

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ АВІАЦІЙНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ФАКУЛЬТЕТ АЕРОНАВІГАЦІЇ, ЕЛЕКТРОНІКИ ТА ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙ
КАФЕДРА АВІОНІКИ

ДОПУСТИТИ ДО ЗАХИСТУ

Завідувач випускової кафедри

_____ Ю. В. Грищенко

“__” _____ 2023 р.

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

(ПОЯСНЮВАЛЬНА ЗАПИСКА)

ВИПУСКНИКА ОСВІТНЬОГО СТУПЕНЯ МАГІСТР

ЗА СПЕЦІАЛЬНІСТЮ 173“ АВІОНІКА“

Тема: «Лазерний вимірювач поля гіперзвукових швидкостей газів, що виходять з двигунів літальних апаратів»

Виконавець Гуляєв Михайло Дмитрович

Керівник к.т.н., доц. Лужбін Віктор Михайлович

Консультант розділу “Охорона праці “ _____

Консультант розділу “Охорона

навколишнього середовища” _____

Нормоконтролер _____ В.В. Левківський

Київ 2023

НАЦІОНАЛЬНИЙ АВІАЦІЙНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Факультет аеронавігації, електроніки та телекомунікацій

Кафедра авіоніки

Напрямок(спеціальність) 173 ” Авіоніка”

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ Ю. В. Грищенко

“ _____ ” _____ 2023 р.

ЗАВДАННЯ

на виконання кваліфікаційної роботи

Гуляєва Михайла Дмитровича

1. Тема роботи : «Лазерний вимірювач поля гіперзвукових швидкостей газів, що виходять з двигунів літальних апаратів» затверджена наказом ректора від “05” 10. 2023 р. № 2040/ст
2. Термін виконання роботи: з 02 жовтня 2023 року по 31 грудня 2023 року
3. Вихідні дані роботи: На сьогоднішній день використання ЛДА застосовуються для вимірювання швидкості дозвукових та надзвукових аеродинамічних потоків під час дослідження нових типів літальних апаратів та елементів їхньої конструкції. [1].
4. Зміст пояснювальної записки: В авіаційній, суднобудівній, космічній та інших галузях науки і техніки для дослідження потоків газів та рідин знайшли застосування лазерні доплерівські анемометри (ЛДА), які порівняно із традиційними засобами вимірювальної техніки мають вищу точність, швидкість дії та чутливість.

Прилад належить до вимірювальної техніки і може бути використаний для виміру великих швидкостей повітряних і газових потоків.

Особливістю роботи ЛДА є те, що він безпосередньо вимірює не швидкість потоку, а швидкість мікрочастинки, що рухається одночасно.

Робота присвячена дослідженню ЛДА, що застосовується у вимірюванні високо- швидкісних багатофазних потоків.

На основі аналізу методів доплерівської анемометрії зформовані вимоги до сучасних ЛДА для рішення вказаних задач та шляхи їх реалізації з урахуванням сучасного стану лазерної техніки та спектроскопії. Представлений прототип анемометра з прямим спектральним аналізом на основі

новітньої елементної бази. Показані його працездатність на зразку над звукових газорідних потоків і можливість його застосування у інших галузях.

Лазерна доплерографія — це анемометр, що використовує концепцію ефекту Доплера для визначення потоку повітря, що рухається. У ньому використовується промінь світла, котрий далі розщиплюється на два променя. Подальша швидкість визначається шляхом розрахунку кількості світла відображеного часточками повітря, що рухається.

5. Перелік обов'язкового ілюстративного матеріалу: Обсяг пояснювальної записки дипломної роботи становить 101 сторінки, які включають в себе: 5 розділів, 11 ілюстрацій, 7 таблиць

6. Календарний план – графік

№ пор.	Завдання	Термін виконання	Відмітка про виконання
1	Обґрунтування теми кваліфікаційної роботи	02.10.23	
2	Проведення огляду літератури	10.10.23	
3	Підготовка та написання 1 розділу	20.10.23	
4	Підготовка та написання 2 та 3 розділу	30.10.23	
5	Підготовка та написання 4 та 5 розділу	25.11.23	
6	Перевірка на анти плагіат та отримання рецензії на кваліфікаційну роботу	11.12.23	
7	Оформлення та друк пояснювальної записки	12.12.23	
8	Підготовка презентації та доповіді	14.12.23	

7. Консультанти з окремих розділів

Розділ	Консультант	Дата підпис	
		Завдання видав	Завдання прийняв
Охорона праці			
Охорона навколишнього середовища			

8. Дата видачі завдання “_____” _____ 2023 р.

Керівник кваліфікаційної роботи _____ Лужбін В. М.

Завдання прийняв до виконання _____ Гуляєв М. Д.

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка до кваліфікаційної роботи «Лазерний вимірювач поля гіперзвукових швидкостей газів, що виходять з двигунів літальних апаратів» : 5 розділів, 11 ілюстрацій, 7 таблиць, 23 бібліографічних найменувань за переліком джерел посилань.

Об'єкт дослідження є теоретичний аналіз структури оптичного сигналу різних типів оптичних схем ЛДА в присутності декількох частинок в області вимірювання. В основу дослідження поставлено задачу компенсації низькочастотної перешкоди.

Предмет дослідження. ЛДАГШ різних модифікацій.

Мета роботи: На сьогоднішній день використання ЛДА застосовуються для вимірювання швидкості дозвукових та надзвукових аеродинамічних потоків під час дослідження нових типів літальних апаратів та елементів їхньої конструкції, для дослідження характеристик газових турбін, ударних хвиль, характеру течії рідини у пристінній області та в інших сферах [1].

Методи дослідження використання елементів теорії статистики порівняльний аналіз обробка літературних джерел.

Ключові слова : лазер, анемометр, доплерівський, фільтр, інтенсивність.

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень, скорочень, термінів	
Вступ.....	8
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД МЕТОДІВ ТА СПОСОБІВ ВИМІРУ	
ГІПЕРЗВУКОВИХ ШВИДКОСТЕЙ ЛДА.....	9
1.1. Основні поняття швидкості звуку.....	9
1.2. Висновки.....	15
РОЗДІЛ 2 . ЛАЗЕРНИЙ ДОПЛЕРІВСЬКИЙ МЕТОД ВИМІРУ	
ГІПЕРЗВУКОВИХ ШВИДКОСТЕЙ.....	16
2.1. Теорія лазерного доплерівського методу.....	16
2.2. Однокомпонентні схеми. Лазерний доплерівський анемометр гіперзвуків швидкостей.....	19
2.3. Багатокомпонентний ЛДАГШ.....	23
2.4. Висновки.....	24
РОЗДІЛ 3. ДОСЛІДЖЕННЯ ТА РОЗРАХУНОК ПАРАМЕТРІВ	
ДОПЛЕРІВСЬКОГО СИГНАЛУ ЛДАГШ З МАЛИМ КУТОМ	
МІЖЗОНДУЮЧИМИ ПУЧКАМИ.....	27
3.1. Залежність параметрів доплерівського сигналу ЛДАГШ від стану поляризації зондуємих пучків.....	33
3.2. Залежність дослідження та інтенсивність розсіяного позаду ЛДАГШ випромінювання від параметрів розсіяваних часточок.....	36
3.3. Висновки.....	43
РОЗДІЛ 4. ВИБІР ТА ОБГРУНТУВАННЯ СТРУКТУРНОЇ СХЕМИ	
ЛДАГШ.....	53
4.1. Режими роботи ЛДАГШ під час прийому розсіяного позаду випромінювання.	60
4.2. Оцінка потенційної точності ЛДАГШ.....	61
4.3. Висновки	65

РОЗДІЛ 5. ВИСНОВКИ . ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ	
ДОСЛІДЖЕННЯ.....	66
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ	67

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СКОРОЧЕНЬ, ТЕРМІНІВ

ЛДА-лазерний доплерівський анемометр

ЛДАГШ- лазерний доплерівський анемометр гіперзвукових швидкостей.

ВСТУП

Актуальність теми. Лазерна доплерографія — це анемометр використовує концепцію ефекта Доплера для визначення потоку повітря, що рухається. В ньому використовується промінь світла, котрий далі розшаровується на два променя. Подальша швидкість визначається шляхом обрахування кількості світла, відображеного часточками повітря, що рухаються. В основному він використовується в високотехнологічних реактивних двигунах та в гідрології річок.

Лазерний доплерівський вимірювач швидкості, що складається з оптично узгоджених лазера, блока формування двох паралельних лазерних пучків, який включає світлоділник і дзеркало; оптичного пристрою створення тимчасових затримок одного з зондуєчих і одного з розсіяних пучків; датчика, який включає фокусуєчий об'єктив і діафрагму з чотирма отворами, а також приймальний блок, що включає складовий змішувач, діафрагму з двома отворами, інтерференційний світлофільтр, фотоприймач, вихід якого підключений до вимірювача доплерівської частоти, який відрізняється тим, що в нього додатково введені другий лазер, дві півхвильові пластини, оптичний фазорегулятор з блоком живлення, а також електрооптичний пристрій, що складається з оптично узгоджених і послідовно встановлених першої призми Волластона, першої лінзи, двох чвертьхвильових пластин, електрооптичного кристала, на який подається півхвильова напруга квадратурного генератора високої частоти, других двох чвертьхвильових пластин, лінзи і призми Волластона; причому в блоці формування променів встановлено дві півхвильові пластини на входах світлоділника, а також електрооптичний пристрій на шляху одного з сформованих пучків, крім того, фазорегулятор встановлений на шляху одного із зондуєчих пучків оптичного пристрою створення тимчасових затримок; а другий лазер оптично узгоджений з другим входом світлоділника блока формування пучків.

Лазерний двокомпонентний доплерівський вимірювач швидкості, що складається з оптично узгодженого лазера, фокусуєчого та збираючого об'єктивів, апертурної та фонові діфрагм, оптичного затвора, до якого підключений генератор імпульсів, фотоприймача та вимірювача доплерівської частоти, який відрізняється тим, що в ньому встановлений розщеплювач лазерного променя на два промені, додатково встановлені апертурна діфрагма та фонові діфрагма.

Об'єкт дослідження є теоретичний аналіз структури оптичного сигналу різних типів оптичних схем ЛДА в присутності декількох частинок в області вимірювання. В основу дослідження поставлено задачу компенсації низькочастотної перешкоди.

Предмет дослідження. ЛДАГШ різних модифікацій.

Мета роботи: На сьогоднішній день використання ЛДА застосовуються для вимірювання швидкості дозвукових та надзвукових аеродинамічних потоків під час дослідження нових типів літальних апаратів та елементів їхньої конструкції, для дослідження характеристик газових турбін, ударних хвиль, характеру течії рідини у пристінній області та в інших сферах [1].

Методи дослідження: використання елементів теорії, статистики, порівняльний аналіз обробка літературних джерел

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД МЕТОДІВ ТА СПОСОБІВ ВИМІРУ ГІПЕРЗВУКОВИХ ШВИДКОСТЕЙ.

1.1 . Основні поняття швидкості звуку

Швидкість звуку- швидкість поширення акустичних (пружних) хвиль у середовищі. Поширення хвиль пов'язане з коливальним рухом частинок

середовища. При цьому напрямок поширення хвильових збурень та напрямок руху частинок середовища можуть не збігатися.

В двох крайніх випадках розрізняють такі види акустичних хвиль:

Поздовжні хвилі — для яких коливання в кожній точці простору паралельні до напрямку поширення. Характерні для газів, рідин, і твердих тіл;

Поперечні (зсувні хвилі) — у яких коливання відбуваються в площині, перпендикулярній до напрямку поширення.

Швидкість звуку залежить від фізичних властивостей (у першу чергу: модулів пружності і густини) середовища, у якому поширюються механічні коливання, а також від його температури. Швидкість звуку в газах, рідинах та ізотропних твердих середовищах зазвичай є сталою для певної речовини і за заданих зовнішніх умов звичайно не залежить від частоти хвилі чи її амплітуди. У тих випадках, коли швидкість звуку залежить від частоти, кажуть про фізичну дисперсію звуку. При значних амплітудах хвиль можуть виникати нелінійні ефекти, що призводять до зміни форми хвилі в процесі її поширення.

В газах швидкість звуку менша, ніж в рідинах, а в рідинах швидкість звуку менша, ніж у твердих тілах.

Рух частинок середовища в рідинах і газах описується приведеними нижче рівняннями Ейлера, неперервності і рівнянням стану для адіабатичного процесу.

.

.

Тут — швидкість зміщення частинок,

— густина,

p — тиск,

— адіабатичний показник.

Поширення звуку — адіабатичний процес, бо воно відбувається швидше, ніж відбувається поширення тепла. Як наслідок, при проходженні звуку температура дещо зростає в ділянках стискання і спадає, при розширенні.

Вважаючи збурення при проходженні звуку малими, ця система рівнянь зводиться до хвильового рівняння

,

де

.

Величина c визначає швидкість звуку.

Для ідеального газу

,

де R — газова стала, m — молярна маса.

Оскільки стисливість рідин менша, ніж газів, то швидкість звуку в них більша. Ті ж міркування справедливі для твердих тіл.

Вимірювання швидкості звуку

Визначення основних акустичних величин: швидкості, інтенсивності (сили), висоти, тембру і тиску звуку носить назву “акустичні вимірювання”.

Методи вимірювання швидкості звуку можна поділити на:

- резонансні;
- інтерферометричні;
- імпульсно-фазові;

- оптичні.

Найбільшої точності вимірювання можна досягти за допомогою імпульсно-фазових та оптичних (акустооптична дифракція) методів. Оптичні методи дають можливість вимірювати швидкість звуку у діапазоні гіперзвукових частот (аж до $10^{11} \dots 10^{12}$ Гц). Точність абсолютних вимірювань швидкості звуку досягає значень близько 10^{-3} %.

Вимірювання швидкості звуку використовується для визначення багатьох властивостей речовини, таких, як показник адиабати для газів, стисливості газів і рідин, модулів пружності твердих тіл та ін. За зміною швидкості звуку фіксують появу домішок у газах і рідинах. У твердих тілах вимірювання швидкості звуку та її залежності від температури, напруженості магнітного поля та ін. дозволяє досліджувати будову речовини: зонну структуру напівпровідників, форму поверхні Фермі в металах та ін. Дослідження такого типу проблем проводиться в рамках розділу акустики «Фізична акустика».

Практично швидкість звуку у повітрі можна визначити за наближеною формулою:

$$c = 331,5 \sqrt{1 + \frac{t}{273,15}}$$

де t — температура у градусах Цельсія ($^{\circ}\text{C}$).

При нормальних умовах залежність швидкості, а також густини повітря від температури можна представити наступною таблицею.

$t, ^{\circ}\text{C}$	$c, \text{м/с}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$Z, \text{Н} \cdot \text{с/м}^{-3}$
-10	325,2	1,342	436,1
-5	328,3	1,317	432,0

0	331,3	1,292	428,4
+5	334,3	1,269	424,3
+10	337,3	1,247	420,6
+15	340,3	1,225	416,8
+20	343,2	1,204	413,2
+25	346,1	1,184	409,8
+30	349,0	1,165	406,3

Висота	Температура	м/с	км/год
На рівні моря	15 °C (59 °F)	340	1,225
11—20 км (Висота комерційних реактивних авіалайнерів)	-57 °C (-70 °F)	295	1,062
29 км (Висота польоту X-43A)	-48 °C (-53 °F)	301	1,083

Швидкості звуку в різних середовищах

Речовина	Швидкість звуку, м/с
Повітря (при 20 °C)	343,1
Вода	1 483
Водень	1 284

<u>Гума</u>	1 800
<u>Дерево</u>	3 320
<u>Залізо</u>	5 850
<u>Морська вода</u>	1 530

Робота ультразвукових витратомірів ґрунтується на вимірюванні швидкості газового потоку за допомогою акустичних коливань в ультразвуковому діапазоні (частоти понад 16 – 20 кГц). На основі виміряного значення швидкості потоку обчислюють об'ємну чи масову витрату залежно від методики та типу ультразвукового пристрою. Ультразвукові витратоміри поділяють, як правило, на три основні групи за методом вимірювання швидкості газового потоку [5].

Ультразвукові витратоміри, основані на принципі переміщення ультразвукових коливань рухомим газовим потоком (transit time flowmeters):

Основані на вимірюванні параметрів ультразвукових коливань, що поширюються за потоком і проти потоку:

Фазові витратоміри, основані на вимірюванні різниці фазових зсувів ультразвукових коливань, що поширюються за потоком і проти потоку.

Часо-імпульсні – на основі безпосереднього вимірювання різниці часу проходження коротких ультразвукових імпульсів за потоком і проти потоку.

Частотні витратоміри – на основі вимірювання різниці частот повторення коротких імпульсів або пакетів ультразвукових коливань, спрямованих за потоком і проти потоку.

Кореляційні методи, в яких ультразвукові коливання спрямовані перпендикулярно до потоку і вимірюється ступінь відхилення цих коливань від початкового напрямку.

Ультразвукові витратоміри, основані на явищі Доплера (Doppler flowmeters).

Довгохвильові витратоміри, які застосовують хвилі зі звукового діапазону частот. Рівняння визначення швидкості потоку в ультразвукових витратомірах містить як аргумент швидкість звуку у вимірюваному середовищі [5]. Однак для витратомірів основаних на вимірюванні параметрів ультразвукових коливань, що поширюються за потоком і проти потоку це рівняння подають як функцію часу поширення ультразвукової хвилі за потоком і проти потоку, тим самим усувають із нього швидкість звуку як вхідний параметр [6]. Оскільки вимірювати час поширення ультразвукової хвилі можна сучасними технічними засобами із похибкою, меншою за похибку визначення швидкості звуку, то це підвищує точність витратоміра.

Однак вилучити швидкість звуку із рівняння визначення швидкості потоку газу не вдається для ультразвукових витратомірів кореляційного типу та доплерівських. Для цих типів необхідно визначати швидкість звуку у вимірюваному середовищі.

Крім того, для моделювання ультразвукових витратомірів усіх типів необхідно розрахунково визначати швидкість звуку.

1.2. Висновки

Швидкість звуку в газі залежить від параметрів стану газу (тиск, температура, густина), а у випадках суміші газів – і від складу суміші. Тому методи розрахунку швидкості звуку будують на основі спеціальних

багатоконстантних рівнянь стану газів та газових сумішей. Один із найпростіших методів розрахунку швидкості звуку запропоновано у ГОСТ 30319.1-96 [2]. Метод оснований на відомих термодинамічних залежностях між швидкістю звуку, показником адіабати газу та коефіцієнтом стисливості [7].

РОЗДІЛ 2.

ЛАЗЕРНИЙ ДОПЛЕРІВСЬКИЙ МЕТОД ВИМІРУ ГІПЕРЗВУКОВИХ ШВИДКОСТЕЙ

2.1. Теорія лазерного доплерівського методу

Принцип дії лазерних доплерівських анемометрів (ЛДА) заснований на визначенні доплерівського зсуву частоти лазерного випромінювання, розсіяного на мікрочастинках, що рухаються спільно з досліджуваним потоком рідини або газу.

При вимірюванні швидкості потоків, їх технологічно чистих середовищ за допомогою ЛДА доцільно вводити монодисперсні сферичні частинки, співмірні з довжиною хвилі їх оптичного випромінювання. При цьому найбільш скрупульозний теоретичний аналіз роботи оптичної схеми ЛДА може бути проведений на основі теорії векторного розсіювання, яка враховує поляризацію і фазові ефекти [24]. Визначення структури доплерівського сигналу на основі теорії розсіювання Мі [17], що описує закономірності розсіювання хвиль сферичною частинкою, дозволяє виявити напрямки прийому розсіяного випромінювання, при яких забезпечується високе відношення знак/шум, що досягається при виконанні умов амплітуди, фази і поляризації. Крім того, необхідно координувати змішувачі розсіяні хвилі [24]. Підхід дозволяє порівнювати використовувані в даний час однокомпонентні і багатокомпонентні оптичні схеми ЛДА з точки зору ефективності прийому розсіяного випромінювання, а також розробляти і

досліджувати нові оптичні схеми ЛДА з поліпшеними базовими характеристиками.

Аналіз просторової структури доплера, закони оптичного розсіювання - радіації частинки, детально вивчені в класичних працях [1].

Відомо, що якщо частинку, що рухається зі швидкістю V , випромінює плоска хвиля з хвильовим вектором \vec{k}_0 , частота розсіяної хвилі $\omega > \omega_0$ в системі відліку, пов'язаної зі стаціонарним приймачем, має доплерівський зсув частоти $\omega > \omega_0$, який залежить від швидкості частинки і напрямку спостереження розсіяного приладу.

У цьому випадку доплерівський сигнал також дорівнюватиме нулю, оскільки дві змішані розсіяні хвилі мають взаємно ортогональні стани поляризації. Може виникнути ситуація, взаємно ортогональної поляризації зондів. Незважаючи на відсутність просторового перерозподілу напруженості сумарного поля і спостереження лише періодичної зміни стану поляризації ($\langle \sigma_{22} \rangle = 0$) в області вимірювання, для певних напрямків прийому розсіяного випромінювання (ГП) $\langle \sigma_{22} \rangle = 1$ і, отже, доплерівський сигнал не дорівнює нулю. Однак, якщо розсіяне випромінювання приймається в межах просторової області, обмеженої великою кутовою апертурою, то доплерівський сигнал, хоча і $\neq 0$, може дорівнювати нулю через те, що $\langle \sigma_{22} \rangle = 0$. Це можна спостерігати, наприклад, коли два довільних елементарних доплерівських сигналу, породжених прийомом розсіяного випромінювання в напрямках, симетричних відносно площини зондуючих пучків, знаходяться в протилежній фазі. Числові значення коефіцієнтів: K_{ai} , $\langle \sigma_{22} \rangle$, $\langle \sigma_{11} \rangle$, $\langle \sigma_{33} \rangle$. $\langle \sigma_{22} \rangle$ і $\langle \sigma_{11} \rangle$ можна розрахувати за формулами (1.9), (1.13), (1.14), (1.15), (1.17) і (1.18) за допомогою комп'ютера [23] або визначити експериментально на основі методів визначення фазового розподілу досліджуваного поля. Непрямі вимірювання поляризаційних коефіцієнтів узгодження амплітуд для спостережень можуть бути зроблені на основі прямих вимірювань амплітуди доплерівського сигналу і потужності розсіяного випромінювання від першого і другого зондуючих пучків відповідно. Для цього, в центр області

вимірювання, в якій формується рухома інтерференційна картина, розміщується нерухома сферична частинка, яка використовується для візуалізації досліджуваного потоку. Для суспендації частинки можуть бути використані різні методи, наприклад, дуже проста електростатична суспензія попередньо зарядженої твердої або рідкої сферичної частинки. Коефіцієнт узгодження поляризації K_{ai} можна визначити також за результатами вимірювань поляризаційних характеристик розсіяного випромінювання. Вимірювання коефіцієнтів K_f (€2), T_{tf} (€2) і $7G_{PI}$ (€2) не викликає принципових труднощів.

При отриманні випромінювання в кінцевій кутовій апертурі необхідно також експериментально визначити для n різних напрямків спостереження розсіяного випромінювання амплітуди елементарних доплерівських сигналів і потужність розсіяного випромінювання від першого і другого зондуєчих пучків, причому число p вибирається таким чином, щоб для напрямку спостереження для $d'-gO$ напрямку спостереження, обмежений елементарним твердим кутом $приемadSl$, коефіцієнту згодження поляризації K_{nji} фаза доплерівського сигналу $F_{d'}$ були постійними.

Експериментальне визначення коефіцієнта глибини модуляції фотоструму $I(€2)$ (або $I/$) як відношення змінної до постійної складових сигналу фотоструму, незважаючи на простоту реалізації принципової схеми такого вимірювача, не дозволяє однозначно оцінити ступінь впливу поляризації, фазового і амплітудного узгодження змішаних хвиль окремо на результуючий сигнал і відношення сигналу. В результаті визначення величини кожного з коефіцієнта поляризації, фази, поляризаційно-фазового і амплітудного узгодження дозволяють виявити внесок поляризаційних або фазових ефектів у формування доплерівського сигналу і, крім того, намітити конкретні шляхи подальшого вдосконалення оптичних схем ЛДА, забезпечивши їх схемними рішеннями для забезпечення поляризації, або фазового, або амплітудного узгодження змішаних розсіяних хвиль.

2.2. Однокомпонентні схеми. Лазерний доплерівський анемометр гіперзвукових швидкостей

Лазерний доплерівський вимірювач швидкості, що містить оптичні узгоджені лазер на довжині хвилі випромінювання, розщеплювач, що формує два зондувальні пучки, фокусує об'єктив з хрестоподібною апертурною діафрагмою, збираючий об'єктив, фотоприймач і вимірювач доплерівської частоти, причому вихід фотоприймача з'єднаний з входом вимірювача доплерівської частоти.

Відомий лазерний доплерівський анемометр (ЛДА) [1], що включає в себе лазер, фокусує об'єктив, апертурну діафрагму, змішувач, фотоприймач і вимірювач доплерівської частоти.

Проте, відомий ЛДА має невисокі співвідношення сигнал/шум при прийомі розсіяного назад випромінювання.

Двохвильовий лазерний доплерівський анемометр (дЛДА) складається з лазера на двох довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , блока формування паралельних пучків, оптичного блока часових затримок, датчика та вимірювального двоканального блока з двома фотоприймачами, які через диференціальний підсилювач підключені до входу вимірювача доплерівської частоти. За допомогою запропонованого двухвильового лазерного анемометра досягається високе значення відношення сигнал/шум та забезпечується заглушення сигналів-перешкод.

Двоканальний доплерівський анемометр, що складається з оптичноузгоджених: лазера, випромінюючого на довжинах хвиль λ_1, λ_2 , блока формування паралельних пучків, який

включає двухвильовий розщеплювач, пристрій зсуву частоти з генератором високої частоти, дзеркало; оптичного блока часових затримок, який включає три лінії затримок, причому одна встановлена на шляху одного із

зондує пучки, а дві інші на шляху розсіяних пучків відповідно на довжинах хвиль λ_1, λ_2 , а також фазорегулятор з блоком живлення на шляху. Одного із розсіяних пучків, два селективні дзеркала відповідно на довжинах хвиль λ_1, λ_2 ;

датчика, який включає фокусує об'єктив; а також вимірювального блока, який включає фотоприймач і вимірювач доплерівської частоти, причому два селективні дзеркала оптично узгоджені з першим і третім входом вимірювального блока, а вихід другої і третьої лінії затримки з другим і четвертим входом вимірювального блока, крім того, кута α , між розсіяними пучками,

що приймаються на довжині хвилі λ_1, λ_2 , пов'язаний з кутом α між зондує ми пучками, що перетинаються в зоні виміру, та кутом α_1 між розсіяними пучками, що приймаються на довжині хвилі λ_1 ,

який відрізняється тим, що додатково встановлені: смуговий світлофільтр на вході двохвильового розщеплювача, напівхвильова пластина на шляху одного з розсіяних пучків, апертурна діафрагма з шістьма отворами, два селективні складові змішувачі на довжинах хвиль

λ_1, λ_2 , дві діафрагми з двома отворами, два інтерференційних світлофільтри, один на довжині

хвилі λ_1 , а інший λ_2 , фотоприймач, диференційний підсилювач, причому селективний змішувач на λ_1 , діафрагма з двома отворами і інтерференційний світлофільтр на λ_1 , встановлені перед першим фотоприймачем, а селективний змішувач на λ_2 , інтерференційний

датчика, який включає фокусує об'єктив; а також вимірювального блока, який включає фотоприймач і вимірювач доплерівської частоти, причому два селективні дзеркала оптично узгоджені з першим і третім входом вимірювального блока, а вихід другої і третьої лінії затримки з другим і четвертим входом вимірювального блока, крім того, кута α , між розсіяними пучками,

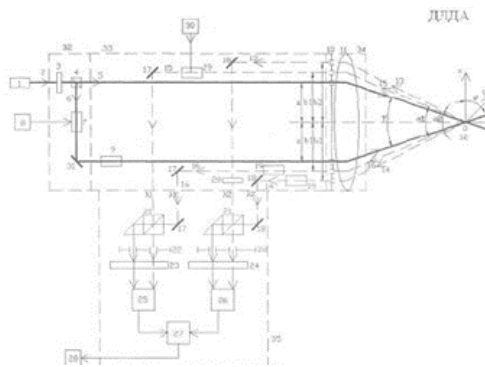
що приймаються на довжині хвилі $\lambda_{1,2}$, пов'язаний з кутом α між зондуєми пучками, що перетинаються в зоні виміру, та кутом α_1 між розсіяними пучками, що приймаються на довжині хвилі λ_1 , який відрізняється тим, що додатково встановлені: смуговий світлофільтр на вході двохвильового розщеплювача, напівхвильова пластина на шляху одного з розсіяних пучків, апертурна діафрагма з шістьма отворами, два селективні складові змішувачі на довжинах хвиль $\lambda_{1,2}$, дві діафрагми з двома отворами, два інтерференційних світлофільтри, один на довжині

хвилі $\lambda_{1,1}$, а інший $\lambda_{1,2}$, фотоприймач, диференційний підсилювач, причому селективний змішувач на $\lambda_{1,1}$, діафрагма з двома отворами і інтерференційний світлофільтр на $\lambda_{1,1}$, встановлені перед першим фотоприймачем, а селективний змішувач на $\lambda_{1,2}$, інтерференційний датчика, який включає фокусуєчий об'єктив; а також вимірювального блока, який включає фотоприймач і вимірювач доплерівської частоти, причому два селективні дзеркала оптично узгоджені з першим і третім входом вимірювального блока, а вихід другої і третьої лінії затримки з другим і четвертим входом вимірювального блока, крім того, кута α_2 між розсіяними пучками,

що приймаються на довжині хвилі $\lambda_{1,2}$, пов'язаний з кутом α між зондуєми пучками, що перетинаються в зоні виміру, та кутом α_1 між розсіяними пучками, що приймаються на довжині хвилі λ_1 , який відрізняється тим, що додатково встановлені: смуговий світлофільтр на вході двохвильового розщеплювача, напівхвильова пластина на шляху одного з розсіяних пучків, апертурна діафрагма з шістьма отворами, два селективні складові змішувачі на довжинах хвиль $\lambda_{1,2}$, дві діафрагми з двома отворами, два інтерференційних світлофільтри, один на довжині

хвилі $\lambda_{1,1}$, а інший $\lambda_{1,2}$, фотоприймач, диференційний підсилювач,

причому селективний змішувач на λ_1 , діафрагма з двома отворами і інтерференційний світлофільтр на λ_1 , встановлені перед першим фотоприймачем, а селективний змішувач на λ_2 , інтерференційний світлофільтр на λ_2 , встановлені перед другим фотоприймачем, виходи двох фотоприймачів через диференціальний підсилювач з'єднані з вимірювачем доплерівської частоти, а апертурна діафрагма встановлена у фокальній площині фокуруючого об'єктива.



Фір.1

Відомий лазерний доплерівський анемометр (ЛДА) [1], що включає в себе лазер, фокуруючий об'єктив, апертурну діафрагму, змішувач, фотоприймач і вимірювач доплерівської частоти.

Найбільш близьким технічним рішенням є ЛДА [2], що складається з оптично узгоджених лазера, випромінюючого на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , блока формування паралельних пучків, який включає двоххвильовий розщеплювач, пристрій зсуву частоти, з підключенням до генератора високої частоти, дзеркало, оптичного пристрою часових затримок, лінії затримок, причому одна встановлена на шляху одного з зондуємих пучків, а два інші на шляху розсіяння пучків відповідно на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , а також фазорегулятора з блоком живлення на шляху одного із зондуємих пучків,

двох селективних дзеркал відповідно на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 ; датчика, який включає фокусуєчий об'єктив; а також приймального блока, який включає фотоприймач та вимірювач доплерівської частоти.

2.3. Багатокомпонентний ЛДАГШ

Лазерний двокомпонентний доплерівський анемометр, який складається з оптично узгодженого лазера, розщеплювача лазерного променя на три промені, фокусуєчого та збираєчого об'єктивів, апертурної і фонові діафрагми, фотоприймача та вимірювача доплерівської частоти, який відрізняється тим, що в ньому додатково на шляху лазерних променів встановлено три оптичні затвори, два з яких безпосередньо, а один підключен через лінію затримки.

Лазерний трикомпонентний доплерівський вимірювач швидкості, який складається з оптично узгодженого лазера, розщеплювача лазерного променя на три промені, фокусуєчого та збираєчого об'єктивів, апертурної та фонові діафрагми, трьох оптичних затворів, до яких підключений генератор імпульсів, фотоприймача та вимірювача доплерівської частоти, який відрізняється тим, що в ньому додатково встановлені апертурна діафрагма та фонові діафрагми.

Збільшення концентрації частинок, що розсіюють в потоці, що рухається зі швидкістю V , призводить до так званого багаточастинкового режиму роботи ЛДА. При цьому з досить високою ймовірністю середнє число частинок в області вимірювання набагато більше однієї. Слід зазначити, що навіть при низьких концентраціях частинок, коли спостерігається одночастинковий режим роботи ЛДА, ймовірність одночасного входження двох і більше частинок в еон вимірювання скінченна і може бути визначена для окремих випадків для даної концентрації частинок, їх швидкості і розміру площі вимірювання, наприклад, для повітряного

2.4. Висновки

Багатохвильовий лазерний доплерівський анемометр, що складається з оптично узгоджених блока формування двох паралельних пучків, який включає багатохвильове дзеркало; оптичного пристрою створення тимчасових затримок, який включає фазорегулятор з блоком живлення, лінію затримки на шляху одного з зондуєчих пучків і другу лінію затримки на шляху одного з розсіяних пучків, а також дзеркала на довжині хвилі λ_1 ; датчика, який включає фокусуєчий об'єктив, а також приймального блока, що включає фотоприймач, вихід якого з'єднаний з входом вимірювача доплерівської частоти, який відрізняється тим, що в нього додатково введені багатохвильовий лазер, що випромінює на трьох довжинах хвилі λ_1 , λ_2 і λ_3 , багатохвильовий світлоділник, частотозсуваючий пристрій з генератором високої частоти, дві оптичні лінії затримки, другий фазорегулятор з блоком живлення, два селективних дзеркала відповідно на довжині хвилі λ_2 і λ_3 , апертурна діафрагма з 8-ма отворами, багатохвильовий складовий змішувач для довжин хвиль λ_1 , λ_2 і λ_3 , діафрагма з шістьма отворами, лінійка з 6-ти інтерференційних світлофільтрів на довжинах хвиль λ_1 , λ_2 і λ_3 ; причому в блоці формувань пучків встановлені багатохвильовий селективний світлоділник, вхід якого погоджено з багатохвильовим лазером, а також пристрій зсуву частоти; в датчику встановлена апертурна діафрагма з 8-ма отворами, узгоджена з фокусуєчим об'єктивом; крім того, лінії затримки встановлені відповідно на шляху трьох розсіяних та їх виходи оптично узгоджені з першим входом багатохвильового змішувача, а два фазорегулятори і два селективних дзеркала встановлені на шляху двох розсіяних пучків і оптично узгоджені з другим входом багатохвильового змішувача; в приймальному блоці встановлені на вході багатохвильовий змішувач, а також діафрагма з шістьма отворами і лінійка інтерференційних світлофільтрів перед фотоприймачем, крім того, кути прийому розсіяного випромінювання α_2 і α_3 відповідно на довжинах хвиль λ_2 і λ_3 вибираються в

залежності від кута прийому розсіяного випромінювання α_1 і кута між зондуючими пучками γ , виходячи зі співвідношення:

$$\alpha_i = 2 \arcsin \left[\frac{\lambda_i}{\lambda_1} \sin \frac{\alpha_1}{2} + \left(\frac{\lambda_i - \lambda_1}{\lambda_1} \right) \sin \frac{\gamma}{2} \right],$$

де $\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3$; $i=2,3$.

Відомий ЛДА має недолік, який полягає в тому, що на виході фотоприймача, окрім корисного доплерівського сигналу, формується також низькочастотна перешкода, частотні спектри яких можуть перекриватися, викликаючи зниження співвідношення сигнал/шум і точності виміру.

Підвищення відношення сигнал/шум.

Це досягається шляхом формування доплерівських сигналів в протифазі від розсіяних пучків на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , а також при застосуванні двоканальної схеми прийому розсіяного вимірювання, відповідно на довжині хвилі λ_1 і λ_2 .

Поставлена задача вирішується тим, що в двохвильовому лазерному доплерівському анемометрі, що складається з оптично узгоджених лазера, випромінюючого на довжинах хвиль

λ_1 і λ_2 , блока формування паралельних пучків, який включає двохвильовий розщеплювач, блок зсуву частоти з генератором високої частоти, дзеркало: оптичного блока часових затримок, який включає три лінії затримок, причому одна встановлена на шляху одного із

зондуючих пучків, а дві інші на шляху розсіяних пучків відповідно на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , а також фазорегулятор з блоком живлення на шляху одного із розсіяних пучків, два селективні

дзеркала відповідно на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 ; датчика, який включає фокусуючий об'єктив; а також вимірювального блока, який включає фотоприймач і

вимірювач доплерівської частоти, причому два селективні дзеркала оптично узгоджені з першим і третім входом вимірювального блока, а вихід другої і третьої лінії затримки з другим і четвертим входом вимірювального блока, крім того, кута α_2 , між розсіяними пучками, що приймаються, на довжині хвилі λ_2 , пов'язаний з

кутом γ між зондуючими пучками, що перетинають в зоні виміру, та кута, між розсіяними пучками, що приймаються, на довжині хвилі λ_1 , наступним співвідношенням:

$$\alpha_2 = 2 \cdot \arcsin \left[\frac{\frac{\lambda_2 \sin \alpha_1}{\lambda_1} + \frac{(\lambda_1 - \lambda_2) \sin \gamma}{\lambda_1}}{2} \right],$$

додатково встановлені, смуговий світлофільтр на вході двоххвильового розщеплювача, півхвильова пластина на шляху одного з розсіяних пучків, апертурна діафрагма з шістьма отворами, два селективні складові змішувачі на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , дві діафрагми з двома

отворами, два інтерференційних світлофільтри, один на довжині хвилі λ_1 , а інший - λ_2 ,

фотоприймач, диференційний підсилювач, причому селективний змішувач на λ_1 , діафрагма з

двома отворами і інтерференційний світлофільтр на λ_1 , встановлені перед першим фотоприймачем, а селективний змішувач на λ_2 , інтерференційний світлофільтр на λ_2 , встановлені перед другим фотоприймачем.

У розробленому ЛДА усунені недоліки властиві прототипу і відомим пристроям. У ЛДА забезпечується пригнічення не лише високочастотних перешкод, але і компенсація низькочастотної складової сигналу перешкоди, що призводить до підвищення відношення сигнал-перешкоди і точності виміру швидкості. Це досягається за рахунок

двоканальної схеми

прийому розсіяного випромінювання відповідно на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 такої геометрії зондування і прийому на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , при яких спостерігається пригнічення високочастотних перешкод на основі прояву ефектів когерентності випромінювання, а також пригнічення низькочастотних перешкод на основі формування сигналів в протифазі.

ДЛДА

відрізняється низькою чутливістю, тому сфера застосування поширюється на вимір дуже великих швидкостей ($V \gg V_{\text{шум}}$ м/с).

Відомий ЛДА має недолік, який полягає в тому, що на виході фотоприймача, окрім корисного доплерівського сигналу, формується також низькочастотна перешкода, частотні спектри яких можуть перекриватися, викликаючи зниження співвідношення сигнал/шум і точності виміру.

РОЗДІЛ 3.

ДОСЛІДЖЕННЯ ТА РОЗРАХУНОК ПАРАМЕТРІВ ДОПЛЕРІВСЬКОГО СИГНАЛУ ЛДАГШ З МАЛИМ КУТОМ МІЖ ЗОНДУЮЧИМИ ПУЧКАМИ

Для вимірювання великих швидкостей аеродинамічних потоків, а також для дослідження двофазних потоків зазвичай використовується диференціальна схема ЛДА з невеликим кутом між зондуючими пучками і прийомом випромінювання, розсіяного вперед або назад [5].

Якщо зондуючі пучки мають узгоджені поляризаційні стани, а частинки розсіювання невеликі, то незалежно від напрямку прийому ступінь узгодження поляризації, фази і амплітуди змішаних хвиль відносно велика. У двоканальних схемах компенсації і векторних вимірювачах швидкостей зондуючі пучки можуть бути ортогонально поляризовані, тому розглянемо спочатку характерні особливості просторової структури доплерівського сигналу для ситуації, коли зондуючі пучки мають взаємно ортогональні стани

поляризації.

Припустимо, що кут між зондуючими

пучками настільки малий ($\gamma < 21'$, тобто γ до 0), що для будь-якого напрямку спостереження можна вважати кути розсіювання $\theta_c = BK$. Припустимо, що зондуючі пучки мають лінійні взаємно ортогональні стани поляризації. Тоді, використовуючи вирази (1.2) і (1.6), можна визначити складові розсіяного поля з першого і другого зондуючих пучків і, взявши ЩО $E_c = E_c, \Phi_i = \Phi_i Z_{\Pi} =$, подати для довільного спрямування

прийом сигналу на виході фотоприймача і співвідношення сигнал/шум у вигляді

$$\begin{aligned} S(t) = & A^{-1} \epsilon_{11} (\text{рт.ст.})^2 \exp \left[-\frac{2(\alpha^2 + \beta^2)}{\gamma} \right] \{ S_1^2(\theta) + S_2^2(\theta) + \\ & + [S_1(\theta) S_2(\theta) - S_2(\theta) S_1(\theta)] \sin 2\alpha \cos [\text{PM} - \gamma \text{Co}(\theta) - \text{Fd} / \gamma] \} \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$- \text{Л Дж. К (A D)} \frac{\gamma - c^{-2} \Gamma \sqrt{2} \text{IP} 2 \langle \theta \rangle / [3] (S_1(\theta) - S_2(\theta))}{I}$$

$$\frac{S_1(\theta) + S_2(\theta)}{\gamma^2 (x' + u')}$$

$$\left[\frac{\gamma - c^{-2} \Gamma \sqrt{2} \text{IP} 2 \langle \theta \rangle / [3] (S_1(\theta) - S_2(\theta))}{I} \right]^{-1} \quad (3.13)$$

З (3.12) видно, що доплерівський сигнал дорівнює нулю тільки для кутів розсіювання, при яких рівні модулі комплексних амплітуд $S_1 = S_2$, а також в напрямках спостережень $\langle RC \rangle =$

У схему встановлюються дві напівхвильові пластини. У центрі зони вимірювання були поміщені сферичні частинки сталі різного діаметру. Дифраговане поле від двох зондуючих пучків спостерігалось в площині $ONiU$, розташованій на відстані $d = 260$ мм від площі вимірювання. 3.20а, а також фотографії інтерференційного поля і частинки, поміщеної в зону вимірювання. Потім фотографії дифрагованого поля (рис. 3.20, б), коли центр симетрії частинки збігається з максимум інтерференційної картини в зоні

вимірювання, що відповідає спостереженню по осі OX і інтерференційним максимумам результуючого дифрагованого поля. В експерименті частинка залишалася нерухомою, але плавним обертанням чвертьхвильової пластинки 5 вдалося досягти такої різниці фаз між зондуєчими пучками, при якій центр симетрії частинки збігається з мінімумом інтерференційної картини в зоні вимірювання (це еквівалентно зміщенню частинки уздовж Вісь OY на $DU = b/2$ (рис. 3.20, в)). При цьому інтерференційний мінімум дифрагованого поля спостерігається уздовж осі OH і (рис. 3.20, г). Таким чином, порівняння отриманих результатів дозволяє відзначити хороший збіг теоретичних і експериментальних залежностей (рис. 3.20, б, г),

Ступінь поляризації і узгодження амплітуди змішаних хвиль для даної схеми LDA описується виразами

$$= \cos^2(\gamma, \phi - \langle P2iY, \quad (3.25)$$

$$\frac{2/j \langle ?0i/J_2 \langle ?02/0и-02/}{2 \quad 2 \quad 2 \quad 2 \quad * \quad (3.20)} \quad (.ibif)0c + L \langle /03/0iz$$

Причому при малих кутах γ і приймальних апертурах коефіцієнти узгодження поляризації і амплітуди майже рівні одиниці. Однак, якщо розсіяне випромінювання надходить в кінцеву апертуру і розмір частинок більше періоду інтерференційного поля в області вимірювання, то через малу ступінь узгодження фаз сигналів спостерігається мала глибина модуляції фотоструму (рис. 3.2 і 3.20). При надходженні розсіяного випромінювання у великій кутовій апертурі, або кут між віссю приймальної оптики і оптичною віссю контуру $\theta > 0$, в цьому випадку параметри доплерівського

сигналу слід розглядати за допомогою точних формул Мі або формул, заснованих на законах геометричного

оптики (74-76). Деякі результати розрахунків інтегральних коефіцієнтів поляризації $\langle spi$. амплітуди $\langle Sai$, фази F узгодження, а також глибини модуляції фотоструму V для випадків, коли частинки води діаметром $dr = 20$

мкм, d_r — 19 мкм, і d_r присутні в області вимірювання LDA з кутом між пучками $\gamma = 21^\circ$ і $\gamma = 2^\circ 24' = 15$ мкм, зведені в таблицю 1. 3.3. Значення коефіцієнтів обчислюються для різних кутів α (див. рис. 1.2) і напрямків приймальної оптики, заданих кутом 90° . Аналіз показує, що амплітуда результуючого доплерівського сигналу і глибина модуляції фотоструму істотно залежать від ступеня узгодження фаз сигналів. Зі збільшенням кута спостереження розсіяного випромінювання коефіцієнт узгодження фаз елементарних доплерівських сигналів зменшується. Слід також мати на увазі, що фази двох доплерівських сигналів, прийнятих симетрично по відношенню до площини, що проходить через оптичну вісь схеми і розташованої перпендикулярні площині променів, рівні по модулю, але протилежні за знаком [22]. Наприклад, на рис. 3.22 показані залежності фази доплерівського сигналу від напрямку прийому розсіяного випромінювання, що визначаються кутами C і E (див. рис. 1.2) при $B_0 = 0^\circ$, $\gamma = 21^\circ$ для частинок води $d_r = 20$ мкм. Таким чином, внаслідок значної зміни фази доплерівського сигналу від напрямку прийому при розсіюванні вперед окремі елементарні доплерівські сигнали виходять за межі фази

Таблиця 3.3

γ	d_r , мкм	C		$\Delta\phi$	$A_{\text{ан}}$	Див.	$V, \%$
21'	20	10°	0°	1,0	1,0	0,10	10
			30°	1,0	0,95	0,68	65
			90°	0,95	0,97	0,93	86
			180°	0,93	0,98	0,92	83
	20	25°	0°	1,0	0,97	0,12	12
			90°	0,94	1,0	0,47	44
2° 24'	15	25°	0°	1,0	0,98	0,47	46
			30°	1,0	0,87	0,47	41
			90°	0,95	0,98	0,74	69
			180°	0,95	0,96	0,74	88
	19	25°	0°	1,0	0,99	0,31	31
			90°	0,92	0,99	0,64	58
			180°	0,72	0,87	0,57	36

Схеми ЛДА з малим кутом між зондувальними променями ($0 < \theta < 1^\circ$). Наприклад, для діаграми з $\theta = 0,36^\circ$, ($\theta = 90^\circ$ і $\theta_{\text{запитання}} = 179,82^\circ$ при використанні розсіювання частинок з параметрами $q = 9,81$, $t = 1,197$ — $i = 0,0$ Інтегральна поляризація факторів Узгодження амплітуди і фаз в області зміни кута $0 < \theta < 180^\circ$ для різних кутів α , - мають наступні значення: для $\alpha = 10^\circ$ $\frac{1}{\text{Spi}} = 0,721$, $K_{\text{леє}} = 0,739$, $A''f = 0,05$; для $\alpha = 40^\circ$ $K_{\text{Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського}} = 0,995$, $\text{Див.} = 0,6$, $\text{Див.} = 0,015$; для $\alpha = 45^\circ$ $A''f \sim 0,797$, $A''f = 0,699$, $Cf = 0,02$. Таким чином, незважаючи на відносно високе поляризаційне узгодження змішаних хвиль, дуже низька ступінь узгодження фаз елементарних доплерівських сигналів, що спостерігається в цьому випадку, викликає значне зниження результуючого доплерівського сигналу.

Розглянемо тепер параметри доплерівського сигналу для схеми LDA від θ до 0 , коли один зондувальний пучок має правоколову поляризацію, а інший - ліво-кругову. За допомогою подібного аналізу легко показати, що вираз для електричного сигналу на виході фотоприймача і відношення сигнал/шум описуються виразами

$$S(t) = \frac{1}{2} \left[\cos(\theta) \cos(\theta) \cos(\theta) \right] \{ (f_{\text{Dz}}) + 5, (\text{грин}) + \dots \} \quad (3.17)$$

$$I = \frac{2K^2 E n(fCr)}{\dots} \exp[-\dots] \quad (3.18)$$

Для розглянутої схеми, незалежно від напрямку прийому, завжди виконуються умови узгодження амплітуди змішаних хвиль. За даними (3.17) і (3.18),

амплітуда доплерівського сигналу і відношення сигнал/шум при заданих параметрах частинок розсіювання залежать тільки від кута розсіювання і не залежать від кута при рівних інтенсивностях зондувальних пучків амплітуда доплерівського сигналу при заданному значенні

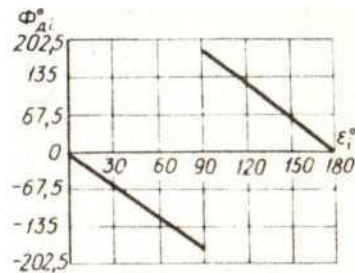
кута BK дорівнює максимальному значенню амплітуди Доплера для схеми LDA з аналогічними параметрами, але з використанням лінійних взаємно ортогональних станів поляризації.

Ступінь узгодження поляризації змішаних хвиль, а також глибину модуляції фотоструму з урахуванням (1.9) і (3.17) можна описати виразами

$$\frac{|S_1(\theta_1) - S_2(\theta_1)|}{|S_1(\theta_1) + S_2(\theta_1)|} = \dots$$

$$\frac{S_1(\theta_U) - S_2(\theta_U)}{S_1(\theta_U) + S_2(\theta_U)}$$

$S_j(\theta, \varphi)$



аким

чином,

якщо

розглядати

параметри

(3.19)

доплерівсь

(3.20)

кого

сигналу в площині, перпендикулярній зондуєчим пучкам, для просторових напрямків з постійним кутом розсіювання θ і різними кутами ϵ , то в цьому випадку доплерівський сигнал, коефіцієнт узгодження поляризації і глибина модуляції фотоструму не залежать від напрямку спостереження, що визначається кутом ϵ . Однак фаза доплерівського сигналу PD1- залежить від кута ϵ . При цьому, змінюючись за лінійним законом, і при прийомі двох сигналів для двох довільних напрямків спостереження результуючого доплерівського сигналу, викликане головним чином дуже низьким ступенем узгодження фаз елементарних доплерівських сигналів.

3.1. Залежність параметрів доплерівського сигналу ЛДАГШ від стану поляризації зондуєчи пучків

Розглянемо параметри доплерівського сигналу для схеми КПК з малим кутом між зондуючими пучками для випадку, коли в зоні вимірювання знаходиться непрозора велика частинка ($\epsilon \gg 1$). Нехай зондуючі пучки мають лінійні узгоджені поляризації.

Якщо спостереження ведеться поблизу оптичної осі контуру на великій відстані, то напрямок електричних векторів двох пучків збігається з віссю OX . При цьому основний внесок у розсіяне випромінювання зумовлений дифракцією хвилі на сферичну частинку. Тоді, враховуючи, що амплітудні функції розсіювання для прямо-дифрагованого випромінювання мають вигляд [22]

$$E_{\theta} = E_0 \frac{1 - \cos^2 \theta}{2} \approx E_0 \sin^2 \theta$$

А за допомогою виразів (1.2) і (1.6) складові розсіяного поля від першого зондуючого пучка можна представити у вигляді

$$E_{\theta} = E_0 \frac{1 - \cos^2 \theta}{2} \exp \left[-i(kr - \omega t) \right] \cdot \left[\frac{1 - \cos \theta}{2} \right] \cdot \left[\frac{1 + \cos \theta}{2} \right] \quad (3.21)$$

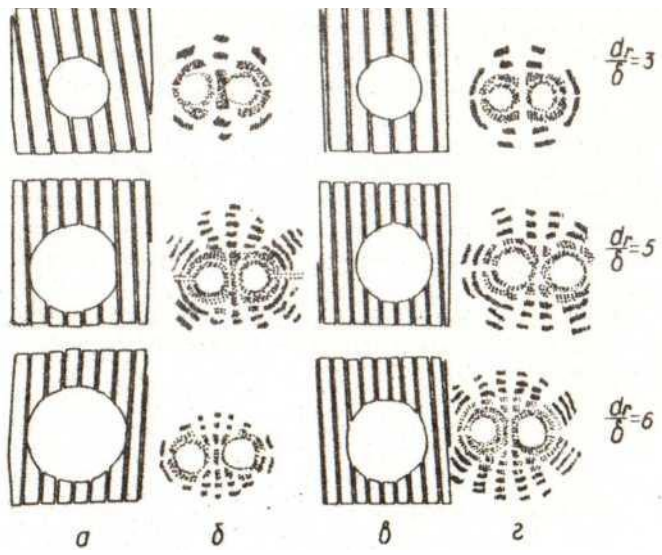
і складові розсіяного поля від другого зондуючого пучка

$$E_{\theta} = E_0 \frac{1 - \cos^2 \theta}{2} \exp \left[-i(kr - \omega t) \right] \cdot \left[\frac{1 + \cos \theta}{2} \right] \cdot \left[\frac{1 - \cos \theta}{2} \right] \quad (3.22)$$

Так *наприклад, якщо*

$$E_{\theta} = E_0 \frac{1 - \cos^2 \theta}{2} \exp \left[-i(kr - \omega t) \right] \cdot \left[\frac{1 - \cos \theta}{2} \right] \cdot \left[\frac{1 + \cos \theta}{2} \right]$$

де $J_1(x)$ - функція Бесселя першого порядку.



Припустимо, що E_s дорівнює E_C , $F_p = F_l$, $\xi > 0$ і дорівнює $B < p$, а крім того, частинка проходить через центр вимірюваної площі в напрямку осі OY (рис. 3.21). Тоді сумарний фотострум, що утворюється при фотозмішуванні двох полів (3.21) і (3.22), що спостерігаються в 1-му напрямку, описується виразом

$$I(\theta) = K_1 K_2 E_0 \exp\{K_2 Y^2 \exp I - \dots\} \times \dots \quad (3.23) \text{ і Співвідношення сигнал/шум}$$

$$\frac{I}{(C/B)} = K_1 K_2 E_0 \dots \times \dots \quad (3.24)$$

Слід зазначити, що просторовий розподіл інтенсивності результуючого дифрагованого випромінювання на частинку в площині, перпендикулярній осі схеми, описується виразом, аналогічним (3.23). При цьому формується перехідна інтерференційна картина. Експериментальні дослідження результуючого розсіяного поля, що утворюється при опроміненні непрозорої великої частинки двома когерентними пучками, що перетинаються під кутом $-1,9^\circ$, показали, що теоретичний розгляд розподілу інтерференційного поля в дифракційному наближенні задовільно описує основні закономірності оптичного сигналу розглянутої схеми LDA [23]. Наприклад, на рисунку 3.19 наведені результати розрахунку стаціонарного інтерференційного поля ($S_2M = 0$) в залежності від напрямку спостереження в площині, що проходить через вісь оптичної схеми і розташованої перпендикулярно площині променів ($x_t = 0$ відповідає напрямку спостереження випромінювання по оптичній осі схеми). Зображуються залежності для різних розмірів частинок $dr/5 = 2; 3; 5$, коли зондуєчі пучки з $X = 0,6328$ мкм,

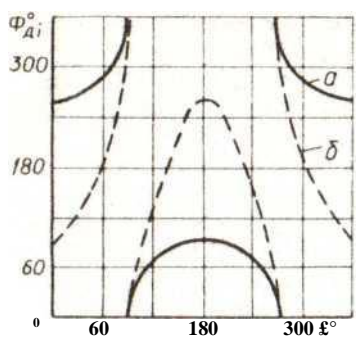


Рис. 3.22. Залежність фази доплерівського сигналу F_d від кута E для частинок води $d-p$ — 20 мкм ($X = 0,6328$ мкм) при $\gamma = 21^\circ, \alpha = 0^\circ$; $00 = UL; a - a = 10^\circ, \delta - a = 25^\circ$

При надходженні зворотного розсіяного випромінювання ($0^\circ = 180^\circ$) ступінь узгодження поляризації змішаних хвиль значно погіршується в порівнянні з прямим розсіюванням. Для розглянутої схеми ЛДА з малим *кутом* забезпечується висока просторова роздільна здатність при розташуванні приймальної оптики під кутом $0^\circ = 90^\circ$. Крім того, в цьому напрямку спостерігається більш високий ступінь глибини модуляції фотоструму, ніж при прямому розсіюванні.

3.2. Залежність дослідження та інтенсивності розсіяного позаду ЛДАГШ випромінювання від параметрів розсіюваних часточок

Диференціальні схеми LDA, а також схеми LDA з опорним променем [3], що працюють в режимі прийому розсіяного зворотного випромінювання, використовуються в тих випадках, коли є деякі фізичні перешкоди, що виключають прийом прямо-розсіяного випромінювання, або вимірюється швидкість дифузно розсіюються непрозорих об'єктів. Відомо, що потужність зворотнорозсіяного випромінювання при введенні в потік, наприклад, дрібних сферичних частинок полістиролу, на кілька порядків менше в порівнянні з випромінюванням, розсіяним вперед радіації. Крім того, в диференціальній схемі ЛДА, враховуючи значну залежність доплерівського сигналу від поляризації і фазових ефектів, в ряді випадків доводиться приймати розсіяне випромінювання в невеликій кутовій апертурі, що також обмежує потужність корисного сигналу. Збільшення розмірів частинок, що розсіюються, дозволяє, з одного боку, збільшити потужність зворотнорозсіяного випромінювання, але в той же час знижує точність руху частинок, що слідує пульсаціям потоку. Дослідження показують [18], що частинки, що розсіюють повинні бути порядку мікрона в діаметрі, тоді вони точно слідує за потоком. Таким чином, при вимірюванні швидкості

газових турбулентних потоків досягнення більш високого відношення сигнал/шум за рахунок використання більших частинок стає практично неприйнятним.

Цікаво відзначити, що фаза доплерівського сигналу F_d при заданих параметрах ланцюга LDA залежить від відносного розміру частинок. Наприклад, для моделі LDA06 при вимірюванні швидкості потоку води (рис. 4.20) $FD = 180^\circ$ для частинок в діапазоні $12 < q < 21$ і $FD = 0^\circ$ для інших розмірів частинок. Тому при вимірюванні швидкості потоку може виникнути ситуація, коли при одночасному попаданні в зону вимірювання двох частинок $dt = > = 4$ мкм і $c/2 = 4,65$ мкм, сумарний доплерівський сигнал буде практично нульовим, так як високочастотні сигнали близької амплітуди від них частинки знаходяться поза фазою.

Слід зазначити, що в разі асиметричного прийому розсіяного випромінювання фаза доплерівського сигналу, на відміну від симетричного прийому, залежить як від параметрів частинок, що розсіюються, так і від параметрів оптичної схеми LDA.

Розглянемо тепер, як на параметри доплерівського сигналу впливає зміна кутової приймальної апертури для розглянутого ланцюга LDA при симетричному прийомі зворотно розсіяного випромінювання, коли зондуючі пучки мають лінійні координовані стани поляризації. Пройдемо через зону вимірювання ланцюга LDA, яка має вихідні розрахункові параметри, аналогічні розглянутим на рис. Як показано на малюнку 4.12, частинка з відносним розміром $q = 20,796$ і $t = 1,48$. У цьому випадку (рис. 4.19) при кутовій приймальній апертурі $a = 9^\circ$ коефіцієнт узгодження фаз K_f , а отже, і I , прагне до нуля, що робить практично неможливим виділення корисного сигналу від перешкод (рис. 4.18). Однак і для цієї дуже несприятливої ситуації виміри можна проводити, змінюючи кутовий приймальний отвір a . Досягніть високої якості сигналу. Це ілюструють результати розрахунку, наведені на рис. 4.27 і 4.28. Якщо збільшення кутової приймальної апертури призводить до монотонного збільшення потужності одержуваного розсіяного випромінювання, то рівень доплерівського сигналу U_a і відношення

сигнал/шум для малих апертур спочатку зростає, досягаючи максимуму при $\alpha_{\text{max1}} = 4.5^\circ$ і $\alpha_{\text{max2}} = 6^\circ$ відповідно, а потім зменшується зі збільшенням світлосили, наближаючись до мінімуму при $\alpha = 9^\circ$. Збільшення апертури спочатку призводить до зменшення значень коефіцієнтів поляризації та узгодження амплітуд, які потім на кутових апертурах

Рис. 4.28. Залежності:
 $\Delta \Pi = F(F)$ (-----); $\Delta \Pi = f/a$ (F
 (-----); $K\Phi = \text{бути}$ (F (-o) і $V =$

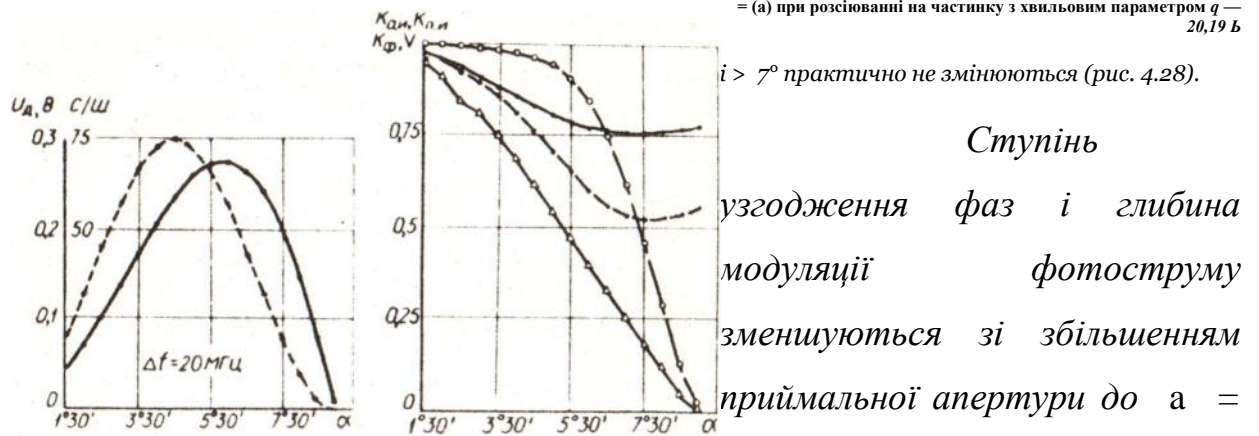


Рис. 4.27. Залежності:
 $\Delta \Pi = F(F)$ (-----); $\Delta \Pi = f/a$ (F
 (-----); $K\Phi = \text{бути}$ (F (-o) і $V =$

при розсіюванні на частинку з хвильовим параметром $q = 20,19 \text{ Б}$
 $i > 7^\circ$ практично не змінюються (рис. 4.28).

Ступінь узгодження фаз і глибина модуляції фотоструму зменшуються зі збільшенням приймальної апертури до $\alpha = 7,3^\circ$, а при малих значеннях апертур ($\alpha < 6^\circ$) визначальний вплив на глибину модуляції V і доплерівський сигнал U_d надають поляризаційні ефекти ($\Delta \Pi < \Delta \Pi_{\text{лі}}(f)$) і далі зі зростанням (при $\alpha > 6^\circ$) фазові ефекти починають надавати все більший вплив на V і призводять до значного зменшення амплітуди доплерівського сигналу U_d і відношення сигнал/шум, так як під цим кутом відбувається прийом розсіяного випромінювання з двох просторових областей, з яких доплерівські сигнали не по фазі. Ступінь впливу поляризації і фазових ефектів на якість сигналу стає еквівалентним при кутовій апертурі $\alpha = 7,3^\circ$, і при подальшому зростанні апертури вирішальний вплив має фазове узгодження змішаних променів.

4.29—4.32 показані результати розрахунку залежностей параметрів доплерівського сигналу при значній зміні кутової приймальної апертури. Розглянуто диференціальну схему ЛДА з симетричним прийомом зворотнорозсіяного випромінювання, в якій використовуються лазерні промені на довжині хвилі $\lambda = 0,488 \text{ мкм}$ потужністю 50 мВт. Два лазерних променя однакової інтенсивності, що мають лінійні координат

У лазерній анемометрії в основному використовуються He-Ne і безперервні аргонові лазери, що працюють в режимі одномодового лазера. Потужність випромінювання таких лазерів відносно невелика і коливається від 1 до 100 мВт [23, 13], а застосування більш потужних CO₂-лазерів, потужність яких може досягати 1-100 Вт в безперервному режимі, стає небажаним через вплив випромінювання на досліджуваний об'єкт.

Так, при реалізації швидкодіючих схем ЛДА з прийомом зворотно-розсіяного випромінювання, в яких використовуються одномодові газові лазери і розсіюючі частинки діаметром не більше 1 мкм, виникають труднощі при відділенні доплерівського сигналу від перешкод через низьке співвідношення сигнал/шум на виході фотоприймача.

Одним із способів збільшення потужності корисного доплерівського сигналу є оптимізація параметрів частинок, що розсіюються: тобто вибір таких значень відносного розміру q і показника заломлення частинки t при заданих параметрах оптичної схеми ЛДА, при яких відношення сигнал/шум є максимальним. Це можливо, якщо забезпечена висока ступінь поляризації і узгодження фаз елементарних доплерівських сигналів, а крім того, спостерігається максимальна потужність зворотно-розсіяного випромінювання. Вплив ступеня поляризації і узгодження фаз змішаних хвиль на доплерівський сигнал і відношення сигнал/шум.

Розглянемо лише вплив зміни показника заломлення частинки, що розсіюється, на потужність розсіяного випромінювання [16] для ситуації, коли задано розмір частинки, що розсіює. Використовуючи точні формули Мі [22], ми провели чисельні дослідження на комп'ютері залежності інтенсивності розсіяного випромінювання від показника заломлення частинки і напрямку спостереження розсіяного назад випромінювання ($0,-$, $\langle \# \rangle$) а також визначили максимуми цієї функції з наведених вище параметрів.

З теорії Мі відомо, що для прозорих частинок ($t = 1,32-1,5$) при збільшенні q порушується симетрія Релея індикатриси розсіювання, що спостерігається для дуже малих частинок $q \ll 1$. При великих q більша частина випромінювання розсіюється вперед, т. Е. Концентрується в напрямку $0,- \rightarrow 0^\circ$.

На малюнку 5.1 показані кутові розподіли нормованих інтенсивностей в напрямках $\theta = 90^\circ$ і $\theta = 0^\circ$: $I_{\theta=90^\circ}$ — I 12 і $I_{\theta=0^\circ}$ — IS212

розраховані для частинок *діаметром* $dr = 0,6$ мкм, $X = 0,6328$ мкм з різними показниками заломлення: $t = 1,32$ і $t = 1,4$.

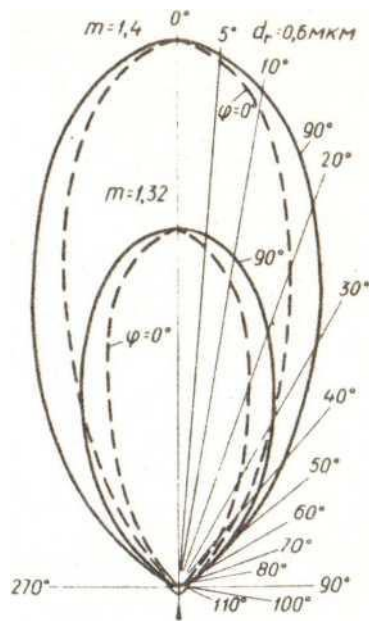


Рис. 5.1. Залежності: $I = I_L(\theta) - \theta = 90^\circ$ від $\theta = 0$ для частинки $d_r = 0,6$ мкм;

$L = 0,6328$ мкм при різній похибці заломлення та асиметрії і інтенсивності зворотнорозсіяного випромінювання більш ніж на два порядки менше інтенсивності випромінювання, розсіяного частинкою вперед. Також можна відзначити, що частинка з більш високим показником заломлення ($n = 1,4$) розсіює більше енергії в усіх напрямках, ніж частинка такого ж розміру, але має менший показник заломлення ($n = 1,32$).

Рис. На малюнках 5.2—5.5 представлені результати чисельного дослідження на комп'ютері залежності максимальної інтенсивності зворотного розсіяного випромінювання

від зміни показника преломлення n при $\theta = 90^\circ$

Злами $I_{\max} = f(n)$ для різних розмірів частинок: $d_r = 0,2; 0,4; 0,6$ і 1 мкм (на графіку показані розрахункові точки, з'єднані плавною кривою). Всі розрахунки проводилися для лінійнополяризованого He-Ne випромінювання лазера з $L = 0,6328$ мкм, в діапазоні кутів розсіювання $\theta = 90^\circ - 180^\circ$ і кутів $\phi = 0 - 90^\circ$.

3.3. Висновки

Спостерігається залежність інтенсивності зворотно-розсіяного випромінювання від показника заломлення часточки

Диференційні схеми LDA, а також схеми LDA з опорним пучком [3], що працюють в режимі прийому зворотного розсіяного випромінювання, застосовуються в тих випадках, коли є деякі фізичні перешкоди, що виключають прийом прямо-розсіяного випромінювання, або вимірюється швидкість дифузно розсіяваних непрозорих об'єктів. Відомо, що потужність зворотно-розсіяного випромінювання при введенні в потік, наприклад, дрібних сферичних частинок полістиролу, на кілька порядків менше в порівнянні з випромінюванням, розсіяним вперед. Крім того, в диференціальній схемі LDA, враховуючи значну залежність доплерівського сигналу від поляризації і фазових ефектів, в ряді випадків доводиться приймати розсіяне випромінювання в невеликій кутовій апертурі, що також обмежує потужність корисного сигналу. Збільшення розмірів частинок, що розсіюються, дозволяє, з одного боку, збільшити потужність зворотно-розсіяного випромінювання, але в той же час знижує точність руху частинок, що слідує пульсаціям потоку. Дослідження показують [98], що частинки, що розсіюють повинні бути порядку мікрона в діаметрі, тоді вони точно слідує за потоком. Таким чином, при вимірюванні швидкості газових турбулентних потоків досягнення більш високого відношення сигнал/шум за рахунок використання більших частинок стає практично неприйнятним.

Для схеми JADA з $\theta = 2^\circ 22'$, коли в якості світлорозсіювальних частинок використовуються полістирольні сфери DR — 1 F, мкм ($n = 1,59 - i 0,0$), в області просторового прийому, обмеженої напрямком спостереження $50^\circ < \theta < 130^\circ$ спостерігається високий ступінь фазової координації елементарних доплерівських сигналів, показано, що величина доплерівського сигналу

значною мірою визначається поляризаційним узгодженням змішаних розсіяних хвиль, що слід враховувати при практичній реалізації однокомпонентної [63—65], багатокомпонентної [16] та компенсаційної схем LDA [11]. Наприклад, у схемі ЛДА з кутом між зондувальними пучками $\gamma = 10^\circ$ доцільно отримувати розсіяне випромінювання таким чином: у площині променів — з кутовою апертурою до 50° , а в площині, перпендикулярній до неї, — з кутовою апертурою не більше 10° . При малих кутах між зондувальними променями *при* $< 2,5^\circ$ можна рекомендувати приймати випромінювання в кутовій апертурі до 30° в межах круглого отвору.

Слід зазначити, що якщо зондуючі пучки мають лінійні взаємно ортогональні стани поляризації, то існують напрямки спостережень, для яких доплерівський сигнал і відношення сигнал/шум мають той же порядок, що і для координованих поляризацій зондуючих пучків [69]. Наприклад, на рис. На малюнку 3.15 представлені результати розрахунку $J_{\text{rel}} \sim f_i$ (H_i). $A'_{\text{ai}} \sim f_i$ (f_i), $K_{\text{ci}} = /w$ (s") Для схеми LDA з $\gamma = 10^\circ$ і $\xi = 90^\circ$ при отриманні зворотного розсіяного випромінювання в напрямку $90^\circ - = 175^\circ$, $' = 90^\circ$ і $\zeta - 10^\circ$.

Існує частинка з параметрами $q = 9,81$, $t - 1,59$ - $i 0,0$. Коефіцієнт узгодження поляризації дорівнює нулю тільки тоді, коли випромінювання надходить в просторову область, розташовану поблизу площини променів. В інших напрямках, особливо в приймальній області, обмеженій кутами $45^\circ < \epsilon, \ll 135^\circ$ і $215^\circ < \epsilon < 315^\circ$.

Ступінь узгодження змішаних хвиль для різних ракурсів i інтегральний коефіцієнт поляризаційного узгодження приймає наступні значення: При цьому, $= 5^\circ - K''' = 0,257$; $a, = 10^\circ - KPI = 0,621$; $a, = 14^\circ - \text{Л пі} \sim 0,649$; *Ей Джей* $= 25^\circ - KPI'' = 0,608$.

Крім того, для двох довільних напрямків прийому, розташованих симетрично по відношенню до площини променів, елементарні доплерівські сигнали знаходяться в проти-іофазі [16]. Саме ця обставина призводить до того, що при прийомі випромінювання всередині

діафрагм з віссю симетрії, розташованої в площині променів, результуючий доплерівський сигнал завжди дорівнює нулю за рахунок того, що коефіцієнт узгодження фаз дорівнює нулю.

У деяких випадках, наприклад, при вимірюванні швидкості оптично активних рідких середовищ застосовують схеми ЛДА з кругово-поляризованими зондувальними пучками. Вивчення таких схем показує, що при заданих параметрах частинок, що розсіюються, а також при лінійних поляризаціях існує сильна залежність ступеня поляризації і узгодження фаз сигналів від напрямку прийому розсіяного випромінювання. Деякі результати розрахунків Параметри доплерівського сигналу для випадків, коли два зондуючих пучка мають правосторонню кругову поляризацію, або один пучок має правокільцеву поляризацію, а інший - ліво-кругову, зведені в таблицю 1. 3.1 і 3.2. Кут між зондом-

Таблиця 3.1

i .	Київський політехнічний інститут	*Ай	Див.	V
5°	0,826	0,887	0,999	0,732
10°	0,346	0,878	0,599	0,182
14°	0,602	0,966	0,308	0,179
25°	0,972	0,837	0,481	0,391

Таблиця 3.2

$i/$	К'пі	Кай	Див.	V
5°	0,450	0,887	0,634	0,253
10°	0,888	0,878	0,424	0,331
14°	0,541	0,866	0,608	0,317
25°	0,746	0,837	0,334	0,207

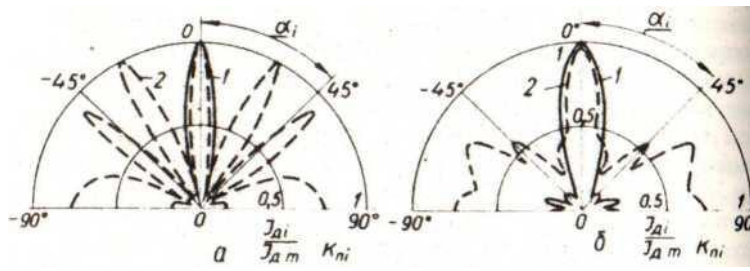


Рис. 3.7. Залежності:
 $I_{\text{Допл}}^{\text{Допл}} = fI W$; 2 - K'' , $-fZ$ (Of) для $y = 30^\circ$, $q = 0,81$; $m = 1,59 - i 0,0$; а в площині OYZ , b в площині, перпендикулярній OYZ і під кутом 30° до осі OZ

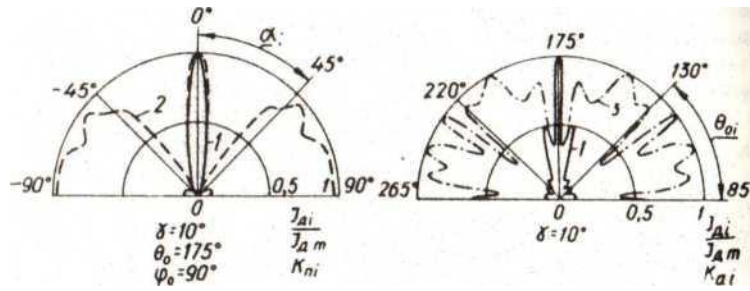


Рис. 3.8. Залежності:
 $2\text{дiПдщ} - \bar{f}i(a_i)$ і $Kjg = /c(3)$ в
 Літак ОЙЗ для $y = 10^\circ$; $q = Y$ літаку ОКС для $\gamma = 10^\circ$; $= 9,81$; $T = 1,59 - i 0,0$

Рис. 3.9. Обмежень:
 $\sim FI (@0i)^i \sim FI (So)$
 $q = 9,81$; $T = 1,59 - i 0,0$

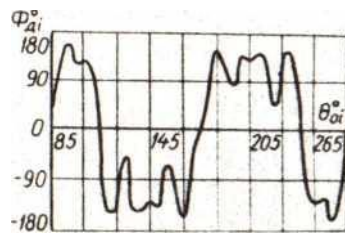


Рис. 3.10. Зависимость фазы доплеровского сигнала от угла θ_{0i} в плоскости OYZ для $\gamma = 10^\circ$; $q = 9,81$; $m = 1,59 - i 0,0$

щівка приймальної зони, де $/G_{a1} < 0,5$ ($a_1 = 5^\circ$). Фаза доплерівського сигналу залежить від напрямку прийому і $/G(0 < \theta_{0i})$ (рис. 3.10) складна [40], і в областях прийому θ_{0i} , розташованих поблизу оптичної осі і $\theta_{0i} = 175^\circ$, а також в напрямках $\theta_{0i} (= 85^\circ, 115^\circ, 235^\circ$ і $< 265^\circ$) спостерігається значна зміна фази при відносно невеликих кроках кута $\Delta\theta_{0i}$, тобто для цих ділянок θ_{0i} існує низький ступінь фазової когерентності.

Представлені результати показують, що для розглянутої схеми LDA залежності доплерівського сигналу, коефіцієнтів поляризації K_{nj} і амплітуди $/G$ і узгодження напрямку спостереження мають симетричний вигляд що до двохплощин OYZ і OYZ . Фазова симетрія спостерігається тільки відносно площини OXC .

На малюнках 3.11 і 3.12 показані результати комп'ютерних розрахунків доплерівського сигналу f_{Df} , коефіцієнти поляризації K_{nj} і узгодження

амплітуд, а також фази доплерівського сигналу F_d . Під різними кутами α , $\alpha = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ і 25° . Розташована оптична вісь приймальної оптики напрям $OO = 175^\circ, \alpha_0 = 90^\circ$. Для розглянутих напрямків прийому спостерігається високий ступінь амплітудної координації змішаних хвиль:

— 0,675 за $\alpha = 5^\circ$
 - 0,840 для $\alpha = 10^\circ$, $S_{ai} = 0,965$ для $\alpha = 14^\circ$, і $A_{ai} = 0,867$ для $\alpha = 25^\circ$.

Коефіцієнт узгодження амплітуди має мінімальне значення при прийомі випромінювання в космічній області, розташованій поблизу площини ОКС ($\alpha = 0$). Поляризаційне узгодження розсіяного випромінювання, отриманого в просторовій області, обмеженій напрямками спостережень $45^\circ < \alpha < 135^\circ$ і $225^\circ < \alpha < 315^\circ$ значно погіршується зі збільшенням кута α : $k_{pa} = 0,856$ для $\alpha = 5^\circ$, $S_{pi} = 0,526$ для $\alpha = 10^\circ$, $S_{pi} = 0,301$ для $\alpha = 14^\circ$. Це призводить до того, що характер залежності доплерівського символу. Залежність амплітуди доплерівського сигналу $F_d = f(\alpha)$ для $\alpha = 10^\circ$ і 14° має чотирилопатову форму з максимумами, що спостерігаються в напрямках $\alpha = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$, а для $\alpha = 25^\circ$ - це дволопатовий вид з максимумами в напрямках $\alpha = 0^\circ$ і 180° і мінімумами в напрямках $\alpha = 90^\circ$ і 270° . Аналогічний характер залежностей спостерігається і для $S_w = S_z(\alpha)$. Низька ступінь поляризації, а також узгодження фаз змішаних хвиль (рис. 3.12) призводять до того, що на виході фотоприймача формується сигнал з малим значенням коефіцієнта глибини фотоелектричної модуляції.

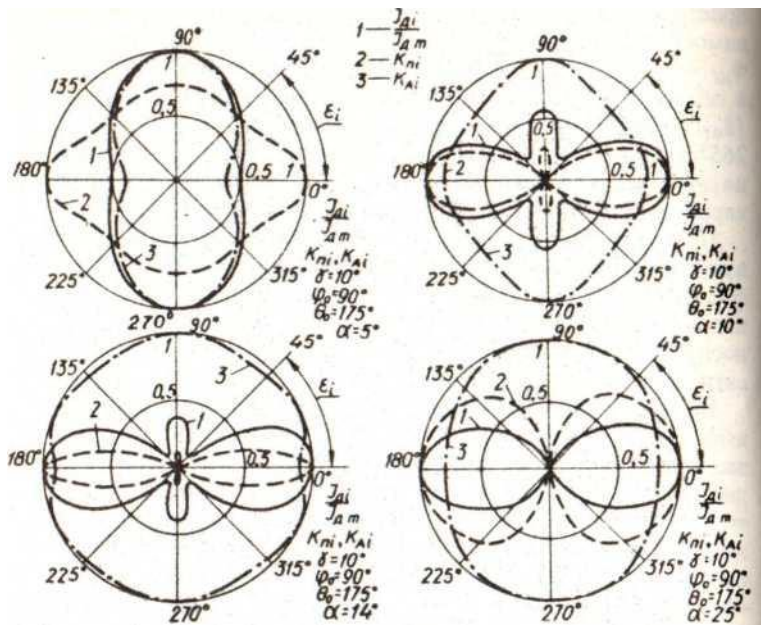


Рис. 3.11. Залежності:
 $\blacksquare W_{Avn} = f(\epsilon_i)$; $K_{sch} = /j(\epsilon_i)$ і $k_{pi} = /z("i")$ ДЛЯ $\delta = 10^\circ$; $q = 9,81$; $m = -i$
 $0,0$; $"A) = 90^\circ$; $\theta_0 = 175^\circ$ і різні значення $a = 5, 10, 14$ і 25°

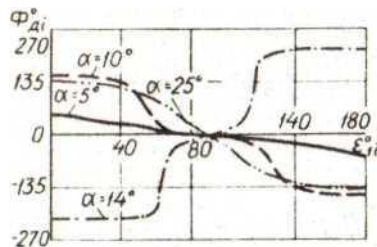


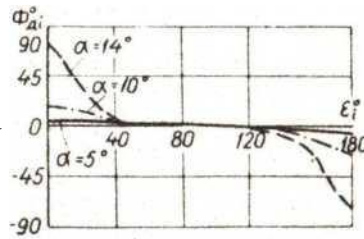
Рис. 3.12. Фазова залежність доплерівського сигналу $F_d = (E_0)$

для $\delta = 10^\circ$; $q = 9,81$; $t = 1,59 - i 0,0$; $\nu_0 = 175^\circ$, $\theta_0 = 90^\circ$ і

різні значення струму, що ускладнює ізоляцію доплерівського сигналу від перешкод. Наприклад, для $\alpha = 5^\circ - K_f = 0,912$; $V = 0,527$; $\alpha = 10^\circ - K_f = 0,293$; $V = 0,129$; $\alpha = 14^\circ - K_f = 0,433$; $V = 0,126$. Аналіз показує, що оскільки в розглянутій схемі є напрямки спостережень, для яких змішані розсіяні хвилі мають взаємно ортогональні стани поляризації ($= 0$), то доцільно отримувати розсіяне випромінювання в просторовій області, обмеженій напрямком спостереження $- 20^\circ < \epsilon / < 20^\circ$ і $- 160^\circ < \epsilon, - < 160^\circ$. Крім того, відносно високий ступінь фазової координації елементарних доплерівських сигналів спостерігається і в цих напрямках прийому (при $a = \text{const}$) (рис. 3.12).

$\hat{n}l^{\wedge}wn = L(Q)$. $\hat{a}i \sim faf^{ei}$ $i^{\wedge}w =$
 $/e(5)$ FOR $7 = 2^{\circ}22$; $q = 9,81$; $m =$
 $1,59 - i 0,0$; $00 = 178^{\circ}49'$; $f_0 = 90^{\circ}$ і
 різні α коливання $\alpha = 1,5^{\circ}, 10^{\circ}$ і 14°

Рис. 3.14. Фазова залежність
 доплерівського сигналу $Fsch - fa$
 $(\epsilon,)$ для $7 = 2^{\circ}22$; $q = 9,81$; $t = 1,59 - I$
 $0,0$, $00 = 178^{\circ}45'$; $f_0 = 90^{\circ}$ і різні
 значення α



3.13 і 3.14 показані

залежності $JailJam = f_1(\epsilon)$, $K_{\alpha i} = f_2(\epsilon)$, $K_{AI} - fa(\epsilon)$ і $\Phi_{\alpha} (= FA(\epsilon))$ для схеми LDA з кутом між зондуючими пучками $\gamma = 2^{\circ}22$ при різних значеннях α , $1^{\circ}, 5^{\circ}, 10^{\circ}$ і 14° . Вісь симетрії приймальної оптики розташовується в напрямку $00 = 178^{\circ}49'$, $f_0 = 90^{\circ}$, тобто збігається з оптичною віссю схеми OZ. Для даної схеми LDA, як і для схеми $7 = 10^{\circ}$, спостерігається відносно високий ступінь узгодження амплітуди розсіяних хвиль. Зі зменшенням кута 7 збільшується ступінь узгодження поляризації змішаних хвиль. Крім того, зміна фази доплерівського сигналу в залежності від напрямку спостереження розсіяного випромінювання проявляється вже в меншій мірі. Так,

для схеми JADA з $7 = 2^{\circ}22$ і, коли в якості світлорозсіювальних частинок використовуються полістирольні сфери DR — $I F$, мкм ($t = 1,59 - i 0,0$), в області просторового прийому, обмеженої напрямком спостереження $50^{\circ} < \epsilon < 130^{\circ}$ спостерігається високий ступінь фазової координації елементарних доплерівських сигналів, показано, що величина доплерівського сигналу значною мірою визначається поляризаційним узгодженням змішаних розсіяних хвиль, що слід враховувати при практичній реалізації однокомпонентної [16], багатокомпонентної [16] та компенсаційної схем LDA [10]. Наприклад, у схемі LDA з кутом між зондувальними пучками $7 = 10^{\circ}$ доцільно отримувати розсіяне випромінювання таким чином: у площині променів — з кутовою апертурою до 50° , а в площині, перпендикулярній до неї, — з кутовою апертурою не більше 10° . При малих кутах між зондувальними променями при $\gamma < 2,5^{\circ}$ можна рекомендувати приймати випромінювання в кутовій апертурі до 30° в межах круглого отвору.

Слід зазначити, що якщо зонduючі пучки мають лінійні взаємно ортогональні стани поляризації, то існують напрямки спостережень, для яких доплерівський сигнал і відношення сигнал/шум мають той же порядок, що і для координованих поляризацій зонduючих пучків [19]. Наприклад, на рис. На малюнку 3.15 представлений результат розрахунку $J_{\text{LDA}} - f_i^{(H_i)}$. $A_{\text{ai}} \sim f_i (f_i)$, $K_{\text{ci}} = /w (s'')$ Для схеми LDA з $\theta = 10^\circ$ і $\phi = 90^\circ$ при отриманні зворотного розсіяного випромінювання в напрямку $\theta = 175^\circ$, $\phi = 90^\circ$ і $\psi = 10^\circ$ у разі

Існує частинка з параметрами $q = 9,81$, $t = 1,59$ і $i = 0,0$. Коефіцієнт узгодження поляризації дорівнює нулю тільки тоді, коли випромінювання надходить в просторову область, розташовану поблизу площини променів. В інших напрямках, особливо в приймальній області, обмеженій кутами $45^\circ < \epsilon < 135^\circ$ і $215^\circ < \epsilon < 315^\circ$, спостерігається відносно високої.

Для різних ракурсів і інтегральний коефіцієнт поляризаційного узгодження приймає наступні значення: При цьому, $\theta = 5^\circ - K''' = 0,257$; $\theta = 10^\circ - KPI = 0,621$; $\theta = 14^\circ - KPI \sim 0,649$; $\theta = 25^\circ - KPI'' = 0,608$. Для схеми, що розглядається.) Залежність від LDA $\sim f_i (\langle / \rangle) K_{\text{ai}} = f_i (e_i) K_{\text{ni}} \sim$

$- /z (\epsilon)$ симетричні відносно площини променів (OKC). Крім того, для двох довільних напрямків прийому, розташованих симетрично по відношенню до площини променів, елементарні доплерівські сигнали знаходяться в протифазі [15]. Саме ця обставина призводить до того, що при прийомі випромінювання всередині діафрагми з віссю симетрії, розташованої в площині променів, результуючий доплерівський сигнал завжди дорівнює нулю за рахунок того, що коефіцієнт узгодження фаз дорівнює нулю.

У деяких випадках, наприклад, при вимірюванні швидкості оптично активних рідких середовищ застосовують схеми LDA з кругово-поляризованими зондувальними пучками. Вивчення таких схем показує, що при заданих параметрах частинок, що розсіюються, а також при лінійних поляризаціях існує сильна залежність ступеня поляризації і узгодження фаз сигналів від напрямку прийому розсіяного випромінювання. Деякі результати

розрахунків параметри доплерівського сигналу для випадків, коли два зондуючих пучка мають правосторонню кругову поляризацію, або один пучок має правокільцеву поляризацію, а інший - ліво-кругову, зведені в таблицю 1. 3.1 і 3.2. Кут між зондом-

Таблиця 3.1

i	Київський політехнічний інститут	*Ай	Див.	V
5°	0,826	0,887	0,999	0,732
10°	0,346	0,878	0,599	0,182
14°	0,602	0,966	0,308	0,179
25°	0,972	0,837	0,481	0,391

Таблиця 3.2

$i/$	К'пі	Кай	Див.	V
5°	0,450	0,887	0,634	0,253
10°	0,888	0,878	0,424	0,331
14°	0,541	0,866	0,608	0,317
25°	0,746	0,837	0,334	0,207

Для схеми JADA з $\gamma = 2^\circ$ 22і, коли в якості світлорозсіювальних частинок використовуються полістирольні сфери DR — $1 F$, мкм ($t = 1,59 - i 0,0$), в області просторового прийому, обмеженої напрямком спостереження $50^\circ < \theta < 130^\circ$ спостерігається високий ступінь фазової координації елементарних доплерівських сигналів, показано, що величина доплерівського сигналу значною мірою визначається поляризаційним узгодженням змішаних розсіяних хвиль, що слід враховувати при практичній реалізації однокомпонентної [23], багатокомпонентної [22] та компенсаційної схем LDA [22]. Наприклад, у схемі LDA з кутом між зондувальними пучками $\gamma = 10^\circ$ доцільно отримувати розсіяне випромінювання таким чином: у площині променів — з кутовою апертурою до 50° , а в площині, перпендикулярній до неї, — з кутовою апертурою не більше 10° . При малих кутах між зондувальними променями при $\gamma < 2,5^\circ$ можна рекомендувати приймати випромінювання в кутовій апертурі до 30° в межах круглого отвору.

Слід зазначити, що якщо зондуючі пучки мають лінійні

взаємно ортогональні стани поляризації, то існують напрямки спостережень, для яких доплерівський сигнал і відношення сигнал/шум мають той же порядок, що і для координованих поляризацій зондуючих пучків [19]. Наприклад, на рис. На малюнку 3.15 представлений результат розрахунку $JailJam - f_i^{(Hi)}$. $A'_{ai} \sim f_i (fi)$, $K_{\psi i} = /w (s'')$ Для схеми LDA з $\theta = 10^\circ$ і $\phi = 90^\circ$ при отриманні зворотного розсіяного випромінювання в напрямку $\theta = 175^\circ$, $\phi = 90^\circ$ і $\psi = 10^\circ$ у разі

Існує частинка з параметрами $q = 9,81$, $t = 1,59$ і $i = 0,0$. Коефіцієнт узгодження поляризації дорівнює нулю тільки тоді, коли випромінювання надходить в просторову область, розташовану поблизу площини променів. В інших напрямках, особливо в приймальній області, обмеженій кутами $45^\circ < \epsilon, \ll 135^\circ$ і $215^\circ < \epsilon < 315^\circ$, спостерігається відносно високої 74

Для різних ракурсів i інтегральний коефіцієнт поляризаційного узгодження приймає наступні значення: При цьому, $\theta = 5^\circ - K'''' = 0,257$; $\theta = 10^\circ - KPI = 0,621$; $\theta = 14^\circ - \text{Л пі} \sim 0,649$; $\theta = 25^\circ - KPI'' = 0,608$. Для схеми, що розглядається.) Залежність від LDA $\sim f_i («/») Kai = f_i (e^i) i Kni \sim$

- /з (ϵ) симетричні відносно площини променів (OKC). Крім того, для двох довільних напрямків прийому, розташованих симетрично по відношенню до площини променів, елементарні доплерівські сигнали знаходяться в проти-іофазі [56]. Саме ця обставина призводить до того, що при прийомі випромінювання всередині діафрагм з віссю симетрії, розташованої в площині променів, результуючий доплерівський сигнал завжди дорівнює нулю за рахунок того, що коефіцієнт узгодження фаз дорівнює нулю.

У деяких випадках, наприклад, при вимірюванні швидкості оптично активних рідких середовищ застосовують схеми LDA з кругово-поляризованими зондувальними пучками. Вивчення таких схем показує, що при заданих параметрах частинок, що розсіюються, а також при лінійних

поляризаціях існує сильна залежність ступеня поляризації і узгодження фаз сигналів від напрямку прийому розсіяного випромінювання. Параметри доплерівського сигналу для випадків, коли два зондуючих пучка мають правосторонню кругову поляризацію, або один пучок має правокільцеву поляризацію, а інший - ліво-кругову, зведені в таблицю 1. 3.1 і 3.2. Кут між зондом-

Таблиця 3.1

i .	Київський політехнічний інститут	*Ай	Див.	V
5°	0,826	0,887	0,999	0,732
10°	0,346	0,878	0,599	0,182
14°	0,602	0,966	0,308	0,179
25°	0,972	0,837	0,481	0,391

Таблиця 3.2

$i/$	К'пі	Кай	Див.	V
5°	0,450	0,887	0,634	0,253
10°	0,888	0,878	0,424	0,331
14°	0,541	0,866	0,608	0,317
25°	0,746	0,837	0,334	0,207

РОЗДІЛ 4.

ВИБІР ТА ОБГРУНТУВАННЯ СТРУКТУРНОЇ СХЕМИ ЛДАГШ

Найбільш близьким технічним рішенням є ЛДА(2), що складається з оптично узгоджених лазера, випромінюючого на довжинах хвиль λ_1, λ_2 , блока формування паралельних пучків, який включає двоххвильовий розщеплювач, пристрій зсуву частоти, з підключенням до генератора високої частоти, дзеркало, оптичного пристрою часових затримок, який включає три

лінії затримок, причому, одна встановлена на шляху одного з зондуючих пучків, а дві інші на шляху розсіяння пучків відповідно на довжинах хвиль λ_1, λ_2 , а також фазорегулятора з блоком живлення на шляху одного із зондуючих пучків, двох селективних дзеркал відповідно на довжинах хвиль λ_1, λ_2 ; датчика,

який включає фокусує об'єктив; а також приймального блока, який включає фотоприймач та вимірювач доплерівської частоти.

Це досягається шляхом формування доплерівських сигналів в протифазі від розсіяних пучків на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , а також при застосуванні двоканальної схеми прийому розсіяного вимірювання, відповідно на довжині хвилі λ_1 і λ_2 .

Поставлена задача вирішується тим, що в двоххвильовому лазерному доплерівському анемометрі, що складається з оптично узгоджених лазера, випромінюючого на довжинах хвиль

λ_1 і λ_2 , блока формування паралельних пучків, який включає двоххвильовий розщеплювач, блок зсуву частоти з генератором високої частоти, дзеркало: оптичного блока часових затримок, який включає три лінії затримок, причому, одна встановлена на шляху одного із зондуєчих пучків, а дві інші на шляху розсіяних пучків відповідно на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 , а також фазорегулятор з блоком живлення на шляху одного із розсіяних пучків, два селективні

дзеркала відповідно на довжинах хвиль λ_1 і λ_2 ; датчика, який включає фокусує об'єктив; а також вимірювального блока, який включає фотоприймач і вимірювач доплерівської частоти, причому два селективні дзеркала оптично узгоджені з першими третім входом вимірювального блока, а вихід другої і третьої лінії затримки з другим і четвертим входом вимірювального блока,

крім того, кута α , міжрозсіяними пучками, що приймаються, на довжині хвилі λ_2 , пов'язаний з

кутом U між зондуєчими пучками, що перетинають в зоні виміру, та кута β , між розсіяними пучками, що приймаються, на довжині хвилі λ_1 , наступним співвідношенням:

$$\alpha_2 = 2 \cdot \arcsin \left[\frac{\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \sin \alpha_1}{2} + \frac{\left(\frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1} \right) \sin \gamma}{2} \right],$$

додатково встановлені, смуговий світлофільтр на вході двохвильового розщеплювача, n і вхвильова пластина на шляху одного з розсіяних пучків, апертурна діафрагма з шістьма отворами, два селективні складові змішувачі на довжинах хвиль λ_1, λ_2 , дві діафрагми з двома

отворами, два інтерференційних світлофільтри, один на довжині хвилі λ_1 , а інший λ_2 ,

фотоприймач, диференціальний підсилювач, причому селективний змішувач на λ_1 , діафрагма з

двома отворами і інтерференційний світлофільтр на λ_1 , встановлені перед першим

фотоприймачем, а селективний змішувач на λ_2 , інтерференційний світлофільтр на λ_2 , встановлені перед другим фотоприймачем, виходить двох фотоприймачів через

Розсіяний пучок, після віддзеркалення від селективного дзеркала на довжині хвилі λ_2 , проходить пів хвильову пластину та спрямовується на перший вхід селективного змішувача

на довжині хвилі λ_2 . Розсіяний пучок, після проходження лінії затримки, спрямовується на другий вхід цього змішувача. Час затримки пучка вибирається таким, щоб при оптичному змішуванні пучків, модуль комплексної міри часової когерентності $I_{1,2} > I_1$. З виходу змішувача розсіяні пучки спрямовуються через діафрагму та інтерференційний світлофільтр на певній довжині хвилі, далі на вхід фотоприймача, на вході якого формується корисний доплерівський сигнал.

Де кут між розсіяними пучками, а сигнали перешкоди автоматично пригнічуються через прояв ефектів когерентності.

Вихідні доплерівські сигнали(1)та(2)мають однакові частоти, якщо геометрія зондування і прийому розсіяного випромінювання виконана відповідно до умови а також, однакові фази при відповідному налаштуванні фази за допомогою фазорегулятора ,в тому випадку якщо відсутня пів хвильова фаза пластини . Якщо півхвильова пластини встановлена, то доплерівські сигнали (1) і (2) знаходяться в протифазі. Ці сигнали з виходів фотоприймачів подаються на вхід диференціального підсилювача , на вході якого спостерігається пригнічення низькочастотної складової сигналів фотоприймачів,а

корисний доплерівський сигнал подається на вимірювач доплерівської частоти ,який

видає інформацію про модуль із проекції швидкості .
 На фіг. 1 представлена блок-схема ЛДВШ для виміру високошвидкісних потоків; на фіг. 2 блок-схема ЛДВШ для виміру малих швидкостей; на фіг. 3 і 4 - геометрія зондуючих і розсіяних пучків відповідно для ЛДВШ фіг. 1 і фіг. 2; на фіг. 5 блок-схема волоконно-оптичного ЛДВШ. ЛДВШ (фіг. 1, 2, 5) включає: лазер 1 в одномодовому режимі, випромінюючий лінійно поляризований пучок на довжині хвилі 35 40 що важливо при вимірі малих швидкостей. При вимірі швидкостей у важкодоступних зонах використовується варіант ЛДВШ (фіг. 5) з використанням волоконно-оптичного пристрою тимчасових затримок 39, який складається з чотирьох світлопроводів 40, 41, 42, 43. На фіг. 5 представлена схема ЛДВШ, яка працює в режимі максимальної чутливості (8). Для переходу в режим мінімальної чутливості (4) необхідно на вході датчик $\lambda \sin(\theta) \cos(\theta)$,
 $= \lambda \sin(\theta) \cos(\theta)$
 $\alpha - \gamma \alpha + \gamma 1 4 4$ Схема (фіг. 2) має високу чутливість $\lambda \cos(\theta) \sin(\theta) V_x$. $\alpha - \gamma \alpha + \gamma \pi (7) 8 + M \Omega = 1 \omega = 1 \omega = 1 \omega'' '4'' K = 4' K \rho \rho K'4 V$, (6) $s + M \Omega = K'2)V - (K'1 + M \Omega = K' s62)V - (K' s51 + K' 05)V - (K' 06 + M \Omega = 51$
 $'\omega - 62 '\omega = 1 \omega ' \rho \rho \rho \rho \rho \rho \rho \rho \rho \rho \rho K'' 4 V$, (5) $s s 30 + M \Omega = K'2)V - (K''1$

випромінювання 28, після проходження діафрагми 25 і лінії затримки 30. Розсіяний пучок 27 рм перетворюється чвертьхвильовою пластиною 16 в горизонтально поляризований пучок. Пучки 6' і 6", спрямовуються лінзою 18 на вхід поляризаційної призми Волластона 19, на виході якої ці пучки просторово поєднуються, утворюючи пучок 6, який після віддзеркалення від дзеркала 20 і проходження по лінії затримки 23 і отвору діафрагми 24, прямує на вхід об'єктиву 25. Другий пучок 5 прямує на вхід фазорегулятора 21, підключеного до блока живлення 22. За допомогою фазорегулятора можливо регулювати фазове зміщення між пучками 5' і 5", що мають лінійні взаємно ортогональні поляризації. Фазорегулятор може бути виконаний, наприклад, з електрооптичного кристала, в цьому випадку різниця фаз між пучками на виході 21 лінійно залежить від напруги, що подається на кристал 14 від блока живлення 22. Паралельні і симетричні відносно оптичної осі схеми OZ пучки 5 і 6 фокусуються об'єктивом $\Omega_0 + \omega_0$ - частота випромінювання лазера) перетворюється чвертьхвильовою пластиною 17 у вертикально поляризований пучок, а пучок 6", що має частоту ω_m , ($\Omega_0 + \omega_m$ в квадратурі, від генератора 15. Далі пучок 6' що має частоту $\Omega_{13} = 45^\circ$ також перетвориться в правоциркулярно поляризований пучок. Ці пучки 6' і 6" проходять електрооптичний кристал 14, на дві пари граней якого подається півхвильова напруга на частоті $\alpha_{12} = 135^\circ$ перетвориться в правоциркулярно поляризований пучок. Другий пучок 6" після проходження чвертьхвильової пластини 13 з азимутом швидкої осі $\alpha_{10} = 90^\circ$, тому на виході її формуються два пучки 6' і 6", які відповідно мають вертикальну і горизонтальну поляризацію. Пучок 6' після проходження чвертьхвильової пластини 12, з азимутом $\alpha_8 = 0^\circ$. Цей пучок ділиться світлоділником 4 на два пучки 5" і 6" рівної інтенсивності. Оскільки пучки 5' і 5", а також 6" і 6" просторово поєднані, то результуючі пучки 5 і 6 є суперпозицією двох пучків з взаємно ортогональною лінійною поляризацією. Пучок 6 прямує на вхід поляризаційної призми Волластона 10 з азимутом $\alpha_2 = 90^\circ$ і далі ділиться

світлоділником 4 на два пучки 5' і 6' рівної інтенсивності. Другий одномодовий лазер 7 випромінює лінійно поляризований пучок 8, який за допомогою півхвильової пластини 9 перетвориться в горизонтально поляризований пучок з азимутом α_1 в одномодовому режимі, випромінює лінійно поляризований пучок 2. За допомогою півхвильової пластини 3 цей пучок 2 перетворюється у вертикально поляризований з азимутом λ розсіяних пучків 27 і 28, дзеркала 29, лінії затримки 30, складового змішувача 31, діафрагми з двома отворами 32, інтерференційного світлофільтру 33, фотоприймача 34, вимірювача доплерівської частоти 35; блока формування двох паралельних пучків, в який входять оптичні елементи 3, 4, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 16, 17, 18, 19, 20; оптичного пристрою тимчасових затримок 39, в який входять 21, 23, 29, 30; а для схеми ЛДВШ на фіг. 5 так само одномодові світловоди 1 UA 99838 C2 5 10 15 20 25 30 35 40, 41, 42, 43; датчика 37, в який входять - 24, 25; приймального блока 38, в який входять - 31, 32, 33, 34. ЛДВШ працює таким чином. Газовий лазер 1, що працює на довжині хвилі λ 37 поміняти місцями кінці світлопроводів 42 і 43. У розробленому ЛДВШ усунені недоліки властиві прототипу і відомим приладам. У ЛДВШ забезпечується підвищення відношення сигнал/шум в два рази в порівнянні з відомими схемами. Крім того у ЛДВШ збільшується дальність дії при прийомі розсіяного назад випромінювання. ЛДВШ може використовуватися як при вимірі малих, так і надзвукових швидкостей

4.1. Режими роботи ЛДАГШ під час прийому розсіяного назад випромінювання

Аналіз результатів дослідження дозволяє відзначити наступні основні особливості розсіювання.

При певному значенні показника заломлення $t = \dots$, причому величина показника заломлення не є максимальною інтенсивністю

випромінювання, розсіяного назад при певному значенні показника заломлення $t = =$, і показник заломлення не збігається з максимальною інтенсивністю випромінювання, розсіяного назад при певному значенні показника заломлення^{t = =}

2. Максимальне зворотне розсіювання при $t = sh \text{ та} h \text{ перевищує}$ інтенсивність зворотно розсіяного випромінювання частинками $c \quad t = = 1,33$ на два і більше порядки величини для дрібних частинок і на порядок і більше для більших частинок.

4.2. Оцінка потенційної точності ЛДАГШ

Для забезпечення необхідної точності вимірювань одночасно з ЛДА застосовуються генератори однорідних мікрочастинок. Так фірма TSI Inc. випускає декілька моделей генераторів, що формують мікрочастилки нейлону, полістиролу, пустотілі скляні мікрочастилки різного діаметру. Точність вимірювання швидкості за допомогою ЛДА залежить також і від точності вимірювання частоти доплерівського сигналу [4]. В свою чергу на точність вимірювання частоти сигналу впливає відношення сигнал/завада та коефіцієнт глибини модуляції (видність) сигналу. Для підвищення ступеня узгодження розсіяних хвиль за інтенсивністю в ЛДА лазерний промінь поділяють на дві рівні частини. Але забезпечити узгодження розсіяного випромінювання за інтенсивністю таким чином не вдається. Це пояснюється тим, що мікрочастинка, яка знаходиться в вимірювальному об'ємі ЛДА, опромінюється двома лазерними променями під різними кутами і індикатриси розсіяння [5] від них не співпадають. Постановка задачі в ЛДА розсіяне мікрочастиною випромінювання збирається приймальною оптикою та перетворюється фотоприймачем в електричний сигнал, форма якого показана на рис. 1. Рис. 1. Форма доплерівського сигналу при проходженні крізь вимірювальний об'єм однієї мікрочастинки; U_d – високочастотна доплерівська складова; U_p - постійна складова сигналу Видність доплерівського сигналу визначається відношенням амплітуди змінної складової до амплітуди його постійної складової / . $V = U_d / U_p$ Для визначення

змінної та постійної складової доплерівського сигналу необхідно розрахувати інтенсивності розсіяного випромінювання від двох лазерних променів. В роботі [6], теоретично та експериментально показано, що видність доплерівського сигналу залежить від співвідношення інтенсивності розсіяних мікрочастинкою лазерних променів. Ступень узгодження розсіяного випромінювання за інтенсивністю, що приймається в межах апертурної діафрагми, характеризується коефіцієнтом, який може змінюватись від 0 до 1 [6]: $k = \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2}$, де: I_1, I_2 - інтенсивності розсіяних хвиль від першого та другого лазерного променя. Але в ЛДА диференціального типу [6] в кожному напрямку розповсюджуються дві розсіяні хвилі, що мають різну інтенсивність. Завдяки цьому значення k буде змінюватись в залежності від напрямку приймання розсіяного випромінювання. Діаметр сферичних мікрочастинок, які використовуються в ЛДА, становить 2 – 10 мкм. Тому розрахувати інтенсивність розсіяних хвиль можна за допомогою теорії розсіяння Лоренца-Мі. Для забезпечення узгодження розсіяного випромінювання за інтенсивністю пропонується визначити зони апертурної діафрагми ЛДА, в межах яких має місце низьке значення коефіцієнта амплітудного узгодження. Потім для підвищення видності доплерівського сигналу цю частину розсіяного випромінювання потрібно не пропускати до фотоприймача за допомогою фільтра, що встановлюється замість апертурної діафрагми ЛДА. Розрахунок форми фільтра Будемо вважати, що у вимірювальному об'ємі ЛДА в кожен момент часу знаходиться не більше однієї мікрочастинки (одночастинковий режим роботи ЛДА). Для розрахунку інтенсивності розсіяних хвиль використовуємо дві системи координат, які пов'язані з зондуючими променями ЛДА (рис. 2). Лінійно поляризовані лазерні промені розповсюджуються вдовж осей Oz_1 та Oz_2 . Положення апертурної діафрагми задається кутами q_0 та j_0 а напрямки, в для яких визначаються складові розсіяних хвиль в межах апертурної діафрагми, задаються кутами e та a . Приводимо дві системи координат до однієї. Для цього здійснюємо

послідовно повороти системи координат Ox_2y_2 на кути j_0 та q_0 . Потім визначаємо кути під якими розповсюджуються розсіяні хвилі, q_1j_1i та q_2i . j_2i . Після цього можна визначити складові розсіяних хвиль, які при $ri \gg 1$ дорівнюють: $(\sin \theta)_{110} j j t k i c i k r k k k i c i k i E e e k r E e E d n j q - - - =$ ISSN 0201-744X, ISSN 0321-2211 Методи і системи оптично-електронної та цифрової обробки сигналів 42 Вісник НТУУ "КПІ". Серія ПРИЛАДОБУДУВАННЯ. – 2017. – Вип. 54(2) $(\cos \theta)_{220} j j t k i c i k r k k k i c i k i E e e k r E e E d n q q - - - =$ де: $k = 1, 2$; $E_k 0$ – модулі напруженості електричного поля зондуючих променів; $(\theta)_{110}$, $E_1 q k i$ $(\theta)_{220}$ $E_2 q k i$ – модулі комплексних амплітуд розсіяних хвиль, які розраховуються по рекурентним формулам [6]; $n k$ – частоти розсіяних хвиль; θ_{110} , θ_{220} – початкові фази розсіяних хвиль які дорівнюють: $\theta_{110} = \arctg \frac{1}{1} \frac{k_i k k i i E E q q d}{Re(\dots) Im(\dots)}$ $\theta_{220} = \arctg \frac{2}{2} \frac{k_i k k i i E E q q d}{Re(\dots) Im(\dots)}$ Рис. 2. Системи координат, в яких визначаються складові розсіяних хвиль В результаті перетворення систем координат, що пов'язані із зондуючими променями, електричні вектори розсіяних хвиль E_j , E_q , E_j та E_q знаходяться в одній площині але розвернути відносно один одного на деякий кут. Для подальших розрахунків необхідно привести складові другої розсіяної хвилі до першої за допомогою матриці: $\begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} \end{pmatrix}$ Були визначені елементи матриці приведення: $b_{11} = c_1 a + c_2 a + c_3 a$, $b_{12} = c_1 a + c_2 a + c_3 a$, $b_{13} = c_1 a + c_2 a + c_3 a$ де: $\cos \theta_{110} = q_2 j_2 a \cos \theta_{220}$, $\sin \theta_{110} = c_1 x + c_2 g x + c_3 g x \sin \theta_{220}$, $\cos \theta_{220} = q_2 j_2 a \sin \theta_{110}$, $\sin \theta_{220} = -c_1 x + c_2 g x + c_3 g \sin \theta_{110}$, $b_{21} = -q_2 a \sin \theta_{110} \cos \theta_{220}$, $b_{22} = j_2 a \sin \theta_{110} \cos \theta_{220}$, $b_{23} = -c_1 g + c_2 g \sin \theta_{110}$, $b_{31} = -q_2 a \sin \theta_{110} \cos \theta_{220}$, $b_{32} = j_2 a \sin \theta_{110} \cos \theta_{220}$, $b_{33} = -c_1 x \sin \theta_{110}$, $b_{34} = -c_1 g$ де: $\cos \theta_{110} = q_1 j_1 c \sin \theta_{220}$, $\sin \theta_{110} = -j_1 c \sin \theta_{220}$, $\cos \theta_{220} = q_1 j_1 c \cos \theta_{110}$, $\sin \theta_{220} = -q_1 c \sin \theta_{110}$ Після цього можна визначити коефіцієнт амплітудного узгодження розсіяних хвиль у випадку приймання розсіяного випромінювання в межах кутової апертури Da [7]: $\frac{2}{Da} \int_{s_{1i}}^{s_{3i}} I_{s_{1i}} + I_{s_{3i}} ds = E_j + E_q$ де: $I_{s_{1i}}$, $I_{s_{3i}}$ – модулі напруженості електричного поля зондуючих променів; E_j , E_q – модулі комплексних амплітуд розсіяних хвиль, які розраховуються по рекурентним формулам [6]; $n k$ – частоти розсіяних хвиль; θ_{110} , θ_{220} – початкові фази розсіяних хвиль які дорівнюють: $\theta_{110} = \arctg \frac{1}{1} \frac{k_i k k i i E E q q d}{Re(\dots) Im(\dots)}$ $\theta_{220} = \arctg \frac{2}{2} \frac{k_i k k i i E E q q d}{Re(\dots) Im(\dots)}$

інтенсивність розсіяних хвиль при прийомі їх в кутовій апертурі $\Delta\alpha$ в межах якої можна вважати, що вони не змінюються. Розрахунки показали, що для мікрочастинок діаметром $1 - 10 \text{ мкм}$ $\Delta\alpha$ можна прийняти рівним $7\phi 30^2$. Для визначення форми фільтра була написана програма (числове вирішення задачі розсіяння Лоренца-Мі можливо тільки за допомогою ЕОМ). За допомогою цієї програми можна розрахувати складові розсіяних хвиль, а також значення a_i k та видності доплерівського сигналу V . Розрахунки форми фільтра для конкретної схеми диференційного ЛДА можна проводити встановлюючи обмеження на ступінь узгодження розсіяних хвиль за інтенсивністю. В якості прикладу на рис. 3 представлені форми фільтрів, що розраховані за допомогою написаної програми для однокомпонентних ЛДА типу Power Sight TR-SS-1D-561[2] (рис. 3а) та LDV-Profile Sensor [3] (рис. 3б). Форма фільтрів розрахована за умови, що на фотоприймач направляються тільки ті розсіяні хвилі, для яких забезпечується значення коефіцієнту узгодження за інтенсивністю $\approx 0,3$ a_i k . Розрахунки показали, якщо прийом розсіяного випромінювання здійснюється в повній кутовій апертурі, то видність доплерівського сигналу буде дорівнювати $V = 0,04$ для ЛДА [2] та $V = 0,45$ для ЛДА [3], що не дозволяє точно виміряти частоту сигналу із-за впливу завад. Якщо встановити фільтри, форма яких показана на рис. 3, то коефіцієнт глибини модуляції збільшується до $V = 0,3$ для ЛДА [2] та $V = 0,76$ для ЛДА [3]. При цьому зростає коефіцієнт узгодження розсіяного випромінювання за ISSN 0201-744X, ISSN 0321-2211 Методи і системи оптично-електронної та цифрової обробки сигналів 43 інтенсивністю відповідно $z = 0,35$ a k для [2] та $= 0,58$ a k для [3], коли апертурна діафрагма повністю відкрита, до $= 0,80$ a k для [2] та $= 0,83$ a k для [3] при використанні фільтрів. а б Рис. 3. Форми фільтрів, що розраховані за умови забезпечення коефіцієнта узгодження за інтенсивністю $\approx 0,3$ a_i k ; а – фільтр для ЛДА типу Power Sight TR-SS-1D-561 (розсіяння на мікрочастиці оливи $d = 7 \text{ мкм}$); б – фільтр для ЛДА типу LDV-Profile Sensor (розсіяння на мікрочастиці оливи $d = 3 \text{ мкм}$)

Висновки Таким чином можна вважати доцільним розрахувати

фільтр в залежності від умов проведення вимірювань, параметрів ЛДА та характеристик мікрочастинок. Це дозволить підвищити коефіцієнт глибини модуляції доплерівського сигналу та точність вимірювання швидкості потоку. Але в ЛДА диференціального типу в кожному напрямку розповсюджуються дві розсіяні хвилі, що відрізняються не тільки за інтенсивністю але і за станом поляризації. Тому в подальшій роботі пропонується дослідити вплив стану поляризації розсіяного випромінювання на сигнал ЛДА.

4.3. Висновки

Збільшення глибини модуляції сигналу лазерного доплерівського анемометра шляхом узгодження інтенсивності розсіяних хвиль.

Лазерні доплерівські анемометри (LDA) використовуються для вимірювання швидкості дозвукових і надзвукових аеродинамічних потоків при дослідженні нових типів літальних апаратів та інших областях. Для зменшення похибки ЛДА, яка викликана невідповідністю швидкості мікрочастинки і швидкості потоку, в потік вводять мікрочастинки заданого розміру. Точність вимірювання LDA також становить Точність вимірювання LDA також істотно залежить від співвідношення сигнал/шум і глибини модуляції доплерівського сигналу.

На відношення сигнал/шум впливає відношення інтенсивності хвиль, що розсіюються мікрочастинами від двох лазерних променів. З метою забезпечення високого ступеня сталості інтенсивності розсіяних хвиль пропонується замість апертурної діафрагми використовувати фільтр. За допомогою фільтра розсіяні хвилі з низькою інтенсивністю узгодження не можуть пройти до фотоприймача. Для оп Розсіяні хвилі з низькою інтенсивністю. Для визначення форми фільтра розроблена програма, що дозволяє розрахувати складові розсіяних хвиль, коефіцієнт їх амплітудного узгодження і видимість сигналу за теорією Лоренца-Мі. Як приклад

розраховані форми фільтрів для LDA виробництва TSI Inc. (США) і Intelligent Laser Application GmbH (Німеччина). Амплітудний фільтр бажано встановити замість апертурної діафрагми в LDA. Це збільшить коефіцієнт глибини модуляції доплерівського сигналу та точність виміру швидкості потоку.

РОЗДІЛ 5.

ВИСНОВКИ.ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Поставлена задача досягається тим, що в лазерному доплерівському вимірювачі швидкості, що складається з оптично узгоджених лазера, блока формування двох паралельних лазерних пучків, який включає світлодільник і дзеркало; оптичного пристрою створення тимчасових затримок зондуючого і одного з розсіяних пучків; датчика, який включає фокусує об'єктив і діафрагму з чотирма отворами, а також приймального блока, що включає складовий змішувач, діафрагму з двома отворами, інтерференційний світлофільтр, фотоприймач, вихід якого підключений до вимірювача доплерівської частоти, додатково введені другий лазер, дві півхвильові пластини, оптичний фазорегулятор з блоком живлення, а також електрооптичний пристрій, що складається з оптично узгоджених і послідовно встановлених першої призми Волластона, лінзи, двох чвертьхвильових пластин, електрооптичного кристала, на який подається півхвильова напруга від квадратурного генератора високої частоти, двох чвертьхвильових пластин, лінзи і другої призми Волластона, причому в блоці формування пучків встановлено дві півхвильові пластини на входах світлодільника, а також електрооптичний пристрій на шляху одного з сформованих пучків; фазорегулятор, встановлений на шляху одного із зондуєчих пучків оптичного пристрою створення тимчасових затримок, крім того другий лазер оптично узгоджений з другим входом світлодільника блока формування пучків.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ

1. Зуєв В. Є. Поширення видимих та інфрачервоних хвиль в атмосфері. - М.: Сов. Радіо, 1970. - 496 с. (російською мовою).
2. Лазерні доплерівські швидкоміри / Ю. Г. Василенко, Ю. М. Дубніщев, В. П. Коронкевич та ін.; Ю. Є. Ностеріхі на. - Новосибірськ: Наука, 1975. - 162 с. :іл.
3. Рінкявічюс Б. С. Лазерна анемометрія. М., Видавництво «Енергія», 1978. 160 с. (російською мовою).
4. Ватрасевичі В. М., Радд М., І. Лазерні доплерівські вимірювання. - Лондон: Баттервортс, 1976. - 160 с. : іл.
5. Лазерне доплерівське вимірювання швидкості потоку газу: Центр аерогідродинаміки / Під редакцією Г. Л. Гродзовського. - 1976. - Іс 1750, 284 с.
6. Дерст Ф., Мелтінг А., Уайтлоу Дж.Н. «Прінципи» та практика лазерної доплерівської анемометрії. - Лондон: Академічна преса, 1976. - 401 с. : іл.
7. Дуррані Т., Грейт К. Лазерні системи в гідродинамічних вимірюваннях. Під редакцією А. І. Божкова. Видавництво «Енергія», 1980. - 336 с. (російською мовою).
8. Спектроскопія оптичного змішування і кореляції Фогона / Під ред. Г. Каммінс, Е. Пайк; пров. За редакцією Ф. В. Бункіна, Москва, Видавництво «Мир», 1978. - 584 с. (російською мовою).
9. Лазерні вимірювальні системи / Під редакцією Д. П. Лук'янова. Москва, Видавництво радіо і зв'язку, 1981. - 456 с. (російською мовою).
10. Дубніщев Ю. Н., Рінкявічюс Б. С. Методи лазерної доплерівської анемометрії. В. А. Фабриканта. М., Видавництво «Наука», 1982. - 304 с.,
11. Коронкевич В. П., Соколов В. С., Дубніщев Ю. В. Лазерна інтерферометрія. - Новосибірськ: Наука, 1983, - 212 с.
12. Лазерна анемометрія, дистанційна спектроскопія та інтерферометрія: Довідник / За редакцією М. С. Соскіна. - Київ, Видавництво Наук, 1985. - 759 с. (російською мовою).
13. Клімкін В. Ф., Папірін А. І., Солоухін Р. І. Оптичні методи реєстрації високошвидкісних процесів. - Новосибірськ: Наука, 1980. - 208 с. (російською мовою).
14. В. Байбородін, В. А. Волков, В. К. Вялов та ін.; Під редакцією Л. З. Криксунова. Москва, Видавництво «Машинобудування», 1985. - 264 с. (російською мовою).
15. Гудмен Д. Знайомство з оптикою Фур'є. М., Видавництво «Мир», 1970, 364 с.

16. Durst F., Jovanovic J., Sender J. LDA measurements in the near-wall region of a turbulent pipe flow/ F. Durst // Journal of Fluid Mechanics. – 1995. – v. 295. – P. 305-335.

17. Power sight Solid state Laser-based ldv/pdpa Systems [Электронный ресурс]: Режим доступа: <http://www.tsi.com>. Precisions measurement instruments.

18. ILA DATA sheet. LDV-Profile Sensor [Электронный ресурс]: Режим доступа: <http://www.ila.de> Intelligent Laser Application GmbH.

19. Shinpaugh K., Simpson R. Wicks A., Ha S., Fleming J. Signal-processing techniques for low signal-to-noise ratio laser Doppler velocimetry signals / K. Shinpaugh// Experiments in Fluids. – 1992. – v. 12. – pp. 319-328.

20. Gouesbet G. Generalized Lorenz-Mie/ Gouesbet G. - Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2011. - 247 p.

21. Дубнищев Ю. Н. Методы лазерной доплеровской анемометрии / Ю. Дубнищев, Б. Ринкевичюс. – Москва: Наука, 1985. – 346 с.

22. Землянський В. М. Измерение скорости потока лазерным доплеровским методом / В. М. Землянський. – Киев: Вища школа, 1987. – 177 с. УДК 621.378.5:525.:535.

23. В. Н. Дивнич Национальный авиационный университет, г. Киев, Украина 41