УДК. 551.5; 551.58 № держ. реєстр. 0116 U 002509 Інв. №

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ (ОДЕКУ)

65016 м Одеса, вул. Львівська, 15, тел. 35-73-71 avto@odeku.edu.ua



3BIT

ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ

Розробка та дослідження системи метеорологічного радіолокаційного моніторингу причорноморського регіону України та вимог до її елементів

РОЗРОБКА ВИМОГ ДО ЕЛЕМЕНТІВ СИСТЕМИ МЕТЕОРОЛОГІЧНОГО РАДІОЛОКАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ ПРИЧОРНОМОРСЬКОГО РЕГІОНУ УКРАЇНИ

(остаточний)

Науковий керівник, к.т.н.

Б.В. Перелигін

радою

2017

Рукопис закінчено 28 грудня в 2017 р.

Результати роботи розглянуто протокол від «24» грудня 2017 р. №5

Науково-технічною

ОДЕКУ,

СПИСОК АВТОРІВ

Науковий керівник, старший науковий співробітник, к.т.н., доцент Провідний науковий співробітник, професор кафедри вищої та прикладної математики, д-р фіз.-мат. наук, професор Провідний науковий співробітник, зав. кафедри вищої та прикладної математики, д-р фіз.-мат. наук, професор Провідний науковий співробітник, професор кафедри вищої та прикладної математики, д-р фіз.-мат. наук, професор Старший науковий співробітник, доцент кафедри вищої та прикладної математики, канд. фіз.-мат. наук, доцент Старший науковий співробітник НДЧ, к. геогр.н.

Старший науковий співробітник, відповідальний виконавець, к.т.н., доцент

Старший науковий співробітник

Старший науковий співробітник, к.т.н., доцент

Старший науковий співробітник, к.геогр.н., доцент

Старший науковий співробітник

Інженер II категорії

Технік I категорії

Нормоконтролер

28.12.2017 A

Б.В. Перелигін (Загальне керівництво, вступ, висновок, розділи 1, 2, 3, 4)

2

А.А. Свинаренко 28.12.2017 (розділ 1)

28.12.2017

О.В. Глушков (розділ 1)



О.Ю. Хецеліус (розділ 1)

2.2017

Ю.В. Дубровська (розділ 1)

Г.В. Романова

Д.І. Вельміскін

(розділ 1)

28.12.2017 128.12.2017 128.12.2017

28.12.2017 (Збір і підготовка матеріалу, розділ 4) ______ А.М. Лужбін ______ (розділ 2)





28.12.2017

I.B. Катинська (розділ 4) Т. М. Пустовіт (розділ 2)

С. А. Гор' єв

Г. О. Боровська

(розділ 3)

(розділ 4)

К.О. Дяченко (Оформлення остаточного звіту, розділ 4)

Малацковська С. В.

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 222 с., 114 рисунків, 14 таблиць, 118 джерел.

ВЗАЄМОДІЯ АТОМІВ ТА МОЛЕКУЛ АТМОСФЕРНИХ ГАЗІВ З ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ, ВИМІРЮВАННЯ РАДІОЛОКАЦІЙНИХ ВІДБИТТІВ, ДОППЛЕРІВСЬКА МЕТЕОРОЛОГІЧНА РАДІОЛОКАЦІЙНА СТАНЦІЯ, ДОППЛЕРІВСЬКА ШВИДКІСТЬ, ЗОНДУВАЛЬНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, РАДІОЛОКАЦІЙНА СИСТЕМА ГІДРОМЕТЕОРОЛОГІЧНОГО МОНІТОРИНГА, РАДІОЛОКАЦІЙНЕ ПОЛЕ.

Об'єкт дослідження – просторова та енергетична структура й характеристики метеорологічної радіолокаційної системи для причорноморського регіону України і створюваного нею радіолокаційного поля, характеристики радіолокаційних станцій, які складають систему, а також особливості електромагнітного зондування молекул атмосферних газів.

Мета роботи – створення системи дистанційного радіолокаційного одержання вимірювальної інформації з завданням моніторингу всієї товщини тропосфери для причорноморського регіону України з урахуванням макро- та мікроскопічних особливостей процесів взаємодії випромінювання з атмосферними компонентами.

Викладені теоретичні основи нового фундаментального підходу до визначення спектроскопічних характеристик важких елементів (атомів та молекул) в середовищі буферних (атмосферних) газів, що має безпосереднє теоретичне та практичне значення, у тому числі, для розвязання задач виявлення шкідливих домішок в атмосфері (напр., декотрих важких елементів). Пропонується удосконалений квантово-кінетичний підхід до теоретичного моделювання нелінійних оптичних (спектроскопічних) ефектів при взаємодії електромагнітного випромінювання із газовою атмосферою та кількісно особливості енергетичного обміну з'ясовуються y суміші $CO_2-N_2-H_2O$ атмосферних газів, що важливо для подальшого розвязання задач зондування

Розроблені системний підхід атмосфери. ДО створення метеорологічної радіолокаційної системи для причорноморського регіону України і створюваного нею радіолокаційного поля, який дозволяє оптимізувати систему за багатьма показниками. Для формування потребного радіолокаційного поля розроблений геометричний підхід, який дозволяє простими методами одержати результат і метеорологічної задовільнити різні вимоги до радіолокаційної системи моніторингу: від найбільш ощадливого варіанта витрати енергії зондувального випромінювання, до найбільш стійкого варіанта побудови системи. Запропоновані заходи щодо побудови стійкого радіолокаційного поля системи гідрометеорологічного моніторинга. Розроблений найбільш раціональний спосіб розподілу енергії зондувального випромінювання в просторі спостереження, який дозволяє ощадливо використовувати енергію зондувального випромінювання. На підходів побудовани 2 варіанти підставі запропонованих системи для причорноморського регіону України.

Запропоновано при створенні зондувального випромінювання для збільшення роздільної здатності метеорологічних РЛС по дальності при збереженні тривалості імпульсів, які визначають енергію сигналу, здійснювати розширення спектру випромінюваних імпульсів. Використання для цих складних частотно-модульованих сигналів та їхній часовий стиск при обробці в приймачі дозволяє в значній мірі задовольнити сучасним вимогам по точності, обсягу й вірогідності радіолокаційної інформації. Наведено результати математичного моделювання системи формування і обробки зондувальних імпульсів з лінійночастотною модуляцією, а також розглянуті способи вагової обробки сигналів.

Запропонований автоматизований метеорологічний радіолокаційний комплекс призначений для виявлення об'єктів звязаних з ним атмосферних явищ, а в допплерівському режимі роботи – для виявлення параметрів радіальних швидкостей та передачі цієї інформації в автоматизовані системи управління повітряним рухом.

Умови одержання звіту: за договором, 65016, м. Одеса, вул. Львівська, 15, ОДЕКУ.

3MICT

1	ТЕОРЕТИЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРОСКОПІЧНИХ
	ПАРАМЕТРІВ АТОМІВ ТА МОЛЕКУЛ АТМОСФЕРНИХ
	ГАЗІВ ПРИ ВЗАЄМОДЇЇ ІЗ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМ
	ВИПРОМІНЮВАННЯМ: ФУНДАМЕНТАЛЬНІ АСПЕКТИ 7
1.1	Вступні зауваження 7
1.2	Новий теоретичний підхід до визначення спектроскопічних властивостей важких елементів в середовищі буферних газів: зсув
1 2 1	Та уширення спектральних лініи
1.2.1	Зсув та рознивения спектральних ліцій талію, ітербію і свинню в
1.2.2	атмосфері інертних газів 16
1.3	Теоретичне молелювання нелінійних оптичних ефектів при
	взаємодії лазерного випромінювання із газовою атмосферою та особливості енергетичного обміну у суміші CO ₂ -N ₂ -H ₂ 0 атмосферних газів
2	РОЗРОБКА ТА ОПТИМІЗАЦІЯ СТРУКТУРИ
-	РАДІОЛОКАЦІЙНОГО ПОЛЯ І РАДІОЛОКАЦІЙНОЇ
	СИСТЕМИ ГІДРОМЕТЕОРОЛОГІЧНОГО МОНІТОРИНГУ
	ПРИЧОРНОМОРСЬКОГО РЕГІОНУ УКРАЇНИ
2.1	Реалізація системного підходу при створенні радіолокаційної
	системи метеорологічного моніторингу 30
2.2	Побудова суцільного радіолокаційного поля системи гідрометеорологічного моніторингу на основі геометричного пілходу
2.3	Забезпечення стійкості радіолокаційного поля при побудові системи
	гідрометеорологічного моніторингу
2.4	Раціональний розподіл енергії зондувального випромінювання в просторі спостереження системи гідрометеорологічного моніторингу 66
2.5	Розробка структури радіолокаційного поля системи гідрометеорологічного моніторингу причорноморського регіону України
3	ВИМОГИ ЛО ЗОНЛУВАЛЬНИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ У
2	МЕТЕОРОЛОГІЧНИХ РАДІОЛОКАЦІЙНИХ СИСТЕМАХ МОНІТОРИНГУ
3.1	Види зондувальних сигналів
3.2	Основні характеристики зондувальних сигналів
3.3	Оптимальна обробка сигналів за допомогою погоджувальних фільтрів 10

3.4	Моделювання застосування погодженої фільтрації сигналу з лінійно-частотною модуляцією при побудові приймача метеорологічної РЛС	111				
4	4 РОЗРОБКА ВИМОГ ДО ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ СИГНАЛІВ В СИСТЕМАХ РАДІОЛОКАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ	130				
4.1	Особливості допплерівських метеорологічних вимірюваннь в	157				
	радіолокації	139				
4.1.1	Особливості вимірювання допплерівської швидкості	139				
4.1.2	Обмеження радіолокаційних доплперівських вимірюваннь	143				
4.1.3	Випадкові процеси. Когерентність	147				
4.1.4	Когерентний прийом радіолокаційних сигналів					
4.1.5	Первинна допплерівська обробка. Розрахунок параметрів спектру					
4.1.6	Метод комплексної автоковаріації (пульспарний)	160				
4.1.7	Методи розрахуноку параметрів спектру	161				
4.1.8	Вимірювання відбиття	162				
4.2	Аналіз процедур формування та обробки сигналів в сучасних метеорологічних радіолокаційних станціях та напрямок їх розвитку.	165				
4.3	Розробка вимог до вимірювання допплерівських параметрів сигналів в метеорологічній радіолокаційній станції системи	100				
	моніторингу	188				
ВИСН	ЮВКИ	205				
ПЕРЕ	ЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ	210				

1 ТЕОРЕТИЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРОСКОПІЧНИХ ПАРАМЕТРІВ АТОМІВ ТА МОЛЕКУЛ АТМОСФЕРНИХ ГАЗІВ ПРИ ВЗАЄМОДЇЇ ІЗ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ: ФУНДАМЕНТАЛЬНІ АСПЕКТИ

1.1. Вступні зауваження

Добре відомо, що сьогодні наявність надійної метеорологічної інформації є принципово важливою для ефективного забезпечення діяльності суб'єктів народного госпордарства тощо. За теперішнього часу до числа достатньо дослідження різноманітних перспективних напрямків фізико-хімічних атмосфери, особливо з точки ії діагностики, детектування та характеристик зондування, очевидно відносяться методи безконтактної взаємодії [1-12]. Зокрема, такі, що базуються на використанні електромагнітніх (лазерних, лідарних) систем. Справа у тому, що адекватний кількісний опис структури та властивостей атомів та молекул, що містяться в атмосфері, є важливим не тільки з точки зору атомної, молекулярної оптики та спектроскопії, у тому числі, оптики атмосфери, але і з точки зору наук про Землю, зокрема, фізики атмосфери (іоносфери).

За теперішнього часу достатньо швидкий розвиток отримують дослідження та використання лазерних джерел з постійно зростаючою енергетикою, у тому числі, у приладах оптичного зв'язку, навігації, дальнометрування, накінець, лазерного моніторінгу навколишнього середовища.

З іншого боку, відомі досить прибавливі перспективи вивчення та подальшого використання достатньо величезного класу нелінійних та когерентних взаємодій в якості фізичних основ методів та технологій лазерного детектування та зондування параметрів атмосфери (атмосферних газів), які не можуть бути ефективно визначені на основі стандартних методів лінійної оптики тощо.

Слід напам'ятати, що радіаційно-активні компоненти атмосфери, крім всього іншого, грають не останню роль навіть у формуванні клімату Землі. Методи лазерного (лідарного) детектування можуть бути використані при дослідження радіаційно-активних компонентів, які знаходяться в атмосфері як в континентальних районах і над водними акваторіями.

При цьому важливо враховувати, що розподіл радіаційно активних компонентів, численність і різнотипність джерел атмосферного аерозолю, які формуються також завдяки динаміці атмосферних процесів, можуть визначатися тільки на основі кількісно корректних, у тому числі, квантово-кінетичних, моделей та комплексних лазерних методів. Стосовно останнього, завдяки відомій складності задач виникає необхідність та можливість використання методів лазерного зондування разом із даних супутникового та радіолокаційного моніторингу.

Особливо це є важливим, наприклад, при розв'язанні задач детектування параметрів атмосферного аерозолю, відбудові його оптичних і мікрофізичних характеристик. Тут актуальною є задача підвищення ефективності пасивного (спутнікового) і активного (лазерного, лідарного) моніторингу.

Актуальним є розробка та використання нових методів дослідження процесів, які визначають динаміку радіаційно-активних компонентів атмосфери, з'ясувати особливості дозволяють структури i динаміки, оптичні та спектроскопічні властивості атомів, молекул атмосферних газів, атмосферного аерозолю і озону, планетарного прикордонного шару тощо. Так, на основі методів дії лазерного випромінювання на атмосферу стають можливими мережеві і стаціонарні вимірювання коефіцієнтів зворотнього розсіювання і екстинкції, функції розподілу числа частинок за розмірами, вертикального розподілу озону, структури і динаміки полів радіаційно-активно компонентів атмосфери.

Згідно з [1-5], за теперишнього часу в описаних дослідженнях широке розповсюдження отримує комплекс на основі твердотільного Nd: YAG і ексімерного XeCl лазерів, який дозволяє вимірювати коєфіцієнти зворотнього

розсіювання і екстинкції з помилкою менше 13%, функції розподілу числа частинок за розмірами з помилкою до 10%.

У будь-яком випадку розробка та побудова ефективних методів та технологій дослідження як властивостей атомів та молекул атмосферних газів, так й оптичних і мікрофизичних параметрів атмосфери в цілому, на першому етапі, супроводжуватися розвитком адекватних, кількісно коректних повинно теоретичних моделей опису їх взамодії з електромагнітним (лазерним) випромінюванням з перспективами опису фундаментальних квантово-кінетичних особливостей. особливостей багаточастотного лазерного детектування i зондування атмосферних газів, атмосферного аерозолю і т.і.

Відомі особливості лазерного випромінювання, які, зокрема, полягають в його (монохроматичність, рекордно високих параметрах спрямованість, когерентність, яскравість), одночасно забезпечують створення в атмосфері умов великої кількості можливих для виникнення достаньо оптичних та спектрсокопічних ефектів [1-5]. Більш того, характеристики імпульсів лазерного випромінювання можуть зазнавати достатньо складні перетворення у процесі нелінійної взаємодії з атмосферним середовищем, в результаті чого суттєво змінюються і умови виникнення нелінійних оптичних та спектроскопічних ефектів.

В даному розділі викладені теоретичні основи нового фундаментального підходу до визначення спектроскопічних характеристик важких елементів (атомів та молекул) в середовищі буферних (атмосферних) газів, що має безпосереднє теоретичне та практичне значення, у тому числі, для розв'язання задач виявлення шкідливих домішок в атмосфері (напр., важких елементів). [5-17].

Пропонується удосконалений квантово-кінетичний підхід до теоретичного моделювання нелінійних оптичних (спектрсокопічних) ефектів при взаємодії електромагнітного (лазерного) випромінювання з газовою атмосферою та кількісно з'ясовуються особливості енергетичного обміну у суміші CO₂-N₂-H₂0 атмосферних газів.

1.2. Новий теоретичний підхід до визначення спектроскопічних властивостей важких елементів в середовищі буферних газів: зсув та уширення спектральних ліній

1.2.1 Теоретичні основи нового методу

В даному підрозділі викладається наш новий релятівський підхід в теорії зсуву і розширення спектральних ліній важких (лужних і рідкоземельних) атомів в атмосфері буферних (інертних, атмосферних) газів, який базується на узагальненій кінетичній теорії спектральних ліній, обмінній теорії збурень (ОТВ АЛВАХ) і релятівській калібрувально-інваріантній теорії збурень (T3) [12-19], в нульовому наближенні якої генеруються оптимізовані базиси релятівських хвильових функцій атома. Імплементації останнього формалізму в рамки кінетичної теорії зсуву і розширення спектральних ліній становить елемент новизни.

Альтернативні методи розв'язання розглядаємого класу задач викладені у роботах [20-62].

В рамках кінетичної теорії спектральних ліній [27-30] вираз для зсуву спектральної лінії за рахунок зіткнень для деякого атома, віднесеного до одиниці тиску, має стандартний вигляд:

$$f_p = \frac{\Delta}{p} = \frac{4\pi N_b}{p} \int_0^\infty e^{-U(R)/kT} \left[1 + g(R) \right] \delta\omega(R) R^2 dR, \qquad (1.1)$$

де Т – температура;

 $\delta \omega(R) = \Delta \omega(R) / \omega_o$ - відносний локальний зсув ліній надтонкої структури (HTC), яка виникає при закріпленні атомів A і B на відстані R;

 ω_o - частота HTC переходу в ізольованому активному атомі;

*N*_{*b*} - концентрація буферних атомів;

U(R) - потенціал взаємодії активного і буферного атомів;

1+g(R)- температурний форм-фактор, причому

$$g(R) = \begin{cases} \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \left(-\frac{U(R)}{kT} \right)^{\frac{3}{2}}, \ U < 0, \\ 0, & U > 0, \end{cases}$$
(1.2)

Для обчислення локального зсуву і потенціалу ми скористаємося формалізмом [13-17] і версією АЛВАХ обмінної ТЗ [18-20].

У зв'язку з тим, що в подальшому ми будемо вивчати зрушення і розширення ліній в важких атомах талію і свинцю базовим в завданні про взаємодію важкого атома (А) з буферними атомами (В; атоми інертних газів) візьмемо адіабатичне наближення і наближення жорстких кістяків.

У гамільтоніані надтонкої взаємодії будемо враховувати як магнітно дипольну взаємодію моментів електрона і ядра активного атома, так і електричне квадропольну взаємодію. При цьому, однак, слід мати на увазі, що моменти ядер більшості ізотопів інертних атомів, які обирають в якості буферних, дорівнюють нулю.

Необхідність суворого розгляду релятівських ефектів для важких атомів зумовлює використання для оператора надтонкої взаємодії *H*_{ст} такий стандартний вираз (див., напр., [13]):

$$H_{\rm cr} = a \sum_{i=1}^{N} I \frac{\alpha_i \times r_i}{r_i^3}, \qquad (1.3)$$

_{де} $a = -2\mu \frac{e^2 h}{2m_p c};$

I – оператор спина ядра активного атома;

*α*_{*i*} – матриці Дірака;

*m*_p – маса протона;

µ - момент ядра активного атома, виражений в ядерних магнетонах Бора.

Зрозуміло, підсумовування в (1.3) проводиться за всіма станами електронів системи, що не належать остову.

Запроваджена модель розгляду активних атомів важлива для опису ефективного потенціалу міжатомної взаємодії (активний-пасивний атоми), який в нашому випадку наприклад атома талію і атома інертного газу залишається центрально-симетричним ($J_A = \frac{1}{2}$).

Для визначення локального зсуву в послідовної теорії ми використовуємо формалізм ОТВ АЛВАХ. З точністю до членів другого порядку за потенціалом V кулонівської взаємодії валентних електронів і кістяків атомів можна записати:

$$\delta\omega(R) = \frac{S_0}{1 - S_0} + \Omega_1 + \Omega_2 - \frac{C_6}{R^6} \left(\frac{2}{\overline{E_a}} + \frac{1}{\overline{E_a} + \overline{E_B}}\right) , \qquad (1.4)$$

$$\Omega_{1} = \frac{2}{N(1 - S_{0})_{Po}} \sum_{k} \left(\frac{\langle \Phi'_{o}(1) | H'_{CT} | \Phi'_{k}(1) \rangle V_{ko}}{E_{o} - E_{k}} \right), \qquad (1.5)$$

$$\Omega_{2} = \frac{2}{N(1 - S_{0})_{P0}} \sum_{k} \left[\frac{\langle \Phi'_{o}(1) | H'_{CT} | \Phi'_{k}(1) \rangle U_{ko}}{E_{o} - E_{k}} \right], \qquad (1.6)$$

де *N*- повне число врахованих при розрахунку електронів, $H'_{cr} = \frac{[a \times r_1]_z}{r_1^3}$ перетворений вираз для оператора (1.3);

$$\mathbf{V}_{k0} = \langle \Phi'_{k}(1) | V(1) | \Phi'_{0}(1) \rangle -$$
(1.7)

необмінний матричний елемент кулонівської взаємодії атомів;

$$U_{k0} = \sum_{i=2}^{N} \langle \Phi'_{k}(1) | V(i) | \Phi'_{0}(i) \rangle -$$
(1.8)

обмінний матричний елемент кулонівської взаємодії атомів.

$$\rho_{0} = \frac{\langle \Phi'_{o}(1) | H'_{CT} | \Phi'_{0}(1) \rangle}{\langle \Phi'_{0}(1) | \Phi'_{0}(1) \rangle};$$

де $[a \times r_1]_z$ Z – компонента векторного добутку;

Z – вісь квантування, спрямована вздовж осі квазімолекули;

 Ω_1 і Ω_2 - Необмінна і обмінна пертурбаційні суми першого порядку, E_k - енергія стану $k = \{k_a, k_b\}$ ізольованих атомів A і B, описуваних гамільтоніаном H_0 атома нульового наближення;

 $\Phi'_k(1) = F_{ka}(1)\varphi k_b(4. ..N)$ - несиметрізована хвильова функція стану $k = \{k_a, k_b\}$ ізольованих атомів A і B.

Позначення для хвильових функцій є стандартними. Зокрема, як зазвичай, функція $\Phi'_k(1)$ залежить від координатних і спінових змінних і факторизується на $F'_{ka}(1)$ - біспінор, що описує валентний nlj - електрон лужного атома і $\varphi'k_b(4...N)$ антисиметрізовону хвильову функцію буферного атома. Очевидно, що $\Phi'_k(i)$ виходить з $\Phi'_k(1)$ за допомогою циклічної перестановки індексів 1...N, якій *i* -й електрон виявляється в стані k_a . Оператор V(1.7) в разі системи «атом талію A (а) - атом інертного газу B (b) »визначається наступним чином:

$$V(1) = U_{ccn}(r_{a^2}) + U_{ccn}(r_{a^3}) - 2U_{cnn}(R) + \frac{1}{r_{12}} + \frac{1}{r_{13}} - \frac{2}{r_{b1}} , \qquad (1.9)$$

де $U_{ccn}(r)$ – самоузгоджене поле, створюване островом лужного атома; С₆- константа ван дер Вальсу для взаємодії А–В;

$$E_{a,b} = (I_{a,b} + E_{1a,b})/2,$$

I – потенціал іонізації відповідного атома;

*E*_{1*a,b*}- енергія збудження на перший рівень лужних атомів *A* і буферного атома *B* відповідно.

Корисними апроксимаційними виразами для потенціалу взаємодії і зсуву $\delta \omega^{(1)}(R)$ є вираження виду [20-26]:

$$U_{A-B}(R) = U_{A-B}^{o6M}(R) - \frac{C_6}{R^6}, \qquad (1.10)$$

$$\delta \omega_{\text{A-B}}^{(1)}(R) = \frac{2}{N\rho_0} (\chi^{1/2}(R) - \chi^{1/2}_{00}) U_{\text{A-B}}^{o\delta M}(R) + (\Omega_1^{3/2} + \Omega_2^{3/2})_{\text{A-He}} \sqrt{\frac{S_{0\text{A-B}}}{S_{0\text{A-He}}}} .$$

де інтеграли перекривання виду S_{0A-B} визначаються стандартними виразами, а потенціал стандартно розраховується в рамках ОТВ АЛВАХ [20]:

$$U^{o6M} = (V_{00} - U_{00})/(1 - S_0).$$

Слід також зазначити, що як правило, в альтернативних нерелятівських теоріях типу [27,28] при обчисленні сум типу (1.5), (1.6) використовується відома комутаторна техніка Батигіна та ін. Причина використання фактично наближеного нерелятівського підходу раніше була пов'язана з відсутністю надійної інформації про хвильові функції збуджених станів досліджуваних важких, зокрема, талію, свинцю та ін. атомів.

Стартовими наближеннями в альтернативних ранніх підходах типу [20-23] були досить грубі апроксимації для електронних хвильових функцій як активного, так і пасивного атомів. Зокрема, для вивчення розширення ліній СТС для атомів H, He, Rb, Cs в якості електронних хвильових функцій бралися або найпростіші слетеровські вирази (наближення ефективного заряду =Z-наближення), або прості аналітичні апроксимаційні формули Левдіна (L- наближення) і Клементі-Рутаана (С-наближення), отримані, взагалі кажучи, ще на початку 60-х років минулого століття. Більш того, оцінка здатності до поляризації і констант ван дер Вальсу в згаданих роботах виконана з використанням виразів типу [20-23], причому самі автори визнають досить велику похибку (~50%) у обчисленні шуканих величин. У більш пізніх версіях (див. Напр., [13,27,28]) використовувалися базиси хвильових функцій які генеруються зокрема методом Дірака-Фока і Кона-Шема, хоча по суті для опису такого важкого атома як Tl та міжатомного потенціалу взаємодії використовувалися нерелятівські формули.

Питання обчислення констант Ван дер Вальсу, природно, грає важливу роль. У нашому підході використаний релятівський метод штурмовських розкладів [13]. Використанні наші версії релятівського оптимізованого методу штурмовских розкладів у задачі визначення ван дер Ваальсових констант також є елементом новизни. Такий підхід, зрозуміло, є більш послідовним, особливо в різних наближених методиках, напр., заснованими на використанні відомих найпростіших апроксимаційних формул типу:

$$C_{6}^{I} = \frac{3}{2} \alpha_{A} \alpha_{B} \frac{I_{A} I_{B}}{I_{A} + I_{B}}, \qquad (1.11)$$

$$C_6^{II} = \frac{3}{2} \alpha_A \alpha_B \frac{1}{\sqrt{\frac{\alpha_A}{n_A} + \sqrt{\frac{\alpha_B}{n_B}}}},$$
(1.12)

$$C_{6}^{III} = \frac{3}{2} \alpha_{B} I_{B} \sum_{k} \frac{f_{ko}}{(E_{o} - E_{k})(E_{o} - E_{k} + I_{B})}.$$
(1.13)

Тут α_A , α_B – поляризації атомів, I_A , I_B – потенціали їх іонізації, n_A, n_B – *число* електронів в валентних оболонках та f_{ko} – сили осциляторів.

Стандартне визначення Ван дер Ваальсової константи має наступний вигляд:

$$C_6(L,M) = C_{6,0}(L) - \frac{3M^2 - L(L+1)}{(2L-1)(2L+3)} \cdot C_{6,2}(L) , \qquad (1.14)$$

де $C_{6,0}$ (*L*)- ізотропна компонента (взаємодії);

*C*_{6,2} (*L*) – компонента, відповідна доданку *P*₂(*cos* θ) в розкладанні потенціалу взаємодії за поліномами Лежандра.

У рамках квантової механіки дисперсійні коефіцієнти $C_{6,0}$ (*L*) та $C_{6,2}$ (*L*) можуть бути виражені через скалярну та тензорну поляризації $\alpha_0(L;iw)$ і $\alpha_2(L;iw)$ (для уявних частот). В окремому випадку буферного газу гелію для $C_{6,0}$ (*L*) справедлив вираз:

$$C_{6,0}(L) = \frac{3}{\pi} \cdot \int_{0}^{\infty} \alpha_0(L; iw) \overline{\alpha}_B(iw) dw, \qquad (1.15)$$

де $\overline{\alpha}_{Be}$ - динамічна поляризація атома інертного газу.

Загальне визначення поляризації (для уявних частот) задається виразом [16]:

$$\alpha_{\parallel}(L,M;iw) = 2\sum_{\gamma,M_{\gamma}} \frac{(E_{\gamma} - E_{L}) |< LM | \pounds | L_{\gamma}M_{\gamma} > |^{2}}{(E_{\gamma} - E_{L})^{2} + w^{2}}$$
(1.16)

де E_{γ} - енергія збудженого електронного стану $|L_{\gamma}M_{\gamma}>$;

z – вісь, що збігається з між ядерною віссю (уздовж R).

Більш менш точний розрахунок усіх описаних параметрів вимагає використання досить точних релятівських хвильових функцій, для чого ми скористалися формалізмом [13-16]. Перейдемо далі до викладу результатів обчислення параметрів зсуву і розширення ліній в важких атомах талію та ін. в атмосфері інертних газів.

1.2.2 Зсув та розширення спектральних ліній талію, ітербію і свинцю в атмосфері інертних газів

Відзначимо, що атом талію (Z=81) в задачах зсуву і розширення спектральних ліній в певному сенсі може вважати серед важких атомів тестовим,

оскільки він розглядався в ряді робіт (див., напр., [27-30]) з використанням методів ДФ та Кона-Шэма. Важливо нагадати, що талій містить *p-електрон* поза заповнених оболонок і має заряд ядра. У таблиці 1.1 ми наводимо теоретичні значення ван дер Ваальсових констант для атома Tl (Tl - He, Kr, Xe). Представлені наші розрахункові значення, а також альтернативні дані розрахунку Батигіна та ін. [27] на основі апроксимаційних формул (1.11) - (1.13), XФ дані Пєнкіна (ГОІ, Ленінград), дані теорії функціонала густини Кона-Шема [13], а також експериментальні дані.

Аналіз даних, наведених у таблиці підтверджує висновок про важливість релятієвського розгляду важких атомів, а також ефективності використання методу штурмовскіх розкладів в завданні обчислення констант завдання Ван-дер-Ваальса. Зрозуміло, звертає на себе увагу досить велика похибка значень Ван -дер Ваальсових констант, отриманих на основі (1.11) - (1.13), а також у наближенні Хартрі-Фока. Очевидно, що отримані нами значення знаходяться в значно більш кращій згоді з експериментом, ніж інші. Близькі значення до наших отримані в роботі [27,28], проте ці автори на відміну від нас використовували нерелятивістські вираження для потенціалу Кона-Шема, а також враховували менше число членів в сумі (1.16).

	TI – He	TI – Ar	TI- Kr	TI- Xe
$C_{6}^{I}[27]$	17.5	129	180	291
$C_6^{II}[27]$	20.5	148	212	318
$C_6^{III}[27]$	20.33	133	193	296
C ₆ [28]	6.59	48	71	111
C ₆ [13]	12.1	106	157	289
Наша теорія	14.5	104	156	274
С ₆ (експ.)	-	100	150	260

Таблиця 1.1 - Константи Ван-дер-Ваальса, а.о. (див. текст)

У таблиці 1.2 наведені наші теоретичні значення (теорія C) зсуву спектральної лінії НТС за рахунок зіткнень для атома талію при температурі T=700⁰K для систем TI – He, TI – Kr, Tl-Xe.

Таблиця 1.2 - Зсув f_р (у Гц/Тор) за рахунок зіткнень для пар TI – He, TI – Kr, Tl-Xe при T=700°К: Експеримент і якісна теор. оцінка Chorou-Scheps-Galagher (Virginia group); Теорія: А- неоптимізований 1-конфігураційний метод ДФ [27], Б- оптимізований метод ДФ с апроксимаційними формулами для C₆ [28]; С - релятівський метод Кона-Шема (наші дані)

Система	T1-He	T1-Kr	T1-Xe
Експеримент	130 ± 30	-490±20	-1000±80
Теорія А	155.0	-850.0	-1420.0
Теорія Б	137.2	-504	-1052
Наша теорія	135.4	-501	-1036

Для порівняння в цій же таблиці наведені результати розрахунку неоптимізованим одноконфігураційним методом Дірака-Фока Батигіна та співр. [147] (теорія А), розрахунку оптимізованим методом функціоналу густини з використанням кон-шемівського потенціалу та апроксимаційних формул для визначення ван дер Ваальсових констант [148,149] (теорія Б), а також експериментальні дані Chorou-Scheps-Galagher (так звана Virginia group).

У таблиці 1.3 наведені наші значення (С) зсуву надтонкої лінії за рахунок зіткнень для талію при різних температурах (T,⁰K) для систем TI-He, Kr,Xe: Апідхід Батигіна та ін.; Б – підхід Глушкова та ін. Як видно з аналізу даних, наша теорія забезпечує краще згоду значень f_{ρ} для пар TI-He,Kr,Xe з експериментом, ніж альтернативні теорії.

У таблиці 1.4 наведені розраховані нами значення (С) адіабатичного розширення Γ_a/p лінії СТС талію для різних температур для пар TI – He. TI – Kr, TI- Xe: A – підхід Батигіна та ін.; Б – підхід Глушкова-Міщенко. Ще один

важливий аспект теорії — це оцінка відношення величин (Γ_a/p)/ $f_p \sim 1/55$ для системи ТІ — Не, Γ_a/p)/ $f_p \sim 1/80$ для системи ТІ — Кг та (Γ_a/p)/ $f_p \sim 1/65$ для системи ТІ — Хе. Аналогічні оцінки були отримані і у роботі [16].

Таблиця 1.3 - Температурна залежність зсуву f_ρ (в Гц/Тор) за рахунок зіткнень для пар TI – He, TI – Kr, Tl-Хе (див. текст)

Пара	T1-He	T1-He	T1-He	T1-Ar	T1—Kr	T1—Xe
<i>T</i> , K	Teop:A	Теор:Б	Teop:C	Teop:C	Teop:C	Teop:C
700	155	137,2	135,4	-112	-501	-1036
800	151	134,1	132,9	-107	-418	-878
900	147.5	131,4	129,5	-102	-357	-772
1000	143	126,2	124,4	-94	-304	-694

Таблиця 1.4 - Адіабатичне розширення Γ_a/p (Гц/Тор) для систем ТІ–Не, ТІ– Кr, ТІ- Хе:

Т, К	TI-He	TI-He	TI-He	TI- Kr	TI- Xe
	А	Б	С	С	С
700	2.83	2.51	2.45	6.50	15.9
800	2.86	2.54	2.48	5.58	13.8
900	2.90	2.58	2.51	4.98	11.4
1000	2.89	2.56	2.48	4.28	10.0

Отримані оцінки відносини величин (Γ_a/p)/ f_p , очевидно підтверджують, що загальновідоме в теорії розширення спектральних ліній співвідношення Фолі $\Gamma_a \sim f_p$ (див., напр., [13] виявляється несправедливим для талію в буферному середовищі інертних газів.

У таблиці 1.5 наведені отримані нами значення (С) f_{ρ} (Гц/Торр) зсуву за рахунок зіткнень для системи Yb-He (невикористані значення

параметрів: статичної поляризації 152.9; константа C₆= 42.8). а також дані теорії (Б) [27,28]. На жаль, для Yb будь-які експерименти відсутні, тому представляється вкрай важливим і актуальним експериментальне вивчення характеристик спектральних ліній атомів Yb в атмосфері He, а також інших інертних газів. Відзначимо, що значення адіабатичного розширення Γ_a/p для системи Yb-He нами отримані вперше.

На завершення підрозділу розділу наведемо дані обчислення на основі нашого підходу параметрів зсуву і розширення також для атома свинцю в середовищі інертних газів гелію, аргону і криптону.

В роботі [152] проведені вимірювання відповідних констант зсуву (k_{shift}), розширення (k_{br}) для наступних систем: Pb-He (T=1290K; щільність Pb: $1.2 \cdot 10^{16}$ cm⁻³) та Pb-Ar (T=1220 K; $4.8 \cdot 10^{15}$ cm⁻³):

$$k_{shift}^{exp}$$
 [He]=(-6.5±0.7)×10⁻¹¹ cm³ c⁻¹, k_{br}^{exp} [He]=(3.8±0.1)×10⁻¹⁰ cm³ c⁻¹; (1.17)

Таблиця 1.5 - f_{ρ} (Гц/Торр) зсув та адіабатичне розширення за рахунок зіткнень Γ_{a}/p (Гц/Тор) для "Yb-He" (див. текст)

<i>T</i> , K	$f_{ m ho}$	$f_{ m ho}$	Γ_a/p
<i>T</i> , K	Теор.:Б	Teop.:C	Teop.:C
700	148.1	145.6	2.95
800	144.8	142.1	2.98
900	138.9	136.7	3.02
1000	-	133.8	3.00

$$k_{shift}^{exp}$$
 [Ar]=(-7.3±0.8)×10⁻¹¹ cm³ c⁻¹, k_{br}^{exp} [Ar]=(3.4±0.1)×10⁻¹⁰ cm^{3c-1};

Ми застосували наш підхід у вивченні Pb-He,Ar,Kr (з параметрами експерименту і отримали такі значення констант зсуву k_{shift}^{theor} і розширення k_{br}^{theor} :

$$k_{shift}^{theor}$$
 [He]=(-6.8)×10⁻¹¹ cm³ c⁻¹, k_{br}^{theor} [He]=(4.0)×10⁻¹⁰ cm³ c⁻¹; (1.18)

$$k_{shift}^{theor}$$
 [Ar]=(-7.6)×10⁻¹¹ cm³ c⁻¹, k_{br}^{theor} [Ar]=(3.7)×10⁻¹⁰ cm³ c⁻¹; (1.19)

$$k_{shift}^{theor}$$
 [Kr]=(-8.9)×10⁻¹¹ cm³ c⁻¹, k_{br}^{theor} [Kr]=(3.2)×10⁻¹⁰ cm³ c⁻¹. (1.20)

Основний висновок, який випливає з проведених обчислень є втому, що в розглянутому випадку наша теорія забезпечує фізично цілком розумну згоду з наведеними експериментальними даними для пар Pb-He, Ar. Для системи Pb-Kr наведені нами значення параметрів отримані вперше.

Заключення підрозділу слід зазначити ,що отримані нами спепктрсокопічні параметри важких елементів, зокрема, зсув та поширення спектральних ліній у середовищі буферних газів можуть бути використані у нових теоретичних моделях та технологіях детектування важких атомних домішок в атмосфері в межах оптичних електромагнітних методів аналізу та атмосферної діагностики.

1.3 Теоретичне моделювання нелінійних оптичних ефектів при взаємодії лазерного випромінювання із газовою атмосферою та особливості енергетичного обміну у суміші CO₂-N₂-H₂0 атмосферних газів

У цьому підрозділі пропонується удосконалений квантово-кінетичний підхід до теоретичного моделювання нелінійних оптичних (спектроскопічних) ефектів при взаємодії електромагнітного (лазерного) випромінювання з газовою атмосферою та кількісно з'ясовуються особливості енергетичного обміну у суміші CO₂-N₂-H₂0 атмосферних газів під час проходження потужних імпульсів лазерного випромінювання, що важливо для подальшого розвязання задач лазерного (лідарного) зондування атмосфери. В основі шуканого теоретичного моделювання лежить чисельне розв'язання системи диференціальних рівнянь, які описують часову еволюцію відносних населеностей рівнів молекул атмосферних газів [15-67].

Спочатку розглянемо якісно декотрі фундаментальні аспекти взаємодії електромагнітиного випромінювання з атомами та молеклами атмсоферногосредеовища. Авжеж у випадку інтенсивного ховнішнього поля, очевидно буде мати місце нелінійний відгук атомів і молекул. При цьому слід зазаначити, що окремо можна розглядати випадки як резонансної, так й нерезонансної взаємодії електромагнітного випромінювання з атомами та молеклами атмосферних газів.

Очевидний наслідком резонансної взаємодії (зокрема, поглинання) електромагнітного випромінювання (у подальшому , як правило, мова буде йти про когерентне, тобто лазерне випромінювання) молекулярними газами атмосфери є кількісний перерозподіл молекул по енергетичним рівням внутрішніх ступенів свободи. В свою чергу це призведе до зміни так званого коефіцієнту поглинання газу. Зміна заселенностей рівнів суміші газів викликає порушення термодинамічної рівноваги між коливаннями молекул і їх поступальним рухом, в результаті чого відбувається кінетичне охолодження середовища.

Тут мова йде про новий ефект кінетично охолодження CO₂ в процесі поглинання енергії інфрачервоного лазерного випромінювання газом. В [7,8,18] було розглядалися прості моделі для напівкількісної оцінки знайденогоефекту. Е У напівкількісних оцінках викосриатні дуже приблизні значення сталих зіткнень молкул, їх дезактивації т т.і.

В той же час, як показано в [66], дуже важливим є використання у відповідних квантово-кінетичних моделях більш реалістичних і точних значень сталих констант. Наприклад, мова йде про реалістичні дані стосовно залежності коефіцієнту резонансного поглинання CO₂ у часі.

Одночасно при взаємодії лазерного випромінювання з сумішю атмосферних газів буде мати місце відносно складні процеси резонансної передачі збудження, зокрема, від молекул СО₂ до молекул молекул азоту. Внаслідок цього буде спостерігатися й кількісна зміна поляризуємості атмосферного середовища [16].

В результаті зміниться й комплексна діелектрична проникність атмосферного середовища *є*, що призведе до істотного перетворення енергетики імпульсів лазерного випромінювання в газовій атмосфері [16].

Дійсно, у нелінійному середовищі комплексна діелектрична проникність залежить від інтенсивності електромагнітної хвилі *I*:

$$\varepsilon = \varepsilon(I) = \overline{\varepsilon}_0 + \varepsilon_N(I), \qquad (1.21)$$

$$I = \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{8\pi} \left| \vec{E} \right|^2,$$

де с – швидкість світла,

Е – напруженість електричного поля хвилі.

Очевидно, що вигляд (1.21) визначає конкретний тип нелінійної взаємодії нелінійний відгук середовища. В (1.21) індексом «0» позначено незбурене значення діелектричної проникності:

$$\overline{\varepsilon}_0 = \varepsilon_0 + i\alpha_0 / k_0,$$

а індексом «*N*» - відповідне прирощення за рахунок нелінійної взаємодії. Зазначимо, що узагальненням рівняння (1.21) на випадок поширення випромінювання в аерозольному середовищі є введення в (1.21) відповідного доданка [47]

$$\bar{\varepsilon}_a = \sum_{\nu=1}^N \varepsilon_{a\nu} (\vec{r} - \vec{r}_{\nu}), \qquad (1.22)$$

який є сумою збурень комплексної діелектричної проникності від окремих центрів. В (1.22) вектор \vec{r}_v визначає положення частинок в просторі, N - повне число частинок. Значення $\bar{\epsilon}_a$ дорівнює значенню комплексної діелектричної

проникності частинки та її ореолу, коли точка спостереження знаходиться всередині локалізованої неоднорідності, і дорівнює нулю в іншому випадку. Ореоли навколо аерозольних частинок обумовлені збуренням діелектричної проникності, внаслідок температурних, парових або плазмових неоднорідностей (див. докладніше, напр., [7,8]). Останні виникають внаслідок нелінійної взаємодії лазерного випромінювання з речовиною частинок.

При взаємодії лазерного випромінювання з атомами та молекулами атмосферних газів має місце також й так званий електронний ефект Керра, який виникає за рахунок наведеної полем деформації розподілу електронної густини, практично миттєво наступної за зміною поля, а також орієнтаційний ефект Керра. Згідно з [7], час релаксації даного ефекту для атмосферного повітря при нормальних умовах становить 10⁻¹³ с. Цей ефект призводить до залежності діелектричної проникності від поля електромагнітної хвилі у формулі (1.21) виду

$$\varepsilon_N = \varepsilon_2 \left| E \right|^2$$

У [8] на основі вимірювання нелінійної поляризованості повітря було показано, що внесок електронного механізму в нелінійну поляризацію повітря дуже малий, а значення константи ε_2 для повітря дорівнює 5.10⁻¹⁶ од. СГСЕ. Для пучків гауссового типу і платоподібних пучків ефект Керра призводить до самофокусування світла, докладно описнаої напр., в [7,8].

Якщо довжина нелінійної взаємодії (самофокусування) гауссова пучок радіусом *R*₀

$$L_{N} = \frac{R_{0}}{\sqrt{\varepsilon_{2} \left|E\right|^{2}}} = R_{0} \left(\frac{8\pi\varepsilon_{2}}{c\sqrt{\varepsilon_{0}}}I\right)^{-\frac{1}{2}},$$
(1.23)

тоді реалізація ефекту на дистанції *L*₁₁можлива, якщо порогова інтенсивність визначається як

$$I_{\Pi OP} \ge \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{8\pi} \frac{R_0^2}{\varepsilon_2 L_{\parallel}^2}.$$
(1.24)

 $I_{\Pi OP} \approx 10^{10} \text{ BT} \cdot \text{см}^{-2}$ для $R_0 = 0,1$ и $L_{\parallel} = 10^3$ м. Якщо $L_{\parallel} = 10^5$ м, то $I_{\Pi OP} \approx 10^8 \text{ BT} \cdot \text{см}^{-2}$.

Для інфрачервоної довжини хвилі лазерного випромінювання $\lambda = 10,6$ мкм критична потужність самофокусування ($L_{\parallel} = L_d$) є

$$P_{\kappa p} = \pi R_0^2 I_{\Pi OP} = \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{8k^2 \varepsilon_2} = 1,7 \cdot 10^{11} \,\mathrm{BT}.$$
 (1.25)

Відповідно для $\lambda = 1,06$ мкм, $P_{\kappa p} = 1,7 \cdot 10^9$ Вт.

Побудуємо удосконалену квантово-кінетичну модель для опису нелінійнооптичного (спектроскопічного) ефекту, обумовленого взаємодією інфрачервого лазерного випромінювання з газовою атмосферою та розглянемо кіклькісні особливості енергетичного обміну у суміші CO₂-N₂-H₂0 атмосферних газів під час проходження потужних імпульсів лазерного випромінювання.

Як зазвичайно для кількісного опису обміну енергією та відповідних релаксаційних процесів у суміші газів $CO_2-N_2-H_2O$ в полі лазерного випромінювання слід спочатку розглянути кінетику трьох рівнів: 10°0, 00°1 (CO₂) і v=1 (N₂). Система диференціальних рівнянь балансу для відносних населеностей записується у наступному вигляді:

$$\frac{dx_1}{dt} = -\beta(\omega + 2gP_{10})x_1 + \beta\omega x_2 + 2\beta gP_{10})x_1^0 + F_N(x_1),$$

$$\frac{dx_2}{dt} = \omega x_1 - (\omega + Q + P_{20})x_2 + Qx_3 + P_{20}x_2^0 + F_N(x_2), \qquad (1.26)$$

$$\frac{dx_3}{dt} = \delta Q x_2 - (\delta Q + P_{30}) x_3 + P_{30} x_3^0 + F_N(x_3).$$

де $x_1 = N_{100}/N_{\text{CO}_2}$, $x_2 = N_{001}/N_{\text{CO}_2}$,

$$x_3 = \delta N_{N_2} / N_{CO_2};$$

N₁₀₀, N₀₀₁ – населеності рівнів 10°0, 00°1 (СО₂);

 N_{N_2} - населеність рівня v=1(N₂);

N_{CO2} - концентрація молекул CO₂;

 P_{10} , P_{20} and P_{30} є ймовірності (с⁻¹) дезактивації за рахунок зіткнень рівнів 10° 0, 00 ° 1 (СО2) і v = 1 (N2);

Q є ймовірність (с⁻¹) резонансної передачі енергії $CO_2 \rightarrow N_2$;

ω - ймовірність (c⁻¹) збудження лазерним імпульсом CO₂;

 $g = 3 \epsilon$ статистична вага рівня 02°0, $\beta = (1+g)^{-1} = \frac{1}{4};$

F_N(*x*) – додатковий нелінійний член;

δ - відношення загальних концентрацій CO₂, N₂ в атмосфері ($\delta = 3.85 \cdot 10^{-4}$); x_1^0 ,

 x_2^0 and x_3^0 - рівноважні відносні значення населеностей при температурі газу Т:

$$x_1^0 = \exp(-E_1/T),$$

$$x_2^0 = x_3^0 = \exp(E_2/T),$$
 (1.27)

де *E*₁ і *E*₂ - енергії (К) рівнів 10°0, 00°1;

Відзначимо, що отримавши роз'вязки системи диференціальних рівнянь (1.26) далі можна обчислити й коефіцієнт поглинання випромінювання молекулами СО₂ :

$$\alpha_{\rm CO_2} = \sigma(x_1 - x_2) N_{\rm CO_2} \,. \tag{1.28}$$

де - σ залежить від термодинамічних параметрів атмосферного середовища.

Різні оцінки [7,8,16,66] показують, що для випромінювання CO₂-лазера значення коефіцієнту поглинання атмосферою:

$$\alpha_g = \alpha_{\rm CO_2} + \alpha_{\rm H_2O}$$

дорівнює в умовах, характерних для річних середніх широтах, $\alpha_g(H=0) = (1.1-2.6) \cdot 10^6$ сm⁻¹, з якого $(0.5-0.9) \cdot 10^6$ сm⁻¹ приходиться на діоксид вуглецю, а інша частина відповідає водяному пару; при цьому при збільшенні висоти має місце природнє зменьшення вологості повітря і в цьому випадку слід очікувати основний внесок у величину коефіцієнту поглинання за рахунок CO₂.

В [7, 8, 16, 66] було показано, що резонансне поглинання молекулами атмосферної суміші лазерного випрпомінюванння визначається зміною населеності низько розташованого рівня 10°0 (СО₂), населеності рівня 00°1 і вібраційно-трансляційною релаксацією (VT-релаксація), а також міжродовою вібраційною релаксацією (VV'- релаксація).

Для значення довжини хвилі інфрачервоного лазерного випромінювання (напр, CO₂ лазеру 10,6мкм) тривалість відповідного імпульсу задовольнятиме нервівності і $t_R \ll t_i < t_{VT}$, де t_R , t_{VT} – значення часу відповідно ротаційної і коливальної релаксації [20].

Для проведення коректних чисельних розрахунків принципове значення має прецизійне визначення ймовірностей P_{10} , P_{20} , P_{30} дезактивації за рахунок рівнів 10°0, 00°1 (CO₂) і v = 1 (N₂), ймовірність Q резонансної передачі енергії CO₂ \rightarrow N₂, ймовірністі збудження ω імпульсом CO₂ лазера і інших констант.

У таблиці 1.6 ми наводимо результати перших обчислень відносного коефіцієнта поглинання $\overline{\alpha}_{CO_2}$ (з нормуванням на лінійний коефіцієнт поглинання) на основі ров'язків (1.26). Всі дані отримані для розподілу висоти тиску і температури взяті з моделі атмосфери середніх широт (м. Одеса) [5,66].

Зрозуміло, що часова залежність відносного коефіцієнта резонансної абсорбції лазерного випромінювання молекулами СО₂ для різних лазерних імпульсів відрізняється.

Відповідний ефект кінетичного охолодження CO₂ визначається згідно з нашими даними нерівності:

$$\alpha_{\rm H,O}^0 < (E_1 / (E_2 - E_1)) \alpha_{\rm CO_2}^0 = 1.51 \alpha_{\rm CO_2}^0$$
(1.29)

Таблиця 1.6 – Часова (в мкс) залежність відносного коефіцієнта резонансного поглинання $\overline{\alpha}_{CO_2}($ см⁻¹) для прямокутного (R), гаусового (G) і солітон-подібного (S) лазерних імпульсів (інтенсивність I, Bт/см²) на висоті H = 10 км: А- даних моделювання [2]; В - дані моделювання [5]; С- нові дані

t	А	А	В	В	В	В	С	С
мкс	$I=10^{5}$	I=10 ⁶	$I = 10^{5}$	$I = 10^{6}$	$I = 10^{5}$	$I = 10^{6}$	$I = 10^{5}$	$I = 10^{6}$
	R	R	R	R	G	G	S	S
0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
1	0,48	0,12	0,45	0,11	0,40	0,10	0,42	0,10
2	0,34	0,08	0,31	0,05	0,25	0,03	0,28	0,04
3	0,41	0,27	0,36	0,19	0,30	0,17	0,33	0,18
4	0,48	0,35	0,43	0,28	0,36	0,25	0,39	0,26

Зазначимо, що вираз (1.29) суттєво відрізняється від ранніх якісних оцінок [5,7]. Отримані чисельні параметри дозволяють далі надати кількісні параметри ефекти кінетичного охолодження CO₂ в залежності від параметрів моделі атмосфери і параметрів лазерного випромінювання. Аналіз показує, що енергетичний потік, який призводить до нагрівання газу через поглинання випромінювання парами води є пропорційним інтенсивності лазерного випромінювання. В той же час, при досягненні деякого значення параметра

критичної інтенсивності, нагрівання пару буде переважати над його охолодженням для будь-якого моменту часу. В такій фізичній ситуації ефект кінетичного охолодження перестане існувати. У будь-якому випадку кількісний прояв кінетичного ефекту може змінюватися для різних атмосферних умов, параметрів лазерного випромінювання і різних значень атомно-молекулярних (набору параметрів енергетичних, спектрсокопічних радіаційних та характеристик). Очевидно, це буде предвизначати й відповідні енергетичні умови лазерного зондування атмосфери.

2 РОЗРОБКА ТА ОПТИМІЗАЦІЯ СТРУКТУРИ РАДІОЛОКАЦІЙНОГО ПОЛЯ І РАДІОЛОКАЦІЙНОЇ СИСТЕМИ ГІДРОМЕТЕОРОЛОГІЧНОГО МОНІТОРИНГУ ПРИЧОРНОМОРСЬКОГО РЕГІОНУ УКРАЇНИ

2.1 Реалізація системного підходу при створенні радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу

У багатьох країнах існують та успішно працюють метеорологічні радіолокаційні мережі [79-81]. Спонукальним мотивом до їхнього створення послужили людські жертви й значні матеріальні збитки при виникненні небезпечних метеорологічних явищ і процесів. Саме небезпечні явища та процеси, у силу швидкого, а, іноді, і підривного процесу їхнього протікання, змусили радіолокаційні станції застосувати ЛЛЯ одержання вчених оперативної метеорологічної інформації в реальному або близькому до нього масштабі часу. Іншими методами вимірювання попросту неможливо забезпечити прогностичні органи Гідрометслужби первинною інформацією про розвиток швидкопротікаючих і підривних метеорологічних процесів. Тому історично склалося таке представлення в розвитку радіолокаційних метеорологічних мереж, коли в главу кута ставилася одна, головна, ціль (або декілька), досягнення якої забезпечувало підвищення безпеки людей і зменшення матеріальних збитків, часто лише в окремо взятому регіоні [82]. На сучасному етапі розвитку метеорологічних радіолокаційних мереж, мета, сформульована вище, щораз досягається за рахунок успішного вирішення одного завдання - завдання штормооповіщення. Тобто в наявності процесний, а не системний підхід до створення мережі. За останні сімдесят років радіолокаційні станції значно вдосконалилися, знайшли нові можливості. Однак, всі створені у світі метеорологічні радіолокаційні мережі мають головне завдання, або кілька головних завдань, у тому числі по регіонах. І це при тому, що сучасні засоби

радіолокації, обробки даних і системи зв'язку дозволяють не виділяти головне завдання, а вирішувати всі можливі завдання, у тому числі не по регіонах, а по всіх охоплених спостереженнямнями території. При цьому коло завдань буде обмеженим лише потенційними можливостями радіолокаційних станцій, оскільки вся можлива радіолокаційна інформація укладена в лунах-сигналах на виході антеною системи радіолокаційної станції, а вся наступна обробка може, в ідеальному випадку, зберегти, але не збільшити кількість радіолокаційної інформації. Даний підрозділ присвячений розгляду системного підходу до створення радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу, яка дозволяє щонайкраще одержати в максимально повному обсязі та зберегти при найменших витратах всю можливу радіолокаційну інформацію, обумовлену можливостями саме радіолокаційних станцій.

Наявність радіолокаційної мережі метеорологічного моніторингу i правильне практичне використання інформації цієї мережі значно підвищує якість прогнозування стану атмосфери оперативними підрозділами служби погоди. Наприклад, Україна, на жаль, у цей час такою мережею не володіє. Таким чином, рішення завдання створення метеорологічної радіолокаційної мережі актуально і у науковому відношенні відрізняється новизною. Таким чином, якщо рішення завдання створення подібної мережі на підставі системного підходу перетворить радіолокаційну метеорологічну мережу В систему метеорологічного радіолокаційного моніторингу з усіма системними перевагами.

Метою дослідження є обґрунтування необхідності системного підходу при створенні радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу.

Аналіз принципів створення, роботи й характеристик існуючих метеорологічних радіолокаційних станцій дозволив виявити обмеження, властивому радіолокаційному методу одержання метеорологічної інформації. Поперше, неможливе одержання даних про метеорологічні об'єкти, процеси і явища, розташованих нижче лінії радіогоризонту. По-друге, рельєф місцевості й штучні спорудження можуть створювати перешкоди поширенню радіохвиль, утворюючи мінімальну Цe підвищує висоту кути закриття. можливого виявлення метеорологічних об'єктів і явищ. По-третє, при заданому енергетичному потенціалі метеорологічної радіолокаційної станції з збільшенням відстані до метеорологічного об'єкта або явища зменшується мінімальні значення зони інтенсивних опадів істотно послабляють відбиваності. По-четверте, радіохвилі й екранують собою хмари, які перебувають за ними. Опади, також, при влученні на радіопрозоре вкриття метеорологічного радара мають як наслідок зменшення значення відбиваності хмар. По-п'яте, з збільшенням відстані від метеорологічної радіолокаційної станції відбувається розширення головної пелюстки діаграми направленості її антени. Це призводить до погіршення відрізняльної здатності по дальності в напрямку поперечному лінії візування і, отже, по простору. По-шосте, метеорологічна радіолокаційна станція є випромінюючим радіохвилі, об'єктом з усіма небажаними небезпечним, наслідками, які випливають з цього факту.

Створені й функціонуючі в цей час метеорологічні радіолокаційні мережі є одним з важливих науково-технічних досягнень. Однак, слід зазначити наступну не менш важливу обставину. Ці мережі у всіх країнах створювалися в районах найбільшої повторюваності небезпечних явищ. Це добре видно на прикладі створених у США системи NEXRAD [81] й у Росії системи МАРС [80]. Поза всяким сумнівом, що економічні аспекти при створенні цих систем були на першому місці. Тому при обгрунтуванні розміщення радіолокаційних станцій у системі МАРС ураховувалося, що найнебезпечніші явища виникають улітку, коли для надійного виявлення літніх купчастих хмар потрібна невисока щільність радіолокаційних станцій. Це привело виконавців до вирішення про оптимальну відстань між станціями рівному 300 км. Крім того, було ухвалене рішення про суцільне перекриття зон спостереження метеорологічних радарів основних промислових і сільськогосподарських районів та авіаційних трас з інтенсивною грозовою діяльністю, інша ж територія прикривалася дискретно. Ці тези добре ілюструє рис. 2.1.



Рисунок 2.1 - Мережа МАРС

Виконавці системи NEXRAD виходили з тієї обставини, що висота нижньої межі суцільного радіолокаційного поля повинна становити 10 тисяч футів або близько 3 км. Тобто побудована ними мережа оптимізована для цілей одержання даних про провідний потік при складанні прогнозів погоди синоптиками, що відобржає рис. 2.2.



Рисунок 2.2 - Мережа NEXRAD

З наведеного вище можна зробити наступний висновок. Виконавці описаних мереж свідомо вибрали процесний підхід при їхній побудові. Вони не ставили перед собою завдання побудови метеорологічної радіолокаційної мережі як великої системи для всеосяжного моніторингу. В атмосфері відбуваються процеси, обрані деякі з них, нехай і важливі, і побудована мережа, яка дозволяє забезпечити інформацією про ці обрані процеси. Радіолокаційні станції в цих мережах працюють, фактично, в автономному режимі і зв'язані один з одним лише інформаційно, за кінцевою інформацією. Для збереження повноти інформації їм доводиться здійснювати огляд всієї півсфери зони огляду або зони спостереження. І навіть за таких умов не забезпечується повнота при огляді всього необхідного простору спостережень. При цьому керування потужністю зондувального сигналу не здійснюється через технічні складності цього процесу і порушення калібрування радіолокатора. У підсумку виходить марна витрата енергії випромінювання у верхній частині зони спостереження (на прикладі північно-західного й степового Причорномор'я - рис. 2.3). І чим більше дальність дії радіолокатора, тим більше ця марнотратність. А потужні радіолокатори дорого коштують.



Рисунок 2.3 - Приклад зони спостереження радіолокаторів у північнозахідній і степовій частині Причорномор'я

При існуючих підходах до створення метеорологічних радіолокаційних мереж у кожному з радіолокаторів необхідно здійснювати як первинну, пов'язану з виявленням сигналів на тлі шумів і перешкод, так і вторинну, пов'язану з розпізнаванням об'єктів і явищ, обробку радіолокаційної інформації. Процесори, які здійснюють таку обробку, також дорогі, які ще більше здорожчують метеорологічну радіолокаційну станцію. А від обмежень, властивому радіолокаційному методу одержання метеорологічної інформації, позбутися не вдається.

При системному підході до побудови радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу підрозумівається взаємодія радіолокаторів один з одним і з середовищем [83]. З всього навколишнього середовища виділяється простір спостережень (на рис. 2.4 воно виділено більше темним тлом по висоті від 0,5 км до 25 км на прикладі України), тобто лише та частина атмосфери, у якій перебувають об'єкти і відбуваються процеси і явища, які підлягають радіолокаційному моніторингу.



Рисунок 2.4 - Простір спостережень над територією України

Утворене метеорологічними радіолокаційними станціями радіолокаційне поле повинне повністю охоплювати простір спостережень, не роблячи ніяких

виключень, що забезпечить повноту інформації. Але й далеко за межі простору спостережень, з метою економії енергії, радіолокаційному полю виходити не слід. Досягти обхвату радіолокаційним полем усього простору спостережень можна різними способами, але з економічної точки зору пріоритет повинен бути відданий тому способу, який забезпечить мінімальні фінансові, енергетичні й інші витрати при збереженні повноти і якості потрібноі інформації.

Наступний крок дозволить, задавшись вимогами споживачів ДО одержуваного від радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу інформації, на основі загальносистемних вимог сформулювати вимоги до метеорологічних радіолокаційних станцій. При цьому, намагаючись їх зробити як можна простіше з технічної точки зору, по можливості перетворюючи в радіолокаційний датчик, виключивши з функцій всі складні види обробки та перенесучи складні види обробки на верхні шари ієрархії системи моніторингу. У результаті, цілком можуть вийти різні вимоги до радіолокаторів, розташовуваним у різних регіонах, оскільки умови радіолокаційних вимірювань різні через розходження в кліматичних особливостях регіонів. Може також відпасти потреба в потужних радіолокаторах. Тобто застосування системних принципів значною мірою здатно зняти обмеження, властивому радіолокаційному методу одержання метеорологічної інформації та зменшити вартість радіолокаторів.

Проведений аналіз дозволив сформулювати методологію застосування системного підходу при створенні радіолокаційних систем метеорологічного моніторингу. Вона складається з наступних розділів.

1. Вивчення характеристик гідрометеорологічних об'єктів, що протікають над територією, явищ і процесів, які підлягають радіолокаційному моніторингу.

2. Визначення просторових характеристик області атмосфери, з якої необхідно одержувати дані про гідрометеорологічні об'єкти, явища й процеси, які підлягають радіолокаційному моніторингу (визначення простору спостережень).
3. Визначення часових характеристик для даних, одержаних про гідрометеорологічні об'єкти, явища та процеси, які підлягають радіолокаційному моніторингу.

4. Виявлення вимог майбутніх споживачів до радіолокаційної інформації про гідрометеорологічні об'єкти, явища і процеси, які підлягають радіолокаційному моніторингу.

5. Проведення районування території простору спостережень з радіометеорологічної точки зору для визначення найбільш ефективних довжин хвиль метеорологічних радарів для моніторингу гідрометеорологічних об'єктів, явищ і процесів у різних регіонах.

6. Визначення потреби конфігурації радіолокаційного поля, що накриває простір спостережень.

7. Моделювання розміщення метеорологічних радіолокаційних станцій на місцевості, що дозволяє реалізувати радіолокаційне поле потребної конфігурації, яка накриває простір спостережень, і з заданими просторовими та часовими характеристиками.

8. На підставі досліджень по попередніх пунктах пред'явлення загальних вимог до метеорологічних радіолокаційних станцій, які формують потребне радіолокаційне поле.

9. Розробка тактико-технічних вимог до метеорологічних радіолокаційних станцій, які формують потребне радіолокаційне поле.

10. Разом з замовником підготовка вихідних даних для технічного проекту створення радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу.

11. Розробка технічного проекту створення радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу.

12. Реалізація технічного проекту створення радіолокаційної системи метеорологічного моніторингу.

Представлена вище методологія застосування принципів системного підходу при створенні радіолокаційних систем метеорологічного моніторингу й реалізуються в цей час у рамках виконуваної науково-дослідної роботи з

держбюджетним фінансуванням.

Відповідно до системного підходу з першого по четвертий розділи оцінений вертикальний розподіл метеорологічних об'єктів, явищ і процесів, які підлягають радіолокаційному контролю та розглянуті умови фазових переходів води в атмосфері, розподіл тропосфери на частині з позитивними й негативними температурами, рівнів природної і інтенсивної кристалізації, просторового розподілу висот температурних рівнів та їхні динаміки. Розглянуто вимоги до наземних дистанційних методів вимірювання: класифікаційні. системні. Узагальнено вимоги до складу, точності і просторово-часової розв'язної здатності гідрометеорологічної інформації, використовуваної для виробничої діяльності різних галузей господарства: завдання та цілі моніторингу, методи вимірювань, вимоги до вимірювань різних видів [84]. Вивчено динаміку деяких небезпечних процесів, які протікають в атмосфері, яка може бути настільки висока, що існуючі принципи механічного радіолокаційного сканування навколишнього простору не дозволяють виявити ці небезпечні процеси та розпізнати їх через велику тривалість процедури сканування. Тому в метеорологічних радіолокаційних станціях можуть застосовуватися як антени багатопроменеві або фазовані антенні решітки. Залежно від місця установки метеорологічної радіолокаційної станції фазовані антенні решітки можуть бути з електронним скануванням за кутом місця та механічним обертанням по азимуту, а в районах з високою ймовірністю процесів вертикального розвитку, які породжують небезпечні явища погоди, варто використати фазовані антенні решітки з електронним скануванням як за кутом місця, так і по азимуту. Ці міри дозволять оперативно забезпечити споживача інформацією про швидкорозвиваючі небезпечні метеорологічні процеси [85, 86]. У широкому складі учасників на базі УкрГМЦ проведені міжвідомчі наради з метою розгляду питань створення метеорологічної радіолокаційної системи моніторингу на основі проведення експертних опитувань. Результатом досліджень з'явилися вимоги до якості одержуваної інформації, які докладно викладені в [87, 88], а коротко для формування радіолокаційного поля далі: верхня межа одержання інформації – від 22км до 25

км, нижня межа одержання інформації – від 0,3км до 0,5 км, при моніторингу туманів нижня межа - 0,05 км; просторова розв'язна здатність у горизонтальній площині – від 1км до 2 км, а у вертикальній площині – від 0,5 км до 1 км.

Проведене з погляду радіометеорології районування території (у якості одного із прикладів на рис. 2.5 наведені райони з найбільш ймовірними грозами - 1 і градобоями - 2) відповідно до п'ятого розділу дозволяє виконати вимоги до частотних характеристик радіолокаційного поля.



Рисунок 2.5 - Приклад районування території України

З подібного аналізу стає зрозуміло, що для повноцінного дослідження атмосферного простору в рамках кліматичного (основа моніторингу клімату) і синоптичного (основа оперативного гідрометеорологічного забезпечення) моніторингу з задоволенням заданих показників якості інформації бажаним є використання двох довжин хвиль [89]: λ =5...6 см і λ =10,0 або 3,0 см. Перша довжина хвилі (λ =5...6 см) відповідає рекомендаціям Всесвітньої метеорологічної організації і забезпечує однорідність одержуваної радіолокаційної інформації з всієї території країни при приєднанні до глобальної мережі спостережень. Це дозволить проводити порівняльний аналіз з результатами радіолокаційних спостережень інших країн. Друга довжина хвилі (λ =10,0 або 3,0 см) дає можливість обробляти швидкоплинні та локальні процеси вертикальної конвекції, які мають катастрофічні наслідки в районах, де ці процеси протікають і становлять найбільшу небезпеку (район Карпат, північно-західне узбережжя Чорного моря, Приазов'я).

Таким чином, у цих районах бажано мати двохканальну метеорологічну радіолокаційну станцію, яка працює на довжинах хвиль від 5см до 6 см і 10 см або аеропортів, 3 см. У районах морських портів бажане використання багатофункціональних багатодіапазоних радіолокаційних станцій з обов'язковою додатковою довжиною хвилі λ=0,8 см або 3 см для моніторингу всієї товщі тропосфери на предмет виявлення кристалічних хмарних утворень, туманів. Крім того, такий радар може виявляти нестійке зрушення вітру при локальних конвективних процесах, що є небезпечним для авіації. Таким чином, у цих районах бажано мати або трьохканальну метеорологічну радіолокаційну станцію, яка працює на довжинах хвиль Осм ,8см, від 5см до 6см і 10см або 3 см або двохканальну метеорологічну радіолокаційну станцію, яка працює на довжинах хвиль 0,8 або 3 см від 5см до 6 см. Іншу територію країни досить оснастити одноканальними метеорологічними радіолокаційними станціями, які працюють в автоматичному режимі з робочою довжиною хвилі від 5см до 6 см.

На підставі шостого розділу конфігурація радіолокаційного поля, як було відзначено вище, повинна повністю покривати простір спостережень, незначно виходити за межі останнього з метою економії енергії при моніторингу. Порядок реалізації вимог до створюваного поля визначає сьомий розділ. Проведений аналіз варіантів побудови радіолокаційного поля показав, що найбільш раціональним є варіант розміщення радіолокаторів у вершинах шестикутників з відомим 50% накладенням зон спостереження двох сусідніх радіолокаторів і з обмеженням підйому променя діаграми направленості радіолокатора на кут не більше 27 градусів. Це забезпечить безпровальну верхню межу радіолокаційного поля на висоті близько 25 км. Відстань між радіолокаторами для забезпечення нижньої безпровальної межі поля на висоті 500 м повинне бути не більше 100 км. Подібна конфігурація поля саме повністю покриває простір спостережень з мінімальною енергетичною надмірністю, місцями до висоти приблизно 50 км. На рис. 2.6 й 2.7 наведений результат моделювання наведеного вище варіанта побудови для північно-західного й степового Причорноморського регіону (2.6 - двовимірне відображення накладених один на одного зон огляду радарів, що утворять єдину зону спостережень, 2.7 - тривимірне відображення тих же зон, що покривають простір спостережень).

На підставі запропонованого вище варіанта побудови радіолокаційного поля цілком можливо здійснити пред'явлення вимог до вигляду й тактико-технічних характеристик метеорологічних радіолокаційних станцій.



Рисунок 2.6 - Двовимірне відображення варіанта побудови радіолокаційного поля для північно-західного й степового Причорноморського регіону



Рисунок 2.7 - Тривимірне відображення варіанта побудови радіолокаційного поля для північно-західного й степового Причорноморського регіону

Всі метеорологічні радіолокаційні станції повинні бути допплерівськими для проведення вітрових вимірювань по виявлених об'єктах й явищам, які є індикаторами Для розпізнавання і вітру. вимірювання опадів у всіх метеорологічних радіолокаційних станціях повинні використовуватися поляризаційні вимірювання, а також застосовуватися багатоканальність. Через високу щільність населення в районах небезпечних метеорологічних явищ необхідно зменшувати потужність випромінюваних зондувальних сигналів, не зменшуючи при цьому кількість випромененої в простір енергії з метою збереження потенціалу метеорологічної радіолокаційної станції та показників якості одержуваної радіолокаційної інформації.

Тому в метеорологічних радіолокаційних станціях повинні застосовуватися складні широкосмугові сигнали, які дозволяють зберегти потенціал станції при зниженні випромінюваної потужності. Метрична дальність дії метеорологічного радара повинна бути в межах 100 км.

Чотири розділи, які залишилися системного підходу при створенні

метеорологічних радіолокаційних систем моніторингу передбачається реалізовувати в процесі подальшої роботи.

Таким чином, проведені дослідження показали, що застосування системного підходу до створення метеорологічної радіолокаційної системи моніторингу дозволяє одержати системний ефект у вигляді ощадливої витрати енергії зондувального випромінювання, оптимального покриття радіолокаційним полем простору спостережень без погіршення при цьому показників якості інформації. При системній побудові системи моніторингу зникає поняття радіогоризонту, зменшується вплив великомасштабного рельєфу місцевості, знижується вплив опадів на можливості моніторингу. Зменшення потребної дальності дії метеорологічної радіолокаційної станції поліпшує просторову відрізняльну здатність всередині системи й дозволяє різко понизити імпульсну потужність зондувального випромінювання, що зменшить небезпеку системи для людини, тобто системний підхід значною мірою дозволяє послабити обмеження, властиві радіолокаційному методу одержання метеорологічної інформації.

2.2 Побудова суцільного радіолокаційного поля системи гідрометеорологічного моніторингу на основі геометричного підходу

Питанням створення метеорологічних радіолокаційних мереж у літературі приділяється достатня увага [79-82, 90, 91]. Але аналіз джерел показує, що при їхньому створенні не розглядаються питання побудови радіолокаційного поля. Питанням створення єдиного радіолокаційного поля приділяється увага при проведенні військової діяльності [92]. Але єдність поля в цьому випадку розуміється як інтеграція радіолокаційних ресурсів різних відомств, їхнє спільне використання з метою зменшення необхідного для створення радіолокаційного поля кількості радіолокаційних станцій, тобто з метою економії. Створення системи гідрометеорологічного моніторингу як великої системи має на увазі побудова потребного радіолокаційного поля [88]. Під цим потрібно розуміти наступне: по-перше, сформоване радіолокаційне поле повинне бути суцільним

тобто повністю й без провалів покривати простір або безпровальним, спостережень; по-друге, сформоване радіолокаційне поле повинне бути стійким, тобто при виході з ладу або придушенні перешкодами деякої частини радіолокаторів цілісність поля не повинна порушуватися або може зменшитися на деяку припустиму величину; по-третє, сформоване радіолокаційне поле повинне бути багаточастотним для забезпечення можливості реалізації двохчастотного методу індикації граду [93]. Даний підрозділ присвячений розгляду першого з зазначених вище тез, а саме, рішенню питання створення суцільного радіолокаційного (безпровального) поля системи гідрометеорологічного моніторингу, що, у випадку реалізації, дозволить одержати всю можливу радіолокаційну інформацію з простору спостережень. Актуальність рішення цього завдання сумнівів не викликає, оскільки наявність правильно побудованої радіолокаційної системи гідрометеорологічного моніторингу й правильне використання отриманої з її допомогою інформації значно підвищує якість прогнозування стану атмосфери оперативними підрозділами служби погоди [94]. Ціль дослідження полягає обґрунтуванні необхідності застосування В геометричного підходу побудови радіолокаційного до поля системи гідрометеорологічного моніторингу.

Простір спостережень є тією частиною повітряного простору, у якій існують атмосферні об'єкти, явища й процеси, які підлягають радіолокаційному моніторингу. Геометрично простір спостережень можна представити у вигляді циліндричного об'єму, який складається утворювальною за рахунок проходу по границях досліджуваної території, а зверху та знизу цей об'єм обмежений площинами, побудованими на мінімальній і максимальній потребній висоті (рис. 2.8). Мінімальна потребна висота для радіолокаційного поля системи гідрометеорологічного моніторингу повинна становити близько 0,5 км, а максимальна - до 20...25 кілометрів [87].

Побудова суцільного радіолокаційного поля передбачає повне і найбільш точне покриття простору спостережень. Здійснюється це покриття за допомогою

розподілу зондувального випромінювання в просторі спостережень і прийомі з нього сигналів, відбитих від метеорологічних об'єктів й явищ.



Рисунок 2.8 - Приклад простору спостереження

Зондувальне випромінювання в просторі розподіляється за допомогою антенних систем. Цілком зрозуміло, що при великому просторі спостережень розподілити в ньому зондувальне випромінювання однією антеною не вдасться. Потрібна система антен, тобто безліч радіолокаційних станцій, які будуть здійснювати огляд за допомогою антен. У цьому випадку одна радіолокаційна станція утворить зону огляду або зону спостереження (на рис. 2.9,а - тривимірне зображення зони огляду, на рис. 2.9,б - вертикальна проекція горизонтального перетину зони огляду на певній висоті).

А безліч радіолокаційних станцій утворять радіолокаційне поле (рис. 2.10,а - тривимірне зображення радіолокаційного поля, рис. 2.10,б - вертикальна проекція горизонтального перетину радіолокаційного поля на певній висоті). Виникає природне запитанння: яким чином розташувати метеорологічні радіолокаційні станції для створення радіолокаційного поля?

Моделювання показує, що бажання оснастити радіолокатором кожну гідрометеорологічну станцію (рис. 2.11,а) приведе до одержання нічим не виправданій складності й енергетичній надмірності системи моніторингу. Система буде мати дуже нерівномірний розподіл зондувального випромінювання, а при зборі й ототожненні радіолокаційної інформації виникнуть істотні труднощі. Це добре ілюструє рис. 2.11,6. Зони спостереження багаторазово перекриваються, дуже нерівномірний розподіл енергії в просторі, що й буде викликати згадані надмірність і складність обробки інформації.

a)	б))
u,	0	÷)	



Рисунок 2.9 - Модель зони огляду (спостереження) радіолокаційної станції: а) - тривимірне зображення зони огляду; б) - вертикальна проекція горизонтального перетину зони огляду на певній висоті

a)

б)



Рисунок 2.10 - Модель радіолокаційного поля: a) - тривимірне зображення радіолокаційного поля; б) - вертикальна проекція горизонтального перетину радіолокаційного поля на певній висоті

Наведений вище варіант побудови радіолокаційного поля можна виконати із проріджуванням радіолокаторів, але моделювання показує, що недоліки від цього не зникнуть.

При значному проріджуванні й при збереженні позицій радіолокаторів прив'язаними до існуючої мережі гідрометеорологічних станцій збільшиться мінімальна висота радіолокаційного поля.

a) ő)



Рисунок 2.11 - Модель радіолокаційного поля, створеного на основі гідрометеорологічної мережі

I уникнути цього недоліку в існуючій системі побудови радіолокаційної мережі не вдасться.

Пропонується застосувати для побудови радіолокаційного поля системи гідрометеорологічного моніторингу геометричний підхід.

Він полягає в тому, що радіолокатором передбачається розмісити у вершинах зв'язаних найпростіших геометричних фігур - трикутників, квадратів, п'ятикутників, шестикутників і т.д. (рис. 2.12). З геометрії відомо, що мережа з п'ятикутників і семикутників не можна без перекручувань викласти на площині [95].



Рисунок 2.12 - Варіанти розміщення радіолокаторів

Тому ці варіанти розміщення радіолокаторів розглядати не будемо, але в оцінці параметрів радіолокаційного поля використаємо.

Реалізація геометричного підходу при моделюванні приводить до наступних результатів. Розташування радіолокаторів у вершинах трикутників забезпечує повне перекриття простору спостережень у горизонтальній площині й, при деякому зближенні радіолокаторів, у вертикальній площині (рис. 2.13).



Рисунок 2.13 - Модель радіолокаційного поля при розташуванні радіолокаторів у вершинах трикутників

При цьому відсутня істотна надмірність (сегменти більше темного тону) по перекриттю в горизонтальній площині, властива попередньому описаному

випадку, але енергетична надмірність у вертикальній площині буде істотною, і важливішою, тим більшою буде дальність дії радіолокатора, оскільки потребна висота верхньої межі радіолокаційного поля становить всього від 20 км до 25 км.

Розташування радіолокаторів у вершинах квадратів також забезпечує повне перекриття простору спостережень у горизонтальній площині та, при деякому зближенні радіолокаторів, у вертикальній площині (рис. 2.14).

Однак, при такому розташуванні видно явно більше перекриття зон огляду радіолокаторів у порівнянні з розташуванням у вершинах трикутників (більш темні сегменти), що погіршує енергетичну економічність цього варіанта побудови радіолокаційного поля.



Рисунок 2.14 - Модель радіолокаційного поля при розташуванні радіолокаторів у вершинах квадратів

Розташування радіолокаторів у вершинах шестикутників також забезпечує повне перекриття простору спостережень у горизонтальній площині та, при деякому зближенні радіолокаторів, у вертикальній площині (рис. 2.15).



Рисунок 2.15 - Модель радіолокаційного поля при розташуванні радіолокаторів у вершинах шестикутників

Але при подібному розташуванні явно видно ще більше, у середині практично повне, перекриття зон огляду радіолокаторів у порівнянні з попередніми випадками (область сірого тону), що ще більше погіршує енергетичну економічність цього варіанта побудови радіолокаційного поля.

При побудові радіолокаційного поля повинна бути забезпечена його безпровальність починаючи з мінімальної необхідної висоти (0,5 км) до максимальної (від 20 км до 25 км). Це досягається зменшенням сторін багатокутника доти, поки в центрі фігури не відбудеться торкання зон огляду радіолокаторів, що перебувають у вершинах багатокутника, як це видно на попередніх рисунках. Тоді при дальності дії радіолокатора R сторона рівностороннього трикутника повинна буде дорівнює $2R\cos 30^\circ$ або 1,732 R. Для інших багатокутників дані наведені в табл. 2.1.

В результаті аналізу отриманих даних можна прийти до висновку про те, що недоцільно вибирати для побудови радіолокаційного поля багатокутник з числом вершин (порядок багатокутника) більше шести, оскільки, у противному випадку, починають взаємно накладатися зони огляду не лише суміжних радіолокаторів, але й далеко віддалених один від одного. А це - явна енергетична надмірність та ускладнення обробки через необхідність відкладення даних. Таким чином, при

побудові радіолокаційного поля доцільними залишаються три варіанти розміщення радіолокаторів: у вершинах трикутників, квадратів і шестикутників; п'ятикутники відпадають з зазначеної раніше причини.

Таблиця 2.1 - Дані розрахунків відстані між радіолокаторами при різному їхньому розміщенні

	Відстань між радіолокаторами (D=2RcosX°) для формування беспровального радіолокаційного поля при розташуванні радіолокаторів у вершинах						
Дальність дії радіолокатора	на кінцях відрізка прямої лінії	на кінцях відрізка прямої лінії	на кінцях відрізка прямої лінії	на кінцях відрізка прямої лінії	на кінцях відрізка прямої лінії	на кінцях відрізка прямої лінії	на кінцях відрізка прямої лінії
	X°=0°	X°=30°	X°=45°	X°=54°	X°=60°	X°=64,3°	X°=67,5°
R	$D=2\cdot R$	$D=1,732 \cdot R$	D=1,414·R	$D=1,176 \cdot R$	$D=1 \cdot R$	$D=0,87 \cdot R$	D=0,76·R

Для побудови радіолокаційного поля по наведеним вище варіантах якісної оцінки недостатньо, потрібна кількісна оцінка якості поля. Тому для кількісної оцінки енергетичних характеристик поля становить інтерес з'ясування коефіцієнта перекриття радіолокаційного поля і його енергетичної економічності залежно від варіанта розміщення радіолокаторів. Коефіцієнтом перекриття К_п цілком логічно назвати відношення сумарного об'єму зон спостереження, яка обслуговується більш ніж однією радіолокаційною станцією, до загального об'єму зон спостереження, тобто

$$\mathbf{K}_{\Pi} = \frac{\sum_{a}^{n} V_{\text{COBM}}}{\sum_{a}^{n} V_{\text{SH}}},\tag{2.1}$$

де V_{совм} – об'єм області простору, яка обслуговується двома сусідніми радіолокаторами;

*V*_{3H} – об'єм зони спостереження одного радіолокатора;

n – порядок багатокутника.

При такому трактуванні при повнім сполученні позицій радіолокаторів К_п=1, а якщо зони спостереження не перетинаються, тоді К_п=0, що є цілком природним.

Перевірка практичного застосування цього коефіцієнта виявила непотрібну складність його розрахунку. Набагато зручніше проводити розрахунки, якщо використати показник перекриття вертикальних проекцій горизонтальних перетинів зон спостереження радіолокаторів на мінімальній безпровальнії висоті. У цьому випадку в (2.1) об'єми заміняються на відповідні площі вертикальних проекцій цих об'ємів на горизонтальну площину, але зміст поняття перекриття від цього не змінюється. Логічно назвати такий показник коефіцієнтом перекриття в горизонтальній площині К_{пг}, тобто

$$\mathbf{K}_{\mathrm{nr}} = \frac{\sum_{1}^{n} S_{\mathrm{cogm}}}{\sum_{1}^{n} S_{\mathrm{3H}}},\tag{2.2}$$

де S_{совм} – площа проекції області простору, яка обслуговується двома сусідніми радіолокаторами;

 $S_{\rm 3H}$ – площа проекції зони спостереження одного радіолокатора;

n – порядок багатокутника.

Для розрахунку К_{пг} були застосовані відомі з геометрії формули для розрахунку площі кола S_{кр}= πR^2 і площі сегмента $S_{cerm} = \frac{R^2}{2} \left(\pi \frac{\alpha}{180^\circ} - \sin \alpha^\circ \right)$ [95]. Тут R – дальність дії радіолокатора, α – центральний кут, що опирається на сегмент, які утворюються при перетинанні двох зон огляду радіолокаторів. Розрахунки для α дали результати, представлені в табл. 2.2.

Подальші розрахунки дозволили графічно представити залежність К_{пг} від порядку багатокутника (рис. 2.16).

Хід коефіцієнта перекриття відбиває той факт, що збільшення порядку багатокутника, у вершинах яких встановлюються радіолокатори, веде до збільшення частки радіолокаційного поля, яке обслуговується двома, а то й трьома радіолокаторами, тим самим збільшуючи непродуктивні витрати зондувального випромінювання. Цю обставину потрібно враховувати при побудові радіолокаційного поля.

Таблиця 2.2 – Дані розрахунків центрального кута *α* при різному розміщенні радіолокаторів

Розташування радіолокаторів у вершинах							
рівностороннього	крапрата	правильного	правильного				
трикутника	квадрата	п'ятикутника	шестикутника				
$\alpha = 60^{\circ}$	$\alpha = 90^{\circ}$	$\alpha = 108^{\circ}$	$\alpha = 120^{\circ}$				



Рисунок 2.16 – Залежність К_{пг} від порядку багатокутника

Як було відзначено вище, становить інтерес з'ясування питання ощадливості розподілу енергії зондувального випромінювання всередині радіолокаційного поля при взаємному накладенні зон спостереження радіолокаторів. Можна ступінь ощадливості характеризувати коефіцієнтом ощадливості К_э. Цей коефіцієнт повинен буде дорівнювати одиниці при відсутності взаємного

накладення зон спостереження та нулю при повнім накладенні. Оскільки ощадливість пов'язана з взаємним перекриттям зон спостереження, тоді природним рішенням є введення коефіцієнта К_э=1–К_{пг}. Хід цього коефіцієнта залежно від порядку багатокутника наведений на рис. 2.17.

Аналіз графіка на рис. 2.17 показує, що окремо стоячі радіолокатори будуть використовувати енергію зондувального випромінювання найбільшою мірою ощадливо (без обліку вертикального розподілу енергії). А при розташуванні їх у вершинах шестикутників лише 60% радіолокаційного поля буде обслуговуватися ощадливо, в іншій його частині об'єкти, явища та процеси будуть спостерігатися двома радіолокаторами та більше.



Рисунок 2.17 – Залежність коефіцієнта К_э від порядку багатокутника

Таким дослідження чином. проведене показало, ЩО застосування геометричного підходу до побудови радіолокаційного поля метеорологічної радіолокаційної системи моніторингу дозволяє досить просто одержати результат. При цьому найбільш раціональним є розміщення радіолокаторів у вершинах трикутників, квадратів і шестикутників. Вибір варіанта розміщення дозволить задовольнити різні вимоги ДО метеорологічної радіолокаційної системи

моніторингу: від найбільш ощадливого варіанта витрати енергії зондувального випромінювання, до найбільш стійкого варіанта побудови системи.

2.3 Забезпечення стійкості радіолокаційного поля при побудові системи гідрометеорологічного моніторингу

Створення радіолокаційної системи гідрометеорологічного моніторингу передбачає побудову радіолокаційного поля необхідної конфігурації або потребного радіолокаційного поля [88, 96]. Побудоване радіолокаційне поле повинне мати деякі важливі властивості. До них відносяться властивість безпровальності, тобто поле повинне бути суцільним для одержання можливості добування інформації з усього простору спостережень. Іншою важливою властивістю сформованого радіолокаційного поля повинна бути багаточастотність. необхілна забезпечення реалізації для можливості двохчастотного методу індикації дощу і граду [93]. Не менш важливим, ніж дві наведені вище властивості, є властивість стійкості радіолокаційного поля. Під стійкістю в радіолокаційних системах розуміють збереження показників якості системи при порушенні працездатності її елементів, а саме, радіолокаторів [97]. Система радіолокаторів породжує радіолокаційне поле, а значить конфігурація цього поля повинна незначно змінюватися при порушенні працездатності частини елементів системи. Порушення працездатності радіолокаторів можливо з кількох причин. Одна з причин пов'язана з електромагнітною сумісністю і, через це, з неможливістю виробництва радіолокаційних вимірювань через підвищення рівня шуму, викликаного перешкодами. Інша пов'язана з порушенням працездатності радіолокатора з технічних причин, тобто з виходом його з ладу. В обох випадках кінцевий ефект порушення працездатності приводить до порушення роботи радіолокаційної системи в цілому й порушенню цілісності радіолокаційного поля. Електромагнітна сумісність радіолокаторів забезпечується як організаційними (виконанням норм і рекомендацій регламентуючий рознос частот, ширину смуги випромінювання, стабільність рівень побічних передавачів, частоти

випромінювань, взаємне розміщення близько розташованих радіолокаторів), так і технічними (правильний вибір проміжної частоти, підвищення вибірковості тракту прийому, використання різних пристроїв захисту від перешкод, фільтрацію неосновних випромінювань передавальних пристроїв екранування елементів радіолокатора) заходами. А зменшення кількості виходів з ладу радіолокаторів пов'язане з підвищенням надійності функціонування елементів радіолокатора [98].

Однак, забезпечити системну стійкість радіолокаційного поля та зробити цю стійкість менш залежною від зазначених вище причин можна на етапі радіолокаційної системи гідрометеорологічного моніторингу, проектування відповідним чином розміщуючи радіолокатори на місцевості. У даному підрозділі розглядається питання забезпечення стійкості радіолокаційного поля при побудові радіолокаційної системи гідрометеорологічного моніторингу поза залежністю від причин порушення працездатності радіолокаторів. Об'єктом дослідження в цьому випадку є процес радіолокаційного гідрометеорологічного моніторингу, а предметом дослідження є стійкість радіолокаційного поля, утвореного системою радіолокаційного гідрометеорологічного моніторингу. Постановка та рішення цього завдання є актуальними, оскільки радіолокаційна система гідрометеорологічного моніторингу повинна бути правильно побудована з погляду системології, яка забезпечить її тривалу успішну експлуатацію. Метою дослідження є забезпечення стійкості радіолокаційного поля при побудові гідрометеорологічного моніторингу яка досягається за рахунок системи застосування методу порівняльного аналізу і кількісної оцінки параметрів моделей різних варіантів побудови радіолокаційного поля.

Одна радіолокаційна станція утворить зону огляду або зону спостереження (рис. 2.9). А безліч радіолокаційних станцій утворять радіолокаційне поле (рис. 2.10).

Оцінку стійкості радіолокаційного поля проведемо в такий спосіб. Розташуємо деяку кількість радіолокаторів (для приклада - 16) у вершинах стикованої системи трьох геометричних фігур: рівносторонніх трикутників, квадратів і шестикутників (рис. 2.18).



Рисунок 2.18 - Варіанти побудови радіолокаційного поля системою з 16 радіолокаторів

Розрахуємо розміри які обслуговує площа, тобто площі, які займає вертикальна проекцієя горизонтального перетину радіолокаційного поля на певній висоті для системи з 16 радіолокаторів. Результати цих розрахунків дадуть можливість оцінити площу, яка дістається на один радіолокатор, кількість радіолокаторів, які дістаються на одиницю обслуговуємої площи, і відносну зміну розмірів площ, які обслуговуються, при різному розташуванні радіолокаторів.

Потім зімітуємо вихід з ладу в довільному порядку деяку частину (двох, чотирьох, шести, восьми, десяти) радіолокаторів, які нараховуються у системі. Після чого оцінимо розміри площ, які обслуговуються, при отриманому проріжуванні, радіолокаційного поля. Отримані дані дозволять оцінити відносне зменшення обслуговуємої площі при виході з ладу деякої частини радіолокаторів залежно від їхнього розміщення. У цілому результати дослідження дадуть оцінити ступінь стійкості радіолокаційного можливість поля системи гідрометеорологічного моніторингу при різних варіантах розміщення радіолокаторів і зробити висновок про кращий спосіб забезпечення стійкості радіолокаційного поля.

При обчисленні обслуговуємої площи, для пари радіолокаторів S_{обсл2} (рис. 2.19,а) потрібно врахувати ту обставину, що зони спостереження окремих радіолокаторів накладаються і площа, яка обслуговується ними, буде складатися з

суми площ зон спостереження окремих радіолокаторів S_{обсл1} без площі сегментів, які вийшли в результаті накладення двох, з площею S_{сегм} кожний (світло-сірий сегмент належить зоні спостереження правого радіолокатора, а темно-сірий сегмент належить зоні спостереження лівого радіолокатора), як показано на рис. 2.19,6.

Ці міркування можна поширити і на довільне число радіолокаторів з пересічними зонами спостереження. У результаті отримаємо:

$$S_{\text{oferk}} = \sum_{i=1}^{k} S_{\text{oferk}} - \sum_{j=1}^{l} S_{\text{cerve}j}, \qquad (2.3)$$

де S_{обсл k} – площа, що обслуговується k радіолокаторами;

 $S_{ofcn i}$ – площа, яка обслуговується окремим *i-um* радіолокатором з *k*; $S_{cerm j}$ – площа *j-го* сегмента перетинання з *l*.



Рисунок 2.19 - Обчислення обслуговуємої площі для пари радіолокаторів

Варто відзначити, що другий член у правій частині виразу існує лише при наявності сегментів перетинань зон спостереження та кількість сегментів перетинань не дорівнює кількості радіолокаторів. Крім того, площа сегмента перетинання залежить від кількості вершин багатокутника (його порядку – *n*) у яких розміщуються радіолокатори, оскільки перекриття в цих випадках буде різним.

При розташуванні радіолокаторів у вершинах рівносторонніх трикутників (рис. 2.18, а) обслуговувана площа, як було відзначено вище, буде складатися з суми площ зон спостереження шістнадцяти радіолокаторів без 33 елементів перетинання або 66 сегментів перетинання. Оскільки зони спостереження всіх радіолокаторів однакові з радіусом R, тоді сегменти перетинання теж будуть однаковими. Площа кола і сегмента знаходиться нескладно. З [95] вони відповідно рівні: $S_{\text{кр}} = \pi R^2$ і $S_{\text{сегм}} = \frac{R^2}{2} \left(\pi \frac{\alpha}{180^\circ} - \sin \alpha^\circ\right)$. Тут R – дальність дії радіолокатора, α – центральний кут, який опирається на сегмент, що утвориться при перетинанні двох зон спостереження радіолокаторів. Розрахунки для α були проведені вище й дали результати, представлені в табл. 2.3.

Таблиця 2.3 – Дані розрахунків центрального кута *α* при розміщенні радіолокаторів у вершинах трикутників, квадратів, шестикутників

Розташування радіолокаторів у вершинах						
рівностороннього трикутника	квадрата	правильного шестикутника				
$\alpha = 60^{\circ}$	$\alpha = 90^{\circ}$	$\alpha = 120^{\circ}$				

При розрахунку одержуємо суму всіх шістнадцяти площ зон спостереження рівної $50,27 \cdot R^2$, та суму всіх 66 сегментів перетину який дорівнює $5,97 \cdot R^2$. В результаті при розміщені радіолокаторів в вершинах трекугників отримаємо значенння обслуговуваної площі $S_{ofcul 16mp} = 44,3 \cdot R^2$.

Аналогічним чином проводимо розрахунки при розміщенні радіолокаторів у вершинах квадратів (рис. 2.18,б). Відмінністю від попереднього варіанта розташування тут є те, що кількість сегментів перетину дорівнює 48 і кут $\alpha = 90^{\circ}$ (з табл. 2.3). При розрахунку одержуємо суму всіх шістнадцяти площ зон спостереження рівної 50,27·R², і суму всіх 48 сегментів перетину дорівнюють 13,68·R². В результаті при розміщені радіолокаторів в вершинах квадратів отримаємо значення обслуговуваної площі S_{обсл 16кв} = 36,6·R².

Однаковим способом проводимо розрахунки при розміщенні радіолокаторів

у вершинах шестикутників (рис. 2.18,в). Відмінністю від попередніх варіантів розташування тут є те, що кількість сегментів перетинання зон спостереження радіолокаторів, які перебувають у вершинах того самого ребра шестикутника дорівнює 32 (на рис. 2.18, світло-сірий тон) і кут α =120°. Це більші сегменти. Але в цьому варіанті розташування є в наявності сегменти перетинання зон спостереження радіолокаторів, які не перебувають на одному ребрі шестикутника. Це малі сегменти. Таких сегментів 56 (виділені на рис. 2.18, більш темним тоном) і для них кут α =60°, тому що вони виявляються у вершинах описаних у шестикутник рівносторонніх трикутників.

Причому частина з них попадає в середину 32 більших сегментів (таких малих сегментів 48 – на рис. 2.18, це більш темні сегменти, що перебувають не тлі більше світлих сегментів) і їхню площу не потрібно віднімати від загальної площі, оскільки вона буде віднята за рахунок великого сегмента. А частина малих сегментів не накладається на більші сегменти (таких малих сегментів 8), тому їхню площу потрібно віднімати від загальної площі. З урахуванням наведених вище міркувань при розрахунку одержуємо суму всіх шістнадцяти площ зон спостереження дорівнювану 50,27·R², сума всіх площ 32 великих сегментів перетину дорівнює 19,65·R², сума площ 8 малих сегментів перетину дорівнює 0,72·R². В результаті при розміщені радіолокаторів в вершинах шестикутників отримаємо значення обслуговуваної площі $S_{oбсл 16иy} = 29,9 \cdot R^2$.

Отримані результати та додатково розраховані параметри зведемо в табл. 2.4.

Задавши значення дальності дії радіолокатора легко одержати значення параметрів, наведених у табл. 2.4, і використати їх для подальших розрахунків. Наприклад, задавшись дальністю дії радіолокатора в 100 км одержимо кількість радіолокаторів на одиницю площі. Воно буде дорівнювати 0,36·10⁻⁴ км⁻² при розміщені радіолокаторів в вершинах трекутників 0,54·10⁻⁴ км⁻² при розміщені радіолокаторів в вершинах шестикутників.

	Розташування радіолокаторів у вершинах				
	рівностороннього	квалрата	правильного		
	трикутника		шестикутника		
Площа, яка обслуговується	$44,3\cdot\mathrm{R}^2$	$36,6 \cdot R^2$	$29,9 \cdot R^2$		
Площа, яка випадає на один	$2.77 \cdot R^2$	$2.29 \cdot R^2$	$1.87 \cdot R^2$		
радіолокатор	2,7710	2,29 1	1,07 10		
Кількість радіолокаторів, яка	$0.36 \cdot R^{-2}$	$0.44 \cdot R^{-2}$	$0.54 \cdot R^{-2}$		
випадають на одиницю площі	0,20 K	<i>,</i>	,,,, , , , , , , , , , , , , , , , , ,		

Таблиця 2.4 - Параметри радіолокаційного поля при різному розташуванні радіолокаторів

Для обслуговування території розміром приблизно 580 тис. км² у першому випадку знадобиться 21 радіолокатор, а в другому випадку – 32 радіолокатора. Ці показники оціночні, оскільки при подібних розрахунках потрібно враховувати наступні обставини. При побудові реальних систем радіолокаційного моніторингу місце розташування радіолокатора визначається місцевістю і не вдасться розташувати їх геометрично правильно. Крім того, форма контрольованої території як правило є неправильною, з виступами й западинами, які додатково більш істотно порушують геометричну правильність побудови системи. Тому, на основі проведеного напівнатурного моделювання [84] можна сказати, що отримані значення для кількості радіолокаторів потрібно множити на коефіцієнт від 1,4 до 1,43 залежно від ступеня порушення правильності геометрії розташування радіолокаторів.

Становить інтерес, з економічної точки зору, знання відносної зміни обслуговуваної площі при різних варіантах розташування радіолокаторів, обумовлених порядком багатокутника *n*. При обчисленні відносних змін площ у якості опорної приймемо площу, яка обслуговується системою з радіолокаторами, розташованими у вершинах трикутників (*n*=3). Результат представлений на рис. 2.20.



Рисунок 2.20 - Залежність відносної зміни яка обслуговує площу, при різних варіантах розташування радіолокаторів, обумовлених порядком багатокутника

Видно, що при збільшенні порядку багатокутника, у вершинах якого розташовані радіолокатори, відбувається зменшення розміру обслуговуємої площі. Так, при *n*=4 обслуговується площа, яка, становить 83% від площі, що обслуговується при *n*=3, а при *n*=6 обслуговується площа, що, становить уже 68% від опорної.

Оцінимо відносне зменшення обслуговуваної площі, при виході з ладу з будь-яких причин частини радіолокаторів. Для цього виконаємо розрахунки для всіх варіантів розташування радіолокаторів розрахувавши значення площ, що обслуговуються, які виходять у системі з 16 радіолокаторів при зменшенні в довільному порядку їхньої кількості на два, чотири, шість, вісім, десять (рис. 2.21, 2.22, 2.23). При розрахунках будемо враховувати всі міркування, наведені вище, а результати розрахунків зведемо в табл. 2.5.



г)



Рисунок 2.21 - Варіанти проріджування радіолокаційного поля при розташуванні радіолокаторів у вершинах трикутників



Рисунок 2.22 - Варіанти проріджування радіолокаційного поля при розташуванні радіолокаторів у вершинах квадратів



Рисунок 2.23 - Варіанти проріджування радіолокаційного поля при розташуванні радіолокаторів у вершинах шестикутників

Таблиця 2.5 - Параметри проріджуваного радіолокаційного поля при різному розташуванні радіолокаторів

Doomousung	Площа, яка обслуговується, при зазначеній кількості радіолокаторів						
гозташування радіолокаторів v	/Доля обслуговуваної площі при зазначеній кількості радіолокаторів у						
вершинах	порівнянні з площею, яка обслуговується всіма 16 радіолокаторами						
- ·F	16	14	12	10	8	6	
рівностороннього	$44,3\cdot R^2$	$39,8 \cdot R^2$	$35,0 \cdot R^2$	$29,6 \cdot R^2$	$24,2 \cdot R^2$	$18,9 \cdot R^2$	
трикутника	/1	/0,9	/0,79	/0,67	/0,55	/0,43	
кралрата	$36,6 \cdot R^2$	$33,2 \cdot \mathbb{R}^2$	$30,3 \cdot R^2$	$27,4 \cdot R^2$	$24,6 \cdot R^2$	$18,9 \cdot R^2$	
квадрата	/1	/0,91	/0,83	/0,75	/0,67	/0,52	
правильного	$29,9 \cdot R^2$	$28,2 \cdot R^2$	$24,7 \cdot R^2$	$23,8 \cdot R^2$	$22,5 \cdot R^2$	$18,3 \cdot R^2$	
шестикутника	/1	/0,94	/0,83	/0,8	/0,75	/0,61	

На підставі даних з табл. 2.5 графічно відобразимо відносне зменшення обслуговуваної площі при виході з ладу деякої частини радіолокаторів залежно

від їхнього розміщення. Результат відображення представлений на рис. 2.24.

Деяка нерівність ходу графіків визначається випадковістю вибору радіолокаторів, які вийшли з ладу. Аналіз графіка показує, що при втраті 50% радіолокаторів частина, яку обслуговує площа, при розташуванні радіолокаторів у вершинах шестикутників буде на 20% більше в порівнянні з розташуванням у вершинах трикутників.

Таким чином, результати проведених досліджень дали можливість оцінити ступінь стійкості радіолокаційного поля системи гідрометеорологічного моніторингу при різних варіантах розміщення радіолокаторів.

Найбільша системна стійкість досягається при побудові системи моніторингу з розміщенням радіолокаторів у вершинах шестикутників. Тому при наявності від замовника вимоги високої стійкості такий спосіб побудови системи є переважним.





частини радіолокаторів

2.4 Раціональний розподіл енергії зондувального випромінювання в просторі спостереження системи гідрометеорологічного моніторингу

Головним ресурсом оглядового метеорологічного радіолокатора є енергія Головний він зондувального випромінювання. TOMY, шо вся доступна радіолокаційна інформація заключена прийнятою антеною відбитої від атмосфери частини енергії зондувального випромінювання. Вся подальша обробка в ідеальному випадку може зберегти кількість отриманої радіолокаційної інформації, а в не ідеальному - зменшити її кількість. Однак одержання інформації необхідно забезпечити не у всій зоні спостереження метеорологічного радіолокатора, а в зоні, називаної простором спостереження, яке повине покриватися радіолокаційним полем системи гідрометеорологічного моніторингу [96]. Метою дослідження, представленого в даному підрозділі, є з'ясування найбільш раціональний розподіл енергії питання про зондувального антен випромінювання допомогою передавальних метеорологічних 38 радіолокаторів у просторі спостереження, тобто про найбільш раціональну побудову радіолокаційного поля. Досягається зазначена мета за рахунок кількісної оцінки параметрів геометричних моделей побудови радіолокаційного логічного аналізу отриманих результатів. Поняття "найбільшої поля та раціональності" розподілу енергії зондувального випромінювання примикає до поняття оптимізації, але при проведенні оптимізації якої-небудь системи потрібно обрати критерій оптимізації або (для розглянутого випадку) оцінити їх кількісно та зробити певні висновки. Оцінка найбільшої раціональності надає більшу частину в підходах, методах з'ясування питання про розподіл енергії зондувального випромінювання. Об'єктом дослідження в роботі є система радіолокаційного гідрометеорологічного моніторингу, а предметом дослідження є енергетика радіолокаційного поля, утвореного системою радіолокаційного гідрометеорологічного моніторингу. Постановка і рішення цього завдання є радіолокаційна оскільки гідрометеорологічного актуальними, система моніторингу повинна бути побудована раціонально, яка забезпечить її тривалу

успішну і ощадливу експлуатацію.

Простір спостереження є тією частиною повітряного простору, у якій існують атмосферні об'єкти, явища і процеси, які підлягають радіолокаційному моніторингу. Геометрично простір спостереження можна представити у вигляді циліндричного об'єму, який утворить проходить по межах досліджуваної території, а зверху й знизу цей об'єм обмежений плоскими підставами, побудованими на мінімальній і максимальній потребної висоті (рис. 2.8). Мінімальна потребна висота радіолокаційного для поля системи гідрометеорологічного моніторингу повинна становити близько 0,5 км, а максимальна – від 20 км до 25 км [87]. Раціональний розподіл енергії зондувального випромінювання припускає повне й найбільш точне покриття їм простору спостереження. Здійснюється це покриття за допомогою розподілу зондувального випромінювання в просторі спостереження та прийомі з нього сигналів. відбитих від метеорологічних об'єктів та явищ. Зондувальне випромінювання в просторі розподіляється за допомогою антеної системи (рис. 2.25). На зазначеному рисунку дальність дії радіолокатора позначена як *R*.



Рисунок 2.25 - Зона огляду (зона спостереження) радіолокатора

При розгляді питання раціонального розподілу енергії зондувального випромінювання в межах всього простору спостереження важливо уявити собі розподіл енергії в зоні спостереження одиничного радіолокатора. Будемо виходити з того припущення, що область півсфери зони спостереження, зображена на рис. 2.25, протягом часу огляду послідовно заповнюється енергією зондувального випромінювання з щільністю потоку потужності, яка дозволяє одержати відбитий сигнал. При такому припущенні поняття об'єму півсфери або її частин можна ототожнювати з енергією, розподіленої в цьому об'ємі півсфери або в її частині, які перебувають у зоні спостереження одиничного радіолокатора. З [95] відомі формули об'єму сфери

$$V_{e\phi} = \frac{4}{3}\pi R^3 \tag{2.6}$$

і об'єму сферичного сегмента (рис. 2.26)

$$V_{\rm coper} = \pi h_{\rm cr}^2 \left(R - \frac{1}{3} h_{\rm cr} \right), \tag{2.7}$$

де h_{cr} – висота сегмента.

З'ясуємо, як буде залежати повнота використання енергії зондувального випромінювання залежно від співвідношення дальності дії радіолокатора та висоти верхньої межі радіолокаційного поля. Повноту використання енергії позначимо як коефіцієнт використання енергії $K_{\text{ве}}$.



Рисунок 2.26 - Сферичний сегмент

Установимо на підставі запропонованого вище відкладеного

$$K_{\rm Be} = V_{\rm \Pi H1} / V_{\rm 3H1}, \tag{2.8}$$

де $V_{\text{пн1}}$ – об'єм простору спостереження, що покривається одним радіолокатором; $V_{\text{зн1}}$ – об'єм зони спостереження одного радіолокатора.

Об'єм простору спостереження, що покриває одним радіолокатором: $V_{\text{пн1}} = \frac{1}{2}V_{c\phi} - V_{c\phi cr}$, а об'єм зони спостереження одного радіолокатора $V_{3\text{н1}} = \frac{1}{2}V_{c\phi}$.

Підставивши праві частини цих рівностей в (2.8), одержимо

$$K_{\rm Be} = 1 - 2V_{\rm c\phi cr}/V_{\rm c\phi}, \qquad (2.9)$$

Підставимо в останій вираз значення $V_{c\phi}$ і $V_{c\phi cr}$ з (2.6) і (2.7), причому в (2.7) при цьому зробимо заміну h_{cr} на $R-H_{Br}$ (рис. 2.26). В результаті одержимо

$$K_{\mu\nu} = \frac{3}{2} \frac{H_{\rm BT}}{R} - \frac{1}{2} \frac{H_{\rm BT}^3}{R^3}.$$
 (2.10)

Використання (2.10) для побудови окремих залежностей $K_{\rm Be}$ від R і $H_{\rm BF}$ породить ціле сімейство графіків, що ускладнить процес аналізу. Доцільніше побудувати один графік $K_{\rm Be}$ залежно від $H_{\rm BF}/R$, оскільки R та $H_{\rm BF}$ функціонально зв'язані. Позначимо X як $H_{\rm BF}/R$, тобто як відношення висоти верхньої межі зони спостереження $H_{\rm BF}$ до дальності дії радіолокатора R. Тоді вираз (2.10) остаточно перетвориться в

$$K_{\mu\nu} = \frac{3}{2}X - \frac{1}{2}X^3. \tag{2.11}$$

На рис. 2.27 представлене графічне відображення виразу (2.11). Для прикладу, при висоті верхньої межі зони спостереження $H_{\rm Br}$ =25 км і дальності дії радіолокатора R=100 км відношення їх складе величину X=0,25 при якому

 $K_{\rm Be} \approx 0.36$. Це говорить лише 36% про те, ЩО енергії зондувального випромінювання при такому співвідношенні H_{вг} і R буде використовуватися ефективно, інші 64% будуть розтрачені марно, фактично на нагрівання стратосфери. Аналіз цього графіка також показує, що при фіксованій потребної висоті верхньої межі H_{вг}=25 км збільшення дальності дії радіолокатора R буде погіршення використання до повноти енергії зондувального приводити випромінювання та К_{ве} буде зменшуватися.



Рисунок 2.27 - Залежність коефіцієнта використання енергії зондувального випромінювання від відношення висоти верхньої межі зони спостереження до дальності дії радіолокатора

Тому перед розробником системи моніторингу виникає протиріччя між потребною дальністю дії радіолокатора та енергетичною ефективністю радіолокаційної системи гідрометеорологічного моніторингу, що вимагає вирішення в процесі проектування системи моніторингу.

Вирішимо завдання розподілу енергії зондувального випромінювання в просторі спостереження всією системою гідрометеорологічного моніторингу. Перший, і найбільш очевидний, спосіб рішення цього завдання полягає в розміщенні радіолокаторів таким чином, щоб їхні зони спостереження перетиналися на потребній висоті *H*_{вг} (рис. 2.28).



Рисунок 2.28 - Перетин зон спостереження радіолокаторів на висоті верхньої межі радіолокаційного поля

При подібному розміщенні радіолокаторів на місцевості з застосуванням геометричного підходу, а саме, у вершинах рівносторонніх трикутників, розподіл енергії зондувального випромінювання в просторі спостереження системи гідрометеорологічного моніторингу, тобто конфігурація радіолокаційного поля, прийме видгяд, показаний на рис. 2.29.



Рисунок 2.29 - Тривимірне відображення радіолокаційного поля при перетинанні зон спостереження радіолокаторів на висоті верхньої границі радіолокаційного

Така побудова забезпечить безпровальноіть радіолокаційного поля, тобто розподіл енергії зондувального випромінювання відбудеться по всьому просторі спостереження. При цьому кожний з радіолокаторів буде здійснювати повний цикл сканування простору спостереження в діапазоні кутів місця від 0 до 90 градусів. При існуючих радіолокаторах тривалість повного циклу безпровального сканування може тривати десятки хвилин, що може привести до пропуску швидкоплинних небезпечних явищ погоди з усіма важкими наслідками, що випливають з пропуску. І, крім того, при зазначеному розподілі енергії зондувального випромінювання буде використовуватися ефективно лише невелика частина всієї енергії зондувального випромінювання, а саме, лише та, якаа буде розподілена в просторі спостереження.

У наведеному вище способі розподілу енергії зондувального випромінювання з метою економії енергії можна обмежити підйом промення діаграми направленості антенних систем радіолокаторів до певного кута місця. Однак, у цьому випадку, значний район над радіолокаторами у прилеглому до них просторі попросту не буде обслуговуватися.

Звідси другий спосіб розподілу виникає енергії зондувального випромінювання в просторі спостереження всієї системи гідрометеорологічного моніторингу, що дозволяє більш ощадливо витрачати енергію, концентруючи її в просторі спостереження. Радіолокатори В цьому випадку повинні розташовуватися у вершинах шестикутників, ЩО забезпечить половинне перекриття зон спостереження сусідніх радіолокаторів, як показано на рис. 2.30.

Подібна побудова системи дозволяє не робити повний цикл сканування антени від 0 до 90 градусів за кутом місця для розподілу енергії (рис. 2.31). Це обумовлено тим, що сусідні радіолокатори будуть "проглядати" простір один над іншим. При горизонтальному (ε =0°) положенні діаграм направленості відстань між радіолокаторами повинна бути такою, щоб висота променя діаграми направленості антени одного радіолокатора над сусіднім радіолокатором буде дорівнювати потребній висоті нижньої межі $H_{\rm Hr}$ радіолокаційного поля та простору спостереження (рис. 2.32).


Рисунок 2.30 - Перетин зон спостереження радіолокаторів на повну дальність дії сусідніх радіолокаторів



Рисунок 2.31 - Обмеження сканування антен радіолокаторів в кутомісній площині при перетині зон спостереження радіолокаторів на повну дальність дії сусідніх радіолокаторів



Рисунок 2.32 - Пояснення до розрахунку висоти нижньої і верхньої межі радіолокаційного поля

Це значення легко обчислюється за допомогою відомого виразу радіогоризонту [99]

$$D = 4,11\left(\sqrt{H_c} + \sqrt{h_a}\right),\tag{2.12}$$

де *D* – горизонтальна дальність, км;

*H*_c – поправка висоти на кривизну Землі, м;

 h_a – висота електричного центра антени, м.

3 (2.12) одержимо, що при нормальній рефракції атмосфери, при висоті електричного центра антени рівної 5 метрам і при потребній висоті нижньої межі $H_{\rm HF}$ = H_c =500 метрів ця відстань *CD* (рис. 2.32) складе 101,23 км, тобто відстань між радіолокаторами при другому способі розподілу енергії зондувального випромінювання в просторі спостереження не повинна перевищувати 100 км. За рахунок цього буде забезпечена потребна висота нижньої межі радіолокаційного поля 500 метрів і менше у всьому просторі спостереження. Подальший підйом діаграми направленості по куту місця є необхідно проводити до того моменту, коли точка перетину діаграм направленості сусідніх радіолокаторів досягне потребної висоти верхньої межі Н_{вг} простору спостереження (точка О на рис. 2.32). За рахунок цього буде забезпечена потребна висота верхньої межі радіолокаційного поля 25 км і більше у всьому просторі спостереження. При цьому значення максимального кута підйому діаграм направленості дорівнює ε_{макс}=26,6°, що легко виходить з рішення трикутника О'ОD, зазначеного на рис. 2.32. При другому способі розподілу енергії зондувального випромінювання методику оцінки повноти використання енергії застосуємо ту ж, що й для першого способу, але з урахуванням того, що радіолокатор не проводить повного сканування в кутомісній площині. У цьому випадку в рівнянні (2.8) по-іншому будуть розраховуватися $V_{\text{пн1}}$ – об'єм простору спостереження, що покриває одним радіолокатором і V_{зн1} – об'єм зони спостереження одного радіолокатора. Від об'єму простору спостереження, що покривається одним радіолокатором додатково потрібно відняти об'єм утворюваного конуса у якому не розподіляється енергія зондувального випромінювання даного радіолокатора (тобто "мертва воронка" на рис. 2.33,а), а перекривається вона за рахунок енергії сусіднього радіолокатора. А з об'єму зони спостереження одного радіолокатора потрібно відняти об'єм сферичного сектора першого роду, у якому не розподіляється енергія зондувального випромінювання даного радіолокатора (затемнена частина

на рис. 2.33, б). З урахуванням відзначених особливостей одержимо: $V_{\text{пн1}} = \frac{1}{2}V_{c\phi} - V_{c\phi cr} - V_{\text{мв}}$ і $V_{3\text{н1}} = \frac{1}{2}V_{c\phi} - V_{c\phi c\kappa}$. Підставивши праві частини цих рівностей в (2.8), одержимо

$$K_{\rm Be} = (\frac{1}{2} V_{\rm c\phi} - V_{\rm c\phi cr} - V_{\rm MB}) / (\frac{1}{2} V_{\rm c\phi} - V_{\rm c\phi c\kappa}), \qquad (2.13)$$

Для $V_{c\phi}$ і $V_{c\phi cr}$ вирази відомі, а для $V_{c\phi c\kappa}$ і V_{MB} з [95] використаємо відповідно вираз для розрахунку об'ємів сферичного сектора першого роду та конуса (рис. 2.32 і 2.33):

$$V_{\rm cobesk} = \frac{2}{3} \pi R^2 \dot{h}_{\rm csk}, \tag{2.14}$$

$$V_{\rm ME} = \frac{1}{3} \pi r^2 H_{\rm EF}, \tag{2.15}$$

де *r* – радіус підстави мертвої воронки (конуса) на висоті *H*_{вг}.



Рисунок 2.33 - Пояснення до розрахунку повноти використання енергії при другому способі розподілу енергії зондувального випромінювання

Підставимо в (2.13) значення $V_{c\phi}$ й $V_{c\phi cr}$ з (2.6) і (2.7), $V_{c\phi c\kappa}$ і V_{MB} з (2.14) і (2.15), причому при підстановці зробимо заміну змінних h_{cr} на $R-H_{Br}$, $h_{c\kappa}$ на $R-H_{B}$ і

візьмемо до уваги, що H_в = 2H_{вг}, (рис. 2.32, 2.33). В результаті одержимо

$$K_{\mu\nu} = 0,6875.$$
 (2.16)

Подібний результат говорить про те, що коефіцієнт використання енергії зондувального випромінювання одним радіолокатором при другому способі розподілу енергії не залежить ні від дальності дії радіолокатора, ні від висоти верхньої межі простору спостереження, тобто від висоти верхньої межі 70%. радіолокаційного поля. Він постійний, i дорівнює приблизно Пілрозумівається це тим, що при заданій дальності дії радіолокатора збільшення $H_{\rm BF}$ приводить до необхідності збільшення кута $\varepsilon_{\rm make}$, що веде до випромінювання більшої кількості енергії зондування поза простором спостереження, тому коефіцієнт використання енергії повинен зменшуватися. Але при цьому діє й зворотна тенденція, а саме, при підйомі діаграми направленості антени все більша частина енергії випромінювання покриває "мертву воронку", що приводить до прямо пропорційного збільшення коефіцієнта використання енергії, що компенсує його убування. Проведені вище міркування і розрахунки мають відношення як до одиночних радіолокаторів, так і до групи, яка розподіляє енергію зондувального випромінювання всередині простору спостереження, утворюючи радіолокаційне поле.

Таким чином, результати проведених досліджень, заснованих на кількісній оцінці параметрів геометричних моделей побудови радіолокаційного поля, найбільш раціональний дозволили виявити спосіб розподілу енергії зондувального випромінювання в просторі спостереження. Цей спосіб полягає в тому, що радіолокатори, які утворять поле, розставляються у вершинах правильних шестикутників так, щоб зони спостереження суміжних радіолокаторів накладалися один на одного до повної дальності дії радіолокаторів. У цьому випадку енергетична неефективність отриманого радіолокаційного поля за рахунок накладення зон спостереження радіолокаторів є марною. Насправді відсутність необхідності розподіляти енергію під великими кутами місця створює

істотну економію енергії зондувального випромінювання та доводить повноту використання енергії випромінювання до 70%.

2.5 Розробка структури радіолокаційного поля системи гідрометеорологічного моніторингу причорноморського регіону України

До причорноморського регіону України віднесемо Одеські, Миколаївську та Херсонську області. На їхній території функціонують 25 станцій. Їхній перелік, тип і координати наведені в табл. 2.6.

Таблиця 2.6 - Перелік, тип і координати гідрометеорологічних станцій причорноморського регіону

NoNo	Назва станції	Тип станції	Широта	Довгота
1	Люоашівка	M	4/°51°	30°16
2	Затишок	M	47°20'	29°53'
3	Сербка	М	47°01'	30°45'
4	Роздільна	М	46°51'	30°05'
5	Одеса	М, ГМЦ ЧАМ	46°26'	30°46'
6	Черноморськ	ГМБ	46°19'	30°40'
7	Білгород-Дністровський	МΓ	46°11'	30°22'
8	Сарата	М	46°01'	29°40'
9	Болград	М	45°41'	28°38'
10	Ізмаїл	М	45°22'	28°51'
11	Вилкове	М	45°24'	29°36'
Миколаївська область				
1	Первомайськ	Γ	48°03'	30°51'
2	Вознесенськ	М	47°34'	31°20'
3	Баштанка	М	47°25'	32°28'
4	Миколаїв	АМСГ	47°04'	31°54'
5	Очаків	МΓ	46°37'	31°33'
Херсонська область				
1	Велика Олександрівка	М	47°19'	33°17'
2	Нижні Серогози	М	46°51'	34°24'
3	Каховка	ГМО	46°47'	33°22'
4	Херсон	А	46°43'	32°34'
5	Асканія Нова	М	46°27'	33°53'
6	Бехтери	М	46°15'	32°18'
7	Генічеськ	МΓ	46°10'	34°49'
8	Хорли	МΓ	46°04'	33°18'
9	Стрілецьке	М	45°54'	34°53'

Побудова системи моніторингу на базі цих метеорологічних станцій з використанням радіолокаторів з різною дальністю дії представлене на рис. 2.34, 2.35 і 2.36.



Рисунок 2.34 - Модель радіолокаційного поля, утвореного радіолокаторами з дальністю дії 80 км і розташованих на базі існуючих гідрометеорологічних станцій



Рисунок 2.35 - Модель радіолокаційного поля, утвореного радіолокаторами з дальністю дії 100 км і розташованих на базі існуючих гідрометеорологічних

На рис. 2.34 радіолокаційне поле утворене радіолокаторами з дальністю дії 80 км, на рис. 2.35 радіолокаційне поле утворене радіолокаторами з дальністю дії 100 км і на рис. 2.36 радіолокаційне поле утворене радіолокаторами з дальністю дії 120 км.



Рисунок 2.36 - Модель радіолокаційного поля, утвореного радіолокаторами з дальністю дії 120 км і розташованих на базі існуючих гідрометеорологічних станцій

Подібний спосіб створення радіолокаційного поля безумовно підлягає критиці. По-перше, радіолокаторів потрібно по числу метеорологічних станцій, а саме, 25, що сильно здорожчує систему. По-друге, багаторазове перекриття зон огляду (спостереження) радіолокаторів створює величезний ступінь надмірності інформації, що затруднює її ототожнення та подальшу обробку.

На підставі проведених досліджень застосуємо системний підхід до побудови радіолокаційної системи гідрометеорологічного моніторингу причорноморського регіону України. Під час обговорення принципів формування

радіолокаційного поля в даному розділі були виділені два варіанти його побудови, засновані на геометричному підході. Перший - при якому радіолокатори розташовуються у вершинах системи зв'язаних рівносторонніх трикутників, і другий - при якому радіолокатори розташовуються у вершинах системи зв'язаних шестикутників.

Перший варіант побудови системи з радіолокаторами, які розташовуються у вершинах системи зв'язаних рівносторонніх трикутників та мають дальність дії 80 км, 100 км і 120 км наведені на рис. 2.37, 2.38 і 2.39.



Рис. 2.37 - Модель радіолокаційного поля, утвореного радіолокаторами з дальністю дії 80 км і розташованих у вершинах зв'язаних рівносторонніх трикутників

Потребна кількість радіолокаторів змінюється від 10 до 5, що цілком природньо. Побудова радіолокаційного поля по зазначеному вище принципу виявляє необхідність враховувати в значному ступені топографічні особливості

регіону, що добре видно з структури утвореного радіолокаційного поля, оскільки перекриття зон видимості нерівне в різних пар радіолокаторів.



Рисунок 2.38 - Модель радіолокаційного поля, утвореного радіолокаторами з дальністю дії 100 км і розташованих у вершинах зв'язаних рівносторонніх трикутників

Бажання заощадити на кількості радіолокаторів добре видно на рис. 2.39. Північ Миколаївської області залишилася необслуговваною, оскільки її обслуговування планується здійснювати радіолокатором іншого регіону. Крім того, якщо обслуговувати система буде лише один регіон, тоді вірніше було б спочатку розгорнути радіолокатори вздовж меж регіону, а потім здійснювати заповнення ними внутрішньої частини регіону. Однак, при такому підході вийде явна надмірність у радіолокаційному полі на межі кожного з стикованих регіонів. Звідси робимо такий висновок, що при технічному проектуванні системи її потрібно проектувати цілком, не розбиваючи систему на регіони.



Рисунок 2.39 - Модель радіолокаційного поля, утвореного радіолокаторами з дальністю дії 120 км і розташованих у вершинах зв'язаних рівносторонніх трикутників

Тривимірна структура радіолокаційного поля, отримана в першому варіанті побудови, з радіолокаторами, які мають дальність дії 100 км, відбита на рис. 2.40. Потребна кількість для причорноморського регіону становить 7 одиниць і місця їхнього розташування не збігаються з розташуванням метеостанцій з табл. 2.6. Сканування простору спостереження радіолокаторами повинне здійснюватися повністю у всій зоні огляду кожним з радіолокаторів.

Спроба обмежити сканування за кутом місця, як показано на рис. 2.41, приведе до істотних провалів у розподілі енергії зондувального випромінювання в просторі спостереження. Радіолокаційне поле над радіолокаторами у прилеглих до нього районах не буде суцільним з усіма наслідками, які випливають з цього факту.



Рисунок 2.40 - Тривимірна структура радіолокаційного поля по першому варіанті побудови з радіолокаторами, які мають дальність дії 100км



Рисунок 2.41 - Тривимірна структура радіолокаційного поля по першому варіанті побудови з радіолокаторами, які мають дальність дії 100км і з обмеженим сканування антенних систем радіолокаторів за кутом місця

Другий варіант побудови системи з радіолокаторами, який розташовуються у вершинах системи зв'язаних шестикутників та які мають дальність дії 80 км, 100 км і 120 км наведений, відповідно на рис. 2.42, 2.43 й 2.44. Кількість радіолокаторів при другому способі побудови системи трохи більше і залежно від їхньої дальності змінюється від 15 до 12 штук. Спостерігається набагато менший розкид у потребній кількості радіолокаторів у порівнянні з побудовою системи по першому варіанті.



Рисунок 2.42 - Модель радіолокаційного поля, утвореного радіолокаторами з дальністю дії 80 км і розташованих у вершинах шестикутників

Уважний аналіз структури радіолокаційного поля на цих рисунках показує, лише центрально-західну частину радіолокаторів вдалося розташовувати в відповідності з вимогами геометричного підходу. Конфігурація регіону не дозволяє виконати вимоги геометричного підходу в іншій його частині. Це ще раз підтверджує про те, що при технічному проектуванні системи її потрібно

проектувати цілком, не розбиваючи цілісну радіолокаційну систему гідрометеорологічного моніторингу на регіони.



Рисунок 2.43 - Модель радіолокаційного поля, утвореного радіолокаторами з дальністю дії 100 км і розташованих у вершинах шестикутників



Рисунок 2.44 - Модель радіолокаційного поля, утвореного радіолокаторами з дальністю дії 120 км і розташованих у вершинах шестикутників

Тривимірна структура радіолокаційного поля, отримана в другому варіанті побудови, з радіолокаторами, які мають дальність дії 100 км, відбита на рис. 2.45 і 2.46.



Рисунок 2.45 - Тривимірна структура радіолокаційного поля по другому варіанті побудови з радіолокаторами, які мають дальність дії 100км

Потребна кількість для причорноморського регіону становить 13 одиниць і місця їхнього розташування також не збігаються з розташуванням метеостанцій з табл. 2.6. Сканування простору спостереження радіолокаторами повинне здійснюватися не повністю у всій зоні огляду кожним з радіолокаторів як на рис. 2.45, а з обмеженням сканування за кутом місця приблизно 27 градусів, як показано на рис. 2.46. Незважаючи на обмеження сканування за кутом місця енергія зондувального випромінювання в просторі спостереження буде розподілена з більшою ефективністю, як було відзначено за результатами дослідження вище. Радіолокаційне поле над радіолокаторами і у всіх прилеглих до них районах буде суцільним і безпровальним.



Рисунок 2.46 - Тривимірна структура радіолокаційного поля по другому варіанті побудови з радіолокаторами, які мають дальність дії 100 км і з обмеженням сканування антенних систем радіолокаторів за кутом місця

Проведені дослідження показали, що з всіх розглянутих варіантів побудови радіолокаційного поля над територією причорноморського регіону України системи гідрометеорологічного моніторингу потрібно обрати побудову поля, яка заснована на геометричному підході до розміщення радіолокаторів на місцевості з застосуванням радіолокаторів з метричною дальністю дії приблизно 100 км. Розставляти радіолокатори треба у вершинах зв'язаних на місцевості правильних шестикутників або близьких до них фігурам, які забезпечують половинне перекриття зон огляду радіолокаторів. Це забезпечить найбільш раціональний розподіл енергії зондувального випромінювання з коефіцієнтом використання енергії сягаючої 70%. Радіолокаційне поле при цьому не буде мати провалів, а час одержання моніторингової інформації буде мінімальним, що дозволить вирішити завдання метеорологічного забезпечення польотів авіації та здійснити найбільш

передавальних антенних систем можна реалізувати час огляду простору спостереження таким, яке не дозволить пропустити швидкопротікаючі і підривні небезпечні метеорологічні явища та процеси при рішенні завдання штормооповіщення в причорноморському регіоні, оскільки в цьому регіоні ці явища дуже часті та становлять більшу небезпеку для людей і господарюючих суб'єктів.

3 ВИМОГИ ДО ЗОНДУВАЛЬНИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ У МЕТЕОРОЛОГІЧНИХ РАДІОЛОКАЦІЙНИХ СИСТЕМАХ МОНІТОРИНГУ

3.1 Види зондувальних сигналів

Випромінюваний активною РЛС сигнал [102,103] відіграє роль інструмента дослідження простору радіолокаційного спостереження та називається зондувальним сигналом (3С).

Якщо на ранніх етапах розвитку радіолокації питання [103, 104] про вибір найкращих ЗС був не дуже гострим, то в цей час з розвитком елементної бази радіотехнічних пристроїв ситуація в корені змінилася. У сучасних РЛС вибір ЗС диктується не стільки технічними можливостями їхнього використання, скільки необхідністю як найкраще вирішувати завдання, які стоять перед РЛС.

Розрізняють прості й складні ЗС. Прості ЗС – це радіосигнали, база яких (добуток ширини спектра на тривалість) близька до одиниці $B = \Delta f_c \cdot \tau_i \approx 1$, наприклад, прості радіоімпульси. Недолік простих сигналів: 1) відрізняльна здатність по дальності ΔR невелика й визначається тривалістю сигналу, поліпшення відрізняльної здатності обмежується можливостями формування й генерації коротких радіоімпульсів; 2) середня потужність P_{ep} визначає дальність дії РЛС і обмежена максимально можливим значенням імпульсної потужності $P_{imp.max}/Q$, де $Q = T_n/\tau_i$, T_n - період повторення; 3) не можна одночасно забезпечити хороше відрізняння по дальності ΔR і швидкості ΔV . Радикальний спосіб відрізняння зазначеного протиріччя - перехід до складних сигналів. *Складний сигнал* – це радіосигнал, який має базу набагато більше одиниці $B = \Delta f_c \cdot \tau_i \gg 1$ і якщо дозволяють перебороти зазначені вище недоліки простих сигналів: а) реалізувати високу відрізняльну здатність по дальності при великій тривалості сигналу; б) одержати незалежно хороше відрізняння по дальності й по

дальності й по швидкості. Найбільш часто використовуються як складні сигнали з лінійною частотною модуляцією (ЛЧМ), спектр яких близький до прямокутного.

Розглянемо спосіб математичного опису й основні характеристики ЗС розглянуті в радіолокації.

Відомі дві найбільш загальні форми запису радіосигналу: речовинна й комплексна [104,105].

При першій формі ЗС має вигляд

$$S_{\mathfrak{s}}(t) = U_m \cdot U(t) \cdot \cos\left(2\pi f_0 t + \varphi(t)\right), \tag{3.1}$$

де - **U**_m – амплітуда випромінюваних коливань;

 f_0 — переносна частота НВЧ коливання;

U(*t*) - закон амплітудної модуляції (огинальна сигналу);

 $\varphi(t)$ — закон фазової модуляції ЗС.

Комплексна форма запису ЗС має вигляд

$$\dot{S}_{o}(t) = U_{m} \cdot U(t) \cdot exp(j2\pi f_{0}t), \qquad (3.2)$$

де *U*(*t*) - комплексний закон модуляції ЗС (комплексна огинальна сигналу);

Очевидно, що речовинна форма запису ЗС збігається з дійсною частиною її комплексної форми.

Комплексна форма запису більше зручна при математичному описі процесів, ніж речовинна, однак необхідно пам'ятати, що фізичні процеси в радіотехнічних колах (струми й напруги) описуються речовинними функціями вигляду (3.1).

Для опису й аналізу ЗС використовуються їхні параметри й характеристики: енергетичні, часові, частотні й частотно-часові.

Основні енергетичні параметри ЗС:

 P_i – імпульсна потужність;

 $P_{cp} = P_i / Q_c$ – середня потужність ($Q_c = T_n / \tau_i$ - шпаруватість сигналу);

 E_c – енергія сигналу: для одиночного імпульсу $E_c = E_i = P_i \cdot \tau_i$; для багатьох імпульсів $E_c = ME_i$ (M – кількість імпульсів у пачці); безперервний сигнал має один енергетичний параметр - Pcp.

До часових параметрів відносяться:

 τ_i – тривалість імпульсу;

 T_{π} – період повторення;

 $T_{c} = MT_{n}$ - тривалість сигналу (для пачок імпульсів).

При часовому описі безперервного сигналу можна розглядати його як нескінченну послідовність прилягаючих один до іншого радіоімпульсів $(\tau_i = T_n, Q_c = 1).$

Частотними параметрами ЗС є:

 f_0 – переносна частота;

 Δf_0 – ширина спектра сигналу;

 $F_{\pi} = 1/T_{\pi}$ – частота повторення імпульсів у пачці для імпульсних послідовностей.

Найважливішою частотною характеристикою ЗС є його частотний спектр, який характеризує розподіл комплексних амплітуд гармонійних складових сигналу по частотній осі. Сигнал (2) і його спектр) $S_{a}(f)$ зв'язані між собою перетворенням Фур'є:

$$\begin{cases} S_{\mathfrak{s}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{\mathfrak{s}}(f) \cdot \exp(j2\pi ft) df \\ S_{\mathfrak{s}}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{\mathfrak{s}}(t) \cdot \exp(j2\pi ft) dt \end{cases}$$
(3.3)

Варто пам'ятати, що спектр комплексного сигналу сам є комплексною функцією й записується у вигляді:

$$S_{\mathfrak{s}}(f) = \left| S_{\mathfrak{s}}(f) \right| \cdot \exp\left(j \cdot \arg S_{\mathfrak{s}}(f) \right), \tag{3.4}$$

де $S_{\mathfrak{s}}(f)$ - амплітудно-частотний спектр (АЧС) ЗС, який характеризує розподіл амплітуд гармонійних складових його спектра;

 $argS_{a}(f)$ - фазо-частотний спектр (ФЧС) ЗС, який характеризує розподіл початкових фаз гармонійних складових повного спектра.

Іншою найважливішою, з погляду радіолокації, характеристикою ЗС є нормована двовимірна автокорреляційна функція (АКФ) закону модуляції:

$$\rho(\tau, f) = \frac{\left|\int_{-\infty}^{\infty} S_{\mathtt{s}}(t) \cdot S_{\mathtt{s}}^{*}(t-\tau) e^{j2\pi f t} dt\right|}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|S_{\mathtt{s}}(t)\right|^{2} dt},$$
(3.5)

де $\dot{S}_{a}^{*}(t)$ – комплексно сполучена функція до $\dot{S}_{a}(t)$.

Замість терміна «нормована двовимірна автокореляційна функція» використовується також термін «нормована функція невизначеності сигналу». Фізичний зміст (5) полягає в тому, що вона характеризує ступінь зв'язку (кореляцію) ЗС і його копією зміщеної за часом і частотою. У прямокутній системі координат функція $\rho(\tau, f)$ являє собою поверхня тіла невизначеності сигналу.

Важливість функції (5) укладуться в тому, що вона описує комплексну огинальну сигналу на виході будь-якого оптимального радіолокаційного приймача. Вона визначає такі найважливіші характеристики РЛС як якість виявлення: відрізняльну здатність по дальності \mathcal{I} і швидкості V, точність виміру координат і завадозахищеність станції.

Перша властивість полягає в тому, що $\rho(\tau, f)$ приймає максимальне значення, рівне 1, при $\tau = f = 0$.

Друга властивість складається в симетрії цієї функції щодо аргументів:

$$\rho(\tau,f)=\rho(-\tau,-f).$$

При відсутності частотної неузгодженості (*f* = 0), вираз (3.5) характеризує зв'язок закону модуляції з його копією, яка відрізняється лише часовим зсувом

$$\rho(\tau) = \rho(\tau, 0) = \frac{\left|\int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}_{\mathrm{s}}(t) \cdot \dot{S}_{\mathrm{s}}^{*}(t-\tau) dt\right|}{\int_{-\infty}^{\infty} \left|S_{\mathrm{s}}(t)\right|^{2} dt}.$$
(3.6)

У випадку якщо сигнал і його копія збігаються за часом ($\tau = 0$) вираз (3.5) набуває вигляд

$$\rho(f) = \rho(0, f) = \frac{\left|\int_{-\infty}^{\infty} |S_{2}(t)|^{2} \cdot e^{j2\pi ft} dt\right|}{\int_{-\infty}^{\infty} |S_{2}(t)|^{2} dt}$$
(3.8)

і характеризує нормований АЧС квадрата модуля огинальної сигналу.

Як правило, для аналізу властивостей ЗС немає необхідності будувати й розглядати все тіло невизначеності, досить побудувати його перетин площинами $f=0, \tau=0$ і проекцію постійного рівня, наприклад, $\rho=0,5$.

3.2 Основні характеристики зондувальних сигналів

Відповідно до виразу (3.2) немодульований безперервний сигнал одиничної амплітуди в комплексній формі може бути представлений у вигляді

$$\dot{S}_{s}(t) = U_m \cdot exp \ (j2\pi f_0 t + \varphi),$$

де φ - незалежна від часу початкова фаза сигналу.

Двовимірна нормована АКФ такого сигналу на підставі (3.5) дорівнює

$$\rho(\tau, f) = \frac{1}{\Im_{\rm c}} \left| U_m \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(j2\pi f_0 t\right) dt \right| = \frac{U_m}{\Im_{\rm c}} \left| \delta(f) \right|, \tag{3.9}$$

де $\exists_{c} = \int_{-\infty}^{\infty} |\dot{S}_{s}(t)| dt$ – енергія сигналу; $\delta(x) = \begin{cases} \infty & \text{при } x = 0 \\ 0 & \text{при } x \neq 0 \end{cases}$ дельта функція Дірака

З огляду на, якщо безперервний сигнал, який має нескінченну тривалість, має нескінченну енергію E_c , вираз (3.9) можна представити у вигляді

$$\rho(\tau, f) = \begin{cases} U_m \text{ при } f = 0\\ 0 \text{ при } f \neq 0 \end{cases}$$

Останій вираз означає, що АКФ безперервного немодульованого сигналу є функцією, яка не залежить від часового зрушення τ і, яка звертається в нуль усюди, крім площини f=0.

Час кореляції і інтервал дозволу по дальності такого сигналу нескінченно великі, якщо в принципі не дозволяє використовувати його для вимірювання дальності. Однак теоретично такий сигнал дозволяє проводити вимірювання й відрізняти по радіальній швидкості з нескінченною точністю.

Основною областю застосування такого сигналу в ЗРС є випадок виявлення слабких корисних сигналів від малорозмірних цілей на малих і гранично малих висотах на тлі інтенсивних відбиттів від поверхні, яка підстилає, місцевих предметів і метеоутворень. Оскільки радіальна швидкість цілей істотно вище швидкостей малорухомих або нерухомих джерел відбиттів, які заважають, використання безперервного ЗС дозволяє з високою ефективністю здійснювати селекцію (розрізнення) корисних сигналів. Безперервний ЗС дозволяє ефективно вирішувати завдання виявлення й супроводу цілей на тлі відбиттів, які заважають, перевищуючи по інтенсивності корисний сигнал віл 60Дб до80 Дб.

Розглянемо простий прямокутний радіоімпульс з нульовою початковою фазою й огинальною виглядом

$$\dot{U}(t) = U(t) = 1(t) - 1(t - \tau) = \begin{cases} 1 & \text{при} & 0 \le t \le \tau_{\mu} \\ 0 & \text{при} & 0 > t, t > \tau_{\mu} \end{cases}$$
(3.10)

де 1(t) - одинична функція.

Радіоімпульс одиничної амплітуди може бути представлений у вигляді

$$\dot{S}_{s}(t) = U(t) \cdot exp (j2\pi f_0 t + \varphi),$$

Нормована двовимірна АКФ такого сигналу описується залежністю

$$\rho(\tau, f) = \left| \frac{\sin \left(\pi f(\tau_{\mu} - \tau) \right)}{\pi f \tau_{\mu}} \right|, \text{при } |\tau| \le \tau_{\mu}. \tag{3.11}$$

Вид тіла невизначеності, заданого виразом (3.11), представлений на (рис. 3.1).



Рисунок 3.1 - Тіло невизначеності простого прямокутного радіоімпульсу

Точна побудова тіла невизначеності приводить до істотних обчислювальних складностей, а кількісний аналіз характеристик ЗС по ньому проводити незручно. Достатню для аналізу інформацію можна одержати, скориставшись перетинами АКФ площинами f=const, $\tau=const$ і проекціями постійного рівня $\rho=const$.

Для дослідження часових властивостей розглянутого сигналу, його АКФ – $\rho(\tau)$, можна одержати, підставивши вираз 3.10 в 3.6 і зробивши нескладні обчислення, наприклад, при f = 0

$$\rho(\tau) = \begin{cases}
1 - \frac{|\tau|}{\tau_{\mu}} & \text{для} \quad |\tau| \le \tau_{\mu} \\
0 & \text{для} \quad |\tau| > \tau_{\mu}
\end{cases}$$
(3.12)

Аналогічним чином можна одержати перетини тіла невизначеності для будь-яких фіксованих *f*. Характерні випадки показані на (рис 3.2). Як видно з (рис 3.2), час кореляції τ_{κ} простого радіоімпульсу збігається з тривалістю імпульсу.



Рисунок 3.2 - АКФ простого прямокутного радіоімпульсу

Для розгляду частотних властивостей простого прямокутного радіоімпульсу варто використати нормований АЧС квадрата модуля огибаючого сигналу $\rho(f)$ – тобто перетин двовимірної АКФ площиною $\tau = 0$.

$$\rho(f) = \left| \frac{\sin \left(\pi f \tau_{\mu} \right)}{\pi f \tau_{\mu}} \right|. \tag{3.13}$$

Отриманий вираз збігається з виразом для енергетичного спектру сигналу, перенесеного на нульову частоту.

Характер зміни $\rho(f)$ при виборі різних τ = const видно з (рис 3.3)

Ширина функції $\rho(f)$ за рівнем 0,5 є мірою дозволу сигналу по частоті й становить величину, зворотню тривалості імпульсу

$$\Delta F = \frac{1}{\tau_{_{\rm H}}}$$



Рисунок 3.3- Нормований АЧС квадрата модуля огинальної сигналу

Показані перетини функції невизначеності не завжди дозволяють ії проаналізувати. По-перше, ці перетини недостатньо характеризують АКФ у точках виникнення її бічних піків (рис.3.1, вишнева область). По-друге, зазначені перетини не дозволяють оцінити поводження АКФ при одночасній

неузгодженості по *f* й *τ*. Для вирішення зазначеної проблеми часто застосовують проекції постійних рівнів, наведені на рис. 3.4.

З наведених співвідношень (10-14) і рис. 3.1-3.4 потрібно, якщо для прямокутного радіоімпульсу без внутріімпульсної модуляції розміри елементів дозволу за часом і частотою жорстко зв'язані між собою.



Рисунок 3.4 - Проекції постійних рівнів $\rho(\tau, f)$

Зменшення тривалості ЗС τ_i і веде до збільшення роздільної здатності по дальності, однак, при цьому знижується роздільна здатність по частоті (радіальної швидкості) і навпаки. Таким чином, для розглянутого сигналу неможливо одночасне підвищення роздільної здатності по обох координатах.

Прямокутний радіоімпульс ставиться до простих сигналів, для яких база сигналу *B*, дорівнює добутку тривалості сигналу τ_i на ширину його спектру ΔF , $B = \Delta F \cdot \tau_{\mu}$, приймає значення 1.

Для підвищення роздільної здатності ЗС по двох координатах одночасно необхідно збільшувати значення бази *В*. Для цього можна або збільшувати

ширину спектра сигналу при збереженні тривалості імпульсу шляхом введення внутріімпульсної модуляції, або, зберігши параметри імпульсу, об'єднати їхню послідовність у когерентну пачку.

Розглянемо спосіб розширення бази сигналу на прикладі прямокутного радіоімпульсу з *лінійною частотною модуляцією (ЛЧМ)*. ЛЧМ радіоімпульс (рис. 3.5) являє собою сигнал, у якого протягом тривалості імпульсу τ_i частота змінюється за лінійним законом

$$f(t) = \frac{f_{\mathrm{H}} - f_{\mathrm{H}}}{\tau_{\mathrm{H}}} \cdot t + f_{\mathrm{H}} = f_{\mathrm{H}} + \frac{\Delta f_{\mathrm{H}} \cdot t}{\tau_{\mathrm{H}}},$$

де $\Delta f_{\rm A}$ – девіація частоти.



Рисунок 3.5- Закон зміни частоти ЛЧМ радіоімпульсу

Фаза такого сигналу змінюється за квадратичним законом від часу $\varphi(t) = 2\pi f_{\rm H}t + bt^2 + \varphi_0$, а комплексна огинальна може бути представлена у вигляді:

$$\dot{U}(t) = \begin{cases} \exp j(bt^2 + \varphi_0) , & t \le \tau_{\rm M} \\ 0 , & t > \tau_{\rm M} \end{cases}$$

де $b = \pi B / \tau_{\mu}^2$ - параметр фазової модуляції;

 $B = \tau_{\mu} \cdot \Delta f_{\mu}$ - база сигналу.

Радіоімпульс з лінійною частотною модуляцією може бути представлений у вигляді:

$$\dot{S}_{z}(t) = \begin{cases} \dot{U}(t) \cdot ex \, p(2\pi f_{\rm H} t), & t \le \tau_{\rm H} \\ 0, & t > \tau_{\rm H} \end{cases} = \begin{cases} \exp(2\pi f_{\rm H} t + bt^{2} + \varphi_{0}), & t \le \tau_{\rm H} \\ 0, & t > \tau_{\rm H} \end{cases}. (3.14)$$

Енергетичні параметри ЛЧМ сигналу має прямокутну форму огинальної і не залежать від закону внутрішньомпульсної модуляції.

Амплітудно-частотний спектр прямокутного ЛЧМ радіоімпульсу для *n*≥50 зображений на рис. 3.6.



Рисунок 3.6 - АЧС прямокутного ЛЧМ імпульсу

З рисунка видно, що форма огинальної спектру наближається до прямокутної, а ширина визначається девіацією частоти сигналу. Нормована двовимірна АКФ розглянутого сигналу визначається виразом

$$\rho(\tau, f) = \begin{cases} \left| \frac{\sin\left[\pi\left(f + \Delta f_{\overline{A\tau_{\mu}}}^{\tau}\right)(\tau - |\tau_{\mu}|\right)\right]}{\pi\left(f + \Delta f_{\overline{A\tau_{\mu}}}^{\tau}\right)\tau_{\mu}} \right| & \operatorname{прu} |\tau| \le \tau_{\mu} \\ 0, & \operatorname{пpu} |\tau| > \tau_{\mu} \end{cases}$$
(3.14)

Рельєф цієї функції наведений на (рис 3.7). Як видно з рисунка тіло невизначеності ЛЧМ радіоімпульсу відрізняється від аналогічного тіла немодульованого сигналу тим, що воно повернено навколо осі *ρ* на деякий кут, величина якого пропорційна частотної девіації.



Рисунок 3.7 - Двовимірна АКФ ЛЧМ радіоімпульсу

Поворот тіла по годинниковій стрілці відповідає випадку росту частоти, проти стрілки — її убуванню. Час кореляції сигналу $\tau_{\rm K}$ характеризується шириною перетину тіла невизначеності площиною *f*=0 за рівнем ρ =0,5 і становить:

$$\tau_{\rm E} = \frac{1}{\Delta f_{\rm A}} = \frac{\tau_{\rm M}}{B}.$$
(3.15)

Тобто час кореляції ЛЧМ імпульсу в *В* раз менше відповідного часу простого прямокутного імпульсу тієї ж тривалості. Отже, ЛЧМ сигнал здатний забезпечити в *В* раз кращу розрізнювальну здатність по дальності, ніж простий радіоімпульс.

Перетин тіла невизначеності площинами $f = \text{const}, \tau = \text{const}$ і проекції постійного рівня $\rho = \text{const}$ наведені на (рис 3.8 а, б, в).





Рисунок 3.8 - Перетину АКФ ЛЧМ радіоімпульсу: а) перетин АКФ площинами *f*=const; б) перетин АКФ площинами *τ*=const; в) проекції постійних рівнів АКФ

103

Як видно з (рис 3.8а) частотне порушення приводить до зменшення амплітуди АКФ і зсуву її часового положення. Зменшення амплітуди відбувається за трикутним законом, а часовий зсув по абсолютній величині становить $\frac{\tau_n f}{\Delta f_n}$. Зсув часового положення АКФ при частотному порушені характеризує швидкісну помилку при вимірювані часу запізнювання. Вона може виявитися істотною, якщо максимальне значення в інтервалі можливих допплерівських частот $|\Delta f_{n,max}|$ істотно перевершує величину $1/\tau_n$ ЛЧМ сигналу, які характерні для імпульсів порівняно великої тривалості.

На (рис 3.8б) показана залежність $\rho(f)$ для різних значень часового порушення. Кожна з цих кривих, аналогічно випадку простого радіоімпульсу, відповідає спектру огинальної тривалістю $\tau_{\mu} - \tau$, але на відміну від простого імпульсу цей спектр зміщений на величину $\Delta f_{\pi} \frac{\tau}{\tau_{\mu}}$. Форма огинальної спектра й ширина його основної пелюстки повністю збігається з аналогічними параметрами для випадку простого радіоімпульсу. Внаслідок цього відразняльна здатність по швидкості для ЛЧМ сигналу повністю збігається з відповідною відразняльною здатністю простого радіоімпульсу тієї ж тривалості.

3.3 Оптимальна обробка сигналів за допомогою погоджувальних фільтрів

Розробка радіолокаційних систем звичайно починається з дослідження обмежень, що накладають рівнянням радіолокаційної дальності, яке має вигляд:

$$P_r = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^{3} R^4}, \qquad (3.16)$$

або

$$R_{max} = \left[\frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 S_{min}}\right]^{\frac{1}{4}},\qquad(3.17)$$

де **Р**_г – передана потужність;

 P_r – прийнята потужність;

G – коефіцієнт підсилення передавальної та приймальної антен;

λ – довжина хвилі випромінюючого сигналу;

σ – ефективна площа розсіювання об'єкта;

R – відстань між радіолокатором і об'єктом, який відбиває;

R_{max} – максимальна дальність виявлення та *S_{min}* – сигнал, який виявляє мінімально.

Стосовно до радіолокаційного рівняння основних ідей, розвинених Ширманом Я. Д. [100, 103], означають, що тривалість випромінюваного імпульсу може бути обрана настільки великою, наскільки це необхідно для задоволення енергетичних вимог які пропонуються до системи. Для одержання необхідного розрізнення по дальності, за рахунок застосування складного сигналу, для випромінювання зондувального радіоімпульсу за допомогою широкосмугової модуляції.

Для добування широкосмугової інформації, яка втримується в складному сигналі випромінювання, потрібно більше складні прийомні системи в порівнянні із системами для простого імпульсного радіолокатора. Такі прийомні системи одержали назву обробки сигналу за допомогою погоджених фільтрів або систем погодженої фільтрації сигналу. Відповідному сучасному рівню розвитку радіолокаційних систем обробки сигналу широко відомий як метод стиснення імпульсів або погоджена фільтрація. За допомогою них досягається:

1. Більш ефективне використання середньої потужності, яку можна одержати від радіолокаційного передавача, а також труднощів пов'язаних з обмеженням пікової потужності радіолокаційного передавача.

2. Забезпечує більше високу відрізняльну здатність по дальності за допомогою використання метод стиснення імпульсу обійти ускладнення пов'язані з високою піковою потужністю.

3. Підвищенню завадостійкість за рахунок застосування погодженої фільтрації оптимізуючий відношення сигнал/шум:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{max} = \frac{A^2}{N_0 \Delta f},$$

де А – амплітуда імпульсного сигналу,

*N*₀ – спектральна щільність потужності,

 Δf – ефкктивна смуга імпульсного сигналу.

Отже, ЛЧМ сигнал здатний теоретично забезпечити в *B* раз краще відношення сигнал/шум, чим простий радіоімпульс. Для *B*=25 поліпшення відношення сигнал/шум становить 27 Дб.

На рис. 3.9 показана структурна схема базової РЛС і стискання імпульсів [102].



Рисунок 3.9 - Структурна схема базової РЛС з стисканням імпульсів

Модульований імпульс генерується при низькому рівні потужності в генераторі сигналу і підсилюється до необхідної пікової випромінюваної

потужності за допомогою підсилювача потужності передавача. Прийнятий сигнал зміщується до проміжної частоти (ПЧ) і підсилюється за допомогою підсилювача проміжної частоти. Сигнал потім обробляється за допомогою фільтра стиснення імпульсів, який складається з погодженого фільтра, для досягнення максимуму відношення сигнал/шум. За погодженим фільтром треба зважувальний фільтр для зменшення рівня бічних пелюсток по шкалі часу. Вихідний сигнал з фільтра стиснення подається на детектор огинальної та підсилюється відеопідсилювачем і видається на екран дисплея оператора.

Метод погодженої фільтрації здійснює оптимальну лінійну обробку радіолокаційного сигналу. При такій обробці вихідна радіолокаційна інформація, яка надходить на вхід приймача й перекручена білим Гаусовим шумом, перетвориться в вигляд, зручному для винесення оптимального рішення про виявлення (наявності або відсутності метеооб'єкта) або для оцінки параметрів цілі (дальність, швидкість) з мінімальною середньоквадратичною помилкою, або для забезпечення максимально можливого розрізнення групи метеорів.

Характеристики погоджених фільтрів можуть бути описані за допомогою частотної або часової функції відгуку, які зв'язані між собою перетворенням Фур'є. У просторі частот перехідна функція погодженого фільтра $H(\omega)$ є комплексно поєднана функція спектра сигналу. У такий спосіб у загальному вигляді:

$$H(\omega) = S^*(\omega) \cdot \exp(-j\omega T_d), \qquad (3.18)$$

де $S(\omega)$ – спектр вхідного сигналу s(t);

*T*_d - постійна затримка, потрібна для фізичної реалізації фільтра. У теорії погодженої фільтрації співвідношення формулюється у вигляді:

$$II(\omega) = S^*(\omega)$$

Відповідна залежність у часовій області між сигналом і характеристикою погодженого фільтра виходить в результаті зворотного перетворення Фур'є $H(\omega)$. Імпульсний відгук погодженого фільтра є дзеркальним відбиттям часової функції сигнал, який описує, s(t). Імпульсний відгук погодженого фільтра $h(t) = s(T_d - t)$.

Довільна затримка може бути опущена h(t) = s(-t).

На рис.3.10 ілюструються співвідношення, які наведенні рівностями.



Рисунок 3.10 - Зв'язок між характеристиками сигналу й погодженого фільтру

Принцип стиснення імпульсу для зондувального імпульсу з лінійною частотною модуляцією представлений на рис. 3.11. Тут зображений переданий імпульс переносної тривалістю T (рис. 3.11а), частота якого змінюється за лінійним законом (рис. 3.11б). Фільтр затримуючий імпульс (погоджений фільтр) затримує один кінець прийнятого імпульсу щодо іншого, який приводить до появи на виході фільтра більше короткого імпульсу з великою піковою амплітудою. Результатом цього є стиск імпульсу.



Рисунок 3.11 - Функціональні характеристики процесу стиснення імпульсу: а) – огинальна імпульсу ЛЧМ на вході; б) – функція модуляції переносної частоти; в) – функція зміни затримки у фільтрі; г) – огинальна стислого імпульсу; д) – порівняння сигналу на вході і виході погодженого фільтра

Розглянемо пасивний лінійний фільтр, тоді справедливий закон збереження енергії (енергія імпульсу на вході дорівнює енергії стислого імпульсу на виході погодженого фільтра) [103] і виграш у піковій потужності стислого імпульсу повинен бути пропорційний відношеню тривалості імпульсу на вході й на виході фільтра. Тоді

$$\frac{P_o}{P_l} = \frac{T}{\tau_{\rm CM}},\tag{3.19}$$

де *P*_{*i*} - пікова потужність вхідного імпульсу;

*P*_o - пікова потужність стислого імпульсу.

Якщо тривалість імпульсу τ_{cm} така, яка забезпечує необхідне відрізнення, тоді застосування цього методу дозволяє використати радіолокаційний імпульс тривалості *T*, для того, щоб згодом за рахунок стиснення підвищити середню потужність сигналу до значень, які перевищують граничні можливості передавача. Стиск імпульсу та збільшення його ефективної пікової потужності здійснюється за рахунок частотної модуляції сигналу, і в такий спосіб
переборюються існуючі обмеження по піковій потужності для імпульсних радіолокаційних систем та одержати необхідну енергію в імпульсі, потрібну для досягнення необхідної дальності виявлення при заданому значенні розрізняльної здатності.

Якщо добуток переданого імпульсу *T* на девіацію частоти $\Delta f = f_2 - f_1$ великий, тоді при лінійній зміні переносної частоти від f_2 до f_1 амплітудний спектр сигналу буде мати практично прямокутнним огинальну. Спектр на виході фільтра стиснення характеризується прямокутним амплітудним розподілом і лінійною фазовою функцією. Залежність амплітуди стислого імпульсу від часу може бути визначена через спектральні параметри огинальної і має вигляд **sin(x)**/x, а тривалість імпульсу на рівні 3 *дБ* дорівнює $\tau_{cm} = 1/\Delta f$.

Відстань між першими нулями цієї огинальної дорівнює $2/\Delta f$. Переносна частота стислого імпульсу при цьому постійна й дорівнює f_0 (центр смуги пропущення Δf), а пікова амплітуда становить $\sqrt{T \Delta f}$, як показано на рис. 3.12.



Рисунок 3.12 - Форма вхідного сигналу й стислого імпульсу

Важливим результатом отриманим за допомогою цього підходу, є зв'язок між піковою потужністю вхідного й вихідного сигналу й параметра стиснення імпульсу $T \Delta f = D_{cm}$.

Цей зв'язок має вигляд:

$$P_o/P_i = T/\tau_{\rm cm} = T\,\Delta f = D_{\rm cm}.\tag{3.20}$$

Тому що луно-сигнал, цілком ймовірно, є присутнім рідко, тоді при безперервному спостереженні випадкових флуктуацій шумового сигналу необхідно концентрувати увагу на короткочасних відхиленнях від середньоквадратичного значення шуму.

З цього логічно зробити висновок, що максимальне пікове значення сигналу стосовно середньоквадратичного значення шуму буде приводити до потрібної оптимізації.

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{\max} = \frac{Mаксимальна моментальна потужність вхідного сигналу}{Buxidha потужність шуму}$$

Доведено, що у випадку застосування погодженого фільтра, максимальне відношення сигнал/шум на виході фільтра при наявності білого Гаусового шуму визначається співвідношенням

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{max} = \frac{2E}{N_0}.$$
(3.20)

де Е – енергія прийнятого сигналу;

 N_{o} - спектральна щільність потужності шуму.

Цей результат означає, що оскільки погоджений фільтр використтовується в детекторних каскадах прийомної системи, тоді її здатність до виявлення залежить лише від енергії, яка втримується в сигналі, і ніяким чином не пов'язана з формою сигналу, у якій він знадходиться на вхід приймача.

3.4 Моделювання застосування погодженої фільтрації сигналу з лінійно-частотною модуляцією при побудові приймача метеорологічної РЛС

Віддавна, як тільки стали застосовувати метеорадіолокатор при їхньому дослідженні й розробках, була сформульована сукупність головних проблем цієї області [105, 106]:

- досягнення заданої дальності;

- зменшення споживаної потужності;
- зменшення габаритних розмірів;
- поліпшення характеристик відрізнення.

Зменшення габаритних розмірів і споживана потужність прямо пов'язані з розвитком методів збільшення дальності виявлення та відрізнення по дальності сигналів при зменшенні випромінюваної потужності. Збільшення параметрів дальності й відрізнення має велике значення при вимірювані мікрофізичних характеристик опадів і хмар різних форм або зменшення санітарної зони опромінення РЛС за рахунок зниження імпульсної потужності зондувального сигналу.

Тому дослідження питань застосування складних сигналів в метеорадіолокаторах для збільшення дальності виявлення й відрізнення по дальності з одночасним зменшенням енергоспоживання за рахунок застосування цифрового формування цих сигналів.

Виявлення об'єктів з малими значеннями ефективної площі розсіювання (ЕПР), залежить від потужності передавача імпульсної радіолокаційної станції (РЛС). Випромінювання середньої потужності на необхідному рівні (достатньому для виявлення метеоутворень на великій дальності) може бути досягнута за рахунок збільшення:

- вихідної імпульсної потужності;

- тривалості імпульсу (при цьому, у випадку застосування простих сигналів, погіршується просторове відрізнення);

- частоти повторення імпульсів (у цьому випадку можливе накладення відбиттів з сусідніх інтервалів дальності).

Середня потужність передавача визначається періодом повторення та тривалістю імпульсів, у випадку імпульсів прямокутної форми, для яких потужність P_{imn} залишається незмінної протягом часу T_{cue} . Для середньої потужності при цьому можна записати:

$$P_{cp} = \frac{P_{iMn} \cdot T_{cu2}}{T_{no6}},$$
(3.21)

де Т_{ное} - період повторення імпульсів;

т_{енг} - тривалість імпульсу.

Єдиним способом збільшення енергетичного потенціалу метеорологічного локатора незмінної, або більше низької імпульсної потужності передавального пристрою, є використання складних зондувальних сигналів у системі з стисненням імпульсів. У цьому випадку величина T_{che} обирається з міркувань забезпечення необхідної середньої потужності для заданої дальності дії. Необхідні характеристики відрізнення досягаються шляхом стиснення в приймачі прийнятої луни вихідного сигналу.

Розглядаємо пасивний лінійний фільтр стиснення, тоді справедливий закон збереження енергії (енергія імпульсу на вході дорівнює енергії стислого імпульсу на виході погодженого фільтра) і виграш у піковій потужності стислого імпульсу повинен бути пропорційний відношеню тривалості імпульсу на вході й на виході фільтру.

Важливим результатом, отриманим за допомогою цього підходу, є зв'язок між піковою потужністю вхідного й вихідного сигналу та параметра стиснення імпульсу $T \Delta f = D_{cx}$. Цей зв'язок має вигляд:

$$P_o/P_i = T_{cuz}/\tau_{ck} = T_{cuz} \Delta f = D_{ck}$$

де *P*_{*i*} - пікова потужність вхідного імпульсу;

Р. - пікова потужність стислого імпульсу.

Якщо тривалість імпульсу ι_{cm} така, яка забезпечує необхідне відрізнення, то застосування цього методу дозволяє використати радіолокаційний зондувальний імпульс тривалості T_{cme} , для того, щоб згодом за рахунок стиснення підвищити середню потужність сигналу до значень, які перевищують граничні можливості передавача. Стиснення імпульсу й збільшення його ефективної пікової потужності здійснюється за рахунок частотної модуляції сигналу, і в такий спосіб переборюються існуючі обмеження по піковій потужності для імпульсних радіолокаційних систем та одержати необхідну потужність в імпульсі, потрібну для досягнення необхідної дальності виявлення при заданому значенні відрізняльної здатності.

На підставі *рівняння радіолокації* для одиночної цілі, яка розсіює, що перебуває в непоглинаючому середовищі вираження для потужності прийнятого сигналу:

$$P_i = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 R^4} \tag{3.22}$$

де *P*_t – передана пікова потужність;

*F*_{*i*} – прийнята пікова потужність;

G – коефіцієнт підсилення передавальної та приймальної антен;

 λ – довжина хвилі випромінюючого сигналу;

 σ - ефективна площа розсіювання об'єкта;

R – відстань між радіолокатором й об'єктом, що відбиває.

Пікова потужність стислого імпульсу на виході погодженого фільтра визначається:

$$P_o = P_i D_{CK} = \frac{P_t G^2 \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^2 R^4} \cdot D_{CK}.$$
(3.23)

Якщо вважати, що чутливість прийомного пристрою дорівнює потужності власних шумів радіолокатора *Р*_ш можна одержати вираз для максимальної дальності дії РЛС

$$\boldsymbol{R}_{max} = \sqrt[4]{\frac{P_{t}G^{2}\lambda^{2}\sigma}{(4\pi)^{3}P_{\text{III}}} \cdot \boldsymbol{D}_{\text{CM}}}.$$
(3.24)

Отже, ЛЧМ сигнал після фільтра стиснення здатний теоретично забезпечити в $\sqrt[4]{D_{cm}}$ раз кращу максимальну дальність, ніж простий радіоімпульс, а енергетичний потенціал радіолокатора збільшується на $10lgD_{cm}$.

Одним з найпоширеніших типів складних сигналів, які використовуються в системах з стисненням імпульсів, є сигнали з лінійно частотною модуляцією (ЛЧМ). ЛЧМ сигнал може бути описаний виразом:

$$y(t) = U_0 \sin\left(2\pi f_u + \frac{\pi\Delta F \cdot t}{\tau_u}\right) \cdot t$$
, при $0 < t < \tau_u$,

де U_0 , f_{μ} , ΔF , τ_u - амплітудна початкова частота ЛЧМ імпульсу, девіація частоти й тривалість ЛЧМ радіоімпульсу.

База ЛЧМ сигналу дорівнює $B = \Lambda F \cdot \tau_u$.

Вимоги до частоти дискретизації.

Основним питанням при проектуванні й моделюванні при обробці зондувального сигналу вибір частоти дискретизації, що прямо пов'язаний з можливостями цифрового формування ЛЧМ сигналу й властивостями його перетворення. Для смугового сигналу маємо умову вибору частоти дискретизації:

$$\frac{2f_{max}}{q} \le f_s \le \frac{2f_{min}}{q-1}$$

де q=1,2,...qmax-номер зони дискретизації;

 $q_{max} = [f_{max}/\Delta F_{20}]$

*f*_{max}, *f*_{min} – мінімальна й максимальна частота в спектрі сигналу;

 $|f_{max}/\Delta F_{-20}|$ – ціла частина числа;

 ΔF_{-20} – смуга сигналу за рівнем мінус 20 дБ.

Перша зона *q*=1 відповідає вибору інтервалу дискретизації по теоремі В.А.Котельникова. Для когерентних систем значення частоти дискретизації можна оптимізувати для подальшої обробки з урахуванням фільтра стиснення. Для оптимізації значення частоти дискретизації розглянемо миттєве значення вихідного сигналу фільтра стиснення

$$u_{\text{BEIX}} = \sqrt{D_{\text{CW}}} \cdot \frac{\sin\left(\pi \cdot \Delta f \cdot t\right)}{\pi \cdot \Delta f \cdot t} \cdot \cos\left(\omega_0 t\right). \tag{3.25}$$

Вихідний сигнал огинальної не має частотної модуляції вихідного сигналу, він має вигляд функції $\sin(x)/x$, а переносна частота стислого імпульсу при цьому постійна і дорівнює центральній частоті заповнення ЛЧМ сигналу $f_0 = f_{min} + \Delta f/2$ (центр смуги пропущення Δf - девіація).

Особливі точки огинальної приймають максимальні й мінімальні значення кратні $\tau_{cre} = \frac{1}{\Delta f}$, щоб відліки дискретизації попадали в екстремальні значення огинальної імпульсу стиснення, оптимальна частота дискретизації повинна бути кратна $2\Delta f$ і дорівнює $f\mathbf{1}_s = q \cdot 2 \cdot \Delta f$, де q обирається з умов $f_s > 2 \cdot f_{max}$.

Додаткова умова для частоти дискретизації є влучення в екстремальні значення переносної частоти f_0 , тоді $f2_s = p \cdot 4 \cdot f_0$, обираємо максимальне значення $f_s - \max(f1_s, f2_s)$.

Компромісом буде, якщо обирати f_0 кратну $\Delta f/2$, тоді одержимо $f_s = p \cdot 4 \cdot f_0 = p \cdot 4 \cdot q \cdot \Delta f/2$, що спіпадає з вимогами по частоті дискретизації для огинального імпульсу стиснення та переносної частоты f_0 .

На рис.3.13 представлено результат дискретизації імпульсу стиснення відповідно до обраного інтервалу дискретизації для умов $\cdot \Delta f = 2 \text{ мгц}$ і $f_0 = 2 \cdot \Delta f/2 = 2 \text{ мгц}$, для p=2 та q=2 одержуємо $f_s=16 \text{ мГц}$. Відліки частоти дискретизації попадають в екстремальні значення імпульсу стиснення та в центральній частоті заповнення ЛЧМ сигналу f_0 .



Рисунок 3.13 - Процес результату дискретизації ЛЧМ сигналу по результуючому імпульсу стиснення

Відповідно до завдання, необхідно змоделювати цифровий погоджений виявник зондувального сигналу у вигляді ЛЧМ – імпульсів з заданим значенням частоти девіації, а саме девіація дорівнює $\Delta f = 2 \,\mathrm{mFu}$. Початкова частота ЛЧМ сигналу 1 мГц, центральна частота заповнення ЛЧМ сигналу $f_0 = 2 \,\mathrm{mFu}$, тоді по теоремі Котельникова з урахуванням отриманих вимог по оптимізації частоти дискретизації обираємо частоту дискретизації яка дорівноє $f_s = p \cdot 4 \cdot f_0 = q \cdot 2 \cdot \Delta f = 16$ мГц, де p=2 або q=2. Тривалість ЛЧМ імпульсу $T_{cus}=25$ мксек, період імпульсної послідовності зондуючого сигналу $T_{mos}=1$ мксек при частоті зондувания 1000 Гц.

Необхідно організувати погоджений прийом і детектування стислих сигналів для цього використаємо детектор, який складається з фільтра низьких частот і пристрою обчислення модуля. За завданням повинен здійснюватися когерентним прийом, тобто відбувається при наступних умовах:

- передавальні сигнали повністю відомі;

- канал зв'язку має відомі параметри;

- перешкода носить аддитивний характер;

- синхронізація сигналів являється ідеальною.

Згідно з цими умовами здійснюється когерентний прийом.

Моделювання будемо виконувати в програмному середовищі МАТLAВ. Для початку необхідно створити ЛЧМ - сигнал, пропустити через СФ, після чого стислий імпульс детектувати за допомогою детектора. Неполадки відправити на граничний пристрій, щоб визначити наявність корисного сигналу й дати рішення про те, що сигнал був чи ні. Структуру моделювання можна визначити в такий спосіб (рис.3.14).

Вихідні дані для моделювання в Матлаб:

dev_f=2*10^6; % Δf - девіація частоти, 2 мГц;

fn= 1*10^6; % fn - початкова частота ЛЧМ;

t_imp=25*10^-6; % *Т*_{сиг} – тривалість ЛЧМ імпульсу,25 мкс;

Fs=(dev_f)*8; % частота дискретизації в 4-ри рази більше частоти девіації;

Ts=1/(Fs); % інтервал дискретизації за часом.

Розглянемо кожний із цих етапів більш докладно.

Вихідними даними є dev_f= 2 мгц, девіація дорівнює $\Delta f=2$ МГц, це значить, що частота лінійно змінюється від 1 МГц до 5 Мгц. Тривалість імпульсу дорівнює 25 мкс, що відповідає 400 відлікам частоти дискретизації $f_s=16$ мГц. Для того

щоб побудувати ЛЧМ - імпульс, необхідно визначити й побудувати закон зміни частоти.

$$f(t) = f_{\mathcal{H}} + \frac{\Delta F \cdot t}{T_{cuz}}.$$
(3.26)

Lch=(fn+1*dev_f*t/(t_imp)); - закон зміни частоти заповнення в ЛЧМ сигналі

f0=fn+dev_f/2; - центральна частота заповнення ЛЧМ сигналу f0=2мгц.



Рисунок 3.14 - Структурна схема погодженої фільтрації ЛЧМ сигналу приймача

Вираз для ЛЧМ сигналу відповідно до даного закону зміни частоти заповнення (рис.3.15):

$$S_{\rm AYM}(t) - U_0 \sin\left(2\pi f_{\rm H} + \frac{\pi\Delta F \cdot t}{T_{\rm cur}}\right) \cdot t$$
, при $0 \le t \le T_{\rm cur}$



Рисунок 3.15 - Закон зміни частоти заповнення в ЛЧМ сигналі



Рисунок 3.16 - ЛЧМ - імпульсний сигнал

S_LCH=S.*sin(2*pi*(f0+0.5*dev_f*t/(t_imp*1)).*t); - Формування ЛЧМ сигналу (рис.3.16).

Характеристики ЛЧМ - імпульсного сигналу.

Енергія сигналу дорівнює інтегралу від потужності по всьому інтервалі існування сигналу:

$$E_s = \int_0^{T_0} |S_{\rm AMM}(t)|^2 dt \,. \tag{3.27}$$

E_s=(trapz(S_LCH(1:end).^2)); % Інтеграл, Енергія сигналу ЛЧМ <u>енергія</u> ЛЧМ сигналу Е s=200 Bт*sample

Миттєва потужність *P(t)* є щільністю потужності сигналу, тому що вимірювання потужності можливі лише через енергію на інтервалах ненульової довжини:

$$P_{\Pi \Psi M} = \frac{1}{T_{cus}} \int_{0}^{T_{cus}} |S_{\Pi \Psi M}(t)|^{2} dt = \frac{E_{s}}{T_{cus}}.$$
 (3.28)

P_si=E_s/NTs; % імпульсна потужність імпульсна потужність ЛЧМ сигналу P_si=0.49999 Вт.

Для гармонійного сигналу імпульсна потужність може бути обчислена $P_{\Pi \Psi M} = \frac{U_0^2}{2}, U_0$ -амплітуда ЛЧМ - імпульсного сигналу.

Середньоквадратичне значення ЛЧМ сигналу:

$$Std_{\pi^{\text{HM}}} = \sqrt{\frac{1}{T_{cus}} \int_{0}^{T_{cus}} |S_{\pi^{\text{HM}}}(t)|^2 dt}.$$
 (3.29)

де $Std_{\pi^{4}M} = \frac{u_0}{\sqrt{2}}$, середньоквадратичне значення ЛЧМ сигналу Std_S=0.707972 Вольт. Коефіцієнт стиснення дорівнює базі сигналу ЛЧМ $D_{cm} - T_{cuz} \cdot \Delta F$

B=dev_f*t_imp; % база сигналу База ЛЧМ сигналу B=50 Спектральний аналіз ЛЧМ - імпульсного сигналу.

Ціль спектрального аналізу є визначення гармонійного спектра цих сигналів, тобто частот гармонійних складових сигналу (*частотного спектра*) В основі спектрального аналізу лежить $\Phi yp' \epsilon$ зображення відповідно до виразу:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-j(2\pi f)t} dt$$

Інтеграл існує лише для двухстороніх загасаючих процесах, якщо треба, тоді його не можна застосувати до так називаних стаціонарних коливань. Зазначене протиріччя трохи згладжується при чисельних розрахунках, тому що в цьому випадку можна мати справи з процесами обмеженої тривалості й сам процес у діапазоні часу повинен бути заданий своїми значеннями в обмеженому числі точок.

У цьому випадку інтегрування замінюється підсумовування і Фур'є зображення можна представити в більш зручній формі:

$$X(k) = T_s \sum_{m=1}^n x(m) e^{-j\frac{2\pi}{n}(k-1)(m-1)},$$
(3.30)

безперервний час t замінено дискретними його значеннями $(m-1)T_s$, де m номер дискретного значення від початку процесу;

безперервна частота f замінена дискретним його значенням $(k - 1)\Delta f$, де k– номер значення частоти, а дисрет частоти $\Delta f = 1/T_{r,\phi}$, де $T_{\pi\phi}$ - проміжок часу, на якому заданий процес і виконується дискретне перетворення Фур'є;

диференціал dt замінений обмеженим збільшенням часу T_s .

У Матлаб процедура дискретного перетворення Фур'є *fft* й *ifft* здійснює обчислення відповідно за формулами:

$$y(k) = \sum_{m=1}^{n} x(m) e^{-j\frac{2\pi}{n}(k-1)(m-1)},$$
(3.31)

$$x(m) = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^{n} y(k) e^{j \frac{2\pi}{n} (k-1)(m-1)} .$$
 (3.32)

Дискретне Фур'є зображення заданого дискретного в часі процесу пов'язано процедурою $fft = \frac{y(k)}{n}$.

Для більшості стаціонарних коливальних процесів амплітудний і фазовий спектр не залежить від тривалості $T_{\pi\phi}$ конкретної реалізації та обраного дискретного часу T_s , тоді для спектрального аналізу стаціонарних процесів найбільше доцільно застосовувати процедуру та повертати потім нею результат ділити на число точок *n* тривалості $T_{\pi\phi}$.

Щоб застосовувати процедуру *fft* для перетворення процесу, представленого в часовій області, у його подання в частотній області, потрібно зробити наступне:

- за заданим значенням дискретного часу T_s розрахувати величину F_{max} діапазону частот (у герцах) по формулі $F_{max}=1/Ts$;

- *F_{max}*=1/*Ts*; % *Hz* максимальний діапазон частот по заданій тривалості процесу обчислення БПФ розраховуємо дискретні частоти;

- Nfft=1024*1; % Інтервал перетворення Фур'є в відліках;

- Tfft=Nfft*Ts; % Тривалість інтервалу перетворення Фур'є, сек;

- df=1/Tfft; % дискрет частоти для аналізу *fft*;

- за отриманими даними зформувати вектор значень частоти, для яких буде представлене Фур'є-зображення;

- f=0:df:Fmax; % вектор значень частоти для відображення спектра, крок частоти *df*.

У результаті застосування процедури *fft* отриманий спектр ЛЧМ сигналу (рис.3.17, рис.3.18)

XS=fft(S_LCH,Nfft); AX=abs(XS); % спектр ЛЧМ сигналу



Рисунок 3.17 - Амплітудний спектр ЛЧМ - сигналу



Рисунок 3.18 - Фазовий спектр ЛЧМ - сигналу

Канал РЛС білий шум з нормальним законом розподілу.

Сформований у результаті модуляції зондувальний сигнал надходить у радіолокаційний канал, де він піддається впливу шумів і перешкод. Тому функції моделювання каналів зв'язки повинні забезпечувати внесення в сигнал перекручувань відповідно до використовуваних статистичних моделей.

Можна скористатися функцією awgn, яка дозволяє додати до сигналу аддитивний білий нормальний шум, реалізувавши при цьому задане відношення сигнал/шум. При цьому потужність сигналу, яку необхідно знати для розрахунку необхідного рівня шуму, може задаватися в явному вигляді або вимірютися автоматично. Потужність сигналу й відношення сигнал/шум задаються в децибелах.

Додавання шуму в ЛЧМ сигнал, snr(k) - задає відношення сигнал/шум у дБ: snr = 0:2:60; % вектор відносин С/Ш (у децибелах);

 $K_sn(:,k) = awgn(S_LCH(:), snr(k)).$

Характеристики дискретної випадкової величини - шуму каналу РЛС середнє значення шуму в каналі:

 $M_n(:,k) = mean(K_sn1(:,k),1);$

середньоквадратичне значення шуму:

Std_Kn(:,k)=std(K_sn1(:,k),1);

дисперсія:

Kn_disp=Std_Kn(:,k)^2;

Результат моделювання шуму замість щільності ймовірності розраховуємо гістограмму (рис.3.19), яка характеризує частоту появи дискретних значень діапазону шуму, на які розбивається вхідний сигнал.

Дисперсія шуму дорівнює $\sigma^2 = 0.1$ і відношення сигнал/шум = 10 дБ.

Спектральний аналіз білого шуму.

Для проведення спектрального аналізу стаціонарного випадкового процесу вводиться поняття спектральної щільності потужності. Це поняття визначається як Фур'є зображення кореляційної функції. Для комплексного спектра випадкового процесу спектральна щільність потужності може бути обчислена як

добуток комплексного спектра на комплексно сполучений спектр випадкового процесу.



Рисунок 3.19 - Гістограмма шуму

Застосовуючи перетворення Фур'є *fft* до вихідного модельованого процесу білого шуму, спектральна щільність потужності визначається $SP(k) = X^*(k) \cdot X(k) = |X(k)|^2$ (рис.3.20), $X^*(k) \cdot -$ комплексно сполучений спектр випадкового процесу, перетворення Фур'є *fft*.

Fn=fft(K_sn1(:,k),Nfft)/Nfft - Фур'є зображення шуму;

Fnm=Fn.*conj(Fn) - спектральна щільність потужності шуму;

Білий шум є стаціонарним випадковим процесом, спектральна щільність потужності постійна на всіх частотах $SP(\omega) = N_0$ і визначається:

Усреднюючи СПМ для білого шуму, одержуємо No=constant

No=mean(Fnm)*Nf; спектральну щільність потужності білого шуму для С/Ш=10 дБ, No=0.097.



Рисунок 3.20 - Спектральна щільність потужності шуму

Дисперсія σ^2 , дорівнює середньої потужності флуктуацій стаціонарного випадкового процесу, таким чином, сума внесків від всіх ділянок частотної осі, $\sigma^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} SP(\omega) d\omega$.

Визначення дисперсії - потужність змінної складової сигналу, для білого шуму це дисперсія.

Інтеграл СПМ метод трапеції Dn=trapz(Fnm), дисперсії обчислена по спектрі СПМ, для білого шуму Dn=0.094, для С/Ш=10 дБ.

Погоджена фільтрація.

При синтезі виходимо з того, що імпульсна характеристика погодженого фільтра (ПФ) повинна являти собою "дзеркальну" копію виділеного сигналу з зверненим у часі порядком проходження окремих позицій (рис.3.21). Погоджений фільтр, як система з постійними параметрами, інваріантна щодо затримки прихожого сигналу. Частотна характеристика ПФ є комплексно сполученою функцією спектра корисного сигналу, з яким фільтр погоджений.



Рисунок 3.21 - Імпульсна характеристика погодженого фільтра ЛЧМ - сигнал

Дзеркальне відображення імпульсного відгуку погодженого фільтра в порівнянні з формою зондувального імпульсу означає, що амплітудно-частотна характеристика фільтра збігається з амплітудним спектром сигналу, а його фазочастотна характеристика зворотня за знаком фазового спектру (рис.3.22, рис.3.23).



Рис. 3.22 - Амплітудно-частотна характеристика погодженого фільтру



Рисунок 3.23 - Фазочастотна характеристика погодженого фільтру

```
% ÏXHIЙ погоджений фільтра для ЛЧМ імпульсу
h_Imp_LCHM=[];
Imp_LCHM=S_LCH(1:NTs+1);
for q=1:length(Imp_LCHM) ;
h_Imp_LCHM(q)=Imp_LCHM(length(Imp_LCHM)+1-q);
% ÏXHЬОГО погодженого фільтра ЛЧМ
end
```

Результатом погодженої фільтрації з'являється стислий імпульс (рис.3.24, рис.3.25). Миттєве значення вихідного сигналу фільтра стиснення $u_{\text{вых}} = \sqrt{D_{c_{\mathcal{K}}}} \cdot \frac{\sin(\pi \cdot \Delta f \cdot t)}{\pi \cdot \Delta f \cdot t} \cdot \cos(\omega_0 t)$.

Огинальна вихідного сигналу не має частотної модуляції, а має вигляд функції $\sin(x)/x$, а переносна частота стислого імпульсу при цьому постійна та дорівнює центральній частоті заповнення ЛЧМ сигналу $f_0 = f_{min} + \Delta f/2$ (центр смуги пропущення Δf).

end



Рисунок 3.24 - Стислий імпульс після погодженого фільтру



Рисунок 3.25 - Логарифм стислого імпульсу після погодженого фільтру

Огинальна вихідного стислого імпульса на рівні 0.7 від максимального значення має тривалість $\tau_{exc} = \frac{1}{\Delta f}$ і має поряд з більшим основним викидом

інші, більш слабкі. Наявність бічних пелюсток підрозумівається прямокутністю амплітудно-частотного спектра на виході погодженого фільтра.

Для одержання огинальної стислого імпульсу використовується пристрій взяття по модулю та фільтр низьких частот (ФНЧ). Для оцінки частоти зрізу ФНЧ проаналізуємо спектр модуля стислого імпульсу (рис.3.26).

Частота наведена у відносних значеннях $1/f_0$, де f_0 переносна частота стислого імпульсу при цьому постійна та дорівнює центральній частоті заповнення ЛЧМ сигналу $f_0 = f_{min} + \Delta f/2$ (центр смуги пропущення Δf -девіація).

Для виділення огинальної стислого імпульсу необхідно придушити парні гармоніки центральній частоті заповнення ЛЧМ сигналу.



Рисунок 3.26 - Спектр модуля стислого імпульсу

Очевидно, при відсутності модуляції високочастотного заповнення стислого імпульсу при виділенні огинальної (рис.3.27, рис.3.28) необхідно враховувати зміну амплітудного спектру.



Рисунок 3.27 - Стислий імпульс після виділення огинальної



Рисунок 3.28 - Стислий імпульс після виділення огинальної

Надалі при визначенні відносини сигнал-перешкода при розгляді сигналу й перешкоди порізно на вході і на виході фільтра, що погодить, зручно нормувати так, щоб енергії вхідного й вихідного сигналу була однакова, тим самим виключити з аналізу посилення сигналу по енергії. Пік стислого сигналу при

нормуванні енергії вихідного сигналу до енергії сигналу на вході буде в $\sqrt{D_{cm}}$ раз більше ніж на вході.

Виникнення бічних пелюсток у стислому імпульсі впливає зокрема, знижується відрізняльна здатність по дальності. Коли потрібна робота в широкому діапазоні прийнятих сигналів, бічні пелюстки будуть створювати сигнали, які заважають та затруднюють спостереження слабких сигналів. В результаті додавання сигналів від двох цілей з різною енергетикою вихідний сигнал приймає такий вигляд, який неможливо визначити, якщо це - результат перекручувань сигналу або наявність другої цілі. Отже, для роботи в широкому діапазоні прийнятих сигналів у метеорологічних РЛС варто вживати заходів для зменшення інтенсивності бічних пелюсток. Для зменшення рівня бічних пелюсток застосовується часова вагова обробка до імпульсної характеристики СФ.

Вираз для імпульсної характеристики СФ являє собою "дзеркальну" копію ЛЧМ сигналу з зверненим у часі порядком проходження окремих позицій з законом зміни частоти заповнення:

$$lh_{c\phi}(t) = U_0 \sin\left(2\pi f_M - \frac{\pi\Delta F \cdot t}{T_{cuz}}\right) \cdot t$$
, при $0 \le t \le T_{cuz}$

де *f*_м – кінцева (максимальна) частота ЛЧМ.

Результуюча імпульсна характеристика ПФ (рис.3.29) з урахуванням вагової обробки буде мати вигляд:

$$Ihw_{c\phi}(t) = Ih_{c\phi}(t) \cdot W(t),$$

де W(t)вагова функція.

$$W(t) = k - (1 - k) \cos\left(\frac{2\pi t}{T_{cos}}\right),$$
 при $0 \le t \le T_{cos}$

Тут *k* - висота п'єдесталу косинусної вагової функції. Хемінгове зважування (*k*= 0.54) забезпечує значне зменшення найменший рівень бічних пелюсток.



Рисунок 3.29 - Імпульсна характеристика погодженого фільтра зважена вікном Хемінга

Результат погодженої фільтрації з зважуванням вікном Хемінга й виділення огинальної представлене на (рис. 3.30).



Рисунок 3.30 - Стислий імпульс після виділення який обгинає, ПФ зважений вікном Хемінга

Для більш наочного подання й аналізу рівня бічних пелюсток стислого імпульсу представимо результат погодженої фільтрації з зважуванням вікном Хемінга й виділення огинальної у логарифмічному масштабі (рис.3.31).



Рисунок 3.31 – Стислий імпульс після виділення огинальної, ПФ зважений вікном Хемінга, 20log($u_{cm}(t)$)

Результати аналізу моделювання застосування погодженої фільтрації для сигналу з лінійно-частотною модуляцією представлені в (таб.3.1).

Таблиця 3.1 - Моделювання застосування погодженої фільтрації для сигналу з лінійно-частотною модуляцією

Функція зважування	Максимальний	Ширина головної	Розв'язна	Втрати на
	рівень бічних	пелюстки на рівні	здатність по	неузгод-
	пелюсток (дБ)	0.7 максимуму.	дальності	женості
	20log(u_{cx}(t)) /	Розв'язна здатність	(метр)	ПФ (дБ)
	$10\log(u_{CK}(t))$	по дальності (сек)		
Рівномірне зважування	-33/16.5	$\tau = 0.8/\Delta F$	$\Delta R = 0.8 c / \Delta F$	0
Вікно Хемінга	-79/39.5	$\tau = 1.32/\Delta F$	$\Delta R = 1.32 c / \Delta F$	4.3
Вікно Хенінга	-85/42.5	$\tau = 1.4/\Delta F$	$\Delta R = 1.4 c / \Delta F$	5.0

Відрізняльна здатність за часом запізнювання визначається по ширині перетину стислого імпульсу вздовж часової осі на фіксованому рівні щодо її максимального значення. Відрізняльна здатність по дальності визначається добутком с/2 і відповідна величини відрізняльна здатність за часом запізнювання, де с- швидкість світла.

На (рис. 3.32) показано стислий імпульс щодо часу запізнювання для трьох функцій зважування при тривалості ЛЧМ імпульсу $T_{cuz} = 25$ мкс, девіація частоти $\Delta F=2$ мГц, крутість лінійно-частотної модуляції $\Delta F/T_{cuz} = 0.08$ мГц/мкс, коефіцієнт стиснення $D_{cre} = B = \Delta F \cdot T_{cuz} = 50$. Відрізняльна здатність на дальності дорівнює: для рівномірного зважування $\tau_{cre} = 0,4$ мкс $\Delta R = 60$ позначок, Хемінгів зважування $\tau_{cre} = 0,66$ мкс $\Delta R = 99$ позначок, $\tau_{cre} = 0,7$ мкс $\Delta R = 105$ позначок.



Рисунок 3.32 – Порівняння форм стислого імпульсу для трьох функцій зважування в часовій області, $D_{cm} = 50$

Для оцінки відношення сигнал/шум розрахуємо характеристики дискретної випадкової величини - шуму каналу РЛС на виході погодженого фільтру для різних функцій зважування.

параметри шуму після проходженні погодженого фільтра детектування (виділення яке обгинає), ФНЧ

M_n1(:,k) = mean(FSO_S1(:,k),1); % Середнє значення шуму

Std_Kn1(:,k)=std(FSO_S1(:,k),1); % середньо квадратичне значення шуму

S_N1(:,k)=20*log10(max(FSO_S(1:2*NTs+10,30))/Std_Kn1(:,k));%Відношення сигнал/шум, рівень сигналу амплітудне значення, дБ

Результат моделювання шуму замість щільності ймовірності розраховуємо гістограмму (рис. 3.33), яка характеризує частоту появи дискретних значень діапазону шуму, на які розбивається вхідний сигнал. Дисперсія шуму на вході дорівнює $\sigma^2 = 0.1$ і відношення сигнал/шум на вході = 10 дБ.



Рисунок 3.33 - Гістограма шуму на виході погодженого фільтру при рівномірній функції зважування для С/Ш=10 дБ

Дисперсія шуму на виході дорівнює $\sigma^2 = 0.006$ і відношення сигнал/шум на виході = 64 дБ для рівномірної функції зважування. Для порівняння приведемо в

вигляд ЛЧМ сигналу для С/Ш=10 дБ (рис.3.34) і вид стислого імпульсу для Хемінгової функції зважування (рис. 3.35).



Рисунок 3.34 - ЛЧМ сигнал на вході погодженого фільтру для С/Ш=10 дБ



Рисунок 3.35 - Стислий імпульс на виході погодженого фільтру для С/Ш=10 дБ

Відношення сигнал/шум визначається як пікове значення стислого імпульсу до середньоквадратичного значення шуму на виході погодженого фільтрау:



Отримана характеристика взаємозв'язку відношення сигнал/шум на вході й виході фільтра стиснення наведена на рис. 3.36.



Рисунок 3.36 - Характеристика взаємозв'язку відношення сигнал/шум на вході та виході фільтру стиснення

Результат погодженої фільтрації зондувального сигналу з лінійною частотною модуляцією, дозволяє не лише підвищити розв'язну здатність по дальності в D_{cm} раз але й поліпшення відношення сигнал/шум на 56 дБ для рівномірного зважування й 48 дБ для Хемінгового зважування й наближається до теоретично оптимального значення для погодженого фільтру $\left(\frac{S}{N}\right)_{max} = \frac{2E}{N_o} = 63.5$ дБ де E – енергія прийнятого сигналу, N_o - спектральна щільність потужності шуму.

4 РОЗРОБКА ВИМОГ ДО ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ СИГНАЛІВ В СИСТЕМАХ РАДІОЛОКАЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ

4.1 Особливості доплерівських метеорологічних вимірюваннь в радіолокації

4.1.1 Особливості вимірювання доплерівської швидкості

Випромінюваний надвисокочастотний імпульє радіолокатора, попадаючи на метеоціль, викликає вимушені коливання молекул синхроно з зміною в часі електричного і магнітного полів.

Якщо хмарна частка лежить або рухається вздовж поверхні постійної дальності (при фіксованому видаленні *r*), тоді її молекули коливаються з частотою випромінювання.

Якщо хмарна частка рухатиметься в напрямку до випромінювача з швидкістю v, частота її коливань збільшиться на v/λ , оскільки молекули хмарної частки будуть частіше випробовувати дію електричного і магнітного полів.

Молекули самі, що коливаються, створюють електромагнітні поля, які, у свою чергу, випромінюються за межі цілі.

Допплерівський радіолокатор може забезпечувати вимірювання швидкості цілі вздовж радіальної лінії, проведеної в напрямі від радіолокатора або до нього (негативна швидкість), або від нього (позитивна швидкість).

При однаковому положені передавача і приймача величина допплерівського зрушення частоти рухомого об'єкту _д визначається формулою:

$$\mathbf{f}_{\mathsf{g}} = \left| \mathbf{f}_{\mathsf{np}} - \mathbf{f}_{\mathsf{випр}} \right| = 2 \frac{v_p}{c} \mathbf{f}_{\mathsf{випр}} = \frac{2v_p}{\lambda}, \tag{4.1}$$

де **f**_{випр} - випромінювана частота (Гц);

 f_{mp} - частота (Гц), що приймається;

c - швидкість електромагнітного випромінювання ($c=3*10^8$ м/с);

λ - довжина хвилі джерела випромінювання;

v_p - радіальна (допплерівська) складова швидкості цілі.

Коефіцієнт 2 у формулі (4.1) з'являється в результаті того, якщо збільшення частоти відбувається в два етапи. Спочатку на величину Vp/λ зростає частота електромагнітних коливань в цілі, а потім на таку ж величину зростає частота її поля випромінювання в напрямі приймача.

При звичайних швидкостях метеорологічних цілей допплерівське зрушення частоти \mathbf{f}_{d} являється відносно малою величиною в порівнянні з частотою радіолокатора $\mathbf{f}_{випр}$. В такій ситуації дуже важко добитися потрібної точності частотних вимірюваннь. Наприклад, при $\mathbf{f}_{випр}$ =5600 МГц, v_p =15 м/с, \mathbf{f}_{d} = 560 Гц,

тобто
$$\left(\frac{f_{\pi}}{f_{sump}}\right) * 100 \% = 10^5 \%$$

Для підвищення точності вимірювання допплерівського зрушення частоти **f**_д частотні вимірювання в радіолокації замінюють фазовими вимірюваннями параметрів відбитих сигналів.

Якщо розглядати послідовність відбитих від метеооб'єктів імпульсів як стаціонарний випадковий процес (процесс, статистичні характеристики які не залежать від початку відліку часу), тоді формулу для фази у можна записати у вигляді [110]:

$$\gamma = \left(\frac{4\pi r}{\lambda}\right) + \psi - \psi_{i}, \qquad (4.2)$$

де 2*r*- сумарний шлях, прохідний такою, що падає і розсіяною хвилею;

ψ - початкова фаза випромінюваного імпульсу;

ψ_i - зрушення фази, який вноситься метеооутворенням при розсіянні випромінювання радіолокатора.

Якщо шлях *r* збільшується з часом, тоді фаза радіолуни γ відповідно зменшується, а швидкість зміни фази γ описується формулою:

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{4\pi}{\lambda}\frac{dr}{dt} = -\frac{4\pi}{\gamma}v_p. \tag{4.3}$$

Таким чином, як випливає з порівняння формул (4.1) і (4.3). швидкість зміни фази радіолуни (ехосигналу) рухомого об'єкту дорівнює круговій частоті допплерівського зміщення (зрушення) **f**_д.

На імпульсному допплерівському радіолокаторі вибірка сигналу (як по фазі, так і по амплітуді) здійснюється в моменти часу $t = \tau_s + (n-1)T_s$, де τ_s - час затримки між *n*-м імпульсом, що випромінює, і сигналом радіолуни. Час $\tau_s = 2r/c$ називається часом відліку по дальності.

Фазові вимірювання f_{d} , так само як частотні, пред'являють дуже високі вимоги до стабільності частоти прийомо-передавача радіолокатора. З цих вимог виходить, що час між гребенями хвиль для послідовно випромінювання НВЧ імпульсів повинно або залишатися незмінним, або бути відомим.

Оскільки стабільні магнетронні генератори не синхронизууются по фазі зовнішнім сигналом, тоді фаза коливань випромінюваних ними імпульсів повинна вимірюватися і реєструватися.

Застосування в сучасному допплерівському радіолокаторі вичислювальної техніки дозволяє зафіксувати в цифровому виді кожен випромінюваний імпульс магнетрона і визначити його початкову фазу. Відносно цієї випадкової, але відомої початкової фази випромінюючого імпульсу і проводяться фазові вимірюванняи імпульсів, відображенних від метеоутворень.

Не вдаючись до подробиць, визначення радіальної швидкості v_p можна представити таким чином:

-фіксують і запам'ятовують фазу випромінюючого імпульсу;

-порівнюють її з фазою прийнятого імпульсу;

-визначають зміну фази між послідовними імпульсами;

– швидкість зміни фази між послідовними імпульсами безпосередньо зв'язують з радіальною (допплерівською) швидкістю цілі *v*_p.

Для імпульсного допплерівського радіолокатора зміна фази відбитих від метеоутворень сигналів аналізується в кожному біні (дискреті) дальності вздовж осі променя радіолокації. Для розрахунків v_p в кожному біні виходить часовий ряд цифрових даних.

Розмір біна (дискрети) дальності в радіальному напрямі обирається рівним або меншим тривалості зондуючого імпульсу τ_{30Hd} , а по куту - рівним або меншим ширина діаграми направлення антени (0,5-1°). Наприклад, при τ_{30Hd} - 0,8 мкс бін дальності дорівнює 125 м. Вздовж осі променя радіолокатора в радіусі огляду, рівному 125 км, таких бінів дальності буде 1000.

Відносна нестабільність частоти передавача $\Delta f_{n}/f_{n}$ при проведенні допплерівських вимірюваннь визначається необхідним відрізненням допплерівської швидкості Δv_{p} на виході когерентного прийомопередавача. Це виходить з формули [110]:

$$\frac{\Delta f_{\Pi}}{f_{\Pi}} \le \frac{\sqrt{2\Delta v_p T_s}}{c\tau_{30HA}}, \qquad (4.4)$$

де f_{π} - частота магнетрона, що несе;

 T_s — період повторення імпульсів;

 $au_{
m gohg}$ –тривалість випромінюючого імпульсу. При типових значеннях $\Delta v_p = 1 \,{
m M/c}, T_{
m g} - 10^{-3} {
m c}, \ au_{
m aung} = 10^{-6} {
m c}$ отримуємо $\frac{\Delta f_{
m f}}{f_{
m f}} \le 4,7 \cdot 10^{-6}$.

Використання магнетрона коаксіального типу забезпечує виконання вказаних вимог.

Середня радіальна (доплерівська) швидкість в межах импульсного об'єму радіолокатора дорівнює середній швидкості руху розсіювальних часток, зваженій

по їх ефективних площах розсіяння. Для кутів підвищення антени радіолокатора, близьких до 0°, вона близька до швидкості руху повітря в напрямі на радіолокатор (-) або від нього (+).

4.1.2 Обмеження радіолокаційних доплперівських вимірюваннь

Якщо фаза радіолуни γ змінюється більш ніж на ±180° (π), оцінка радіальної швидкості стає неоднозначною.

Усі допплерівські частоти, що знаходяться в інтервалі $\pm f_N = (2T_s)^{-1}$ ($\oint N$ частота Найквіста), можуть бути однозначно виміряні, тоді як частоти, які перевищують $\oint N$, неможливо відрізнити від частот з цього інтервалу.

Щоб уникнути невизначеності радіальні швидкості v_p цілей повинні лежати в межах інтервалу однозначного визначення швидкості:

$$v_{p max} = \pm \frac{\lambda}{4T_s} \tag{4.5}$$

Максимальна однозначна швидкість $v_{p max}$ – це швидкість, яка викликає міжімпульсну фазову зміну радіолуни, рівну π.

Іншими словами, найвища однозначна швидкість, яка може бути виміряна імпульсним допплерівським радіолокатором, це швидкість $v_{p\ max}$, з якою ціль може переміститися між послідовними імпульсами на відстань, що перевищує чверть довжини хвилі радіолокатора:

$$v_{p\,max} = \frac{\Psi C \mathcal{U} \cdot \lambda}{4}.\tag{4.6}$$

Наприклад, для λ =5,3 см ця відстань дорівнює 1,5 см.

Фазова зміна $\pi + \varphi$ невідмітна від змін ($-\pi + \varphi$). За цією швидкістю $v_{p max} + v$ помилково прийматимуться за $v_{p max} - v$, тобто швидкості

накладаються. Накладення швидкостей можна уникнути за рахунок досить високої частоти слідування імпульсів (ЧСІ) (2.6). Проте такий підхід призводить до зменшення максимальної однозначної дальності r_{max}:

$$r_{max} = \frac{c}{4CI \cdot 2} = \frac{cT_s}{2}.$$
(4.7)

Здатність радіолокатора, випромінюючого послідовність рівновіддалених імпульсів, однозначно вимірюванняювати і швидкість, і дальність визначається наступним співвідношенням невизначеності [111]:

$$v_{max}r_{max} = \pm \frac{\lambda}{8}c. \tag{4.8}$$

Співвідношення (4.8) означає, що при заданій довжині хвилі збільшуються дальності спостережень призводить до зменшення максимальнх вимірювальних швидкостей, і, навпаки.

Проілюструємо формули (4.5) - (4.8) розрахунками для λ=5,32 см, результати яких приведені в табл.4.1.

Діапазон однозначного вимірювання v_{max} можна помітно збільшити, опромінюючи метеоціль поперемінно (у шаховому порядку) за допомогою двох послідовностей зондуючих імпульсів з різними ЧСІ (метод зміни міжімпульсних інтервалів, або метод вобуляции ЧСІ).

Таблиця 4.1 - Залежність між v_{max} , r_{max} і ЧСІ для довжини хвилі радіолокатора λ =5,32 см

V _{max} ^{m/c}	5	7,3	12	16	60
r _{max} ^{км}	400	272	166	125	33,4
ЧСІ, Гц	375	550	900	1200	4500
Максимальна однозначна швидкість $v_{p max}$ в цьому методі визначається формулою [110]:

$$v_{p max} = \pm \frac{\lambda \cdot \Psi CI}{4 \left(1 - \frac{\Psi CI_1}{\Psi CI_2}\right)}.$$
(4.9)

Як випливає з (4.9), пара ЧСІ в співвідношеннях 3/2,4/3, 5/4 розширює діапазон вимірювання швидкості $v_{p\ max}$ відповідно в 2, 3 і 4 рази. На λ =5,32 см при $\frac{4CI_1}{4CI_2} = \frac{1200}{900} = \frac{4}{3}$ значення $v_{max} = \pm 48,0$ м/с. Останню величину можна було вимірювати на одній ЧСІ, яка дорівнює 3600 Гц. Якщо співвідношення ЧСІ перевищує 5/4. від призводить до великих погрішностей вимірювання v_{max} . З цієї причини відношення $\frac{4CI_1}{4CI_2} > \frac{5}{4}$ застосовуються рідко.

На практиці в кожному біні (дискреті) дальності вимірюються дві допплерівські швидкості: v_{pm1} і v_{pm2} . Далі по простому логічному алгоритму, що виходить з (4.9), ці вимірювання поширюються на більший інтервал швидкостей v_{pm} . Наприклад, якщо при ЧСІ₁ максимально виміряна радіальна швидкість дорівнює v_{pm1} , а при ЧСІ₂- v_{pm2} тоді максимальна відновлювана по цих вимірюваннях швидкість v_{pm} описується формулою:

$$\mathbf{v}_{\mathbf{pm}} = \frac{\mathbf{v}_{\mathbf{pm1}} \mathbf{v}_{\mathbf{pm2}}}{|\mathbf{v}_{\mathbf{pm1}} - \mathbf{v}_{\mathbf{pm2}}|}.$$
(4.10)

На рис. 4.1 і 4.2 представлені приклади вичислень за формулою (4.10) і корекцією розрахунків істинної радіальної (доплерівської) швидкості в дискреті дальності при роботі радіолокатора на двох ЧСІ.



Рисунок 4.1 - Розрахунки істинної радіальної (допплерівської) швидкості в дискреті дальності при роботі радіолокатора на двох ЧСІ: 1 - висока ЧСІ; 2 -

низька ЧСІ



Рисунок 4.2 - Корекція розрахунків істинної радіальної (доплерівської) швидкості в дискреті дальності при роботі радіолокатора на двох ЧСІ: 1 - істинна швидкість некоригована; 2 - істинна швидкість скоректована

4.1.3 Випадкові процеси. Когерентність

Когерентність - властивість випадкових процесів, яка характеризує їх здатність взаємно посилювати або послабляти один одного при складанні [110].

При складанні випадкового процесу $\xi_1(t)$ з його запізнюється на якийсь час τ , повторенням $\xi_1(t-\tau)$ середня потужність *P* сумарного процесу $\xi(t) = \xi_1(t) + \xi_1(t-\tau)$ дорівнює:

$$P = \lim_{\tau \to \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^T [\xi_1(t) + \xi_1(t-\tau)]^2 dt = 2[P_1 + R(\tau)], \qquad (4.11)$$

де P_1 - середня потужність кожного з процесів, що складаються:

$$P_{1} = \lim_{\tau \to \infty} \frac{1}{\tau} \int_{0}^{T} \xi_{1}^{2}(t) dt = \lim_{\tau \to \infty} \frac{1}{\tau} \int_{0}^{T} \xi_{1}^{2}(t-\tau) dt, \qquad (4.12)$$

а $R(\tau)$ функція автокореляції випадкового процесу $\xi_1(t)$:

$$R(\tau) = \lim_{\tau \to \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \xi_1(t) \xi_1(t-\tau) dt.$$
(4.13)

Зважаючи, що $P_1 = R(\tau)|_{\tau=0} = R(0)$, вираз для P можна представити у вигляді:

$$\mathbf{P} = 2P_1[1 + p(\tau)], \tag{4.14}$$

де $p(\tau)$ - нормована функція автокореляції, або коефіцієнт когерентності:

$$p(\tau) = \frac{R(\iota)}{R(0)}.$$

Коефіцієнт когерентності має максимальне значення $p(\tau)=1$ при повній тотожності процесів, що складаються, тоді при $\tau=0$. В цьому випадку всі миттєві

значення результуючого сигналу подвоюються, а його середня потужність зростає в 4 рази. При $\tau \to \infty P = 2P_1$. Процеси повністю некогерентні і складаються енергетично.

Таким чином, випадкові процеси вважаються некогерентними, якщо функція їх взаємної кореляції дорівнює нулю, і когерентними, якщо вона відмінна від нуля. Як відомо, автокореляційна функція $R(\tau)$ використовується для опису швидкості протікання (зміни) випадкового процесу і оцінки схожості випадкових процесів [112, 113].

Для кількісної оцінки такої швидкості вводиться поняття часової кореляції τ - такий інтервал часу $T_1 = 0 \dots \tau_0$ після закінчення якого функція $R(\tau)$ убуває до нехтує малого значення, наприклад до 1-5% свого максимального значення.

Для вирішення більшості практичних завдань послідовність відбитих від метеоутворень радіолокаційних сигналів в дискреті дальності зазвичай розглядають як стаціонарний випадковий процес. Це припущення справедливе в усіх випадках, коли тривалість спостереження за процесом мала (зазвичай ≤1 с) в порівнянні з часом, необхідним для прояву значних змін статистичних характеристик процесу (таких, наприклад, як середнє значення, дисперсія і параметри кореляції).

Для опису швидкості протікання випадкового процесу, окрім функції $R(\tau)$, використовується енергетичний спектр S(f), який представляє собою розподіл потужності гармонік процесу, які приходять на інтервал 1 Гц. Крім того, спектр показує, якого роду коливання переважають в цьому випадковому процесі, тобто спектр дозволяє оцінити, яка внутрішня структура випадкового процесу.

Для стаціонарних випадкових процесів спектр S(f) є прямим перетворенням Фур'є автокореляційної функції $R(\tau)$:

$$S(f) = \frac{1}{\pi} \int_0^T R(\tau) e^{-if\tau} d\tau.$$

Спектр характеризують шириною спектру Дf.

Згідно з експериментальними даними [110] час кореляції радіолокаційних сигналів, відбитих від метеоутворень, знаходиться в діапазоні від $3 \cdot 10^{-3}$ с до $15 \cdot 10^{3}$ с. Це означає, що для отримання надійних оцінок $R(\tau)$ і S(f) в дискреті дальності еквівалентне число незалежних відліків в межах часової реалізації відбитих сигналів повинне складати не менше від 30 до 60 при ЧДІ, дорівнює 1000 Гц.

Проілюструємо взаємозв'язок $\rho(\tau)$ і s(f)[113].

Стаціонарний випадковий процес x(t) має нормовану кореляційну функцію $\rho(\tau)$, яка описується виразом

$$\rho(\tau) = e^{-\alpha\tau^2}, \alpha > 0.$$

Нормована спектральна щільність *s*(*f*) при цьому визначається у вигляді

$$s(f) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \rho(\tau) e^{-if\tau} d\tau = \frac{1}{2\sqrt{\pi\alpha}} e^{-\frac{f^2}{4\alpha}}.$$

На рис. 4.3 приведені залежність $\rho(\tau)$ і s(f) для значень α , які дорівюють 0,5; 1 і 3 [113]. З них виходить, що з збільшенням α , і з зменшенням часу кореляції, спектральна щільність s(f) змінюється плавніше убуваючи з зростанням частоти f. Для великих значень α спектральна щільність з збільшенням f убуває дуже повільно. При α =0.5 випадкових процесів називаються вузькосмуговими (енергія процесу зосереджена у вузькій смузі частот), при α =3 - широкосмуговими.

Допплерівський спектр S(v) - спектр швидкостей, який описує поле швидкості великого числа гідрометеорів в межах імпульсного об'єму радіолокатора. Ширина спектру σ_v^2 є мірою дисперсії допплерівської швидкості в межах імпульсного об'єму.

В багатьох практичних випадках, якщо не в більшості, доплерівський спектр можна апроксимувати розподілом гауса (нормальним).



Рисунок 4.3 - Для стаціонарного випадкового процесу:

а) нормована кореляційна функція $\rho(\tau)$; б) нормована спектральна щільність s(f)

Це важливе допущення значно спрощує розрахунки і має наступне обгрунтування:

- розподіл потужності випромінювання в діаграмі спрямованості параболічних антен (їх головній пелюстці) описується кривій гауса;

- розподіл швидкостей часток в турбулізованій атмосфері також описується кривій гауса.

Як і в нормальному (гаусі) розподілі, допплерівський спектр гауса радіолуни метеооутворень залежить лише від двох параметрів: середньої частоти спектру $f_{\mathcal{A}}$ і його средньоквадратичної ширини σ_f .

При переході до допплерівських швидкостей отримуємо

$$\overline{v_p} = \frac{\lambda}{2} f_A, \quad \sigma_v^2 = \frac{\lambda}{4} \sigma_f^2.$$

Необхідна умова коррльованості послідовності імпульсів, відбитих від метеоутворень, визначається виразом [110]

$$\frac{c\lambda}{4r_{\max}} \ge 2\pi\sigma_{v} , \qquad (4.14)$$

де σ_v - ширина спектру швидкостей цілей, розташованих на видаленні r_{\max} .

Рівнняння (4.14) задається максимальне значення ширини спектру σ_v , при якому ще зберігається кореляція сигналів при фіксованій дальності, або, навпаки, цією шириною спектру σ_v визначається максимальне значення *r* (рис. 4.4).



Рисунок 4.4 - Залежність максимальної ширини спектру σ_v від максимальної дальності однозначного виявлення $r_{\rm max}$, в межах якої сигнали відлуння когерентні

В процесі оперативної роботи при підготовці радіолокатора до вимірювань задається параметр CPI (coherent processing interval) - інтервал когерентної обробки. Наприклад, 1° - ширина інтервалу когерентної обробки в режимі синхронізації кутів і число імпульсів, визначальне CPI в режимі часової синхронізації.

4.1.4 Когерентний прийом радіолокаційних сигналів

Як відомо, когерентний радіоприйом заснований на когерентності сигналів, що приймаються. Він застосовується для збільшення чутливості і підвищення перешкоди приймальних пристроїв. Особливістю когерентного радіоприйому є кореляційна обробка сигналу, що приймається. Спрощена блок-схема когерентного приймача імпульсного допплерівського радіолокатора приведена на рисунок 4.5.



Рисунок 4.5 - Блок-схема когерентного радіоприймача імпульсного допплерівського радіолокатора

Стабілізований гетеродин (STALO) забезпечує коливання на частоті випромінюваного сигналу мінус малий, але фіксоване зрушення частоти f_{Δ} . Частина цього сигналу підсумовується з сигналом радіолуни, інтенсивність якого мала в порівнянні з інтенсивністю сигналу стабілізованого гетеродина. За цієї умови сума двох сигналів може бути добре апроксимована виразом, в якому сигнал STALO модулюється іншим сигналом, в точності що повторює сигнал радіолуни як по фазі, так і по амплітуді з тією лише різницею, що його частота дорівнює f_{Δ} .

Підсумовані сигнали поступають в перший подвійний балансний зміщувальний-перетворювач з нелінійною передавальною характеристикою, на виході якого виходить сума і різниця їх частот і гармонік.

Когерентний гетеродин служить для виділення модулюючого сигналу і видалення суміші сигналів стабілізованого гетеродина і гармонік. Нагадаємо, що гетеродинування служить лише для того, щоб перетворити (змістити) частоту, залишає незмінною огибаючий приймальний сигнал, для подальшої обробки якої "вилучають" метеоінформацію.

Основне завдання блоку стабілізованого гетеродина - забезпечити змішувачі частотою для її перетворення з пониженням, щоб різниця між STALO і ВЧ відповідала першій проміжній частоті.

STALO в АМРК працює на частоті від 5000 МГц до 5300 МГц. Первинна проміжна частота обрана яка дорівнює 540 МГц, друга, - дорівноює 60 МГц.

Необхідну стабільність частоти когерентного гетеродина за проміжок часу, який дорівнює $T_s \approx 10^{-3}$ с, оцінимо за формулою

$$\frac{\Delta f_{\kappa 2}}{f_{\kappa 2}} \ge \frac{f_n}{f_{\kappa 2}} \frac{\sqrt{2\Delta \nu}}{c} = 4, 4.10^{-7},$$

де f_n несуча частота магнетрона (5640 МГц);

 $\Delta v = 1$ м/с - величина дозволу допплерівської швидкості.

Величина $f_{\Pi \Psi \Pi} = 60$ МГц обрана в АМРК так, щоб вона набагато перевищувала частоти, що містяться в спектрі сигналу, які приймається.

В STALO AMPK висока стабільність і низький фазовий шум забезпечуються фазовою синхронізацією з високоякісним опорним генератором. Внаслідок цього сам STALO складається з двох генераторів: високочастотного і зовнішнього опорного. Для високочастотної частини STALO використовується ВЧ генератор з фазовою синхронізацією, а опорна частота створюється надмалошумним кварцевим генератором. Останній служить для виключення перешкод і синхронізації джерел частоти STALO і когерентного гетеродина.

Як цифровий контрольований генератор для когерентного гетеродина служить синтезатор частоти з малим фазовим шумом, вихідна частота синтезатора від 520 МГц до540 МГц. Для перетворення ПЧ І (від 520 МГц до540 МГц) в ПЧ ІІ (~60 МГц) з когерентного гетеродина на другий змішувач у вигляді потрійного балансного зміщувача сигналів подається необхідна ним частота.

Фаза коливань когерентного гетеродина дуже сильно пов'язана з фазою приходящого сигналу проміжної частоти.

Для отримання опорної фази при кореляційній обробці відбитих від метеоутворень-сигналів використовується вибірка випромінюваного передавачем імпульсу. Ця вибірка також перетвориться в імпульс проміжної частоти (60 МГЦ).

Таким чином, в когерентному приймачі АМРК забезпечується визначення фази шляхом зрушення відбитого сигналу на 90° для отримання синфазної (*I*) і квадратурної (*Q*) складових сигналу при фіксованій дальності (в біні дальності).

4.1.5 Первинна допплерівська обробка. Розрахунок параметрів спектру

Як вже відзначалося, при допплерівських вимірюваннях множинної цілі (метеоцілі) на імпульсному радіолокаторі безперервні відбиті сигнали представляються послідовністю значень складного відлуння сигналу V(t), відлічуваних в дискретні моменти часу τ_s .

Складним комплексним сигналом V(t) на виході фазових детекторів когерентного приймача є стаціонарний випадковий нормальний процес. Це положення лежить в основі первинної обробки відбитих сигналів, яка повинна утворюватися в кожній дискреті (біні) дальності радіолокаційного променя.

Ціль первинної обробки - виміряти відбиваність і два параметри спектру радіолуни хмар і опадів: його середню частоту $f_{\mathcal{A}}$ і дисперсію σ_f^2 . Проте для цього необхідно спочатку виділити радіолуну метеоутворень на тлі віддзеркалень від поверхні Землі на основі відмінності їх радіальних швидкостей, а також подавити сигнали повітряних цілей.

Після пригнічення віддзеркалень, що заважають, вимірюванню параметрів спектру $f_{\mathcal{A}}$ і σ_f^2 полягає в наступному:

- проводиться оцінка параметрів спектру в кожній дискреті дальності на радіолокаційному промені;

- усуваються неоднозначності вимірювань, які виникають при імпульсній роботі радіолокатора;

- усуваються накладені сингали на різних дальностях, які виникають в протяжних метеоутворенях.

Комплексний сигнал V(t) на виході фазових детекторів приймача запишеться у вигляді

$$V(t) = I(t) + jQ(t) = |V|(\cos\varphi + j\sin\varphi) = |V|e^{j\varphi}$$

а комплексний сигнал V*(t) - у вигляді

$$V^{\bullet}(t) = I(t) - jQ(t) = |V|(\cos\varphi - j\sin[\varphi) = |V|e^{-j\varphi}].$$

$$(4.15)$$

де *V(t)* і *V*[•] (с) називаються зв'язаними комплексними сигналами;

 $J(t) = |V| \cos \varphi$ - синфазна складова сигналу;

 $Q(t) = |V| \sin \varphi$ - квадратурна складова сигналу;

 $\varphi = \arg V$ - аргумент tg $\varphi = Q/I$, величина arctg I/Q пропорційна фазі віддзеркалення, амплітуда $|V| = \sqrt{I^2 + Q^2}$ - модуль V(t).

На рис. 4.6 представлені лінії розгортки, що ідеалізуються, для синфазної складової *I* (τ_s), які відповідають відлунням сигналам від метеоцілі. Кожна крива характеризує відлуння сигнали, обумовлені одним високочастотним зондуючим імпульсом P_t . Миттєві вибіркові значення сигналу беруться в моменти τ_{s1} , τ_{s2} . Час $\tau_s \in$ часовим інтервалом кореляції вздовж осі τ_s .



Рисунок 4.6 – Ідеалізовані лінії розгортки для синфазної складової $I(\tau_s)$, відповідні відлунням сигналам від безлічі цілей

Для пояснення обробки сигналу в дискреті дальності введемо тимчасову шкалу - вісь вибірок. В ній відліки проводяться через інтервал T_s в дискретні моменти часу, які відповідають вибіркам сигналу при фіксованому часі затримки $t = \tau_s$.

Аналіз зміни фази і амплітуди безперервного сигналу випадкового процесу утворюється вздовж тимчасової осі вибірок для дискретних моментів $(n - 1)T_s$. Вони відповідають певному часу відліків по дальності $\tau_s = \frac{2r}{\epsilon}$ прив'язані до конкретного біну дальності. Пунктирною кривою вказана можлива зміна вибірковою сигналу при фіксованому τ_{s1} , коли частота стробування T_s^{-1} зростає і немає цілей на неоднозначно прочитуваних дальностях.

Величини $I(r_s, T_s)$ і $Q(r_s, T_s)$ розподілені але нормальному закону з нульовим середнім і є незалежними випадковими величинами. Фаза φ не залежить від амплітуди |V| і розподілена рівномірно, а амплітуда $WI = (I^2 + Q^2)^{\frac{1}{2}}$ має розподіл з щільністю вірогідності, що підкорюється закону Релея.

Хоча *I* і *Q* є незалежними випадковими величинами, стохастичні процеси $I(\tau_s, nT_s)$ і $Q(\tau_s, nT_s)$ не можна вважати незалежними. Це означає, що в загальному випадку при $k \neq m$ для математичного очікування *E* отримуємо [114]

$E[I(\tau_s, mT_s)Q(\tau_s, kT_s)] \neq 0.$

Відстань між вибірками на часовій осі відліків дальності обирається так, щоб вони служили незалежними оцінками відбиваності і швидкості у напрямку зондування.

Автокореляція комплексного стаціонарного випадкового процесу *R(l)* визначається таким чином [112]:

$$R(l) = E[V^{*}(m)V(m+l)] = E[V^{*}(m-l)V(m)], \qquad (4.16)$$

де Е[] - математичне очікування по ансамблю [112].

Ансамбль є сукупністю випадкових послідовностей, в яких *V(m)* змінюється від члена до члена, навіть якщо значення *m* фіксоване.

Автоковаріація є автокореляцією з виключеним середнім значенням сигналу E[V(m)]. Для більшості сигналів, відбитих від метеоутворень, E[V(m)]=0, а для сигналів від наземних цілей $E[V(m)]\neq 0$.

Вважають, що всі ансамблі величин сигналів V(m) є ергодинамічними. Це означає, що статистичних властивостей ансамблю можуть бути набуті з усереднювання вибіркових за часом значень. З урахуванням кінцівки числа вибірок M функцію автокореляції випадкових процесів можна оцінити за наступною формулою:

$$\hat{R}(l) = \begin{cases} \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-|l|-1} V^{*}(m) V(m+l) & npu \ |l| \le M-1, \\ 0 & \text{ в окремих випадках.} \end{cases}$$
(4.17)

На рис. 4.7 зображений модуль автокореляційної функції R(l).



Рисунок 4.7 - Модуль автокореляційної функції

Потужність, яка відповідає послідовності даних, дорівнює 6. Через час приблизно ${}_{3T_{s}}$ вибірки стають некорельованими. Модуль середнього значення E[V(m)] дорівнює $\hat{R}(l)$.

Спектр потужності \hat{S} (енергетичний спектр) визначається як дискретне перетворення Фур'є автокореляційної функції \hat{R}

$$\hat{S}(f) = T_s \sum_{i=-M-1}^{M-1} \hat{R}(i) e^{-j2\pi f T_s i}, \qquad (4.18)$$

де 5(7)- безперервна функція з періодом T_s^{-1} ;

 $\hat{R}(l)$ - комплексні коефіцієнти її розкладання в ряд Фур'є. Використовуючи швидке перетворення Фур'є часової послідовності V(m) спектр потужності $\hat{s}(f)$ можна визначити таким чином:

$$\hat{S}(f) = \frac{T_{s}}{M} \left\{ \sum_{m,n}^{M-1} V^{*}(m) V(n) e^{-j2\pi f T_{s} l} \right\},$$
(4.19)

де *l=n-m*, а підсумовування ведеться по двох індексах.

Збільшені можливості обчислювальної техніки дозволяють в оперативному режимі роботи АМРК розраховувати енергетичний спектр або щільність спектру потужності за формулою (4.18), і за формулою (4.19). Вважається, що метод (4.18) - пульспарний (коваріаційний) - надійніший, ніж (4.19), для розрахунку $\hat{S}(f)$ при невеликих значеннях відношення сигнал/шум, але поступається (4.19) при видалені віддзеркалень, які заважають, від місцевих предметів, оскільки вичислення енергетичного спектру за формулою (4.19) дає можливість провести в процесі розрахунків спектральну фільтрацію.

Розрахунок автокореляційної функції зводиться до розрахунку коефіцієнтів кореляції двох зміщених випадкових стаціонарних процесів (часової послідовності) в інтервалах $0-R(0) \equiv R0$, $1-R(1) \equiv R1$, $2-R(2) \equiv R2$, де R(l) оцінюється в дискретні моменти через інтервал T_s (рис. 4.7).

Щільність допплерівського спектру потужності S(v) можна виразити через середню радіальну швидкість \hat{v}_p і ширину допплерівського спектру σ_v за формулою:

$$S(v) = \frac{P_0}{\sqrt{2\pi\sigma_v}} exp\left(-\frac{(v-\hat{V}_p)}{2\sigma_v^2}\right)$$

де P_0 - потужність сигналів, які приймаються.

4.1.6 Метод комплексної автоковаріації (пульспарний)

Якщо випромінюється послідовність *M* рівновіддалених імпульсів, тоді автокореляційна функція послідовності відбитих комплексних зв'язаних сигналів для часу затримки *T_s* може бути оцінена за допомогою суми:

$$\hat{R}(T_s) = \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} V^*(m) V(m+1)$$

Оцінка середньої допплерівської швидкості \hat{v}_p (м/с) буде описуватися виразом:

$$\hat{V}_p = -\left(\frac{\lambda}{4\pi T_s}\right) \arg \check{\mathbf{R}}(T_s)$$

Аргумент функції $\hat{R}(T_s)$ виражений в радіанах, а знак мінус є ознакою, яка позитивна допплерівським зрушенням частоти відповідає від'ємні швидкості.

Середня допплерівська швидкість може, розраховуватися таким чином;

$$\hat{V}_p = -\left(\frac{\lambda}{4\pi T_s}\right) \arg[\mathbf{R}(1)]$$

При допущенні, якщо спектр апроксимується кривою Гауса, ширина спектру σ_v визначається формулою [115]:

$$\sigma_v = \left(\frac{\lambda}{4\pi T_s \sqrt{2}}\right) \left| ln \frac{1}{|R(T_s)|} \right|^{1/2},$$

або, як пропонують розробники АМРК при тому ж допущенні, формулою:

$$\sigma_{\nu} = \left(\frac{\lambda}{4\pi T_s}\right) \sqrt{\frac{2}{3} \ln\left(\frac{-R(1)}{R(2)}\right)},$$

де R(1) і R(2) - оцінки автокореляційної функції

$$\sigma_v = \frac{\lambda}{2\sqrt{2\pi T_s}} \sqrt{\ln \left|\frac{R(1)}{R(2)}\right|}.$$

Показник якості сигналу оцінюється величиной SQI (signal quality index):

$$SQI = \frac{|R(1)|}{R(0)}$$

SQI використовують так само, як поріг обмеження при первинній обробці відбитих сигналів: SQI=0 абсолютно некорельовані дані, SQI=1 абсолютно корельовані дані. Оператор АМРК сам задає поріг в одиницях *SOI*, вище якого проводиться допплерівська обробка. *SQI* іноді позначається у інших авторів як *NCP* (нормована потужність когерентності).

4.1.7 Методи розрахуноку параметрів спектру

При використанні методу спектральної обробки для кожного дискрета дальності процедура розрахунків полягає в наступному:

1) розрахунок дискретного перетворення Фур'є (ДПФ) для даних часового ряду $V(t) f_m = ДП \Phi(V(t_m))$;

2) визначення енергетичного спектру по перетворенню Фур'є (4.19) $\hat{\mathbf{S}}_m = \mathbf{f}_m \mathbf{f}_m^*$ 3) застосування спектрального фільтру (за необхідностю) $\hat{\mathbf{S}}_m = \text{filter}(\hat{\mathbf{S}}_m)$;

4) розрахунок дискретного перетворення Фур'є для енергетичного спектру $R_{m 1} = \prod \Phi(\hat{S}_m)$

Тут індекс *m*=1...*М* відноситься до одного дискрету дальності, а зірочкою позначена зв'язана величина.

В результаті обробки виходять значення коефіцієнта автокореляції на різних інтервалах: R(0), R(1), R(2) і R(3) і так далі.

У методі, освоєному на зміні міжімпульсних інтервалів від відліку до відліку, використовують комбінацію автоковаріаційних оцінок: $\hat{R}(T_{s1})$ при затримці T_{s1} і при $\hat{R}(T_{s2})$ затримці T_{s2} . Швидкість в цьому випадку визначається різницею їх фаз.

В методі вобуляції швидкість визначається за формулою

$$\mathbf{v}_{\mathbf{p}} = \frac{\lambda}{4\pi(\mathbf{T}_{S2} - \mathbf{T}_{S1})} \arg\left(\frac{\hat{\mathbf{R}}(\mathbf{T}_{S1})}{\hat{\mathbf{R}}(\mathbf{T}_{S2})}\right)$$

Оцінка ширини спектру може бути отримана з відношення модулей коваріацій:

$$\sigma'_{v} = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{2(T_{s2}^{2} - T_{s1}^{2})}} \left[ln \left| \frac{\widehat{R}(T_{s1})}{\widehat{R}(T_{s2})} \right| \right]^{1/2}$$

4.1.8 Вимірювання відбиття

Цифровий приймач GDRX AMPК видає дані про коефіцієнт шуму N і дані *I/Q*, які потім обробляються процесором сигналів. Існують типи даних *I* і *Q* впорядковані по дальності і по вибірці.

На рис. 4.8 показана відмінність між даними по дальності і даними по вибірці для одного *СРІ*. Дані по вибірках створюються в АМРК лише у тому випадку, якщо оператором обраний конкретний селектор дальності.

Великий динамічний діапазон приймача АМРК і практично ідеальна лінійність його амплітудної характеристики дозволяють виконувати оцінку усіх параметрів сигналу без нелінійних перетворень. У зв'язку з цим оцінка інтенсивності комплексного лінійного сигналу складається з простого підсумовування потужності (*П** + *QQ**) на заданій дальності і в азимуті.

Оцінка середньої потужності сигналу P_{cp} , інтегрована по M вибіркам дальності і азимута і скоректована на потужність шуму системи N може бути отримана за наступною формулою:

$$P_{\rm cp} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} (I_m I_m^* + Q_m Q_m^*) - N$$

Якщо результат віднімання виявився негативним, тоді $P_{cp}=0$.



Рисунок 4.8 - Відмінність даних синфазних *I* і квадратурних *Q* складових сигналіва впорядкованих по дальності (1) і по вибірці(2) для одного інтервалу когерентної обробки

Вибірки, які проінтегрували по *M* складаються з фіксованого значення по дальності, заданого оператором, плюс значення по азимуту. Інтегроване по азимуту може бути фіксованим, наприклад 1°, або визначається азимутним інтервалом, заданим оператором.

Якщо включена фільтрація местників, тоді *P*_{cp} буде оцінюватися за відфільтрованими даними *I/Q*. В цьому випадку з даних будут віддалятися віддзеркалення від опадів, які мають швидкість, близьку до нуля.

Якщо в АМРК включена статистична фільтрація местників, тоді для введення поправки в *P_{cp}* на "засмічення местниками" використовуються статистичні методи.

Після оцінки *P*_{*cp*} з урахуванням результатів калібрувальних вимірювань приймального тракту АМРК в кожному селекторі дальності розраховується відбиваність *Z*(дБZ). Вона може бути двох типів:

- нескоректована UZ (uncorrected), розрахована за нефільтрованими даними I/Q:

$$UZ = 10 \lg(T_0 - N) + C_r(r^2) + C_{atm}(r) + C_{radar},$$

скоректована *CZ* (corrected), розрахована за фільтрованим даним якщо оператором встановлений обраний фільтр местників

$$CZ = 10 \log(R_0 - N) + C_r(r^2) + C_{atm}(r) + C_{radar},$$

де То - середня потужність відбитих сигналів без корекції местників;

Ro - середня потужність відбитих сигналів, з яких в результаті фільтрації виключені сигнали від местников;

N - коефіцієнт шуму;

 $C_r(r_2)$ - поправка на видалення;

С_{атм}(r) - поправка на послаблення в атмосфері;

С_{радар} - радіолокація постійна, за допомогою якої виміряна швидкість переводиться у відбиваність.

Поправка C_{атм}(r) на двостороннє послаблення в атмосфері для довжини хвилі АМРК, яка дорівнює 5,3 см, приймається рівною 0,013[дБ/км]*r[км] або 0,013*r[дБ/км] [км].

4.2 Аналіз процедур формування та обробки сигналів в сучасних метеорологічних радіолокаційних станціях та напрямок їх розвитку

За допомогою допплерівських радіолокаторів можливо отримувати додаткову радіолокаційну інформацію, а саме:

- ідентифікація областей атмосфери з критичними значеннями вітру;

- виявлення областей з значними зрушеннями вітру;

- визначення мезоциклонів, які є попередниками смерчів;

- виявлення фронтів поривів і ліній шквалів;

- визначення областей з значними низхідними потоками.

Оскільки ДМРЛ забезпечує розрахунок поля допплерівських швидкостей вітру, які є проекціями вектору швидкості вітру на вісь діаграми спрямованості антени, тоді можна говорити про часткову діагностику поля швидкості вітру. Також відмітимо, якщо в ДМРЛ, як і в звичайному метеорологічному радіолокаторі, для діагностики поля вітру можуть використовуватися трасери, які виявленія на послідовності полів зображення радіолокаційних відбиттів на основі використання кореляційно-екстремальних алгоритмів. Проте допплерівські швидкості вітру неоднозначні при їх використанні для діагностики поля вітру. В свою чергу, спосіб діагностики поля швидкостей вітру по трассерам має істотні погрішності, що обумовлено ефектами трансформації трасерів в часі, значним усереднюванням по простору, а також низькою деталізацією отримуваного поля вітру.

Пропонується використовувати результати розрахунку допплерівських швидкостей вітру для оперативного визначення поля вітру з досить високим розділенням - близько декількох кілометрів. Висока оперативність і деталізація діагностики поля вітру дуже важливі у ряді прикладних завдань, наприклад, при забезпеченні посадки повітряних судів в несприятливих метеорологічних умовах.

Доплерівський радіолокатор здійснює вимірювання радіальних швидкостей гідрометеорів в області (*D*). На рис. 4.9 представлені проекції (\vec{K}_i) радіальної швидкості, які і вимірюються радіолокатором. Для спрощення ілюстрації принципу дії пропонованого способу вважається, що ДМРЛ знаходиться в одній горизонтальній площині з гідрометеорами. Значення \vec{K}_i залежать від фактичного вектору \vec{W} швидкості вітру. Якщо вектор \vec{W} буде іншим, тоді будуть іншими і вектори \vec{K}_i в різних точках області (*D*).



Рисунок 4.9 – Ілюстрація до постановки задачі визначення $\left(\tilde{\vec{W}}\right) = \left\langle \tilde{U}, \tilde{V} \right\rangle$

Завдання полягає в отриманні оцінки швидкості вітру $\left(\tilde{\vec{W}} = \left< \tilde{U}, \tilde{V} \right> \right)$ за відомими (вимірюваннями допплерівськими радіолокаторами) оцінка \vec{K}_i -

значення радіальних швидкостей \vec{K}_i в точках з координатами $\langle x_i, y_i \rangle$. Число вимірювань вважається рівним $n(i \in 1, 2, ..., n)$.

Для вирішення цієї задачі використовуємо припущення: в досить малій області (D) атмосфери вектор швидкості вітру \vec{W} вважаємо постійними. Це допущення правомірне в більшій частині хмарної атмосфери, поза центральними областями інтенсивних потожньо-купчастих хмар. В рамках приведеної постановки (плоский горизонтальний випадок) - задача може бути вирішена за наявності двох вимірювань \vec{K}_i . Проте оцінки $\tilde{\vec{K}}_i$ швидкості \vec{K}_i розраховуються з деякою погрішністю $\vec{\Delta}_i = \vec{K}_i - \tilde{\vec{K}}_i$, яка, як правило, відмінна від нуля. Тому $\left(\tilde{\vec{W}}\right) = \langle \tilde{U}, \tilde{V} \rangle$ розраховуватиметься з деякою помилкою. Для того, щоб її мінімізувати, необхідно використовувати більше двох вимірювань \vec{K}_i .

Розглянемо функцію, що зв'язує проекції $\langle U, V \rangle$ вектору \vec{W} з значенням K_i . Вона має вигляд

$$f(U,V,i) = K_i = \sqrt{U^2 + V^2} \cos \alpha_i, \qquad (4.20)$$

де K_i - модуль вектору;

 α_i - кут між векторами \vec{W} і \vec{K}_i . Якщо систему координат розташувати так, щоб ДМРЛ розташовувався на початку координат, тоді

$$\cos \alpha_{i} = \frac{Ux_{i} + Vy_{i}}{\sqrt{U^{2} + V^{2}}\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}}.$$
(4.21)

Для знаходження оцінок $\langle \tilde{U}, \tilde{V} \rangle$ використовується метод найменших квадратів, для чого мінімізуємо функцію

$$L = \sum_{i=1}^{n} \left(f(U, V, i) - \widetilde{K} \right)^{2}, \qquad (4.22)$$

тобто

$$\left\langle \widetilde{U}, \widetilde{V} \right\rangle = \arg_{\left\langle \widetilde{U}, \widetilde{V} \right\rangle \in \left\langle \left\langle U, V \right\rangle_{\mathcal{A}} \right\rangle} \min L(U, V) =$$

$$= \arg_{\left\langle \widetilde{U}, \widetilde{V} \right\rangle \in \left\langle \left\langle U, V \right\rangle_{\mathcal{A}} \right\rangle} \min \sum_{i=1}^{n} \left(f(U, V, i) - \widetilde{K} \right)^{2}.$$
(4.23)

Для мінімізації функції (4.22) необхідно взяти від неї похідні U і V, а отримані вирази прирівняти до нуля. В результаті виходить наступна система рівнянь:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{x_{i}^{2}U + x_{i}y_{i}V}{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}} - \widetilde{K}_{i} \frac{x_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} \right] = 0; \\ \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{y_{i}^{2}V + x_{i}y_{i}U}{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}} - \widetilde{K}_{i} \frac{y_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} \right] = 0. \end{cases}$$
(4.24)

Система (4.24) може бути перетворена в вигляд

$$\begin{cases} \left[\sum_{i=1}^{n} \frac{x_{i}^{2}}{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}\right] U + \left[\sum_{i=1}^{n} \frac{x_{i} y_{i}}{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}\right] V = \sum_{i=1}^{n} \widetilde{K}_{i} \frac{x_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} \\ \left[\sum_{i=1}^{n} \frac{x_{i} y_{i}}{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}\right] U + \left[\sum_{i=1}^{n} \frac{y_{i}^{2}}{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}\right] V = \sum_{i=1}^{n} \widetilde{K}_{i} \frac{y_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} \tag{4.25}$$

У векторному вигляді система (4.25) може бути записана так:

$$A_{[2,2]} = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i^2}{x_i^2 + y_i^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i y_i}{x_i^2 + y_i^2} \\ \sum_{i=1}^{n} \frac{x_i y_i}{x_i^2 + y_i^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^{n} \frac{y_i^2}{x_i^2 + y_i^2} \end{bmatrix},$$
(4.26)

$$V_{\langle 2 \rangle} = \begin{bmatrix} U \\ V \end{bmatrix}, \tag{4.27}$$

$$L_{\langle 2 \rangle} = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^{n} \widetilde{K}_{i} \frac{x_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} \\ \sum_{i=1}^{n} \widetilde{K}_{i} \frac{y_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} \end{bmatrix}.$$
 (4.28)

3 виразу (4.25) виходить, що параметри $\left< \tilde{U}, \tilde{V} \right>$ можуть бути отримані таким чином:

$$\begin{bmatrix} \widetilde{U} \\ \widetilde{V} \end{bmatrix} = A_{[2,2]}^{-1} L_{\langle 2 \rangle} .$$
(4.29)

Вираз (4.29) представляє собою рішенням задачі знаходження складових швидкості вітру, сформульований вище, на основі використання методу найменших квадратів.

За своєю суттю завдання визначення поля вітру є зворотним математичним завданням.

З постановки завдання зрозуміло, що чим далі область (D) від ДМРЛ або менше розміри області (D) або менше число вимірювань, чим які використовуються для допплерівських швидкостей в точках області (D), тоді може бути гірша якість ідентифікації швидкості вітру. На практиці теоретичного оцінювання якості визначення координат в супутникових радіонавігаційних системах ГЛОНАСС і GPS, де показником якості є величина, яка називається геометричним чинником [116]. Ця величина враховує просторове розташування один відносно одного навігаційних апаратів і приймача радіонавігаційних сигналів. По своїй фізичній суті геометричний чинник дорівнює середньому квадратичному відхиленню сумарної помилки визначення координат за умови, що середні квадратичні помилки вхідних параметрів радіонавігаційних вимірювань

(псевдодальностей до навігаційних КА) дорівнюють одиниці, помилки є центрованими і некорельованими. Введемо поняття геометричний чинник для оцінювання якості визначення вітру.

З (4.29) витікає, що зональна проекція \hat{U} швидкості вітру являється випадковою функцією $U(\hat{K}_i)$ випадкових величин \hat{K}_i :

$$\hat{U} = U\left(\hat{K}_{i}\right) = m_{0,0} \sum_{i=1}^{n} \frac{\hat{K}_{i} x_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} + m_{0,1} \sum_{i=1}^{n} \frac{\hat{K}_{i} y_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} = \sum_{i=1}^{n} \hat{K}_{i} \left[\frac{m_{0,0} x_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} + \frac{m_{0,1} y_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} \right], \quad (4.30)$$

де ^л - символ випадкової величини;

*m*_{*k* s} - елементи матриці

$$M_{[2,2]} = \begin{bmatrix} m_{0,0} & m_{0,1} \\ m_{1,0} & m_{1,1} \end{bmatrix} \equiv A_{[2,2]}^{-1}, \qquad (4.31)$$

зворотньою до матриці $A_{[2,2]}$. Знайдемо математичне очікування і середнє квадратичне відхилення випадкової величини \hat{U} в умовах допущень:

$$M[\hat{K}_i] = 0;$$
 $D[\hat{K}_i] = 1;$ $\sigma[\hat{K}_i] = 1$ для $i = \mathbf{1}(1)n,$ (4.32)

де *M*[],*D*[],*σ*[]- оператори отримання математичного очікування, дисперсії і середнього квадратичного відхилення (СКВ). Тоді

$$M\left[\hat{U}\right] = M\left[\sum_{i=1}^{n} \hat{K}_{i}\left[\frac{m_{0,0}x_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} + \frac{m_{0,1}y_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}}\right]\right] =$$

$$= \sum_{i=1}^{n}\left[\left[\frac{m_{0,0}x_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} + \frac{m_{0,1}y_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}}\right]M\left[\hat{K}_{i}\right]\right] = 0$$
(4.33)

$$D\left[\hat{U}\right] = D\left[\sum_{i=1}^{n} \hat{K}_{i}\left[\frac{m_{0,0}x_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} + \frac{m_{0,1}y_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}}\right]\right] = \sum_{i=1}^{n}\left[\left[\frac{m_{0,0}x_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} + \frac{m_{0,1}y_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}}\right]^{2} D\left[\hat{K}_{i}\right]\right] = \sum_{i=1}^{n}\left[\frac{m_{0,0}x_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}} + \frac{m_{0,1}y_{i}}{\sqrt{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}}\right]^{2} = \sum_{i=1}^{n}\left[\frac{m_{0,0}x_{i} + m_{0,1}y_{i}}{x_{i}^{2} + y_{i}^{2}}\right]^{2}.$$

$$(4.34)$$

Аналогічно для \hat{V} :

$$M[\hat{V}] = 0; \quad D[\hat{V}] = \sum_{i=1}^{n} \left[\frac{(m_{1,0}x_i + m_{1,1}y_i)}{x_i^2 + y_i^2} \right]^2; \quad \sigma[\hat{V}] = \sqrt{D[\hat{V}]}.$$
(4.35)

Назвемо геометричним чинником (визначення вітру на основі вимірюванняяних допплерівських швидкостей) G(n, x, y) СКВ модуля швидкості вітру при виконанні умов (4.33)

$$G(n, x, y) = \sqrt{D\left[\hat{U}\right] + D\left[\hat{V}\right]}.$$
(4.36)

На рис. 4.10 представлений графік поля геометричного чинника і графіки зміни СКВ проекцій яка визначає швидкості вітру від числа вимірювань. Інтерпретуються рисунки таким чином.

Так, наприклад, при розташуванні області (D) на відстанні 30 км по горизонталі від ДМРЛ геометричний чинник рівний, приблизно, 4,5 - тобто при СКВ вимірювання допплерівських швидкостей 1 м/с, СКВ помилок визначення вітру дорівнює приблизно 7 м/с.

При збільшенні числа вимірювань при використані K_i СКВ помилок визначення проекцій вектору швидкості вітру зменшуються.



Рисунок 4.10 - Поле значень геометричного чинника, по осях кілометри: а) - область (D) - вісім точок, рівномірно розподілених по горизонтальній поверхні кола діаметром 6 км; б) - залежність $\sigma[\hat{V}], \sigma[\hat{U}]$ від числа вимірювань які використовуються K_i

Тут представлений принциповий підхід до рішення задачі розрахунку вітру з використанням допплерівських вимірювань швидкості вітру, які утворює ДМРЛ. Деталі технології оперативного визначення поля вітру пов'язані з визначенням оптимальних параметрів методики, що реалізовує спосіб, наприклад: скільки значень використовує K_i ; як враховувати тривимірюванняність завдання; для якого розміру області (D) атмосфери вектор швидкості вітру \vec{W} можна вважати постійним; як вирішувати зворотню задачу математично коректно.

Розроблена на основі пропонованого способу визначення поля вітру методика реалізована в ДМРЛ, розробленому на ВАТ "Завод "Енергія" [115]. В якості ілюстрації на рис. 4.11, 4.12 представлені розраховані описаним способом поля швидкості вітру на висоті 0,5 км і 2 км за результатами допплерівських вимірювань в 14:30 (UT) 24 березня 2011 р. Область (*D*) мала розміри 4 км×4 км.



Рисунок 4.11 - Розраховано за результатами допплерівських вимірювань поле вітру на висоті 0,5 км, кольором показані значення допплерівських швидкостей гідрометеорів

Відповідно до результатів аерологічного зондування атмосфери за 16:00 (UT) вітер нависоті 0,5 км - 13 м/с 295°, на висоті 2 км 16 м/с 280°.



Рисунок 4.12 - Розраховано за результатами допплерівських вимірювань поле вітру на висоті 2 км, кольором показані значення допплерівських швидкостей гідрометеорів

На рис. 4.13 представлена ілюстрація розрахунку усереднених по більшому району (20км×20км) значень миттєвих швидкостей. Як випливає з приведених

ілюстрацій, загальна орієнтація миттєвих значень векторів швидкості вітру співпадає з середнім потоком повітря на даних висотах, визначеним за результатами аерологічного зондування. В той же час миттєві значення векторів швидкості вітру відбивають загальну циркуляцію вітру в купчасто-дощових хмарах: так, наприклад, спостерігаються по краях хмари всередину хмари.



Рисунок 4.13 - Усереднені по району 20×20 км миттєві значення векторів швидкості вітру на висоті 2 км

Аналіз результатів випробувань в 2010 р. способу діагностики поля вітру на основі допплерівських вимірювань ДМРЛ дозволяє зробити висновок про те, що описаний спосіб працездатний.

В той же час існує ряд наукових і практичних проблем, які необхідно здолати для широкого впровадження описаного способу на практиці. Відмітимо деякі з них. Перша - це проблема інтерпретації значень векторів швидкості вітру, що набувають. Так, що розраховуються з використанням ДМРЛ поля вітру через діагностику миттєвих значень не будуть гладкими і малоградієнтними, оскільки в хмарах, а саме з ними пов'язана наявність відбиваності в атмосфері, проявляється істотна локальна (пов'язана з кожною з хмар) циркуляція. Тому на перших етапах використання цього тематичного продукту ДМРЛ метеорологам буде складно його інтерпретувати у рамках традиційної схеми інтерпретації полів вітру, які є усередненими і гладкими, що обумовлено способом проведення аерологічних вимірювань, або використанням геострофічних або градієнтних співвідношень на основі полів тиску або геопотенціальних висот ізобаричних поверхонь.

Друга - це проблема визначення оптимальних значень параметрів методик діагностики вітру цим способом. Ця проблема обумовлена тим, що в основі діагностики поля вітру лежить рішення некоректної зворотньої математичної задачі.

Вирішення вказаних проблем, а також способів рішення багатьох інших завдань, наприклад, визначення меж застосовності цього методу і розробки практичних додатків подальшого використання результатів діагностики поля вітру може складати предмет подальших наукових досліджень і технічних розробок. Наприклад, визначення вертикальних швидкостей гідрометеорів, зрушень швидкості вітру, міри турбулентності в атмосфері.

Среднеквадратична похибка вимірювання швидкості вітру не повинна перевищувати 1 м/с. Навіть за відсутності пасивних перешкод задовольнити цю вимогу складно. Тому актуальними є питання визначення впливу на точність характеристики ДМРЛ пасивних перешкод від місцевих предцілів і вивчення можливостей послаблення їх заважаючої дії.

Вимірювати допплерівське зміщення частоти метеосигналів, в значенні якого міститься інформація про швидкість вітру, різними методами [117]. Визначається методом математичного статистичного моделювання точностні характеристики фільтрової системи, спрощена схема якої зображена на рис. 4.14.



Рисунок 4.14 - Схема багатоканального фільтрового вимірювача частоти

Амплітудний спектр перетвореної за допомогою фазових детекторів пачки з N когерентних радіоімпульсів, які слідують з періодом $T = \frac{1}{F_n}$, яке описується виразом $|S(f)| = \left|\frac{\sin \pi FNT}{\sin \pi FT}\right|$, є гребінчастим. Ширина одного гребеня спектру дорівнює $\Delta F = \frac{1}{NT} = \frac{F_n}{N}$, а відстань між ними дорівнює F_n (відмітимо, що загальна кількість гребенів в спектрі пачки при тривалості зондуючого імпульсу τ_u і відповідно до ширини спектру поодинокого импульсу $\Delta f = \frac{1}{\tau_u}$ дорівнює $Q = \frac{\Delta f}{F_n} = \frac{T}{\tau_u}$). При обробці лише одного гребеня спектру сигналу для перекриття інтервалу частот (0, F_n) потрібно $\frac{\Delta F}{F_n} = N_{\phi_{iльтрів}}$.

Якщо частотна характеристика кожного з набору взаємно неналаштованих на ΔF фільтрів схеми (рис. 4.14) погодженння з спектром одного гребеня, тоді кожен *i*-й канал представляє собою визначник максимальної правдоподібності сигналу s(t,F) з частотою F_i на фоні аддитивних білих нормальних шумів n(t).

Мірою оцінюючої частоти \hat{F} метеосигналу є частота F_i налаштування фільтру, в якому сигнал максимальний. Визначення цієї частоти здійснюється за допомогою схеми вибору максимуму. Стробований підсилювач (рис. 4.14) пропускає на вхід фільтрів сигнали лише одного обраного по дальності імпульсного об'єму.

Оскільки вихідний ефект *i*-го фільтру $S_{\Sigma}(F_i)$ після накопичення пачки когерентних імпульсів $(S_1, S_2, ..., S_n)$ описується співвідношенням:

$$S_{\Sigma}(F_i) = \sum_{n=0}^{N-1} \dot{S}(nT,F) e^{j2\pi(F-F_i)nT},$$

тоді при знахожденді точностних характеристик методом математичного моделювання вихідний ефект кожного *i*-го фільтру знаходиться по приведеному співвідношенню, яке називається дискретним перетворенням Фур'є. Метеосигнал моделювався процесом авторегресії першого порядку з ненульовим допплерівським зміщенням частоти F, квадратурні складові якого описуються співвідношеннями:

$$\begin{cases} S_{c}(n) = \Phi S_{c}(n-1)cos2\pi FT - \Phi S_{s}(n-1)sin2\pi FT + a_{c}(n), \\ S_{s}(n) = \Phi S_{c}(n-1)sin2\pi FT + \Phi S_{s}(n-1)cos2\pi FT + a_{s}(n), \end{cases}$$

де параметр авторегресії Ф обирається в залежності від величини коефіцієнта міжперіодної кореляції $r_s(T)$ (тоді процесс AP(1), тоді $r_s(T) = \Phi$), а $\dot{a}(n)$ незалежні випадкові величини, для яких $\overline{\dot{a}(n)\dot{a}^*(k)} = \begin{cases} 2\sigma_a^2, npu \ n = k \\ 0, npu \ n \neq k \end{cases}$.

Дисперсія метеосигналау
$$\sigma_a^2 = \frac{1}{2} \overline{\left| \dot{S}(n) \right|^2} = \frac{\sigma_a^2}{1 - \left| \dot{r}_s(T) \right|^2} = \frac{\sigma_a^2}{1 - \Phi^2}.$$

Аддитивні шуми n(t) вхідного сигналу у y(t) = s(t,F) + n(t) моделювалися нормальним некорельованим процесом з дисперсією $\sigma_a^2 = \overline{n^2(t)}$. Відношення потужності сигналу $P_s = \sigma_s^2$ до потужності шуму $P_n = \sigma_n^2$ на вході вимірюваннярювача $q_c^2 = \frac{\sigma_s^2}{\sigma_n^2}$. При одному *m* -му досвіді по одній пачці визначалася поточна похибка $\delta F_m = \hat{F}_m - F$. При переході від одного досвіду до іншого зберігалося значення допплерівського зміщення частоти *F* і змінювалися реалізації шуму і сигналу. За відповідне вибіркове середньоквадратичне значення

помилки приймалася величина $\hat{\sigma} = \left[\frac{1}{M}\sum_{m=1}^{M}\delta F_m^2\right]^{\frac{1}{2}}$. При кількості випробувань M = 100 з довірчою вірогідністю $\alpha = 0.9$ відносна похибка оцінювання частоти $F\left|\frac{\hat{\sigma}-\sigma}{\hat{\sigma}}\right| = L(M,\alpha)$ складає величину 0.12.

Крива залежності $\sigma = \sigma(F)$ середньоквадратичних помилок оцінок максимальної правдоподібності від вимірюючої частоти F при відсутності пасивних перешкод, коли $q_c^2 = 10$, N=16, $F_n = 1000$ Гц, $r_s(T) = 0.999$, зображена на рис. 4.15. При слабкій шумовій перешкоді і високої корельованості метеосигналів максимальне значення помилок має місце для тих частот метеосигналів, при яких вихідні ефекти сусідніх фільтрів однакові (тобто для частот перетину частотних характеристик сусідніх фільтрів), а мінімальні помилки для метеосигналів з частотами налаштування фільтрів $F_i = i \frac{F_n}{N}$.



Рисунок 4.15 - Залежність $q_c^2 = 10$, N=16, $F_n = 1000$ Гц, $r_s(T) = 0.999$

Крива залежності $\sigma = \sigma(F)$ для випадку, коли на вході вимірювача додатково діє аддитивна пасивна перешкода x(t)[y(t) = s(t,F) + n(t) + x(t)]зображена на рисл. 4.16.



Рисунок. 4.16 - Залежність $\sigma = \sigma(F)$ для $q_c^2 = 10$, N=16, $F_n = 1000$ Гц, $r_s(T)=0.999$, $q_x^2 = 2$, $r_x(T)=0.999$

Пасивні перешкоди від земної або водної поверхні, місцевих предцілів моделювалися процесом авторегресії першого порядку з нульовим значенням регулярного допплерівського зміщення частоти. графік, представлений на рис. 4.16, побудований для наступних початкових даних: $q_c^2 = 10$, N=16, $F_n = 1000$ Гц, $r_s(T) = 0.999$, $q_x^2 = \frac{\sigma_x^2}{\sigma_s^2} = 2$ і коефіцієнт міжперіодної кореляції пасивної перешкоди $r_x(T) = 0.999$. З графіку видно, що з зростанням виміряної частоти F похибка зростає. Це пояснюється тим, що оскільки при $q_x^2 = \frac{\sigma_x^2}{\sigma_s^2} = 2$ вихідний ефект нульового фільтру максимальний, тоді всякий раз визаховується оцінка $\hat{F} = 0$, а похибка приймає значення $\delta F = |\hat{F} - F| = F$. таким чином, при дії навіть порівняно слабкої $\left(\frac{P_x}{P_s}\right) = 2$ пасивної перешкоди вимірювач, зображений на рис.4.14, непрацездатний.

Позбавитися від рішень $\hat{F} = 0$ при дії пасивних перешкод можна, якщо в наборі фільтрів вимірювача нульового фільтру немає. Крива залежності $\sigma = \sigma(F)$

для вимірювача без нульового фільтру зображена на рис. 4.17, з якої видно, що при $0 < F < \frac{F_n}{N}$, оскільки нульового фільтру немає, помилки досягають сотні герц.



Рисунок 4.17 - Залежність $\sigma = \sigma(F)$ при дії пасивних перешкод і роботі без нульового фільтру, коли $q_c^2 = 10$, $q_x^2 = 20$, $r_c = 0.999$, $r_{\gamma} = 0.99$, N=16, $F_n=1000$ Гц, $Z_{\Pi} = 0$, $N_{\Phi} = 16$

Це пояснюється тим, що максимум вихідного ефекту може спостерігатися в будь-якому з фільтрів, які збуджуються шумами. Аналізована залежність отримана при значеннях порогів $Z_n = 0$, внаслідок чого через порогові схеми на вхід ЗВМ поступають будь-які слабкі сигнали.

При інтенсивній перешкоді і відсутності нульового фільтру вихідний ефект першого фільтру, що збуджується бічною пелюсткою спектру пачки пасивної перешкоди, може виявитися велике амплітудне накопичення корисного сигналу і тоді при $\frac{F_n}{N} < F < \frac{F_n}{2}$ похибка $\delta F = |\hat{F} - F| = |F_1 - F|$ збільшується з зростанням *F*, що і видно з графіку на рис. 4.17.

Дійсно, при вибраних параметрах перешкод і сигналів амплітуда накопиченого вихідного ефекту першого фільтру, налаштованого на $\frac{F_n}{N}$, дорівнює що перевершує максимальний корисний сигнал величиною $1.4N\sigma_s$.
$$\sigma_x \cdot \left| \frac{\sin \pi FNT}{\sin \pi FT} \right| = \sigma_s \cdot \sqrt{q_n} \cdot \frac{1}{\left| \sin \pi \frac{F_n}{N}T \right|} =$$
$$= \sigma_s \cdot \sqrt{q_n} \cdot \frac{1}{\left| \sin \frac{\pi}{N} \right|_{q_x = 20}} \cong 1.4N\sigma_s,$$

Виключення нульового і першого фільтрів призводить до зростання інтервалу $\left(0, \frac{F_n}{N}\right)$, в якому похибки вимірювання частоти неприпустимо великі.

Очевидно, за відсутності нульового фільтру від вказаних помилок, обумовлених видачею оцінок, викликаних дією шумів або пасивних перешкод, можна позбавитися, заборонивши за допомогою порогових схем, що включаються після детекторів перед ЗВМ, знвмання оцінки частоти, коли амплітуда вихідного ефекту каналу з найбільшим значенням менше порогового Z_n . Це ілюструється графіками на рис. 4.18.



Рисунок 4.18 - Залежність $\sigma = \sigma(F)$ при дії пасивних перешкод і роботі без нульового фільтру, коли $q_c^2 = 10$, $q_x^2 = 20$, $r_c = 0.999$, $r_n = 0.999$, N=16, $F_n=1000$ Гц, $Z_{\Pi} = 40\sigma_{uv}$, $N_{\Phi} = 16$

Другий метод послаблення дії пасивних перешкод пов'язаний з модернізацією схеми фільтрового вимірювача. Статистична теорія виявлення сигналів на тлі корельованих перешкод, до яких відноситься пасивна перешкода, свідчить, якщо перед подачею реалізації y(t) на погоджений фільтр необхідно перешкоду очистити.

Розглянемо варіант фільтрового вимірювача максимальної правдоподібності, в якій як очищений фільтр використовується схема одноразової черезперіодної компенсації (ЧПК) рис. 4.19. Неважко показати, що при подачі на вхід схеми ЧПК послідовності когерентних сигналів $y_1, y_2...y_N$ на її виході утворюється послідовність когерентних сигналів $Y_1, Y_2...Y_N$ тієї ж частоти, яка оцінюється фільтровим вимірювачем.



Рисунок 4.19 Структурна схема фільтрового вимірювача частоти з схемою черезперіодної компенсації

Графік залежності $\sigma = \sigma(F)$ при дії пасивних перешкод, для яких $q_x^2 = \frac{\sigma_n^2}{\sigma_s^2} = 20$, $r_x(T) = 0.999$, N=8, і корисних сигналів, для яких $q_s^2 = \frac{\sigma_s^2}{\sigma_n^2} = 10$, $r_s(T) = 0.999$ представлений на рис. 4.20.



Рисунок 4.20 - Залежність средньоквадратичої помилки вимірювання частоти як функції від частоти Допплера при встановлених параметрах $q_c^2 = 20, q_x^2 = 10, r_c = 0.999, r_x = 0.999, N=8, F_n = 1000 \ \Gamma u, N_{\Phi} = 16$ і використанні схеми ЧПК

Як видно з графіка $0 < F < \frac{F_n}{N}$, похибки $\delta F > \frac{F_n}{N}$. Це пояснюється тим, що коли пасивні перешкоди схемою ЧПК істотно погіршуються, одночасно в інтервалі частот $0 < F < \frac{F_n}{N}$ коефіцієнт проходження через схему ЧПК корисного сигналу настільки малий, що на виході вимірювача потужність корисного сигналу може виявитися сумірною з потужністю шумів, внаслідок чого видані оцінки частот є частоти будь-якого з N фільтрів, вихідний ефект якого, викликаний шумом, максимальний. При цьому средньоквадратична похибка $\sigma = \frac{F_n}{\sqrt{12}} \approx 290$ Гц. Дійсно для обраних параметрів, на виході ЧПК потужність шумів і потужність пасивної перешкоди відповідно

$$\begin{aligned} \sigma_{n \forall \Pi K}^{2} &= \sigma_{n}^{2} \cdot 2 \left[1 - r_{n} \left(T \right) \right] \approx 2 \sigma_{n}^{2} ,\\ \sigma_{x \forall \Pi K}^{2} &= \sigma_{x}^{2} \cdot 2 \left[1 - r_{x} \left(T \right) \right] = q_{n}^{2} \sigma_{s}^{2} \cdot 2 \left[1 - r_{x} \left(T \right) \right] =\\ &= q_{n}^{2} q_{s}^{2} \sigma_{n}^{2} \cdot 2 \left[1 - r_{x} \left(T \right) \right] = 0.4 \sigma_{n}^{2} < \sigma_{n \forall \Pi K}^{2} ,\end{aligned}$$

а потужність корисного сигналу для частот $F < \frac{F_n}{2N}$,

$$\begin{split} \sigma_{s\,\mathrm{\Psi\Pi K}}^{2} &= \sigma_{s}^{2} \cdot K_{c} = q_{s}^{2} \sigma_{n}^{2} \cdot 4 \sin^{2} \pi FT \geq \\ \geq 10 \sigma_{n}^{2} \cdot 4 \sin^{2} \frac{\pi F_{n}}{2N} T = 40 \left(\frac{\pi}{2N} \right)^{2} \sigma_{n}^{2} \bigg|_{N=8} = \\ &= 1.6 \sigma_{n}^{2} < \sigma_{n\,\mathrm{\Psi\Pi K}}^{2} \;. \end{split}$$

При порівняно малому значенні коефіцієнта міжперіодної кореляції і великої інтенсивності пасивної перешкоди залишки послаблених пасивних перешкод на виході схеми ЧПК можуть виявитися сумірними по інтенсивності з потужністю шумів. З цієї причини при порівняно слабкому корисному сигналі вірогідність видачі помилкової оцінки частоти нульовим фільтром буде більше, ніж іншими фільтрами через що погрішності $\delta F = |\hat{F} - F|$ з зростанням \hat{F} зростають, що видно на рис. 4.20. Очевидно, що і в даному випадку при роботі з схемою ЧПК покращити точностні характеристики можна, заборонивши за допомогою порогових схем видачу оцінок частоти ЗВМ при слабких сигналах (рис. 4.21). Ширина енергетичного спектру $2\Delta f$ низькочастотних флуктуацій віддзеркалень від місцевих предцілів складає всього декілька герц. Тоді, якщо пасивна перешкода представляється процесом авторегресії першого порядку, її нормована кореляційна функція $r_x(\tau) = e^{-\beta|\tau|}$, а енергетичний спектр

$$N_{x}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} r_{x}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau = \frac{2\beta}{\beta^{2} + 4\pi^{2}f^{2}} .$$
$$\frac{N_{x}(f)}{N_{x}(0)} = g_{x}(f) = \frac{\beta^{2}}{\beta^{2} + 4\pi^{2}f^{2}};$$
$$g_{x}(\Delta f) = \frac{\beta^{2}}{\beta^{2} + 4\pi^{2}\Delta f^{2}} = \frac{1}{2},$$
$$\Delta f = \frac{\beta}{2\pi} = -\frac{\ln r_{x}(T)}{2\pi T} \approx -\frac{F_{n}}{2\pi} \cdot \left[1 - r_{x}(T)\right] \Big|_{\substack{r_{x}(T) = 0.99\\F_{n} = 1000\,\Gamma_{H}}} \approx 1.5\,\Gamma_{H}.$$

Очевидно при малій ширині спектру перешкоди будуть в якості очищеного фільтру та використовувати фільтр верхніх частот з АЧХ, зображенної на рис. 4.21.



Рисунок 4.21 – АЧХ ідеального фільтру верхніх частот

Віддзеркалення, які заважають, у такому разі будуть пригнічені і, які не менш важливі, зона непрозорості для корисного сигналу зменшиться до Δf , тобто практично зникає.

Частотну характеристику, близьку до прямокутної форми, мають різні фільтри. В даний момент очищуючим фільтром використовується цифровий рекурсивний фільтр другого порядку рис 4.22. Основна перевагаь такого фільтру в порівнянні з фільтрами Баттерворта або Чебишева полягає в тому, що необхідну частотну характеристику з рівномірними пульсаціями в смугах непропускання і пропускання можна отримати при меншому порядку фільтру (з меншою кількістю ланок), що важливо при порівняно малому числі імпульсів в пачці.



Рисунок 4.22 - Схема рекурсивного фільтру другого порядку

АЧХ рекурсивного фільтру другого порядку, параметри представлені на рис. 4.23.



Рисунок 4.23 - АЧХ рекурсивного фільтру другого порядку $(a_0 = 1, a_1 = -2, a_2 = 1, b_1 = 1,561, b_2 = -0,641)$

Початкові дані для розрахунку цифрового фільтру верхніх частот: при інтервалі дискретизації $T = 10^{-3}$ с гранична частота режекції фільтру верхніх частот F=5 Гц, гранична частота зрізу смуги пропускання $F_c = 25$ Гц, коефіцієнт пульсацій в смузі пропускання $\varepsilon = \frac{1}{2}$. В результаті розрахунку параметри різницевого рівняння

$$Y(n) = a_0 y(n) + a_1 y(n-1) + a_2 y(n-2) + b_1 Y(n-1) + b_2 Y(n-2)$$

виявилися рівними $a_0 = 1$, $a_1 = -2$, $a_2 = 1$, $b_1 = 1,561$, $b_2 = -0,641$.

Як видно з кривих $\sigma = \sigma(F)$, зображених на рис. 4.24 і 4.25, діапазон вимірюванняюваних частот (через те, що корисний сигнал пригнічується лише в невеликій зоні непрозорості) починається практично з *F*=0. В цьому полягає основна перевага вимірювача частоти з еліптичним фільтром верхніх частот в порівнянні з іншими розглянутими вимірювачами.



Рисунок 4.24 - Залежність $\sigma = \sigma(F)$ при використанні рекурсивного фільтру, коли $q_c^2 = 10$, $q_n^2 = 20$, $r_c = 0.999$, $r_x = 0.999$, N=16, $F_n=1000$ Гц, $Z_{\Pi} = 40\sigma_{uv}$, $N_{\Phi} = 16$



Рисунок 4.25 - Залежність $\sigma = \sigma(F)$ при використанні рекурсивного фільтру, коли $q_c^2 = 10, q_n^2 = 20, r_c = 0.999, r_x = 0.999, N = 16, F_n = 1000$ Гц, $Z_{\Pi} = 50\sigma_u, N_{\Phi} = 16$

З порівняння кривих залежностей $\sigma = \sigma(F)$, отриманих для фільтрових вимірювань частоти з одноразовою схемою ЧПК (рис. 4.18) і рекурсивним фільтром другого порядку (рис 4.25) для однакових параметрів сигналів і перешкод, видно, що і при роботі в діапазоні частот $\frac{F_n}{N} \le F \le \frac{F_n}{2}$ вимірювач з еліптичним фільтром не поступається по ефективності вимірювачові з схемою ЧПК. Використання порогових схем у фільтровому вимірювачі з еліптичним фільтром також доцільно. Таким чином, основні результати проведених досліджень такі:

 методом статистичного математичного моделювання отримані точностні характеристики фільтрових вимірювачів частоти метеосигналов при роботі в умовах наявності пасивних перешкод від місцевих предцілів;

показано, що навіть при перевищенні по інтенсивності віддзеркалень,
що заважають, над сигналом всього в два рази фільтровий вимірювач частоти без
попереднього послаблення пасивних перешкод непрацездатний;

– при використанні для послаблення пасивних перешкод схем ЧПК погрішності вимірювання частоти в інтервалі $\left(0, \frac{F_n}{N}\right)$ через мале значення коефіцієнта проходження корисного сигналу недопустимо великі;

 показано, що при використанні для видалення віддзеркалень, які заважають, від місцевих предцілів еліптичного фільтру фільтрової вимірювач частоти працездатний практично в усьому діапазоні частот.

– очевидно, що при використанні інших методів вимірювання допплерівського зміщення частоти метеосигнала (наприклад, методу парних імпульсів) при роботі в умовах наявності віддзеркалень від місцевих предцілів з метою поліпшення точностних характеристик доцільно проводити видалення перешкоди за допомогою еліптичних фільтрів.

4.3 Розробка вимог до вимірювання допплерівських параметрів сигналів в метеорологічній радіолокаційній станції системи моніторингу

В радіолокації кореляційні принципи вимірювання і обробки сигналів вже завоювали міцні позиції. Прикладом можуть служити шумова амплітудна модуляція випромінюваного сигналу, при якій кореляційна обробка сигналу, яка ймається, дозволяє однозначно визначити дальність цілей. Ефективніші методи імпульсної кодової модуляції безперервних сигналів, що дозволяє вимірювати швидкість і дальність в деякому діапазоні. На цьому принципі побудована робота існуючих ДМРЛ [110, 111]. Проте, періодичний характер кодування призводить до складності і неоднозначності вимірювання швидкості на значних дальностях. Особливо це відноситься до розподілених метеорологічних цілей.

Рзглянутонові кореляційні методи вимірювання і обробки даних, які дозволяють розширити діапазон однозначно виміряних швидкостей і дальностей для імпульсних когерентних РЛС. Ця проблема особливо актуальна в сантиметровому і міліметровому діапазонах довжин хвиль. Аналогічні труднощі в інтерпретації даних виникають і при внутрішньоімпульсній когерентній обробці сигналів, яка використовується в оптичних допплерівських системах. У таких системах виникає протиріччя між дозволом за швидкістю і дозволом по дальності. Запропоновані методи вирішують цю проблему.

Традиційні імпульсно когерентні (допплерівські) системи (ІКС), що використовують фіксовану частоту повторення імпульсів F_{noom} , мають обмеження на однозначно виміряну дальність R_{max} і однозначно виміряану швидкість V_{max} . Вимірювання однозначні, якщо дальність розсіювачів $R_{max} = C/2F_{noom}$, а максимальна проекція швидкості розсіювання не перевищує $V_{max} = \lambda F_{noom}/4$. Тут *С*-швидкість світла у вакуумі, λ - довжина хвилі зондуючого випромінювання. В результаті справедливе співвідношення: $R_{max}V_{max} \leq C\lambda/8$.

Найбільш сталі методи розширення діапазону вимірюванняюваних швидкостей і дальностей засновані на зміні частоти повторення імпульсів і порівнянні положенні максимумів в неоднозначних спектрах. При цьому вдається розширити діапазон вимірюваних величин приблизно в 2-4 рази. Ці методи стикаються з труднощами інтерпретації при множинних цілях і широкому спектрі відбитих сигналів, наприклад, в метеорології [116].

Запропонований кореляційний метод однозначного вимірювання дальності і швидкості, заснований на вимірювані в імпульсному некогерентному режимі профілю інтенсивності назад розсіяного сигналу вздовж усієї траси поширення випромінювання, і вимірюваннясумарного допплерівського спектру вздовж всієї траси за допомогою безперервної доплерівської системи. З періодичністю зміни розсіювачів в промені цикл вимірювання повторюють, а швидкість на кожній дальності визначають по допплерівській частоті, на якій виходить максимум функції взаємної кореляції між профілем інтенсивності назад розсіяного сигналу (відбиваністю) і спектральною щільністю допплерівського спектру. Недолік цього методу полягає в тому, що при однакових швидкостях на різних дальностях необхідно тривалий час накопичення сигналу.

Технічний результат запропонованого способу знятті полягає В неоднозначності при вимірювані дальності і швидкості за рахунок того, що вимірювання проводять при двох частотах повторення імпульсів. При низькій частоті повторення, (рис.4.26 а), яка забезпечує однозначне визначення дальності, вимірюють допплерівські спектри назад розсіяного сигналу вздовж всієї траси поширення, зокрема, потужність і ширину спектру допплерівського сигналу на всіх дальностях по трасі. Потім, при високій частоті повторення імпульсів, (рис.4.26б), яка забезпечує однозначність вимірюванняюваних швидкостей розсіювача, вимірюють сумарні допплерівські спектри назад розсіяних сигналів, отриманих одночасно з декількох дальностей, а по кореляції між параметрами допплерівських спектрів вздовж траси і сумарними допплерівськими спектрами визначають проекції швидкостей розсіювача на всіх дальностях.



Рисунок 4.26 - Вимірювання при двох частотах повторення імпульсів: а) режим однозначного вимірювання дальності *F*_{*noвm*1}, б) режим однозначного

визначення швидкості F_{повт2}

Для підвищення надійності результатів в складних випадках, наприклад при множинних цілях на всіх дальностях, вимірювання повторюють з періодичністю зміни розсіювача в зондованому об'ємі або з періодичністю зміни відбиваності розсіювача в зондованому об'ємі, а кореляційні характеристики накопичують.

На (рис 4.26а) представлена геометрія зондування і формування сигналу при низькій частоті повторення імпульсів, при якому однозначно визначається дальність розсіювача, і визначаються допплерівські спектри S(v,R) на всіх дальностях R. На (рис. 4.26б) показаний високочастотний режим повторення імпульсів, який забезпечує однозначність вимірюванняюваних проекцій швидкостей розсіювача. В цьому режимі без спотворень визначаються сумарні допплерівські спектри назад розсіяних сигналів, отриманих одночасно з декількох дальностей рівновіддалених один від одного на відстані $\Delta R = R_{i+1} - R_i C/2F_{nosm2}$.

спосіб прикладі метеорологічного допплерівського Розглянемо на радіолокатора, дальність зондування якого R_{max} складає 250 км, довжину хвилі λ =5см, а діапазон можливих швидкостей метеоутворень складає V_{max} =±50 м/с. При заданій дальності зондування $R_{\rm max}$ = 250км для однозначного визначення дальності імпульсів F_{norm1} частота повторення повинна складати *F*_{nosm1} = *C*/2 *R*_{max} ·= 600 Гц. В цьому випадку обробляється сигнал лише з однієї дальності R, яка визначається часом затримки т=2R/C (рис. 4.26а). При цьому режимі зондування і цій частоті повторення на всіх дальностях *R* визначають допплерівські спектри S(v, R). Проте спектри отриманих сигналів можуть бути спотворені через "згинання" і накладення ділянок спектру відносно крайніх частот (однозначно вимірюванняюваних швидкостей) ±7,5 м/с. Такий режим вимірювання не забезпечує реєстрацію небезпечних метеорологічних явищ, при яких швидкість може досягати ±50 м/с. Але навіть в цьому випадку можна визначити потужність сигналу і оцінити ширину спектру на усіх дальностях *R* вздовж траєкторії поширення випромінювання.

На рис. 4.27 представлені приклади допплерівських спектрів $S(v, R_1), S(v, R_2), S(v, R_5), S(v, R_6)$, отриманих з чотирьох різних дальностей при низькій частоті повторення.



Рисунок 4.27 - Приклади допплерівських спектрів $S(v, R_1), S(v, R_2), S(v, R_5), S(v, R_6)$, отриманих з чотирьох різних дальностей при низькій частоті повторення F_{nogm1} , на дальностях R_3, R_4 сигнали відсутні

Значення дальностей $R_1, R_2, ..., R_n$ відповідають набору рівновіддалених дальностей, для яких реєструватиметься сумарний допплерівський спектр, отриманий при високій частоті повторення імпульсів F_{nosm2} . Спектри на дальностях R_3, R_4 не показані, з припущення малого рівня сигналу (відсутності в даному прикладі відбивачів, хмар або опадів, на цих дальностях). Спектр $S(v, R_6)$ має максимум на краю черех "згинання" і накладення ділянок широкого спектру при низькій частоті повторення імпульсів [117].

Другий режим вимірювання утворюється по тій же трасі, що і перший, але частоту повторення імпульсів вибирають з умови $F_{nogm2} = 4V_{max} / \lambda$. Якщо максимальна швидкість в небезпечних метеоситуациях не перевищує ±50 м/с, тоді частота повторення $F_{nogm2} = 4000$ Гц.

В цьому випадку на трасі завдовжки 250 км одночасно існуватиме декілька областей розсіювання (6 або 7, залежно від затримки вимірювання), віддалених один від одного на відстані $\Delta R=37,5$ км, (рис.4.27б). Розсіяний сигнал прийматиметься антеною одночасно з усіх цих областей. По затримці між стробом імпульсу і моментом реєстрації сигналу легко розрахувати всі дальності $R_1, R_2, ..., R_n$, які формують результуючий сигнал на приймальній антені. Сумарний допплерівський спектр $S_0(v)$ при частоті повторення F_{noem2} обчислюється без порушень і є сумою істинних непорушених спектрів сигналів з усіх 6 або 7 вичислених дальностей, рис.4.28.



Рисунок 4.28 - При високій частоті повторення F_{nobm2} спектр отримують неспотвореним, проте він є сумою спектрів з всіх дальностей

Як правило, цей спектр буде порізаним, з набором локальних екстремумів. Завдання кореляційної обробки полягає в тому, щоб вказати істинне розташування спектрів з кожної дальності на загальному спектрі. Це означатиме визначення істинних проекцій швидкості розсіювача на кожній дальності.

Приклад кореляційної обробки по потужності сигналів полягає в тому, щоб на наборі спектрів, представлених на рис. 4.27, обрати найпотужніший сигнал (у прикладі він відповідає першій дальності $S(v, R_1)$). Потім в сумарному неспотвореному спектрі $S_0(v)$ знайти аналогічний по потужності викид спектральної щільності. Його положення в спектрі $S_0(v)$ центроване на частоті v_{01} =-3.5м/с, що дає нехибне значення проекції швидкості розсіювача на дальності R_1 . На наступному кроці з спектру $S_0(v)$ віднімається спектр $S(v, R_1)$, максимум якого зрушать в положення v_{01} . В результаті отримуємо спектр, який сформований дальностями, що залишилися. Процедура повторюється для наступного по потужності сигналу до тих пір, поки всі дальності не будуть прив'язані по істинній частоті.

Прикладом кореляційної обробки з урахуванням інтенсивності і ширини спектрів $S(v, R_1)$, може служити формування нев'язки $H(v_0)$ між $S(v, R_i)$ і загальним спектром $S_0(v)$ і знаходження мінімуму нев'язки по вектору узагальнених допплерівських частот, (які дорівннюють проекції швидкостей розсіювача на напрям зондування на всіх *n* дальностях) $v_0 = \{v_{01}, v_{02}, ..., v_{0n}\}$:

$$H(\mathbf{v}_{0}) = \int [S_{0}(v) - \sum_{i=1}^{n} S(v - v_{0i}, R_{i})]^{2} dv$$

В результаті процедури мінімізації нев'язки отримуємо вектор частот v_0 , який вказує проекції швидкостей розсіювача на всіх дальностях. Ця процедура кореляційної обробки в нашому прикладі дала наступний вектор проекцій швидкостей $v_0 = \{-3.5, 5.0, _, _, 20.0, 24.5\}$, який відповідає всім 6 дальностям. Ця процедура вже враховує не лише потужність, але і ширину кожного спектру $S(v, R_i)$.

У разі, якщо спектри $S(v, R_i)$ центровані на близьких допплерівських частотах і порівнянні по потужності, (близькі перші і другі моменти допплерівських спектрів) одного циклу вимірювання може бути недостатньо для точної прив'язки усіх дальностей за швидкостями. В цьому випадку цикл вимірювання повторюють з періодичністю зміни розсіювача в промені або з періодичністю зміни відбиваності розсіювача в зондованому об'ємі і проводять кореляційне накопичення нев'язки по усім *j*=1,2,...*m* циклам вимірювання:

$$H(\mathbf{v}_{0}) = \sum_{j=1}^{m} \{ \int_{v} [S_{0}^{(j)}(v) - \sum_{i=1}^{n} S^{(j)}(v - v_{0i}, R_{i})]^{2} dv \}$$

де верхній індекс *j* у спектрів відповідає номеру циклу. В результаті знаходження мінімуму нев'язки по вектору $v_0 = \{v_{01}, v_{02}, ..., v_{0n}\}$ отримують істинні проекції швидкостей, які відповідають заданому набору дальностей $R_1, R_2, ..., R_n$.

Кореляційне порівняння спектрів $S(v, R_i)$ на наборі дальностей і загального спектру $S_0(v)$ може проводитися не лише по потужності і ширині спектрів, але і за усіма іншими характеристиками порівнюваних сигналів: поляризації, деполяризації, спектрам флуктуацій інтенсивності, тонкій структурі спектрів. Введення додаткових параметрів кореляції підвищує стійкість прив'язки швидкості до кожної дальності і залежить від специфіки конкретного завдання виявлення радіолокації.

Перевагою запропонованого способу є відсутність принципових обмежень на вимірювані значення дальності розсіювача і їх швидкості. Крім того, можливе використання будь-яких довжин хвиль, у тому числі коротших, ніж це прийнято нині. Це дозволяє зменшити розміри і масу антенних систем і усієї апаратури в цілому, створювати компактні системи з розширеними вимірюванняювальними можливостями.

Перейдемо до розгляду другого способу обробки сигналів, який дистанційного відноситься зондування простору методом ДО внутрішньоімпульсної когерентної обробки. Зокрема до покращення просторового дозволу по дальності і дозволити за швидкістю при використанні когерентною імпульсних допплерівських систем з внутрішньоімпульсною обробкою сигналів. Наприклад, для підвищення дозволу за швидкістю і дальності при використанні когерентних допплерівських лідарів в завданні вимірювання профілю вітру в атмосфері.

Традиційні імпульсні допплерівські системи, ЩО використовують внутрішньоімпульсну когерентну обробку відбитих сигналів, мають обмеження на відрізняльна здатність по дальності ΔR і відрізняльна здатність за швидкістю ΔV . При тривалості випромінюваного імпульсу τ_i відрізняльна здатність по дальності складає $\Delta R = C \tau_i / 2$, а відрізняльна здатність за швидкістю $\Delta V = \lambda / (2 \cdot \tau_i)$, де С-швидкість поширення випромінюваної хвилі, λ - довжина хвилі. В результаті виходить протиріччя: щоб поліпшити просторовий відрізняльна здатність слід зменшувати тривалість випромінюваного імпульсу τ_i , а для підвищення дозволу 3a швидкістю тривалість імпульсу слід збільшувати. Це призводить ДО обмеження: $\Delta R \Delta V = C \lambda / 4$ [118].

Суть методу полягає в підвищенні дозволу по дальності і швидкості розсіювача за рахунок того, як випромінюють довгі імпульси, реєструють сумарний допплерівський спектр відбитого сигналу на довгій ділянці траєкторії зондування з високим розділенням за швидкістю, потім по тій же траєкторії випромінюють короткі імпульси, реєструють профіль інтенсивності відбитого сигналу вздовж довгої ділянки, а по кореляції між інтенсивністю відбитого сигналу вздовж довгої ділянки і спектральною щільністю допплерівського спектру визначають проекції швидкостей розсіювача вздовж довгої ділянки.

Для підвищення надійності результатів в складних випадках, наприклад при множинних цілях, або малому відношенні сигнал/шум, цикл вимірювання повторюють з періодичністю зміни розсіювача в зондованому об'ємі або з періодичністю зміни відбиваності розсіювача, а кореляційні характеристики накопичують.

На рис. 4.29 наведений приклад виявлення двох цілей, що мають близькі швидкості і близьке розташування в просторі. Проекція швидкості першої цілі V_1 =400м/с, а другий V_2 =415м/с.

Допплерівський спектр розсіяного сигналу формується від довгих імпульсів, просторова протяжність яких складає $c \tau_{i1}/2=45$ км. Профіль

відбиваності по трасі реєструється короткими імпульсами τ_{i2} , які забезпечують відрізняльна здатність по дальності $\Delta R = C \tau_{i2}/2 = 30$ м.



Рисунок 4.29 - Дві поодинокі цілі мають близьке просторове розташування і близькі швидкості, довгий імпульс використовується для визначення швидкості цілей, а короткі для уточнення дальності

На рис.4.30а суцільною лінією представлений приклад відбиваності σ , вимірюванняяної вздовж довгого імпульсу при першому циклі вимірювання у момент часу t_2 . Цілі зареєстровані на дальності R_2 =100530м±15м і дальності R_3 =100560м±15м, які розрізняються на 30м. В наступний цикл вимірювання, через 0,2 секунди, у момент часу t_2 , цілі зміщуються на дальності R_5 і R_6 і змінюють відбиваність (показано пунктиром). Зміна відбиваності в часі відбувається за рахунок багатократної інтерференції відбитого когерентного сигналу у складних цілей. Це відбувається навіть при незначном вимірювані ракурсу зондування за рахунок зміщення цілей. На рис.4.306 суцільною лінією показаний доплерівський спектр назад розсіяного сигналу, отриманого від цілей при посилці довгих іспульсів в першому циклі вимірювання, а пунктиром - спектр, отриманий при посилці довгих іспульсів в наступному циклі через 0,2с. Очевидно, що ціль 2, яка має велику відбиваність, дасть на допплерівському спектрі більше значення спектральної щільності.

Зміна спектру пов'язана з зміною відбиваності цілей від циклу до циклу. Перемикання режиму роботи з довгих на короткі імпульси відбувається в кожному циклі за час, багато менший, ніж час кореляції інтенсивності сигналів, що приймаються.



Рисунок 4.30 - а) суцільна лінія - залежність відбиваності від дальності у момент часу *t*₁, пунктир - та ж залежність через 0.2с; б) суцільна лінія - спектр, отриманий для першого вимірювання у момент *t*₁, пунктир - такий же спектр через 0,2с

На рис. 4.31 наведений приклад підвищення дозволу по дальності і швидкості розсіювача при зондуванні вітру за допомогою оптичного лідара. Проекція швидкості зменшується з дальністю і змінює свій знак в межах довгого імпульсу.



Рисунок 4.31 - Приклад підвищення дозволу по дальності і швидкості для розподіленої метеоціли, довгий імпульє розбивається коротким імпульсом на 6 ділянок, в кожному з яких своя проекція швидкості Допплерівський спектр розсіяного сигналу формується при внутрішньоімпульсній когерентній обробці довгих імпульсів, просторова протяжність яких складає $c \tau_{i1}/2=900$ м. Профіль відбиваності по трасі реєструється короткими імпульсами τ_{i2} , які забезпечують відрізняльна здатність по дальності $=c \tau_{i2}/2=150$ м.

На рис.4.32а представлений приклад зміни відбиваності σ , в часі, зареєстрованою на шести інтервалах дальностях ΔR , які розрізняються на 150м.



Рисунок 4.32 - а) залежність відбиваності від дальності, отримана за допомогою коротких імпульсів, для трьох послідовних циклів вимірювання, (відмічені різними стовпчиками); б) спектри, отримані при довгих імпульсах для тих же трьох циклів

На кожному інтервалі дальності суцільним, заштрихованим і пунктирним прямокутниками представлені по 3 значення відбиваності, отримані для трьох циклів вимірювання. Зміна відбиваності в часі відбувається за рахунок зміни розсіювача в зондованому об'ємі і їх неоднорідного розподілу в просторі. На рис.4.326 у вигляді суцільних вертикальних відрізків показаний допплерівський спектр назад розсіяного сигналу, отриманого одночасно від усіх шести інтервалів дальності при посилці довгих імпульсів. Жирними відрізками і пунктирними відрізками показані спектри, отримані в наступні моменти часу. На кожній частоті представлено три відрізки, відповідні трьом моментам часу. Перемикання режиму роботи з довгих на короткі імпульси відбувається за час, багато менший, ніж час кореляції сигналів, що приймаються, так що три допплерівські спектри на рис. 4.326 відповідають трьом профілям відбиваності, показаним на рис.4.33а.

Перший приклад використання пропонованого способу відноситься до виявлення 2 цілей, які переміщаються в групі, рис.4.25. Нехай перша і друга цілі мають проекції швидкості на напрям зондування рівні V₁=400м/с і V₂=415м/с, відповідно, перша при початку вимірювання розташовується на дальності R_{10} =100530м, а друга - на R_{20} =100570м. Довжина хвилі РЛС складає 8 мм. При зондуванні довгими імпульсами, тривалістю τ_{i1} /=0.3*10-3с протяжність вимірювання
юваного об'єму складе с $\tau_{i1}/2=45$ км. Положення вимірювання
юваного об'єму в просторі R визначатиметься часом затримки $\tau = 2R/C$. В цьому випадку оброблятиметься і накопичуватиметься сигнал лише з однієї ділянки дальності, на якій розташовуються обидві цілі (рис. 4.25). Внутрішньоімпульсна обробка відбитого сигналу дозволяє отримати допплерівський спектр, в якому відрізняльна здатність за швидкістю складе $\Delta V = \lambda / (2 \cdot \tau_{i1}) = 13.3$ м/с. З цієї причини обидві цілі в допплерівському спектрі дадуть два різні максимуми, що знаходяться на сусідніх допплерівських частотах, рис.4.26б. Проте, виходячи лише з спектру, важко вказати якій цілі відповідає кожен максимум, лише з точністю до 45 км можна вказати розташування цілей.

Для уточнення положення цілей по дальності і за швидкістю проводиться зондування по тій же трасі короткими імпульсами тривалістю $\tau_{i2}=2*10^{-7}$ с з періодом повторення $T_{nosm2}=10^{-3}$ с, що забезпечує однозначне визначення дальності до 150 км. Така тривалість імпульсу τ_{i2} забезпечує відрізняльна здатність по дальності $\Delta R = c \tau_{i2}/2 = 15$ м. На рис.4.26а суцільними прямокутниками представлений приклад відбиваності зареєстрованої в двох елементах об'єму, яка знаходяться на дальності $R_2 = 100530$ м±15м і дальності $R_3 = 100560$ м±15м, які розрізняються на 30м. Очевидно, що мета 2, що має велику відбиваність, дасть на допплерівському спектрі більше значення спектральної щільності. Тому, навіть по одному циклу вимірювання, проводячи кореляцію між відбиваністю і спектральною щільністю допплерівського спектру можна стверджувати, що ціль 1 має дальність R_1 =100530м±15м і проекцію швидкості V_1 =400м/с±8м/с, а мета 2 має дальність R_2 =100560м±15м і проекцію швидкості V_2 =413м/с±8м/с.

На рис.4.26а пунктиром показані значення відбиваності через 0,2 секунд. За цей час цілі змістилися в інші просторові осередки і змінили відбиваність. Це відбувається, наприклад, за рахунок незначної зміни ракурсу зондування і інтерференції назад розсіяного когерентного сигналу у складних цілей. Швидкості цілей за час 0.2с практично не змінюються, тому в спектрі на рис.4.276 лише зміниться спектральна щільність сигналів. Кореляційна обробка між відбиваністю $\sigma(R_j)$ і спектральною щільністю $S(V_i)$ повинна проводитися з урахуванням зміщення цілі з відомою швидкістю V_i по трасі. Якщо цикли вимірювання проводяться в моменти часу $t_1, t_2, ... t_n$, а порівняння проводиться між відбиваністю цілі, розташованої при початковій дальності R_j , і спектральною щільністю на частоті V_i , тоді ряд X_k значень відбиваності з урахуванням зміщення цілі є $X_k(R_j) = \sigma(R_j + V_i(t_k - t_q))$. Ряд значень спектральної щільності Y_k , є спектральною цільністю на заданій частоті V_i в різні моменти часу $Y_k = S(V_i, t_k)$. Для кожної дальності R_j , де в початковий момент часу t_1 зареєстрована ціль, формується функція кореляції (коваріація):

$$K(R_j, V_i) = \sum_k \left[X_k(R_j) - \overline{X(R_j)} \right] \left[Y_k(V_i) - \overline{Y(V_i)} \right]$$

де величини $\overline{X(R_j)}$ і $\overline{Y(V_i)}$ означають усереднення по всім k. Значення V_i , при якому функція кореляції досягає максимуму, і буде проекцією швидкості цілі, яка мала початкове положення R_j .

Другий приклад підвищення дозволу за швидкістю і дальностю відноситься до вимірювання профілю вітру в атмосфері за допомогою когерентного *CO*₂ лідара, довжина хвилі якого складає 10 мкм. При заданій точності вимірювання вітру $\Delta V = 0, 8 m/c$, тривалість імпульсу повинна складати $\tau_{i1} = \lambda/(2 \cdot \Delta V) = 6*10^{-6}$ с, при цьому відрізняльна здатність по дальності складе $\Delta R_1 = c \tau_{i1}/2 = 900$ м. Такий відрізняльна здатність по дальності не задовольняє вимогам, що пред'являються до метеорологічних лідарів.

На рис.4.31 представлений приклад підвищення дозволу по дальності в такій системі. Нехай дальність зондування складає 6 км, тоді період повторення імпульсів Тповт може складати 40 мкс. На першому етапі вимірювання проводиться зондування траси пачкою з 100 довгих імпульсів тривалістю τ_{i1} =6*10⁻⁶ с і періодом повторення T_{nosm} =40мкс. Цей процес займає 4мс. При цьому реєструються допплерівські спектри $S(V_i)$, усереднені по інтервалу $\Delta R_1 = c \tau_{i1} / 2 = 900$ м. Положення інтервалу на трасі визначається затримкою сигналу по відношенню до строба запуску імпульсу. На рис.4.32 показане одне з розміщений імпульс протяжністю ΔR_1 на трасі, на прикладі якого ми розглянемо методи підвищення дозволу. Потім проводиться зондування по тій же трасі пачкою з 100 коротких імпульсів, тривалістю $\tau_{i2} = 10^{-6}$ с і періодом повторення T_{noom} =40мкс, які забезпечують вимірювання відбиваності $\sigma(R_j)$ вздовж довгого 900 метрового імпульсу з дозволом по дальності $\Delta R_2 = 150$ м. Цей процес також займає 4мс. Повний цикл вимірювання складе 8мс. При цьому ділянка 900м розділяється на 6 коротких ділянок $R_1, R_2, ..., R_6$, кожен протяжністю 150м. У наведеному прикладі проекція швидкості вітру зменшується з дальністю і змінює свій знак в межах довгого імпульсу. Поперечний переріз лазерного променя на дальностях роботи в декілька кілометрів зазвичай має масштаб від 0,5м до 1м, тому зміна розсіювача при типовій швидкості вітру від5 м/с до 10м/с відбувається від 0,1с до 0,2с. З такою періодичністю проводяться наступні цикли вимірювання. Від циклу до циклу швидкість вітру не змінюється, (час кореляції поля вітру зазвичай складає від декількох десятків секунд до десятків хвилин), тому положення спектральних складових в допплерівському спектрі $S(V_i)$ не зміниться, а лише зміниться спектральна щільність за рахунок зміни розсіювача в

зондованому об'ємі. На рис.4.32а представлений приклад відбиваності $\sigma(R_j t_k)$ зареєстрованою в моменти часу k -го циклу t_k на шести інтервалах дальності $R_1, R_2, ..., R_6$, кожен протяжністю ΔR_2 . На кожному інтервалі дальності суцільним, заштрихованим і пунктирним прямокутниками представлені по 3 значення відбиваності, отримані для трьох циклів вимірювання, розділених за часом на 0,2с. Зміна відбиваності в часі відбувається за рахунок зміни розсіювача в зондованому об'ємі і їх неоднорідного розподілу в просторі. На рис.4.336 у вигляді суцільних вертикальних відрізків показаний допплерівський спектр назад розсіяного сигналу, отриманого одночасно від усіх шести інтервалів дальності при посилці довгих імпульсів. Жирними відрізками і пунктирними відрізками показані спектри, отримані в наступні моменти часу. Перемикання режиму роботи з довгих на короткі імпульси відбувається за час, багато менший, ніж час кореляції сигналів, що приймаються, так, що три допплерівські спектри на рис 4.326 відповідають трьом профілям відбиваності, показаним на рис.4.32а.

Для визначення проекції швидкості, яка відповідає кожному j-у елементу дальності R_j , проводиться кореляційна обробка відбиваності $\sigma(R_j,t_k)$ і спектральної щільності $S(V_i,t_k)$ і визначається коефіцієнт взаємної кореляції

$$K(R_j, V_i) = \sum_k \left[\sigma(R_j, t_k) - \bar{\sigma}(R_j)\right] \left[S(V_i, t_k) - \bar{S}(V_i)\right]$$
$$/\sqrt{\sum_k \left[\sigma(R_j, t_k) - \bar{\sigma}(R_j)\right]^2 \left[S(V_i, t_k) - \bar{S}(V_i)\right]^2}$$

де риска над σ і S означає усереднювання по всіх циклах вимірювання, проведених в моменти часу t_k .

Значення проекції швидкості V, при якому досягається максимум коефіцієнта кореляції і буде шуканою швидкістю на R_j інтервалі дальності. Так визначають проекції швидкості вітру на всіх елементах дальності. Вибірковість

функції кореляції і стійкість до погрішностей вимірювання і шумів зростає з збільшенням кількості циклів вимірювання.

Запропонований спосіб дозволяє покращити просторовий відрізняльна здатність і відрізняльна здатність за швидкістю за рахунок послідовного використання довгих імпульсів і коротких імпульсів. У оптиці спосіб дозволяє працювати на довших хвилях, що полегшує технічне завдання поєднання фронтів випромінювання, що приймається, i полегшує когерентну опорного внутрішньоімпульсну обробку відбитих сигналів. В радіодіапазоні спосіб дозволяє використовувати не координатні методи визначення швидкостей цілей, а точніші методи визначення швидкостей цілей при внутрішньоімпульсній когерентній обробці. Розглянутий спосіб може знайти застосування і в акустиці.

ВИСНОВКИ

Основі результаты і висновки розділу заключаються у наступному:

1. Розвинений новий теоретичний підхід до розрахунку параметрів зсуву і розширення спектральних ліній важких елементів (атомів) в буферному середовищі інертних газів, який базується на кінетичної теорії спектральних ліній, методі обмінної теорії збурень і розробленому нами новому релятивістському методі теорії збурень з оптимізованим нульовим одночастинковим наближенням.

2. На основі нового методу отримані нові уточнені дані для констант зсуву і уширення спектральних ліній атомів талію, ітербію і свинцю в буферних інертних газах з виявленням і підтвердженням порушення фундаментального спектрального співвідношення Фолі; отримані значення зсуву за рахунок f_p і констант адіабатичного уширення Γ_a для талію в системах ТІ - He, TІ - Kr, TІ-Хе в інтервалах температур (700-1000К°), які знаходяться в задовільному узгодженні з даними вимірів Chorou-Scheps-Galagher (Virginia group), констант зсуву і уширення спектральних ліній для свинцю в системах Pb-He, Ar - в згоді з експериментальними даними Horvatic etal; при цьому для ітербію і свинцю в буферних газах системах Yb-He, Pb-Kr спектральні параметри зсуву і розширення передбачені вперше.

3. Пропонується удосконалений квантово-кінетичний підхід до теоретичного моделювання нелінійних оптичних (спектроскопічних) ефектів при взаємодії електромагнітного (лазерного) випромінювання із газовою атмосферою та кількісно з'ясовуються особливості енергетичного обміну у суміші CO_2 -N₂-H₂0; сформульована удосконалена трьох-модова кінетична модель (кінетику трьох рівнів: 10°0, 00°1 CO_2 та v = 1 N₂) і чисельно розв'язана система диференціальних балансових рівнянь для відносних населеностей атмосферних газів.

4. Визначена часова залежність відносного коефіцієнта резонансного поглигнання лазерного випромінювання молекулами СО₂ для лазерних імпульсів прямокутовоїю лоренцевої та гаусової форм і знайдено нове чисельне

співвідношення для реалізації ефекту кінетичного охолодження CO2 при взаємодії лазерного випроінювання із сумішью атмосферних газів; це закладає основи приницпово нового підходу до розв'язання задач лазерного (лідарного) зондування атмосфери.

5. Показано, що застосування системного підходу до створення метеорологічної радіолокаційної системи моніторингу дозволяє отримати системний ефект у вигляді економного витрачання енергії зондуючого випромінювання, оптимального покриття радіолокаціним полем простору спостережень без погіршення при цьому показників якості інформації. При системній побудові системи моніторингу зникає поняття радіогоризонту, зменшується вплив великомасштабного рельєфу місцевості, знижується дія опадів на можливості моніторингу. Зменшення потрібної дальності дії метеорологічної радіолокаційної станції покращує просторову роздільну здатність в середині дозволяє різко знизити імпульсну потужність системи i зондуючого випромінювання, що зменшить небезпеку системи для людини, тобто системний підхід значною мірою дозволяє ослабити обмеження, властиві радіолокаційного методу отримання метеорологічної інформації.

6. Застосування геометричного підходу до побудови радіолокаційного поля метеорологічної системи радіолокаціного моніторингу дозволяє досить просто отримати результат. При цьому найбільш раціональним є розміщення радіолокаторів у вершинах трикутників, квадратів і шестикутників. Вибір варіанту розміщення дозволяє задовольнити різні вимоги до метеорологічної радіолокаційної системи моніторингу: від найбільш економного варіанту витрачання енергії зондуючого випромінювання, до найбільш стійкого варіанту побудови системи.

7. стійкості радіолокаційного Оцінена міра поля системи гідрометеорологічного моніторингу при різних варіантах розміщення радіолокаторів. Найбільша системна стійкість досягається при побудові системи моніторингу з розміщенням радіолокаторів у вершинах шестикутників. Тому за наявності від замовника вимоги високої стійкості такий спосіб побудови системи

є переважним.

8 Виявлений найбільш раціональний спосіб розподілу енергії зондувального випромінювання в просторі спостереження. Цей спосіб полягає в тому, що радіолокатори, які утворюють поле, розставляються у вершинах правильних шестикутників так, щоб зони спостереження суміжних радіолокаторів з метричною дальністю дії приблизно 100 км накладалися один на одного до повної дальності дії радіолокаторів. В цьому випадку відсутність необхідності розподіляти енергію під великими кутами місця створює істотну економію енергії зондуючого випромінювання і доводить повноту використання енергії випромінювання до 70%. Радіолокаційне поле при цьому не матиме провалів, а час отримання моніторингової інформації буде мінімальним, що дозволить вирішити завдання метеорологічного забезпечення польотів авіації і здійснити якнайповніший вимір кількості випадних опадів. При правильному підборі передавальних антенних систем можна реалізувати час огляду простору спостереження таким, яке не дозволить пропустити швидкопротікаючі і вибухові небезпечні метеорологічні явища i процеси при вирішенні задачі штормооповіщення в причорноморському регіоні, оскільки в цьому регіоні ці явища дуже часті і представляють велику небезпеку для людей і господарюючих суб'єктів.

9. Уточнено, що вибір вигляду зондувального сигналу визначається, насамперед, необхідністю якнайкраще вирішувати завдання: відрізняльної здатності по різних координатах, межах зони видимості, завадозахищеності. Як показало дослідження, необхідного для цілей метеорадіолокації придушення бічних пелюсток стислого імпульсу луно-сигналу можна досягти використанням вагової обробки (з базою яка дорівнює B=50) при використанні його з амплітудно-частотною корекцією, що дозволяє одержати малий рівень бічних пелюсток (-72 дБ), при цьому поліпшення завадостійкості у відношенні сигнал/шум становлять 48 дБ.

10. Побудована модель підтвердила актуальність даного методу, продемонструвавши значимі результати в придушенні бічних пелюсток за

допомогою вагової обробки в часовій області та амплітудній корекції випромінюваного імпульсу і поліпшення завадостійкості.

11. Показано, що визначення радіальної швидкості можна представити таким чином: фіксують і запам'ятовують фазу випромінюючого імпульсу; порівнюють її з фазою прийнятого імпульсу; визначають зміну фази між послідовними імпульсами; швидкість зміни фази між послідовними імпульсами безпосередньо зв'язують з радіальною (допплерівською) швидкістю цілі. Слід відмітити, що для імпульсного допплерівського локатора вимірювання фази відбитих від метеоутворень об'єктів аналізується в кожному біні дальності вздовж радіолокаційного промення. Введене поняття допплерівський спектр - спектр швидкостей, який описує поле швидкості великого числа гідрометеорів в межах імпульсного об'єму радіолокатора. Ширина спектру є мірою дисперсії допплерівської швидкості в межах імпульсного об'єму.

12. З метою підвищення чутливості та поляризаційності запропонована структурна схема когерентності вимірювання допплерівського радіолокатора і він забезпечує визначення фази шляхом зсуву відображеного сигналу на 90° для отримання синфазної та квадратурної складової сигналу при фіксованій дальності.

13. Запропонована методика проведення первинної обробки відображених сигналів, яка зводиться до наступного: подавлення метеоутворень на тлі віддзеркалень від поверхні Землі; проводиться оцінка параметрів спектру в кожній на дискреті дальності радіолокаційному промені; усуваються неоднозначності вимірювань, які імпульсній виникають при роботі радіолокатора; усуваються накладені сингали на різних дальностях, які виникають в протяжних метеоутворенях.

14. Пропонується використовувати результати розрахунку допплерівських швидкостей вітру для оперативного визначення поля вітру з досить високим розділенням - близько декількох кілометрів. Висока оперативність і деталізація діагностики поля вітру дуже важливі у ряді прикладних завдань, наприклад, при забезпеченні посадки повітряних судів в несприятливих метеорологічних умовах.

15. фільтровому Використання порогових схем вимірювачі V 3 еліптичним фільтром також доцільно. Таким чином, основні результати проведених досліджень такі: методом статистичного математичного моделювання отримані точностні характеристики фільтрових вимірювачів частоти метеосигналов при роботі в умовах наявності пасивних перешкод від місцевих предцілів; показано, що навіть при перевищенні по інтенсивності віддзеркалень, що заважають, над сигналом всього в два рази фільтровий вимірювач частоти без попереднього послаблення пасивних перешкод непрацездатний; при використанні для послаблення пасивних перешкод схем ЧПК погрішності вимірювання частоти в інтервалі через мале значення коефіцієнта проходження корисного сигналу недопустимо великі; показано, що при використанні для видалення віддзеркалень, які заважають, від місцевих предцілів еліптичного фільтру фільтрової вимірювач частоти працездатний практично в усьому діапазоні частот; очевидно, що при використанні інших методів вимірювання допплерівського зміщення частоти метеосигнала (наприклад, методу парних імпульсів) при роботі в умовах наявності віддзеркалень від місцевих предцілів з метою поліпшення точностних характеристик доцільно проводити видалення перешкоди за допомогою еліптичних фільтрів.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей / Под ред. Ф.Т.М. Ньистадта, Х.Ван Дона: Перевод с англ. – Л., Гидрометеоиздат, 1985. – 350 с.

Русов В.Д. Астрофизическая модель глобального климата земли / Русов
В.Д., Глушков А.В., Ващенко В.Н. // – Київ: Наукова Думка. – 2003. – 212с.

3. Десятков Б.М. Определение некоторых характеристик источника аэрозольных примесей путем решения обратной задачи их распределения в атмосфере / Десятков Б.М., Сарманаев О.А., Бордулин А.И. и др. // Оптика атмосферы и океана, 1999. – №2. – С.136 – 139.

4. Климатические характеристики условий распространения примесей в атмосфере: Справочное пособие / Под ред. Безуглой Э.Ю., Берлянда М.Е. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 328 с.

5. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Prepelitsa G.P., Bunyakova Yu.Ya., Grushevsky O.N., Buyadzhi V.V., Photokinetics of the IR laser radiation effect on mixture of the CO₂-N₂-H₂0 atmospheric gases: Advanced model// Вісник Одеського державного екологічного ун-ту.-2014.-N18.-P.241-245.

6. Букин О. А., Шмирко К. А., Павлов А. Н., Столярчук С. Ю. Особенно сти структуры планетарного пограничного слоя атмосферы в переходной зоне материк - океан по данным лидарного и метео - зондирования. // 16 Известия РАН. Физика атмосферы и океана. — 2008. — Т. 44, № 6. — С. 822–827.

7. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В., Оптика турбулентной атмосферы.-Л.: Гидрометеоиздат., 1988.-270С.

8. Зуев В.В., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Нелинейная оптика атмосферы.-Л.: Гидрометеоиздат., 1989.-260С.

9. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Хохлов Р.В., Об охлажлении газа при прохождении мощного излучения СО2 лазера через атмосферу// Журн. Техн. Физики.-1974.-Т.44.-С.1063-1069.

10. Нетесов В.В., О влиянии кинетики молеклярного поглощения излучения на расппространение импульса с длиной волны 10,6 мкм в атмосфере//Журн. Прикл. Мех. и Теор. Физики.-1986.-№4.-С.3-8.

11.3уев В. В., Шмирко К. А., Букин О. А. и др. Результаты совместных лидарных наблюдений аэрозольных возмущений стратосферы на станци ях сети CIS-LiNet в 2008 г. // Оптика атмосферы и океана. — 2008. — Т. 22. — С. 557–569.

12. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Prepelitsa G.P., Energy Approach to Atoms in a Laser Field and Quantum Dynamics with Laser Pulses of Different Shape//In: Coherence and Ultrashort Pulsed Emission, Ed. Duarte F. J. (Intech, Vienna).-2010.-P.159-186.

13. Глушков А.В., Релятивистская квантовая теория. Квантовая механика атомных систем.-Одесса: Экология, 2008.-700С.

14. Глушков А.В., Проблемы экологической безопасности: Оптимальные лазерные методы детектирования и разделения изотопов (физика процессов)".-Одесса: Екологія, 2013.–320С.

15. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Lopatkin Yu.M., Florko T.A., Kovalenko O.A., Mansaliysky V.F., Collisional shift of hyperfine line for rubidium in an atmosphere of the buffer inert gas// Journal of Physics: C Series (IOP, London, UK).-2014.-Vol.548.-P. 012026 (5p.).

16. Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Florko T.A., Shakhman A.N., Relativistic Quantum Chemistry: Advanced Approach to Construction of the Green's Function of the Dirac Equation with Complex Energy and Mean-Field Nuclear Potential// Frontiers in Quantum Methods and Applications in Chemistry and Physics: Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics, Eds. M.Nascimento, J.Maruani, E.Brändas, G.Delgado-Barrio (Springer).-2015-Vol.29.- Ch.12.-P.197-218.

17. Khetselius O.Yu., Optimized perturbation theory to calculating the hyperfine line shift and broadening for heavy atoms in the buffer gas// Frontiers in Quantum Methods and Applications in Chemistry and Physics, Series: Progress in Theoretical

Chemistry and Physics, Eds. M.Nascimento, J.Maruani, E.Brändas, G.Delgado-Barrio (Springer).-2015-Vol.29.- Ch.4.-P.54-76.

18. Glushkov A.V. Sensing the kinetical features of energy exchange in mixture CO2-N2-H20 of atmospheric gases under interacting with laser radiation/ Glushkov A.V., Serbov N.G., Bunyakova Yu.Ya., Prepelitsa G.P., Svinarenko A.A. // Sensor Electr. and Microsyst. Techn. –2006. – N4. –P.20–22.

19. Svinarenko A.A., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., Florko T.A., Zaichko P.A., Ponomaremko E.L., Spectroscopy of Rydberg atoms in a Black-body radiation field: Relativistic theory of excitation and ionization// Journal of Physics: C Series (IOP, London, UK).-2014.-Vol.548.-P. 012047 (6p.).

20. Каплан И.Г. Межмолекулярные взаимодействия/ И.Г. Каплан, О.Б. Родимова//УФН.-1978.-Т.126.-С.403-448.

21. Никитин Е.Е. Полуэмпирические методы расчета потенциалов взаимодей-ствия атомов. Итоги науки и техники. Сер. Строение молекул и химическая связь/ Е.Е. Никитин, С.Я.Уманский.- М.: ВИНИТИ, 1980.- N4.- 220С.

22. Девдариани А.Л. Химия плазмы./ Под ред. Б.М. Смирнова А.Л. Девдариани, А.Л.Загребин, -1989.-Вып.15.-С.44-93.

23. Каплан И. Теория межмолекулярных взаимодействий/ И. Каплан .-М.: Наука, 1987.-380С.

24. Окс Е.А. Спектроскопия плазмы с квазимонохроматическими электричес-кими полями/ Е.А. Окс.-М.:Энергоатомиздат.-1990.-240С.

25. Грим Г., Уширение спектральных линий в плазме/ Г.Грим.-М.: Мир.-1978.-480С.

26. Alexandrov E.B., The optical pumping of the thallium atoms on the line of 21GHz/ Alexandrov E.B., Popov V.I., Yakobson N.N.// Opt. Spectr.-1979.-Vol.46.-P.404-408.

27. Батыгин В.В. Межатомные потенциалы, сдвиги линий СТ структуры и коэффициенты диффузии атомов рубидия и цезия в буферном гелии/В.В. Батыгин, М.Б. Горный, Б.М.Гуревич.// Журн. Техн. Физики.-1978.-Т.48.-С.1097-1105.

28. Батыгин В.В. Столкновительный сдвиг и адиабатическое уширение линий сверхтонкого перехода в основном состоянии туллия в атмосфере буферных гелия, криптона, ксенона/ В.В. Батыгин, И.М.Соколов, //Опт. Спектр.-1983-Т.55.-С.30-35.

29. Khetselius O.Yu., Collisional Shift of the Tl Hyperfine Lines in Atmosphere of Inert Gases/ Khetselius O.Yu., Glushkov A.V., Gurnitskaya E.P., Loboda A.V., Mischenko E.V., Florko T.A., Sukharev D.E.// Spectral Line Shapes (AIP).-2008.-Vol. 15.-P.231-233.

30. Svinarenko A.A., Relativistic theory of shift and broadening spectral lines of the hyperfine transitions for heavy atoms in atmosphere of buffer inert gases/ Svinarenko A.A., Glushkov A.V., Mischenko E.V. -Odessa: OSENU.-2008.-120P.

31. Khetselius O.Yu., Relativistic calculating the hyperfine structure parameters for heavy-elements and laser detecting the isotopes and nuclear reaction products/ Khetselius O.Yu.//Physica Scripta.-2009.- Vol.T.135.-P. 014023.

32. Vadla C., Oscillator strength of the strongly forbidden Pb $6p^2 {}^{3}P_0 - 6p^2 {}^{3}P_1$ transition at 1278.9 nm/ Vadla C., Horvatic V., Niemax K.//Eur. Phys. J. D.-2001.-Vol.14.-P. 23-25.

33. Horvatic V., A broadening and shift of the strongly "forbidden" lead line at 1278.9 nm/ Horvatic V., Veza D., Movre M., Niemax K., Vadla C. //Spectrochimica Acta.Part B.-2008.-Vol.63.-P.652–656

34. Franzke J., Impact broadening and shift rates for the $6p^2 {}^{3}P_{J'} \rightarrow 7s {}^{3}P_{J}^{o}$ transitions of lead induced by collisions with argon and helium/ Franzke J., Wizemann H. D., Niemax K., Vadla C.// Spectrochimica Acta.Part B., to be published.

35. Kötteritzsch M., Foreign gas broadening and shift in the lead resonance line at lambda =283.3 nm / Kötteritzsch M., Gries W., Hese A.//J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.-1992.-Vol.**25.-P.**913-918

36. Ehrlacher E., Noble-gas broadening rates for barium transitions involving the metastable 6s5d ${}^{3}D_{j}$ levels/ Ehrlacher E., Huennekens J.//Phys.Rev.A.-1992.-Vol.46.-P.2642-2648.

37. Glushkov A.V., Calculation of diatomic van der Waals systems: inert gas – halogen type inert gas ion in the ground state/ Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Efimov V.A., Gopchenko E.D., Polischuk V.N. //Foundations of Physics Letters (Springer).-2002.-Vol.15,N1.-P.480-484.

38. Photonic, Electronic, Atomic Collisions. Eds. Aumar F. and Winter H.-Singapore: World Sci.-1997. - 630P.

39. Turner D., Molecular Photoelectron Spectroscopy/ Turner D., Baker C., Baker A., Brunrile C.-New York: Wiley.- 1997.-540P.

40. Chi X., Dalgarno A., Groenenborn G.C., Dynamic polarizabilities of rareearth-metal atoms and dispersion coefficients for their interaction with helium atoms//Phys.Rev.A.-2007.-Vol.75.-P.032723.

41. Bodo E. Ultra-cold ion–atom collisions: near resonant charge exchange/ Bodo E., Zhang P., Dalgarno A.//New Journal of Physics.-2008.-Vol. 10.-P.033024.

42. Jamieson M.J. A study of exchange interactions in alkali molecular ion dimers with application to charge transfer in cold Cs/ Jamieson M.J., Dalgarno A., Aymar M., Tharamel J.// J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.-2009.-Vol.42.-P.095203.

43. Jamieson M.J. Variational calculation of the dynamic polarizabilities of rareearth metal atoms/ Jamieson M.J., Drake G.W.F., Dalgarno A.//Phys.Rev. A.-1995.-Vol.51.-P.3358-3370.

44. Buchachenko A.A. Calculation of the Van der Waals coefficients for interaction of rare-earth metal atoms with helium atoms / Buchachenko A.A., Szczesniak M.M., Chalasinski G.//J.Chem. Phys.-2006.-Vol.124.-P.114301.

45. Glushkov A.V., Advanced relativistic energy approach to radiative decay processes in multielectron atoms and multicharged ions// Quantum Systems in Chemistry and Physics: Progress in Methods and Applications. Series: Frontiers in Theoretical Physics and Chemistry, Eds. K.Nishikawa, J. Maruani, E.Brandas, G. Delgado-Barrio, P.Piecuch (Berlin, Springer).-2013-Vol.26.-P.231-254.

46. Глушков А.В. Расчет спектроскопических характеристик двухатомных ван-дер-ваальсовых молекул: Атом инертного газа- ион инертного газа в основном состоянии/ А.В. Глушков, В.Н.Полищук, А. Кивганов, В.Хохлов, В.

Буяджи, Л.Витавецкая, Г.Боровская// Известия вузов.Сер.Физ.-1998.-Т.41,№3.-С.36-40.

47. Глушков А.В., Расчет двухатомных ван-дер-ваальсовых молекул и ионов: атом инертного газа- ион инертного газа типа галогена/ Глушков А.В., Амбросов С.В., Гопченко Е.Д., Ефимов В.А., Полищук В.Н.// Журн. Структ. Химии.-1998.-Т.39.- С.589-594;

48. Singer K., Spectral broadening of excitation induced by ultralong-range interactions in a cold gas of Rydberg atoms/ Singer K., Reetz-Lamour M., Amthor T., Marcassa L., Weidemuller M. //Phys. Rev. Lett. -2004.-Vol.93.-P.163001.

49. Куприянов Д. Квазимолекулярные термы системы: атом редкоземельного элемента- атом инертного газа/Д. Куприянов, И. Соколов, //Хим.Физика-1986.-Т.5.-С.1160-1166.

50. Aubert M. Prolate-spheroidal orbitals for homonuclear and heteronuclear diatomic molecules/ Aubert M., Bessis M., Bessis G.//Phys.Rev.A.-1974.-Vol.10,N1.-P.51-60; 61-70.

51. Bellomonte L. Alkali molecular ion energies in a model potential treatment/ Bellomonte L.,Cavaliere P.,Ferrante G.//J.Chem.Phys.-1974.-Vol.61.-P.3225-3232.

52. Немухин А.В. Двухцентровый модельный потенциал в расчетах электронных термов Li₂⁺/ А.В. Немухин, Н.Ф. Степанов, //Вестник МГУ.Сер.Хим.-Т.18.-С.282-286.

53. Гущина Н.А., Расчет электронных корреляционных диаграмм и экранирование орбиталей двухатомных квазимолекул, образующихся при столкновениях / Гущина Н.А., Никулин В.К. //Деп. ВИНИТИ, ФТИ им. А.Иоффе АН СССР.-1975.-п.801-76;

54. Самойлов А.В., Программа расчета матричных элементов межэлектронного взаимодействия на экранированных орбиталях квазимолекул/А.В. Самойлов//Деп. ВИНИТИ, ФТИ им. А.Иоффе.-1979.-п.2417-79.

55. Aguilar J. Variable screening model for diatomic molecules/ Aguilar J., Nakamura H.// Chem. Phys.-1976.-Vol32,N1.-P.115-122.

56. Masnou F. Model potential calculations of the molecular system Na-Ne/ Masnou F., Philips N., Valiron P.//Phys.Chem.Lett.-1978.-Vol.41,N3.-P.395-398.

57. Комаров И.В. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции/ И.В.Комаров, Л.И.Пономарев, С.Ю.Славянов.- М.: Наука, 1976.-340С.

58. Frauss M. Effective core potentials and accurate energy curves for Cs_2 and other alkali diatomics/Frauss M., Stevens W.J.//J.Chem.Phys.-1990-Vol.93.-P.4236-4242.

59. Masnow-Seeuws F. Two-electron calculations for intermediate Rydberg states Na₂: quantum defects/ Masnow-Seeuws F., Henriet A.//J.Phys.B.At.Mol.Phys.-1988-Vol.21- P.L338-346

60. Luh W.-T. Direct excitation studies of the diffuse bands of alkali metal dimmers/ Luh W.-T., Bahns J.T.//J.Chem.Phys.-1988.-Vol.88, N4.-P.2235-2244.

61. Serbov N.G., Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya., Prepelitsa G.P., Svinarenko A.A., Sensing the kinetical features of energy exchange in mixture CO_2 -N₂-H₂0 of atmospheric gases under interacting with laser radiation// Sensor Electr. and Microsyst. Techn.-2006.-N4.-P.20-22.

62. Rusov V.D., Glushkov A.V., Vaschenko V.N., et al, Galactic cosmic rays - clouds effect and bifurcation model of the earth global climate. Part 1. Theory// Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics (Elsevier).-2010.-Vol.72.-P.498-508.

63. O Yu Khetselius, PA Zaichko, AV Smirnov, VV Buyadzhi, VB Ternovsky, TA Florko, VF Mansarliysky, Relativistic many-body perturbation theory calculation of the hyperfine structure and oscillator strengths parameters for some hevy element atoms and ions // Quantum Systems in Physics, Chemistry, and Biology. Advances in Concepts and Applications, Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics (Springer).-2017.-Vol.30.- P.271-281.

64. A.V. Glushkov, V.V. Buyadzhi, A.S. Kvasikova, A.V. Ignatenko, A.A. Kuznetsova, G.P. Prepelitsa and V.B. Ternovsky, Non-Linear Chaotic Dynamics of Quantum Systems: Molecules in an Electromagnetic Field and Laser Systems// Quantum Systems in Physics, Chemistry, and Biology. Advances in Concepts and
Applications, Series: Progress in Theoretical Chemistry and Physics (Springer).-2017.-Vol.30.-P.169-180.

65. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Svinarenko A.A., Buyadzhi V.V., Mathematical Physics of Classical and Quantum Systems, Part 1.-Odessa: OSENU, 2017.-152P.

66. Glushkov A.V., Mansarliysky V.F., Khetselius O.Yu., Ignatenko A.V., Smirnov A.V., Prepelitsa G.P., Collisional shift of hyperfine line for thallium in an atmosphere of the buffer inert gases // Journal of Physics: C. Series (IOP, London, UK).-2017.-Vol.810.-P. 012034. (Scopus journal)

67. A V Glushkov, M Yu Gurskaya, A V Ignatenko, A V Smirnov, I N Serga, A A Svinarenko and E V Ternovsky, Computational code in atomic and nuclear quantum optics: Advanced computing multiphoton resonance parameters for atoms in a strong laser field//Journal of Physics: C. Series (IOP, London, UK).-2017.-Vol.905.-P. 012004. (Scopus journal)

68. Bunyakova Yu.Ya., Florko T.A., Glushkov A.V., Mansarliysky V.F., *Prepelitsa* G.P., Svinarenko A.A, Studying photokinetics of the ir laser radiation effect on mixture of the CO_2 -N₂-H₂0 gases for different atmospheric models// Int. Journal Photoelectronics ("Copernicus").-2016.-Vol.25.-P.68-72

69. Brusentseva S.V., Glushkov A.V., Lepikh Ya.I., Ternovsky V.B., Nonlinear dynamics of relativistic backward-wave tube in automodulation and chaotic regime with accounting the effects waves reflection, space charge field and dissipation// Photoelectronics ("Copernicus").-2016.-Vol.25.-P.102-108

70. Kuznetsova A.A., Dubrovskaya Yu.V., Glushkov A.V., Lepikh Ya.I., Advanced Green's functions and density functional approach to vibrational structure in the photoelectron spectra of diatomic molecule// Photoelectronics.-2017.-Vol.26.-P.77-86.

71. Glushkov A.V., Safranov T.A., Khetselius O.Yu., Prepelitsa G.P., Mansarliysky V.F., Bykowszczenko N., Modeling and forecasting pollutant concentrations temporal dynamics in the atmosphere of industrial city (Gdansk region)//Environmental Problems.-2016.- Vol.1,N2.-P.105-110.

72. Glushkov A.V., Khetselius O.Yu., Buyadzhi V.V., ., Geometry of Chaos: Advanced computational approach to treating chaotic dynamics of environmental radioactivity systems II // International Journal "Proceedings of International Geometry Center".-2016.-Vol.9,N1.-P.4-9.

73. Buyadzhi V.V.,Glushkov A.V.,Khetselius O.Yu.,Bunyakova Y.Y, Serga I.N.,New chaos-statistical computational method of forecasting evolutionary dynamics of environmental systems: Atmospheric pollutants dynamics//Abs. of the 28thIUPAP Conference on Computational Physics.-Gauteng (South Africa).-2016.-P.4 (ID-112).

74. Glushkov A.V., Bunyakova Yu.Ya., Grushevsky O.N., Romanova A.V., New computational approach to the Earth atmosphere circulation and angle momentum balance modelling: Atmospheric circulation, teleconnection and radio-waveguides//Abs. of the 29thIUPAP Conference on Computational Physics.-Paris (France).-2017.-P.285-286.

75. Khetselius O.Yu., Kuznetsova A.A., Mansarliysky V.F., Spectroscopy interatomic potentials, collisional spectral line shift and broadening for molecular pairs "heavy atom- noble gas atom"// Abs. of the 11th Triennial Congress of the World Association of Theoretical and Computational Chemists.-Munich, Germany.-2017.-P. PO3-253

76. Ternovsky E.V., Glushkov A.V., Svinarenko A.A., Consistent approach to Raman scattering of the light on metastable levels of diatomic molecules// Abs. of the 11th Triennial Congress of the World Association of Theoretical and Computational Chemists.-Munich, Germany.-2017.-P. PO3-259.

77. A Glushkov, V Mansarliysky, O Khetselius, Buyadzhi V.V., and T Florko, Collisional shift and broadening of hyperfine lines for heavy atoms in an atmosphere of the buffer inert gas//Abs. of the 23rd International Conference on Spectral Lines Shapes.-Torun (Polland).-2016.-P.127.

78. A.V. Glushkov, V.V. Buyadzhi, Yu.Ya. Bunyakova, A.V.Ignatenko, A.F. Kulik, New computational approach to the Earth atmosphere circulation and angle momentum balance modelling: Atmospheric circulation, teleconnection and radio-waveguides//Abs. of the 18th Annual Conference on Mathematical Geosciences

(IAMG-2017).- Fremantle (Western Australia).-2017.-P.195

79. European Commission, EUR 18567, "COST 75 – Advanced weather radar systems – International seminar", ed. C.G. Collier, Luxemburg, Office for official publications of the European Communities, 1999. 858 p.

80. Технический проект "Общесистемные решения по сбору, анализу, контролю и предоставлению радиолокационной информации от ДМРЛ-С". — Режим доступа: http://www.aviamettelecom.ru/TP-DMRL-2014.pdf. — Дата доступа: 15.09.2016. — Технический проект.

81. Golden J.H. The prospects and promise of NEXRAD: 1990's and beyond //
J.H. Golden // COST 73. — 1989. — P. 17–36.

Метеорологические автоматизированные радиолокационные сети / Под ред. Г.Б. Брылева. — С.-Пб.: Гидрометеоиздат, 2002. — 330 с.

83. Конторов Д.С., Голубев-Новожилов Ю.С. Введение в радиолокационную системотехнику. — М.: Сов. радио, 1971. — 367 с.

84. Удосконалення методів побудови систем одержання і обробки вимірювальної інформації з метою моніторингу навколишнього середовища: наук.-техн. звіт (номер держ. реєстрації 0113U000164) / Одес. держ. еколог. ун-т; кер. Б.В. Перелигін. — Одеса, 2013–2015.

85. Протокол Міжвідомчої наради в Українському гідрометеорологічному центрі "Про перспективи створення єдиного радіолокаційного поля над територією України з метою моніторингу навколишнього середовища". — Київ: УГМЦ. — 25.12.2015.

86. Протокол Міжвідомчої наради в Українському гідрометеорологічному центрі "Про розробку системи метеорологічного радіолокаційного моніторингу причорноморського регіону України". — Київ : УГМЦ. — 04.04.2016.

87. Перелыгин Б.В., Боровская Г.А., Лужбин А.М. Анализ требований потребителей к характеристикам информации, получаемой от метеорологической радиолокационной системы мониторинга // Радиотехника: Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник. — 2016. № 187. — С. 58–65.

88. Perelygin, B.V. Reasonable deployment of radar field for environmental monitoring system // Telecommunications and radio engineering. 2016. Vol. 75. № 9. P.
823–833. Doi: 10.1615/TelecomRadEng.v75.i9.70

89. Danova, T.E. & Perelygin, B.V. Substantiation of requirements to the wavelength of radar monitoring for hydrometeorological purposes // Radioelectron. Commun. Syst. (2016) V.59. 7: PP.309-318. Doi: 10.3103/S0735272716070049

90. Принципы построения автоматизированных систем метеорологического обеспечения авиации / Под ред. Г.Г. Щукина. — Л.: Гидрометеоиздат, 1991. — 373 с.

91. Радиолокационные метеорологические наблюдения. В 2-х томах. Т.2 / Под ред. А.С. Солонина. — С.-Пб.: Наука, 2010. — 518 с.

92. Петрушенко М.М., Карлов В.Д. Створення єдиного поля радіолокаційного контролю повітряного простору держави // Наука і техніка Повітряних Сил Збройних Сил України. — 2010. № 1 (3). — С. 111–116.

93. Абшаев М.Т., Бурцев И.И., Ваксенбург С.И., Шевела Г.Ф. Руководство по применению радиолокаторов МРЛ-4, МРЛ-5 и МРЛ-6 в системе градозащиты.
— Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 231 с.

94. Грачова Н.І., Кузнєцова В.В., Романенко Л.Н., Самаріна Л.П. Дослідження радіолокаційних характеристик небезпечних явищ погоди на території України // Наукові праці УкрНДГМІ. — 2015. Вип. 267. — С. 38–45.

95. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1984. — 832 с.

96. Перелыгин Б.В. Реализация системного подхода при создании радиолокационной системы метеорологического мониторинга // Радиотехника: Всеукраинский межведомственный научно-технический сборник. — 2017. № 190. — С. 13–21.

97. Ермак С.Н. Тактика радиотехнических войск. — Минск: БГУИР, 2010. — 281 с.

98. Основы построения РЛС РТВ / Под ред. Б.Ф. Бондаренко. — К.: Изд. КВИРТУ ПВО, 1987. — 368 с.

99. Мищенко Ю.А. Зоны обнаружения. — М.: Воениздат, 1963. — 96 с.

100. Ширман Я. Д. Разрешение и сжатие сигналов. М., «Сов. радио», 1974, 360 с.

101. Вакман Д.Е., Седлецкий Р.М. Вопросы синтеза радиолокационных сигналов .М.: "Советское радио", 1973, 312 с.

102. Справочник по радиолокации. / Под ред. М.И. Сколника. Книга 1 – М.: Техносфера, 2014. – 675 с.

103. Кук Ч., Бернфельд М. Радиолокационные сигналы / Пер. с англ. под ред. Кельзона В. С. М.: Советское радио, 1971. С. 568.

104. Баскаков. А. И., Жутяева Т.С., ЛукашенкоЮ.И. Зондирующие радиолокационные сигналы. / М.: Издательский дом МЭИ, 2011. . – 66 с.

105. Суханов Е. С., Лялин К. С. Исследование вопросов применения сложных сигналов в метеорадиолокации. / IV Всероссийская конференция «Радиолокация и радиосвязь» – ИРЭ РАН, 29 ноября -3 декабря 2010 г.

106. Кандырин Н.П. Исследование вопросов применения цифровых синтезаторов для формирования сложных сигналов в метеорадиолокации. // Збірник наукових праць Харківського університету Повітряних Сил, 2013, випуск 4(37) – С. 58-63.

107. Кандырин Н.П. Методика определения параметров цифровых синтезаторов по величине искажений сжатых ЛЧМ сигналов в РЛС различного назначения / Н.П. Кандырин, А.М. Дзигора // Системи обробки інформації. – Х.: НАНУ, ПАНМ, ХВУ, 2002. – Вип. 4(20). – С. 219-224.

108. В.В. Доценко, М.В. Осипов, В.А. Хлусов. Повышение энергетического потенциала РЛС с непрерывным ЛЧМ-сигналом. / Доклады ТУСУРа, № 1 (23), июнь 2011

109. Смит С. Цифровая обработка сигналов. Практическое руководство для инженеров и научных работников. Пер. с англ. А.Ю. Линовича, С.В. Витязева, И.С. Гусинского. – М.: Додэка-XXI, 2012. – 720 с.

110. Довиак Р., Зрнич Д. Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. — JL: Гидрометеоиздат, 1988. — 512 с.

111. Рыжков А. В. Характеристики метеорологических РЛС. — Зарубежная радиоэлектроника, 1993, № 4, с. 29—34.

112. Казакевич Д. И. Основы теории случайных функций и ее применение в гидрометеорологии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 320 с.

113. Программное обеспечение вторичной обработки информации доплеровского метеорологического радиолокатора ДМРЛ-С (Шифр «ГИМЕТ-2010»), Ведомость эксплуатационных документов, 623.02572456.01001-01 20 01, 2011, 3с.

114. Программное обеспечение вторичной обработки информации доплеровского метеорологического радиолокатора ДМРЛ-С (Шифр «ГИМЕТ-2010»), Руководство оператора, 623.02572456.01001-01 34 01, 2011, 49с.

115. Yanting Wang, Chandrrasekar V. Adaptive clutter identification and filtering using subpace processing technique. — Proc. Fourth European Conf. on Radar in Meteorology and Hydrology (Proc. ERAD 2006). — Barcelona, 18—22 Sept., 2006, p. 72—75.

116. Сертификат типа МАК №576 от 19.02.2013 на Доплеровский метеорологический радиолокатор ДМРЛ-С http://www.mak.ru/russian/kommissions/ ksao/certificates/meteo.pdf

117. Сертификационные требования (БАЗИС) к доплеровскому метеорологическому радиолокатору ДМРЛ-С ЦИВР.462414.002-01 ОАО «НПО «ЛЭМЗ», Утверждено 23.11.2010г. Советом Комиссии по сертификации аэродромов и оборудования Межгосударственного Авиационного Комитета, М., 2010, 8 с.

118. Программное обеспечение вторичной обработки информации доплеровского метеорологического радиолокатора ДМРЛ-С (Шифр «ГИМЕТ-2010»), Формуляр, 623.02572456.01001-01 30 01, 2011, 8с.