V_0(S_1) T(S_1, R^0)$  де  $V_0$  - падаюче поле, а  $T$  - коефіцієнт проходження в точці  $S_1$ . Тому діаграма направленості в головному наближенні може бути представлена у звичному вигляді



Внутрішню задачу часто вирішують методами ГО, зовнішню шляхом інтегрування поля в плоскому винесеному розкритті, а не на поверхні обтікача. Це пов'язано з тим, що допускаються при такому підході погрішності, як правило, сумірні (принаймні поблизу головного максимуму діаграми спрямованості) з похибками рішення методом ГО.

Як вже зазначалося, в цьому випадку реальне розкриття антени замінюється еквівалентним плоским розкриттям, винесеним за обтікач (рис. 2.5). Промені, що представляють собою випромінення антенної хвилі, однозначно пов'язують координати точок реального розкриття  $X$  з координатами точок винесеного розкриття  $x$ .

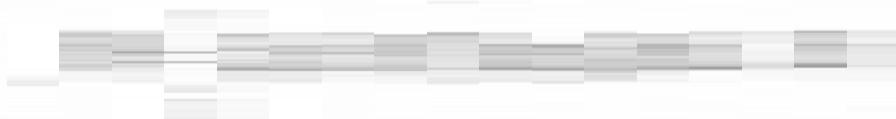


Оскільки для кожного променя стінка вважається плоскою, то після проходження через неї напрямки променів не змінюються. Змінюється лише амплітуда, фаза і поляризація відповідних їм полів (причому  $E$  і  $H$  залишаються перпендикулярними променю).

Поле у винесеному розкритті  $E(x)$  виявляється рівним



І завдання зводиться до знаходження діаграми спрямованості винесеного розкриття, поле в якому рівне (Т)  $E_0$ . Ця задача вирішується, як і у звичайній теорії антен, тобто вважається, що векторна діаграма напрямку дорівнює



З урахуванням сказаного, підставивши (2.85) (2.86), отримаємо, що ДН системи антена - обтікач може бути знайдена за формулою



У тих випадках, коли антена гостро направлена і діаграма спрямованості розраховується поблизу головного максимуму, зміна  $T(R^\circ)$  невелика і її інколи не враховують. Тоді винесене розкриття розташовується в напрямку головного максимуму, і ДН розраховується за формулою

Більш того, для синфазного розкриття великих габаритів з однаково орієнтованими  $E_0$  можна знехтувати спрямованістю джерел і вважати діаграми спрямованості по основній поляризації збігається з множником системи

Тут  $A_0(x)$  - амплітудно-фазовий розподіл в розкритті антени;  $T_0(x)$  - коефіцієнт проходження хвилі через стінку з основної поляризації.

У двовимірному випадку формула (2.89) набуває вигляду

$$D(\theta, \varphi) = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} A_0(x) T_0(x) e^{j k x \sin \theta \cos \varphi} dx dy$$

Якщо кут напрямку на точку спостереження відраховувати від нормалі, так щоб  $(R^0 z^0) = \sin \theta$ , і вести узагальнені координати  $x = \frac{2z}{L}$  та  $\varphi = \frac{\pi L}{\lambda} \sin \theta$ , то можна отримати наступний вираз для діаграми спрямованості:

$$D(\theta, \varphi) = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 A_0(x) T_0(x) e^{j k x \sin \theta \cos \varphi} dx dy$$

Це співвідношення, поряд з формулою (2.89), найбільш часто застосовується при розрахунку діаграм спрямованості систем антена - обтікач.

Таким чином, ДН системи антена - обтікач математично визначаються формулами виду для двовимірного скалярного і тривимірного векторного випадків відповідно. У цих інтегралах  $x, y$  - деякі параметри, що визначають положення точки на поверхні  $S_1$  а  $R^0$  - орт напрямку на точку спостереження.

$$E(R) = \int_{-1}^1 Q(x, R) \exp \left[ j \frac{L}{\lambda} \Phi(x, R) \right] dx \quad (2.92)$$

$$E(R) = \int_D Q(x, y, R) \exp \left[ j \frac{L}{\lambda} \Phi(x, y, R) \right] dx dy \quad (2.93)$$

Функції  $Q(x, y)$ ,  $\Phi(x, y)$  - повільно змінні функції своїх аргументів, причому при розрахунку поля у дальній зоні за розподілом поля в плоскому розкритті, а на скривленій поверхні  $S_1$   $\Phi(x, y)$  залежить від  $x$  і  $y$  суттєво нелінійним чином.

Крім того, для напрямлення  $R^0$ , навіть не сильно відмінного від напрямку головного максимуму, множник  $\exp \left[ j \frac{L}{\lambda} \Phi(x, y) \right]$  набуває швидко осцилюючий характер. Частота цих осциляцій тим більше, чим більше характерні розміри  $L$  освітленої частини поверхні обтікача порівняно з довжиною хвилі  $\lambda$ .

Таким чином, інтегруванню підлягають швидко осцилюючі функції з нелінійною залежністю частоти осциляцій від змінних інтегрування.

Обчислення таких інтегралів - вельми трудомістка задача і здійснюється звичайно за допомогою ЕОМ. Зупинимося на цьому питанні більш детально.

Наведемо спочатку інтеграли (2.92), (2.93) до виду, що використовується зазвичай при машинних розрахунках. Для цього виділимо модуль  $A(x, y, R^0)$  і аргумент  $\lambda(x, y, R^0)$  функції  $Q(x, y, R^0)$  і включимо  $\lambda(x, y, R^0)$  фазовий множник під інтегрального вираження. Тоді для фіксованого напрямку  $R^0$  інтеграли (2.92), (2.93) набувають стандартний вигляд:

де

- дійсні, взагалі кажучи, нелінійні функції своїх аргументів, причому похідні  $\varphi(x, y)$  по змінних  $x, y$ , мають порядок  $L/\lambda$ . В силу швидко осцилюючого характеру під інтегральних функції застосування стандартних методів чисельного інтегрування (наприклад, методу Сімпсона) для

обчислення цих інтегралів нераціонально, так як це призводить до необхідності надмірно частої дискретизації підінтегральних функцій, а отже, і до надмірно великим обсягом обчислень.

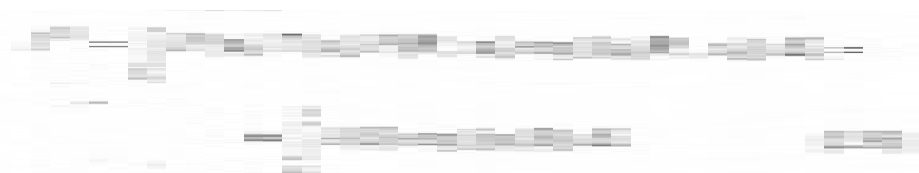
Існує ряд відомих методів (наприклад, метод Філона) і машинних алгоритмів (наприклад, БПФ) для обчислення інтегралів  $I^{(1)}$ ,  $I^{(2)}$ . Ці алгоритми мають наступні характерні риси. По-перше,  $\varphi(x)$ ,  $\varphi(x,y)$  є лінійними функціями своїх аргументів і, по-друге, вузли відповідних дискретних формул утворюють сітку правильної, завідомо заданої структури (їх координати - рівновіддалені або співпадаючі з корінням деяких ортогональних багаточленів).

Між тим, як вже зазначалося вище, функції  $\varphi(x_1)$ ,  $\varphi(x,y)$  є лінійними тільки у випадку плоских (лінійних) випромінюючих поверхонь. При інтегруванні по викривленій поверхні обтікача фазові функції істотно нелінійні.

Тому нижче побудовані більш загальні алгоритми розрахунку  $I^{(1)}$  і  $I^{(2)}$ , вільні від вказаних обмежень і добре пристосовані до розрахунку поля випромінювання викривлених випромінюючих поверхонь і променевими методами рішення внутрішньої задачі. Засновані вони, як у двовимірному, так і в тривимірному випадку, на розбитті області інтегрування і подальшої кусково-лінійної інтерполяції функцій  $A$  та  $\varphi$ .

У тривимірному випадку цієї інтерполяції передуює триангуляція - розбиття області інтегрування на елементарні трикутники.

При розгляді двовимірної задачі характеристика спрямованості  $f(R^0)$  системи (по полю) може бути знайдена за формулою



Для побудови квадратурної формули розіб'ємо інтервал інтегрування  $(a, b)$  на  $N$  ділянок (не обов'язково однакової довжини). Координати кінцевих точок цих ділянок і значення функції  $A(S)$  і  $\varphi(S)$  у цих точках позначимо відповідно, наступним чином:

$$S_1=a, S_2, \dots, S_N, S_{N+1}=b; A_1, A_2, \dots, A_N, A_{N+1}; \varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N, \varphi_{N+1}.$$

Тоді характеристика спрямованості може бути представлена у вигляді суми

$$I(S) = I^*(S) = \sum_{n=1}^N I_n^* \quad (2.97)$$

$$I^* = \int_{S_0}^{S_{N+1}} A(S) \exp[i\varphi(S)] dS \quad (2.98)$$

На кожній з ділянок  $(S_n, S_{n+1})$  зробимо лінійну апроксимацію функцій  $A(S)$  та  $\varphi(S)$  (рис. 2.6).

При цьому, звичайно, передбачається, що довжина інтервалу така, що лінійна апроксимація цих функцій забезпечить необхідну точність.

Після підстановки (2.99), (2.100) в інтеграл (2.98) останній береться в аналітичному вигляді. Виконавши інтегрування і перетворивши результат до виду, зручному для програмування, остаточно отримаємо наступні наближені розрахункові формули для суттєвої та уявної частин інтеграла (2.98):

$$\operatorname{Re} I_n^{(1)} = 2\Delta S_n [A_{cn} \sin C(\Delta\varphi_n) \cos \varphi_{cn} - \Delta A_n C(\Delta\varphi_n) \sin \varphi_{cn}]; \quad (2.101)$$

$S(\Delta\varphi_n)$  та  $C(\Delta\varphi_n)$  – функції, що визначаються рівняннями

Отримана квадратурна формула за своєю ідеєю близька до відомої формули Ніколаєвої і є її узагальненням на випадок нелінійної, взагалі кажучи, фазової функції  $\varphi(S)$  і довільного набору кутів (не обов'язково рівновіддалених). Формули (2.97), (2.101) дозволяють швидко розрахувати діаграму спрямованості лінійної антени. Висока ефективність передбачуваного алгоритму пояснюється тим, що функції  $A(S)$  і  $\varphi(S)$  при реальних АФР зазвичай не мають осциляцій в інтервалі  $(S_n, S_{n+1})$ , у той час як вся підінтегральна функція може мати на цьому інтервалі досить велике число осциляцій.

Тому довжина інтервалу,  $\Delta S_n$  може бути значно більше довжини хвилі і у багато разів (на кілька порядків) перевищувати крок інтегрування при безпосередньому обчисленні інтеграла (2.92) стандартними чисельними методами. Відповідно у стільки ж разів скорочується обсяг обчислень і необхідний для їх виробництва машинний час, причому ефективність методу тим вище, чим більше розміри антени в порівнянні з довжиною хвилі.

Для орієнтування в порядку величини необхідного кроку інтегрування  $\Delta S_n$  та обчислення залежності похибки методу від виду функції  $A(S)$  і  $\varphi(S)$  може бути використана оцінка наведеної похибки квадратурної формули. Можна показати, що ця оцінка має вигляд

де  $N$  - кількість ділянок, на які вироблено розбиття інтервалу інтегрування,

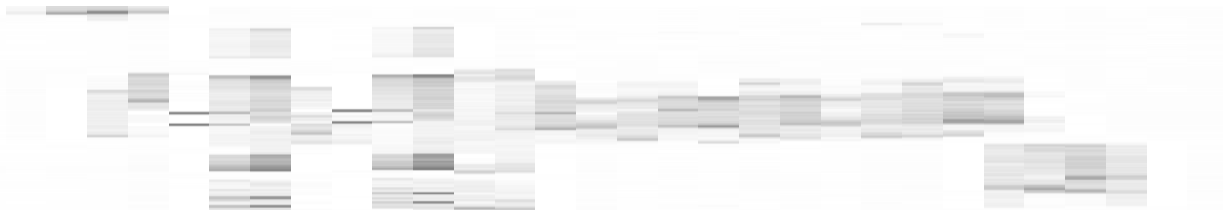
$M_A, M_\varphi$  - максимальне значення других похідних  $A(S)$  і  $\varphi(S)$ .

Отримана оцінка показує, що точність квадратурної формули залежить від ступеня не лінійності  $A(S)$  і  $\varphi(S)$  і швидко збільшується зі збільшенням числа частин розбиття.

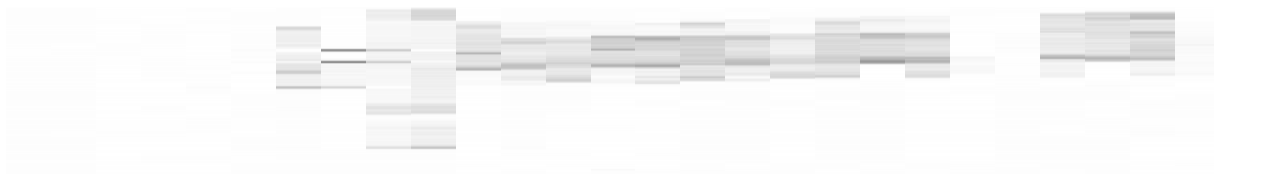
При розгляді трьохмірної задачі розрахунок діаграми направленості зводиться до обчислення інтегралу (2.93).

Для обчислення цього інтеграла замінимо область  $D$  апроксимуючої її полігональною областю, що складається з  $N$  плоских елементарних трикутників  $\Delta k$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ) з вершинами в тих точках (вузлах), для яких значення  $A$  і  $\varphi$  задані або обчислені раніше.

Тоді



і обчислення інтеграла зводиться до простого додавання інтегралів, кожен з яких має вигляд



де  $\Delta$  - трикутник з вершинами  $M_1(x_1, y_1)$  ( $l = 1, 2, 3$ ).

Перенумеруємо вершини трикутника так, щоб  $\varphi_1 \geq \varphi_2 \geq \varphi_3$ .  $\varphi_l = \varphi(M_l)$

Введемо позначення

$$\alpha_i = \varphi_1 - \varphi_i, \quad i = 1, 2, \quad A_i = A(M_i), \quad i = 1, 2, 3$$

$$d = [(x_1 - x_2)(y_3 - y_2) - (x_2 - x_3)(y_1 - y_3)] \quad (2.106)$$

а також барицентричні координати  $U$  та  $V$  (рис. 2.7) такі, що змінний радіус-вектор

$$r = r_1 U + r_2 V + r_3 (1 - U - V)$$

де  $r$  - радіус-вектор вершин  $M_1$ . В координатах  $U$  та  $V$  розглядається прямокутний трикутник з вершинами в точках  $M_1(1,0)$ ,  $M_2(0,1)$ ,  $M_3(0,0)$ . Проапроксимуємо  $A(u, v)$  і  $\varphi(u, v)$  у межах трикутника лінійними інтерполяційними виразами.

Підставивши апроксимуючі функції в (2.105) з урахуванням заміни змінних  $(x, y) (u, v)$ , отримаємо

$$Q_j^{(1)} = \frac{1}{2} (u_j - v_j) \left( \frac{u_j + v_j}{2} - u \right) \left( \frac{u_j + v_j}{2} - v \right) \quad (2.106)$$

Позначимо дійсну та умовну частини  $Q_j$  ( $J = 1, 2, 3$ ) відповідно  $Q_j^{(1)}$  та  $Q_j^{(2)}$  і вводячи стандартні функції

Отримаємо наступні вирази для  $Q_j^{(1)}$  та  $Q_j^{(2)}$ :



$$\begin{aligned}
Q_1^{(1)} &= \begin{cases} \frac{1}{\alpha_1} \left\{ \sin \alpha_2 \left[ S(\alpha_1 - \alpha_2) - C(\alpha_1 - \alpha_2) - ((\alpha_1 - \alpha_2) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times C(\alpha_1 - \alpha_2) + \alpha_2 C(\alpha_2)) \frac{1}{\alpha_1} \right] + \cos \alpha_2 \left[ (\alpha_1 - \alpha_2) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times C(\alpha_1 - \alpha_2) - T(\alpha_1 - \alpha_2) + (S(\alpha_1 - \alpha_2) - \right. \right. \\ \left. \left. - S(\alpha_2)) \frac{1}{\alpha} \right] \right\} \\ \text{при } \alpha_1 > 10^{-4}; \\ \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k a_{2k}^{(1)} & \text{ при } \alpha_1 \leq 10^{-4}; \end{cases} \\
Q_1^{(2)} &= \begin{cases} \frac{1}{\alpha_1} \left\{ \sin \alpha_2 \left[ (\alpha_1 - \alpha_2) C(\alpha_1 - \alpha_2) - T(\alpha_1 - \alpha_2) + \right. \right. \\ \left. \left. + (S(\alpha_1 - \alpha_2) - S(\alpha_2)) \frac{1}{\alpha_1} \right] - \cos \alpha_2 \left[ S(\alpha_1 - \alpha_2) - \right. \right. \\ \left. \left. - C(\alpha_1 - \alpha_2) - ((\alpha_1 - \alpha_2) C(\alpha_1 - \alpha_2) + \right. \right. \\ \left. \left. + \alpha_2 C(\alpha_2)) \frac{1}{\alpha_1} \right] \right\} \\ \text{при } \alpha_1 > 10^{-4}; \\ \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k a_{2k+1}^{(1)} & \text{ при } \alpha_1 \leq 10^{-4}; \end{cases} \\
Q_2^{(1)} &= \begin{cases} \frac{1}{\alpha_1} \{ \sin \alpha_2 [C(\alpha_1 - \alpha_2) - C(\alpha_2)] + \\ + \cos \alpha_2 [T(\alpha_1 - \alpha_2) + T(\alpha_2)] \} \\ \text{при } \alpha_1 > 10^{-4}; \\ \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k a_{2k}^{(2)} & \text{ при } \alpha_1 \leq 10^{-4}; \end{cases}
\end{aligned}$$

Виразування  $a_k^j$  ( $j=1, 2, 3; k=1, 2, \dots$ ) проводиться рекурентно за формулами

Зауважимо, що ряди, які входять у формули для  $Q_j^{(i)}$  - альтернуючі ряди Лейбніца. Тому при заміні ряду кінцевою сумою, похибка не перевершує першого відкинутого члена, що дозволяє легко оцінити точність обчислення.

Оцінка похибки кубатурної формули в цілому має вигляд

$$\left| \int_{\Omega} A(x, y) \, d\Omega - \sum_{j=1}^N Q_j^{(i)} \right| \leq \frac{M_A}{6} H^3$$

де  $H$  - максимальний розмір сторони трикутників, на які розбита поверхня інтегрування;

$M_A, M_x, M_y$  - максимальні значення функції  $A(x, y)$  і других похідних  $A(x, y), \varphi(x, y)$  відповідно.

Таким чином, запропонована кубатурна формула заснована на кусково-лінійній апроксимації в окремих випадках амплітудної і фазової функцій, які повільно змінюються. Ця обставина досить суттєво - але підвищує точність цієї формули порівняно з застосовуваними зазвичай в розрахунковій практиці послідовно дворазовим зверненням до стандартної підпрограми, побудованої на основі формули трапецій чи формули парабол.

Так, при розрахунках діаграм спрямованості в межах головного пелюстка розрахунок при 60 - 100 вузлах дає таку ж точність, яку при

зазначеній загальноприйнятою процедурі можна отримати лише при числі вузлів близько 5 - 10 тисяч.

Як видно з наведеної вище оцінки (2.109) , точність і об'єм обчислень значною мірою залежить від способу розбиття випромінюючої поверхні на елементарні трикутники. Якщо кутові точки визначені за результатами експериментальних даних або в ході вирішення внутрішньої задачі, то спосіб триангуляції, а отже, і точність розрахунків визначені завчасно. Якщо ж ми маємо можливість вибору вузлових точок, то цим, звичайно, слід скористатися для підвищення точності розрахунку і скорочення обсягу рахунків. Тому розглянемо детальніше питання про способи триангуляції області  $D$ .

Випромінююча поверхня  $S$  буває зазвичай випуклою, а «освітлена» область  $D$  – однозв'язною. У самому загальному випадку зручно задати рівняння поверхні  $S$  параметрично:

$$x = x(u, v), \quad y = y(u, v), \quad z = z(u, v)$$

## ВИСНОВОК

В даній дипломній роботі «Модель впливу метеопадів на характеристики системи антена-радіопрозорі покриття» розглянуто загальні питання конструктивно радіотехнічного розрахунку антенних обтікачів, а також методи розрахунку поля випромінювання системи антена-обтікач та особливості радіотехнічного розрахунку обтікачів з підкріплюючими елементами.

Детально розглянули радіотехнічний розрахунок обтікачів з регулярними шарами опадів та розрахунок коефіцієнта проходження хвилі через стінку обтікача у наближенні геометричної оптики.

У роботі було використано умовні позначення, таблиці та формули.

## ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

1. Павлов Н.Ф. Аэрология, радиометеорология и техника безопасности. – Л.: Гидрометеоиздат, 1980. – 432 с.
2. Д.И. Вельмискин, Т.В. Сиротенко. Методика расчете напряженнодеформированного состояния стержневого каркасного укрытия МРЛ // Український гідрометеорологічний журнал. 2008. - №3. – с. 39-47.
3. Каплун В.А. Обтекатели антенн СВЧ. – М.: Сов.радио, 1974. – 240 с.
4. Ключников А.С., Лавренко В.К., Терехович А.Б. и др. О радиотехнических параметрах пространственного каркаса антенного обтекателя больших размеров // Вестн. Белорус. ун-та. Сер.1. 1970. - №2. – с. 31 - 34.
- 5.Ключников А.С., Терехович А.Б. Статистические характеристики ближнего поля антенны с диэлектрическим каркасом обтекателя // Вестн. Белорус. ун-та. Сер.1. 1970. - №2. - с. 54 – 56.
6. Швец А.С. Прочность, устойчивость, колебания. – М.: Т. 1 – 3, 1968. – 670 с.
- 7.Каплун В.А. Обтекатели антенн СВЧ. – М.: Сов. радио, 1974. – С.240
- 8.Обтекатели антенн. Пер. с англ. под ред. Шпунтова А.И. – М.: Сов. радио, 1950. – с.185.
- 9.Ключников А.С., Лавренко В.К., Терехович А.Б. и др. О радиотехнических параметрах пространственного каркаса антенного обтекателя больших размеров. - Вестн. Белорус. ун-та. Сер.1, 1970, №2, с.31 - 34.
- 10.Ключников А.С., Терехович А.Б. Статистические характеристики ближнего поля антенны с диэлектрическим каркасом обтекателя. – Вестн. Белорус. ун-та. Сер.1, 1970, №2, с.54 - 56.
- 11.Ключников А.С., Игнатенко И.И. Исследование радиопараметров несущих каркасов из диэлектрика и металла для антенных обтекателей. – Докл. АН БССР, 1978, т. 22, №7, с.612 – 614.