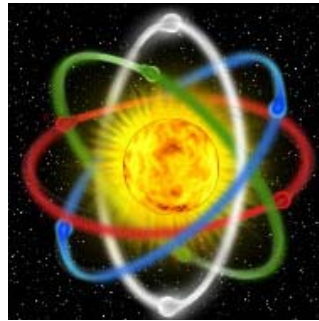


С. В. Павлов, С. Є. Тужанський, Т. І. Козловська



АДАПТИВНА ОПТИКА



Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

С. В. Павлов, С. Є. Тужанський, Т. І. Козловська

АДАПТИВНА ОПТИКА

Лабораторний практикум

Вінниця
ВНТУ
2010

УДК 535 (075)

ББК 22.34я73

П12

Рекомендовано до друку Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 5 від 24 грудня 2009 р.).

Рецензенти:

В. С. Осадчук, доктор технічних наук, професор

В. П. Кожем'яко, доктор технічних наук, професор

В. І. Осінський, доктор технічних наук, професор

Павлов, С. В.

П12 Адаптивна оптика : лабораторний практикум / С. В. Павлов, С. Є. Тужанський, Т. І. Козловська. – Вінниця : ВНТУ, 2010. – 61 с.

У лабораторному практикумі розглянуті матеріали для розрахунку сучасних адаптивних оптичних систем. Розглянуті оптичні системи для керування лазерним випромінюванням. Зроблено аналіз характеристик сенсорів хвильового фронту. Розглянуто поглинання інфрачервоного випромінювання атмосферою.

Лабораторний практикум призначений для студентів спеціальності “Лазерна та оптоелектронна техніка” і може бути корисним для спеціалістів, що займаються використанням адаптивних оптичних систем.

УДК 535 (075)

ББК 22.34я73

© С. Павлов, С. Тужанський, Т. Козловська, 2010

ЗМІСТ

| | |
|---|----|
| ПЕРЕДМОВА | 5 |
| Лабораторна робота №1. ОПТИЧНІ СИСТЕМИ ДЛЯ КЕРУВАННЯ ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ..... | 6 |
| 1.1 Основні теоретичні відомості..... | 6 |
| 1.1.1 Оптичні системи для фокусування лазерного випромінювання..... | 6 |
| 1.1.2 Оптичні системи для зменшення розходження променів лазера..... | 10 |
| 1.2 Завдання та хід виконання роботи | 13 |
| КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ..... | 14 |
| | |
| Лабораторна робота №2. РОЗРАХУНОК АДАПТИВНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ АТМОСФЕРНОГО КАНАЛУ ЗВ'ЯЗКУ.... | 15 |
| 2.1 Основні теоретичні відомості | 15 |
| 2.2 Приклад розрахунку адаптивної оптичної системи | 17 |
| 2.3 Завдання та хід виконання роботи | 19 |
| КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ..... | 19 |
| | |
| Лабораторна робота №3. АНАЛІЗ ХАРАКТЕРИСТИК СЕНСОРІВ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ..... | 20 |
| 3.1 Основні теоретичні відомості..... | 20 |
| 3.2 Приклад розрахунку характеристик сенсорів хвильового фронту..... | 23 |
| 3.3 Завдання та хід виконання роботи..... | 24 |
| КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ..... | 25 |
| | |
| Лабораторна робота №4. РОЗРАХУНОК АТМОСФЕРНОГО КАНАЛУ ЗВ'ЯЗКУ | 26 |
| 4.1 Основні теоретичні відомості..... | 26 |
| 4.1.1 Вплив турбулентності..... | 26 |
| 4.1.2 Нелінійні ефекти розповсюдження..... | 27 |
| 4.1.3 Фонові завади від сторонніх джерел..... | 27 |
| 4.2 Методика розрахунку атмосферного каналу..... | 29 |
| 4.2.1 Дальність оптичної локації в атмосфері..... | 29 |
| 4.2.2 Розрахунок впливу фонового випромінювання..... | 32 |
| 4.2.3 Розрахунок впливу відхилення променя від нормалі..... | 33 |
| 4.2.4 Розрахунок параметрів оптичної системи..... | 33 |
| 4.3 Приклад розрахунку атмосферного каналу зв'язку..... | 34 |
| 4.4 Завдання та хід виконання роботи..... | 35 |
| КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ..... | 36 |

| | |
|---|----|
| Лабораторна робота №5. ПОГЛИНАННЯ ІНФРАЧЕРВОНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ АТМОСФЕРОЮ..... | 37 |
| 5.1 Основні теоретичні відомості..... | 37 |
| 5.2 Завдання та хід виконання роботи..... | 40 |
| КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ..... | 40 |
| | |
| Лабораторна робота №6. АГРЕГАТНІ МЕТОДИ РОЗРАХУНКУ СПЕКТРАЛЬНОГО КОЕФІЦІЄНТА ПРОПУСКАННЯ АТМОСФЕРИ..... | 41 |
| 6.1 Основні теоретичні відомості..... | 41 |
| 6.1.1 Спектральне пропускання атмосфери без урахування розсіювання..... | 41 |
| 6.1.2 Концепції смугової моделі..... | 44 |
| 6.1.2.1 Модель Ельзасера..... | 46 |
| 6.1.2.2 Статистична модель..... | 50 |
| 6.1.2.3 Агрегатний метод (модель Гуді для H ₂ O). Наближення сильних ліній (1,0÷2,0 мкм та 4,3÷15,0 мкм)..... | 51 |
| 6.1.2.4 Модель Гуді (2,0÷4,3 мкм та 15,0÷30,0 мкм)..... | 52 |
| 6.1.2.5 Модель континуум H ₂ O (7 ÷ 30 мкм)..... | 52 |
| 6.1.2.6 Емпірична модель для CO ₂ (1,37÷2,64 мкм; 4,65 ÷5,355 мкм та 9,13 ÷11,67 мкм)..... | 55 |
| 6.2 Завдання та хід виконання роботи..... | 55 |
| КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ..... | 55 |
| | |
| ГЛОСАРІЙ..... | 56 |
| ЛІТЕРАТУРА..... | 59 |

ПЕРЕДМОВА

Предмет адаптивної оптики. Адаптивна оптика – це оптика, яка адаптується до спотворень хвильового фронту, що виникають та змінюються випадково в процесі функціонування оптичної системи.

Адаптивна оптика сьогодні – це тільки перший крок у створенні адаптивних оптичних систем. Однак вже на цьому кроці не тільки вдається вирішити ряд важливих адаптивних задач, але й проробити загальні принципи створення оптичних систем. Подальше нарощування адаптивних можливостей оптичних систем – це і є той шлях, який приведе до оптики майбутнього.

Лабораторний практикум з дисципліни «Адаптивна оптика» містить рекомендації щодо виконання шести експериментальних та розрахункових робіт, які використовують теоретичний матеріал практикуму. Кожну практичну задачу складено за відповідним планом. Формулюється мета дослідження, наводяться основні теоретичні відомості, описується схема експериментальної установки із відповідним переліком приладів. Далі формулюється завдання для виконання експериментальної, розрахункової та графічної частин лабораторної роботи згідно з яким студент повинен засвоїти фізичну суть досліджуваних явищ, вивчити роботу оптичної та електричної схем та послідовність вимірювань. Кількісне оцінювання похибок вимірювань необхідно здійснювати відповідно до законів елементарної математичної статистики, згідно з загальновизнаними методами, зокрема у літературі [2].

Звіт з виконання лабораторної роботи повинен містити:

- стислі теоретичні відомості за темою роботи;
- схему установки із відповідними поясненнями;
- результати вимірів, їхнє оброблення у вигляді таблиць, графіків та ін. (з обов'язковим застосуванням прикладних комп'ютерних програм, зокрема MathCAD, Excel та ін.);
- оцінювання похибок вимірювань;
- результати розрахунків згідно з індивідуальним завданням (за наявності);
- висновки в ході обговорення отриманих результатів, порівняння з відомими літературними даними;
- перелік літератури.

Лабораторна робота №1

ОПТИЧНІ СИСТЕМИ ДЛЯ КЕРУВАННЯ ЛАЗЕРНИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Мета роботи: вивчити оптичні схеми систем фокусування та зменшення розходження лазерного випромінювання, ознайомитися з методиками та оволодіти технікою керування лазерних пучків.

1.1 Основні теоретичні відомості

1.1.1 Оптичні системи для фокусування лазерного випромінювання

Випромінювання лазера формується у вигляді світлового пучка. Воно відрізняється від плоскої хвилі неоднорідністю розподілу інтенсивностей, кривизною фазового фронту і розширенням пучка при його поширенні. Для отримання пучка з заданими параметрами необхідно перетворювати вихідне чи прийняте випромінювання лазера. При розробленні оптичних систем для перетворення оптичного випромінювання потрібно враховувати властивості випромінювання лазера – його монохроматичність, вузьку спрямованість, високу інтенсивність і когерентність.

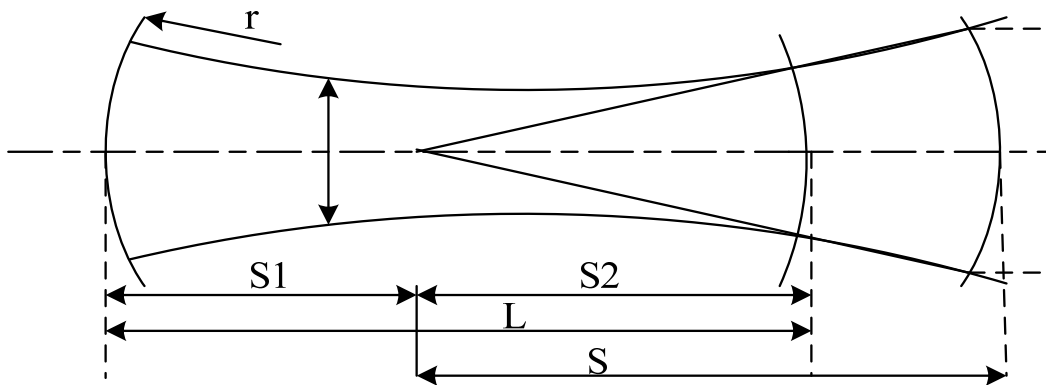


Рисунок 1.1 – Структура лазерного пучка

Лазерний пучок, що виходить з оптичного резонатора (складається з двох сферичних чи сферичного і плоского дзеркал), не є пучком гомоцентричних променів (рис. 1.1). Промені спрямовані по нормалях до хвильового фронту, що поблизу осі можна вважати сферичним. У деякому перерізі лазерний пучок має мінімальний розмір (перетяжку), де хвильовий фронт вироджується в площину. Положення перетяжки щодо вершин дзеркал резонатора визначають за формулами [4]

$$s_1 = L(r_2 + L) / (2L - r_1 + r_2); \quad (1.1)$$

$$s_2 = L(r_1 - L) / (2L - r_1 + r_2), \quad (1.2)$$

де L – відстань між дзеркалами; r_1, r_2 – радіуси кривизни дзеркал.

Діаметр перетяжки знаходять з виразу

$$2y = \sqrt{2\lambda R_E / \pi}, \quad (1.3)$$

де R_E – конфокальний параметр резонатора, що визначається за формулою

$$R_E = \frac{2\sqrt{(r_1 - L)(r_2 + L)(L - r_1 + r_2)}L}{2L - r_1 + r_2}. \quad (1.4)$$

Якщо одне з дзеркал резонатора плоске, то з (1.1) і (1.2) випливає, що перетяжка збігається з цим дзеркалом.

Пучок променів, що виходять з лазера, має плоский хвильовий фронт, якщо обидва дзеркала резонатора плоскі.

Радіус R хвильового фронту і діаметр $2y_s$ перерізу пучка в довільному місці відповідно рівні

$$\begin{aligned} R &= (1 + \xi^2) R_E / 2\xi; \\ 2y_s &= 2y \sqrt{1 + \xi^2}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

де $\xi = 2s / R_E$ – відносна координата перерізу; s – відстань від плоскої перетяжки.

Кут розходження 2ω лазерного пучка для основної моди

$$2\omega = 2\sqrt{2\lambda / (\pi R_E)} = 2\lambda / (\pi y). \quad (1.6)$$

Для отримання великих значень енергетичної освітленості, створеної лазером, потік його випромінювання необхідно сконцентрувати у пляму мінімальних розмірів. Цією плямою, мабуть, може бути перетяжка лазерного пучка, перетвореного оптичною системою (рис. 1.2, а). Після проходження лазерного пучка через розсіювальну тонку систему (рис. 1.2, б).

Кут розходження перетвореного пучка збільшується, а перетяжка виходить уявною.

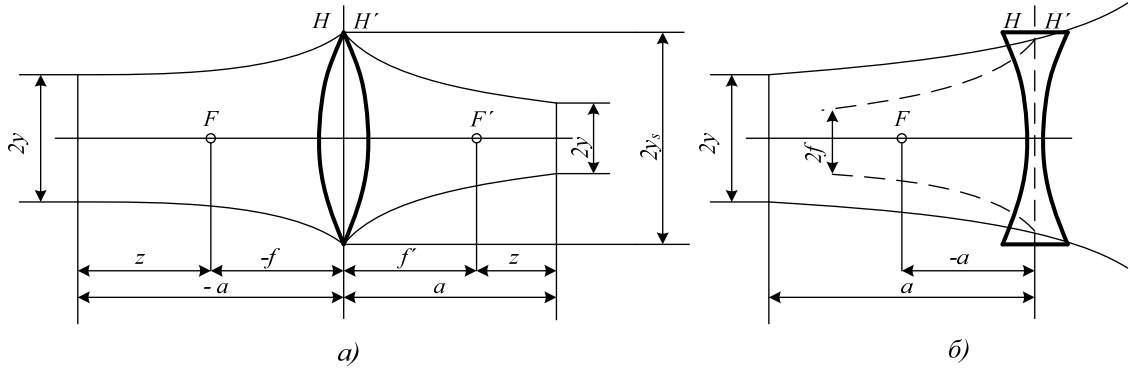


Рисунок 1.2 – Оптична система

Нижче наведені розрахункові формули, що дозволяють визначити параметри перетвореного лазерного пучка (R_E , R' , a' , z') після проходження через тонку оптичну систему з фокусною відстанню f'

$$R'_E = \frac{R_E}{(1 + a/f')^2 + [R_E/(2f')]^2}; \quad (1.7)$$

$$R'_E = 4R_E f'^2 / (4z^2 + R_E^2); \quad (1.8)$$

$$1 - a'/f' = \frac{1 + a/f'}{(1 + a/f')^2 + [R_E/(2f')]^2}; \quad (1.9)$$

$$z' = -4zf'^2 / (4z^2 + R_E^2), \quad (1.10)$$

де R_E , R'_E – конфокальні параметри, R , R' – радіуси кривизни хвильового фронту, що входить і виходить із системи, a , a' , z , z' – відстані, що характеризують положення перетяжок щодо головних площин і відповідних фокальних площин оптичної системи.

Діаметр перетяжки $2y'$ і кут розходження $2\omega'$ – перетворені пучки рівні, відповідно

$$2y' = \sqrt{2\lambda R'_E / \pi}; \quad (1.11)$$

$$2\omega' = 2\sqrt{2\lambda / (\pi R'_E)} = \frac{2\lambda}{\pi y'}. \quad (1.12)$$

З (1.10) випливає, що z' , якщо $z = 0$, тобто якщо перетяжка лазерного пучка знаходиться в передній фокальній площині системи, то перетяжка перетвореного пучка буде розташована в задній фокальній площині. Щоб

зменшити розмір перерізу перетяжки перетвореного пучка, необхідно зменшити конфокальний параметр цього пучка, що може бути досягнуто за рахунок збільшення фокусної відстані. Для повного використання потоку випромінювання лазера діаметр вхідної зіниці оптичної системи повинен бути не менший діаметра перерізу лазерного пучка в площині вхідної зіниці. При збільшенні відстані a зростає діаметр вхідної зіниці, а отже, і відносний отвір системи, тому оптичну систему необхідно розміщувати поблизу лазера [3].

Нижче наведений найбільш прийнятний порядок габаритного розрахунку системи, фокусує лазерне випромінювання. Розрахунок виконується за умови, що тип лазера обраний і, отже, відомі його параметри. Крім того, за технічними умовами відомий діаметр перетяжки перетвореного пучка.

Таким чином, при розрахунку фокусує системи визначають:

- діаметр перетяжки і конфокальний параметр за формулами (1.3) і (1.4);
- конфокальний параметр R'_E перетвореного пучка з виразу (1.11) за заданим діаметром $2y'$ перетяжки;
- фокусна відстань f' оптичної системи з виразів (1.7) чи (1.8) (відстані a та z вибирають з конструктивних міркувань);
- діаметр вхідної зіниці D (для тонкої системи $D_{T.C.}=D$) за формулою (1.5) з урахуванням, що $D \geq 2y_s$;
- положення a' та z' перетяжки перетвореного пучка за формулами (1.9) і (1.10).

При малому значенні фокусної відстані системи для зручності експлуатації рекомендується застосовувати оптичну систему, що складається з двокомпонентної афокальної насадки та об'єктива. Така система дозволяє збільшити відстань від останнього компонента до перетяжки перетвореного пучка променів. Еквівалентна фокусна відстань цієї системи

$$f'_E = -(f'_1 / f'_2) f'_3 = \gamma f'_3,$$

де f'_1, f'_2, f'_3 – фокусні відстані компонентів; γ – кутове збільшення насадки. Розмір плями фокусує випромінювання $\delta = 2f'_E \text{tg } \omega = 2f'_3 \text{tg } \omega'$.

Розрахунок дво-, трикомпонентних оптичних систем, використовуваних для фокусування лазерного випромінювання, виконується шляхом послідовного застосування формул (1.7) – (1.11) для кожного компонента [4].

1.1.2 Оптичні системи для зменшення розходження променів лазера

Збільшення просторової щільності потоку випромінювання лазера при передаванні його енергії на великі відстані обумовлює необхідність зменшення кута розходження. “Ідеальний” лазер, що має плоский хвильовий фронт, генерує пучок променів, кут розходження якого визначається дифракцією

$$2\omega_D = 1,22\lambda/d, \quad (1.13)$$

де d – діаметр вихідного торця лазера. Застосовувані на практиці лазери мають кути розходження, більше $2\omega_D$, і для різних типів лазерів ці кути складають від декількох хвилин до декількох градусів. Для зменшення кута розходження лазерних пучків використовуються двокомпонентні лінзові (рис. 2.3) чи дзеркальні насадки, що складаються з першої негативної і другої позитивної компонент (обернена телескопічна система).

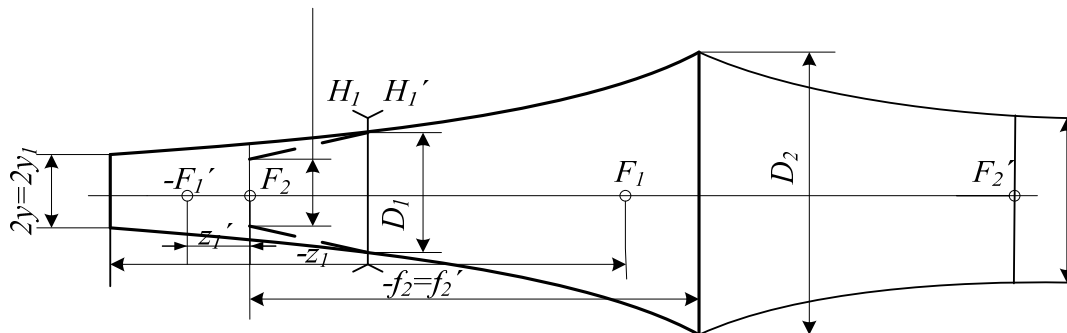


Рисунок 1.3 – Двокомпонентна система для зменшення розходження лазерного пучка

Основними характеристиками афокальної насадки для лазера є кутове збільшення γ , кутове поле $2\omega'$, діаметр вхідної зіниці D , положення вхідної зіниці a_p щодо першого компонента, довжина насадки L , довжина хвилі λ випромінювання лазера.

Кутове збільшення (розраховують з урахуванням виразів (1.6), (1.12) – (1.14) за формулою

$$\gamma = 2\omega' / 2\omega = 2y / 2y' = \sqrt{R_E / R_E'}, \quad (1.15)$$

де $2y = 2y_1$ і $2y' = 2y_2'$, $R_E = R_{E1}$ і $R_E' = R_{E2}'$ – діаметри перетяжок і конфокальні параметри лазерного і перетвореного пучків променів [3].

Кутове поле $2\omega'$ визначається кутом розходження пучків променів у просторі зображень. Діаметр вхідної зіниці D дорівнює діаметру вихідного торця лазера d і діаметру $2y$ перетяжки лазера. Положення a_p вхідної зіниці визначається відрізком a_1 від перетяжки лазера до першої компоненти. Довжина насадки $L=f'_1+f'_2$, де f'_1, f'_2 – задні фокусні відстані компонентів насадки.

Для забезпечення мінімального розходження пучка після оптичної системи необхідно з'єднати перетяжку пучка, перетвореного першою компонентою, з передньою фокальною площиною другої компоненти. Відстань (оптичний інтервал), що визначає зсув заднього фокуса першої компоненти відносно переднього фокуса другої компоненти згідно з (1.10)

$$\Delta = z'_1 = -\frac{z_1}{(z_1/f'_1)^2 + (R_{E1}/2f'_1)^2}. \quad (1.16)$$

Кутове збільшення γ_Δ розфокусованої системи

$$\gamma_\Delta = \sqrt{R_{E1}/R'_{E2}} = R_{E1}f'_1/(f'_2\sqrt{4z_1^2 + R_{E1}^2}). \quad (1.17)$$

При $\Delta = 0$ кутове збільшення афокальної насадки визначається залежністю

$$\gamma = -f'_1/f'_2. \quad (1.18)$$

З аналізу формул (1.15), (1.17), (1.18) видно, що кут розходження пучка після розфокусованої системи менший, ніж після афокальної насадки.

Таким чином, при розрахунку розглянутої двокомпонентної системи для зменшення розходження пучка лазера на підставі формул, отриманих з дифракційної теорії, визначають такі величини (за умови, що тип лазера, λ , R_E , $2y$, 2ω – відомі):

- кутове збільшення γ насадки за формулою (1.15);
- діаметр D_1 першої компоненти за формулою (1.5), де $\xi = 2a_1/R_E$; a_1 – положення перетяжки лазера відносно головних площин першої компоненти (вибирається з конструктивних міркувань);
- фокусна відстань першої компоненти f'_1 (відношення D_1/f'_1 обирають не вище ніж 1/5);
- Δ – оптичний інтервал знаходять за формулою (1.16), де $z_1=a_1+f'_1$; $R_{E1}=R_E$;
- конфокальний параметр R'_{E1} пучка, перетвореного першою компонентою, за формулою

$$R'_{E1} = \frac{R_{E1}}{(1 + a_1/f_1')^2 + [R_{E1}/(2f_1')]^2}; \quad (1.19)$$

- діаметр $2y_1'$ перетяжки пучка, перетвореного першою компонентою

$$2y_1' = \sqrt{2\lambda R'_{E1}/\pi}; \quad (1.20)$$

- фокусна відстань другої компоненти з (1.17)

$$f_2' = f_1' R_{E1} / (\gamma_{\Delta} \sqrt{4z_1^2 + R_{E1}^2}); \quad (1.21)$$

- діаметр D_2 , другої компоненти

$$D_2 \geq 2y_2 \sqrt{1 + \xi_2^2} = 2y_1' \sqrt{1 + \xi_2^2}, \quad (1.22)$$

де $\xi_2 = 2a_2/R_{E2} = -2f_2'/R'_{E1}$.

Розрахунок насадки на основі законів геометричної оптики аналогічний розрахунку телескопічної системи для конкретного лазера ($\lambda, D, 2\omega$ – відомі).

Нижче наведені розрахункові формули

$$\gamma = 2\omega'/2\omega; D' = D/\gamma; D_1 = D + 2a_p\omega; D_2 = D', \quad (1.23)$$

$$f_1' = D_1 K; f_2' = -f_1'/\gamma; L = f_1' + f_2', \quad (1.24)$$

де K – діафрагмове число, яке не має бути більше 3 (іноді 2).

В даному параграфі було розглянуто перетворення лазерних пучків тільки в гаусовому наближенні. Оптична система вважається ідеальною, якщо світловий пучок, що входить в неї, знову перетворюється в чисто гаусовий пучок. Це можливо тільки за умови, що оптична система не вносить додаткових спотворень у форму хвильового фронту. При розрахунку оптичних систем, коли необхідно знати точну структуру лазерного пучка, сформованого системою, може бути рекомендований метод скалярної теорії дифракції [8].

Розбіжність світлового пучка у просторі характеризується тілесним кутом, в межах якого поширюється основна частина випромінювання. Нелазерні джерела світла мають малу направленість випромінювання (в межах тілесного кута від 2π до 4π), інтенсивність якого змінюється відповідно до закону Ламберта. На великій відстані від джерела сферична хвиля наближається до плоскої, якій властива так звана дифракційна розбіжність (формула 1.13). Однак розбіжність лазерного випромінювання

пов'язана не тільки з дифракцією плоских хвиль на вихідній апертурі лазера, але і з геометрією оптичного резонатора. Тому поруч з дифракційною відрізняють також геометричну розбіжність лазерного випромінювання, що характеризується кутом $\omega_{геом}$.

Повний кут розбіжності для моди TEM_{mn} ($m, n \leq 5$) дорівнює

$$\omega_{\Sigma} = \omega_{дифр} + \omega_{геом} = \frac{2,44\lambda}{d} + 0,939 \sqrt{\frac{\lambda}{R_e}} \sqrt{m(m+1) + n(n+1)}. \quad (1.25)$$

При цьому $R_e = \frac{2l\sqrt{g_1g_2(1-g_1g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1g_2}$, $g_1 = 1 - \frac{l}{R_1}$, $g_2 = 1 - \frac{l}{R_2}$ – параметри

конфокальності резонатора, R_1 та R_2 – радіуси лазерних дзеркал.

При вимірюванні розбіжності лазерного променя необхідно враховувати структуру поля у ближній та дальній зонах. Дифракція на вихідній апертурі, розсіювання на неоднорідностях активного середовища призводять до створення сильно розбіжної компоненти випромінювання, яка зменшується практично до нуля на відстані $z_0 = d^2/\lambda$ (z – напрямок розповсюдження випромінювання). При $z > z_0$ розповсюджується компонента випромінювання з практично плоским фронтом, яка добре описується наближенням Фраунгофера. Таким чином, при $z < z_0$ формується ближня зона лазерного променя (область Френеля), а при $z > z_0$ – дальня зона (область Фраунгофера). Розбіжність лазерного променя визначають у дальній зоні, хоча це й не завжди можливо у лабораторних умовах (наприклад, для $d = 2$ мм та $\lambda = 0,44$ мкм величина $z_0 \approx 9$ м).

1.2 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання, пов'язані з керуванням лазерним випромінюванням у адаптивних оптичних системах.

2. Зібрати на оптичному столі (лаві) схему для дослідження розходження лазерного випромінювання у дальній зоні (область Фраунгофера).

3. Для газового *He-Ne* лазера ЛГ-602Н ($\lambda = 0,6328$ мкм) виміряти необхідні величини (довжина резонатора, діаметр світлової апертури d , експериментальний кут ω_{Σ} розходження променя).

4. Визначити за формулою 1.13 дифракційну розбіжність випромінювання газового лазера $\omega_{дифр}$.

5. У наближенні концентричного оптичного резонатора для основних мод (0,1 та 1,1) даного лазера розрахувати:

- параметри конфокальності та радіуси кривизни поверхонь лазерних дзеркал;
- положення та діаметр перетяжки, конфокальний параметр лазерного резонатора за формулами (1.1) – (1.4).
- 6. Встановити на відстані 20 см від лазерного випромінювача тонку збиральну лінзу із великою фокусною відстанню ($f > 50\text{см}$).
- 7. Розрахувати для перетвореного даною лінзою лазерного пучка:
 - конфокальний параметр R'_E перетвореного пучка за формулою (1.11) за заданим діаметром $2y'$ перетяжки;
 - фокусну відстань f' оптичної системи з виразів (1.7) – (1.8) (відстані a та z вибрати за конструктивними міркуваннями);
 - діаметр вхідної зіниці D ($D_{T.C.} = D$) за формулою (1.5) за умови $D \geq 2y_s$;
 - положення a' та z' перетяжки пучка за формулами (1.9) і (1.10).
- 8. Встановити між лазером та лінзою афокальну насадку для зменшення розбіжності променя (рис. 1.3).
- 9. Визначити кутове збільшення γ та кутове поле $2\omega'$ встановленої насадки, а також еквівалентну фокусну відстань трикомпонентної оптичної системи (лінза + насадка).
- 10. Розрахувати параметри афокальної насадки, яка забезпечить зменшення розбіжності променя заданого лазера у 50 разів (за формулами 1.5-1.18).
- 11. Побудувати графічні залежності $y(R_e), R(\xi), R_e(f'), \delta(\omega')$.
- 12. Скласти звіт.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Оптичні резонатори лазерів.
2. Характеристики оптичних резонаторів
3. Параметри конфокальності оптичних резонаторів. Умова стійкості.
4. Положення та діаметр перетяжки лазерного пучка.
5. Радіус хвильового фронту променя.
6. Радіус еквівалентності.
7. Перетворення лазерного пучка тонкою лінзою.
8. Оптичні системи для зменшення розбіжності світлових пучків.
9. Основні параметри афокальної насадки.

Лабораторна робота №2 РОЗРАХУНОК АДАПТИВНИХ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ АТМОСФЕРНОГО КАНАЛУ ЗВ'ЯЗКУ

Мета роботи: вивчити схеми та принципи роботи адаптивних оптичних систем у відкритих атмосферних лініях зв'язку та оволодіти навиками розрахунків параметрів інформаційних оптичних каналів зв'язку.

2.1 Основні теоретичні відомості

Динаміка систем адаптивної оптики значною мірою визначається діями, характер яких спочатку не є точно невизначеним (діями випадкової природи). Найбільш надійним джерелом інформації про статистичну динаміку адаптивних оптичних систем є натурний експеримент. Але можливості такого способу вивчення динамічних властивостей по суті є дуже обмеженими, причому не тільки в зв'язку з витратами часу та неминучою значною ціною багаторазово повторюваних випробувань (для забезпечення достатньої статистичної достовірності в умовах, максимально наближених до реальних) [3].

Метод прямого експериментального дослідження даних засобів в природних умовах має і інші (принципові) обмеження. Насамперед його неможливо використовувати не тільки на етапі проектування, але й при опрацюванні та доведенні відповідних засобів. Далі, як вказано вище, вплив на оптичні засоби є суттєво нестаціонарним внаслідок відносного переміщення об'єкта спостереження, зміни стану атмосфери та рівня освітленості тощо. Багаторазово відтворити всі такі змінні умови з достатньою точністю, як цього вимагає статистичний експеримент, як правило, є просто неможливо на сучасному рівні розвитку засобів спостереження і досить обмежених можливостях цілеспрямованої дії на зовнішнє середовище, наприклад, на атмосферні умови.

Гостронаправлені світлові пучки когерентного випромінювання все частіше використовуються у промисловості, науці, техніці, медицині.

Розглянемо особливості використання адаптивної оптики у активних системах оптичної локації та зв'язку. При розгляді адаптивних оптичних систем, що працюють на відбитому від цілі випромінюванні, як правило, відбитий сигнал вважають достатньо сильним, нехтуючи наявними в ньому власними шумами. Однак у оптичній локації корисний сигнал найчастіше всього спотворюється як зовнішніми, так і внутрішніми шумами. Для зниження їхнього впливу в оптичній локації і зв'язку використання алгоритмів фазового спряження потребує попередньої просторово-часової фільтрації приймального сигналу. Іншою особливістю роботи адаптивних систем є існування деякої оптимальної кількості субапертур (кількості ступенів свободи) адаптивного дзеркала, яка залежить від співвідношення сигнал-шум. Оскільки точність вимірювання

фазових збурень зменшується із зростанням шуму, подрібнення приймально-передавальних субапертур (та відповідне зростання їх кількості) при супутньому зменшенні точності вимірювань хвильового фронту негативно впливає на компенсацію цих збурень. Зокрема, якщо умовно оцінювати ступінь “зрізаності” хвильового фронту кількістю “плям когерентності” N_n , які укладаються на апертурі, то залежність числа Штреля від кількості субапертур K матиме вигляд, поданий у табл. 2.1 [4].

Таблиця 2.1 – Залежність числа Штреля від кількості субапертур адаптивного дзеркала

| Співвідношення сигнал-шум | N_n | $K = 3$ | $K = 10$ | $K = 30$ |
|---------------------------|-------|---------|----------|----------|
| 10 | 1 | 0,61 | 0,44 | 0,27 |
| | 10 | 0,14 | 0,20 | 0,17 |
| 10^2 | 1 | 0,73 | 0,83 | 0,75 |
| | 10 | 0,21 | 0,43 | 0,54 |

З таблиці 2.1 видно, що збільшення кількості субапертур із врахуванням кінцевого відношення сигнал-шум не завжди дає зростання точності компенсації збурень адаптивним дзеркалом. Аналогічна картина спостерігається і для дзеркала з суцільною поверхнею. В наведеному прикладі оптимальна кількість субапертур при $N_n = 10$ дорівнює $K = 13$ (відношення сигнал-шум 10) і $K = 33$ (відношення сигнал-шум 10^2).

Для пасивних систем оптичної локації задача компенсації ставиться аналогічно розглянутій у додатках до оптичної астрономії [4]. Отримання на приймачі зображення цілі, що обмежене лише дифракцією, дозволяє з максимальною ефективністю виділити корисний сигнал на фоні паразитного засвічування.

Зменшення розбіжності пучка шляхом застосування адаптивної оптики дозволяє здійснити більш високу концентрацію світла і, поряд з покращенням енергетичних характеристик світлового пучка, може бути з успіхом використаним у технологіях при різанні та зварюванні, виготовленні мікросхем, свердлінні отворів і т.д.

Досить корисною може виявитись компенсація викривлень, наприклад, при проведенні оптичного зварювання у вакуумі або у камері з інертним газом через прозору стінку.

При здійсненні великих проектів (систем передавання енергії на далекі відстані, оптичних телескопів) виправданою є розроблення великих адаптивних систем, які мають множинну каналів керування зі складною розгалуженою структурою, використанням швидкодіючих ЕОМ та відповідним штатом співробітників для обслуговування.

В звичайних умовах, наприклад, у технологічних установках, доцільно обмежитись більш простими системами адаптивної оптики, до

яких відносять системи компенсації викривлень низьких мод – нахилів хвильового фронту, кривизни поля, астигматизму.

Розвиток і вдосконалення адаптивної оптики в перспективі повинен привести до створення простих та недорогих пристроїв, застосування яких дозволить практично повністю усунути виникаючі фазові збурення. З цієї точки зору найбільшу користь може становити створення стандартизованого адаптивного оптичного модуля, який підходить для використання в установках різного профілю. Такий модуль міг би включати невелике монолітне п'єзоелектричне дзеркало, дифракційний розгалужувач, приймач випромінювання та блок керування [8].

2.2 Приклад розрахунку адаптивної оптичної системи

Нехай необхідно створити відкритий оптичний канал зв'язку на робочій довжині хвилі $\lambda = 0,6$ мкм. Приймаючий пристрій віддалений на відстань $L = 10$ км і має розміри приймальної антени $2r = 0,1$ м. Умовно вважаємо, що за допомогою адаптивної оптики ми повністю наближаємо систему до ідеальної.

1. Знаходимо розмір D апертури передавальної антени. Для цього скористаємось формулою для розміру дифракційної плями ідеальної системи

$$d = 2r = \frac{2,44 \lambda \cdot L}{D}, \quad (2.1)$$

звідки $D \approx 0,15$ м.

2. Оцінимо радіус когерентності атмосфери

$$r_0 = (0,423 \cdot \frac{4\pi^2 C_n^2 L}{\lambda^2})^{-3/5}, \quad (2.2)$$

для сильної турбулентності із $C_n^2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ отримуємо $r_0 \approx 5$ см.

3. Для розрахунку дисперсії фазових збурень в атмосфері скористаємось формулою Д. Фріда

$$\sigma_s^2 \approx 1,013 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (2.3)$$

З урахуванням розрахованих вище значень $\sigma_s^2 \approx 6,5$.

4. Середнє число Штреля, яке характеризує потужність сигналу на приймальній апертурі, пов'язують із усередненою інтенсивністю приймача

$$\langle I^* \rangle \approx \exp(-0.3\sigma_s^2 N)^{-5/6}, \quad (2.4)$$

Нехай ефективність системи за Штрелем становить $\langle I^* \rangle = 0,8$, тоді маємо $N \approx 14$. Таким чином, можна скласти на адаптивному дзеркалі квадратну сітку приводів 4×4 або гексагональну $N=19$ (із певним запасом).

5. Діапазон переміщення приводів знаходимо виходячи з середньоквадратичного значення фазових збурень $\sigma_s \approx 0,8\pi$. Якщо відстань між приводами на дзеркалі становитиме 3 см, амплітуда збурень складатиме $3\sigma_s$, а відповідний діапазон переміщень $|\xi| < 0,36$ мкм.

6. Смуга пропускання частот адаптивної системи повинна складати не менше

$$\omega_c \approx \left(\frac{5,5\sigma_s^2}{\ln \langle I^* \rangle^{-1}} \right)^{3/5} \frac{V}{D}. \quad (2.5)$$

Звідси при швидкості поперечного вітру $V = 10$ м/с отримаємо частотну смугу $f_c = \omega_c/2\pi \approx 250$ Гц.

7. Для системи зв'язку необхідно використовувати відносно просту й недорогу одноканальну систему апертурного зондування з частотами модуляції $f_{mod} > 10f_c$ (наприклад, 5...23 кГц для $N = 19$ каналів). Прогнозована швидкодія такої системи 3...4 мс. Отримання зворотного сигналу можливе за рахунок організації радіоканалу, кабельного з'єднання приймача з передавачем, багатократного відбиття оптичного сигналу (при запасі потужності) і т.д. Необхідно лише, щоб частотна смуга пропускання каналу обміну була щонайменше 23 кГц.

Таким чином, в результаті роботи адаптивної системи інформаційного каналу зв'язку потужність прийнятого сигналу збільшується приблизно у 10^3 раз. З урахуванням того, гранична потужність приймача складає близько 10^{-10} Вт у смузі частот 50...100 МГц, то джерело когерентного випромінювання у 50 мВт може здійснювати передавання навіть у випадку сильної задимленості в атмосфері.

Наведений приклад має ілюстративний характер. Розробник системи може надати перевагу більш потужному джерелу або іншій робочій довжині світлової хвилі, однак коли вичерпано традиційні методи підвищення ефективності системи, необхідно звертатись до компенсації викривлень світла на повітряній трасі, тобто до методів адаптивної оптики.

Таблиця 2.2 – Індивідуальні варіанти завдань

| Номер варіанта | Довжина хвилі, λ (мкм) | Відстань до приймача, L (км) | Розмір приймальної антени, $2r$ (м) | Значення турбулентності, C_n^2 (м ^{-2/3}) | Швидкість вітру, V (м) |
|----------------|--------------------------------|--------------------------------|-------------------------------------|---|--------------------------|
| 1 | 0,55 | 11 | 0,15 | $2,5 \cdot 10^{-16}$ | 12 |
| 2 | 0,48 | 15 | 0,12 | $2,7 \cdot 10^{-16}$ | 11 |
| 3 | 0,63 | 20 | 0,14 | $3,2 \cdot 10^{-16}$ | 14 |
| 4 | 0,71 | 13 | 0,1 | $2,8 \cdot 10^{-16}$ | 16 |
| 5 | 0,53 | 12 | 0,2 | $2,7 \cdot 10^{-16}$ | 14 |
| 6 | 0,44 | 17 | 0,15 | $2,1 \cdot 10^{-16}$ | 12 |
| 7 | 0,74 | 14 | 0,12 | $2,2 \cdot 10^{-16}$ | 11 |
| 8 | 0,64 | 16 | 0,14 | $2,5 \cdot 10^{-16}$ | 17 |
| 9 | 0,29 | 9 | 0,1 | $2,9 \cdot 10^{-16}$ | 16 |
| 10 | 0,81 | 18 | 0,16 | $2,6 \cdot 10^{-16}$ | 13 |
| 11 | 0,33 | 10 | 0,13 | $2,3 \cdot 10^{-16}$ | 17 |
| 12 | 0,65 | 19 | 0,15 | $3,1 \cdot 10^{-16}$ | 15 |
| 13 | 0,45 | 21 | 0,18 | $2,4 \cdot 10^{-16}$ | 16 |
| 14 | 0,54 | 8 | 0,2 | $2,7 \cdot 10^{-16}$ | 12 |
| 15 | 0,27 | 22 | 0,15 | $2,1 \cdot 10^{-16}$ | 14 |
| 16 | 0,87 | 12 | 0,27 | $2,5 \cdot 10^{-16}$ | 21 |
| 17 | 0,84 | 10 | 0,26 | $1,8 \cdot 10^{-16}$ | 22 |
| 18 | 0,77 | 14 | 0,22 | $1,7 \cdot 10^{-16}$ | 20 |
| 19 | 0,66 | 11 | 0,18 | $2,6 \cdot 10^{-16}$ | 18 |
| 20 | 0,58 | 15 | 0,16 | $3,4 \cdot 10^{-16}$ | 14 |

2.3 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання, пов'язані з роботою адаптивних оптичних систем у відкритих інформаційних каналах зв'язку.

2. За наведеним прикладом згідно з варіантом індивідуального завдання (табл. 2.2) виконати розрахунок адаптивної системи відкритого інформаційного каналу зв'язку.

3. Побудувати графічні залежності $r_0(\lambda_e)$, $\sigma_s^2(\lambda)$, $\langle I^* \rangle(N)$, $\omega_c(N)$.

4. Скласти звіт.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Субапертура оптичної системи. Секціонування адаптивних дзеркал.
2. Радіус когерентності атмосфери.
3. Що характеризує структурна стала флуктуації C_n^2 ?
4. Вплив числа Штреля на характеристики інформаційного каналу зв'язку.
5. Як визначити середньоквадратичне відхилення фази?

Лабораторна робота №3

АНАЛІЗ ХАРАКТЕРИСТИК СЕНСОРІВ ХВИЛЬОВОГО ФРОНТУ

Мета роботи: вивчити структури, схеми та принципи функціонування сенсорів хвильового фронту та оволодіти навиками розрахунків параметрів цих сенсорів, здійснити порівняльний аналіз сенсорів хвильового фронту різних типів.

3.1 Основні теоретичні відомості

Сенсори для систем адаптивної оптики повинні мати такі властивості:

- висока просторова роздільна здатність (багатоканальність);
- високе значення швидкодії;
- узгодженість динамічного діапазону сенсора з проблемою фазової неоднозначності при значних збуреннях (понад 2π рад);
- незалежність результатів фазових вимірів від випадкових змін інтенсивності світла на приймальній апертурі;
- висока чутливість (ефективність використання світлового потоку);
- достатня ширина спектра робочого випромінювання;
- оптимальна ступінь складності сенсора (враховує надійність, вартість, ступінь технічного напрацювання і т. ін.).

Для попередніх оцінок тих чи інших вимог до сенсорів використовують наближені співвідношення, а саме [4].

1. Розрахунок кількості каналів сенсора

$$N \approx \left(\frac{2D}{\pi l_s} \right)^2 \ln \frac{\sigma_s}{\sigma}, \quad (3.1)$$

де σ/σ_s – відносна похибка апроксимації хвильового фронту;

D/l_s – відношення діаметра апертури до масштабу неоднорідностей.

2. При гетеродинному та синхронному детектуванні вибір кількості каналів N здійснюють, виходячи з заданої похибки апроксимації хвильового фронту поверхнею адаптивного дзеркала σ_{cm}

$$N \approx 0,3 \left(\frac{D}{l_s} \right)^2 \left(\frac{\sigma_{CT}}{\sigma_s} \right)^{-1}. \quad (3.2)$$

3. Для колмогорівської моделі турбулентності ця кількість може бути вираженою через радіус когерентності атмосфери

$$N \approx 0,3 \left(\frac{D}{r_0} \right)^2 \sigma_{cm}^{-12/5}. \quad (3.3)$$

4. Швидкодію сенсора оцінюють, виходячи з частоти зрізу замкненої системи:

$$\omega_c \approx \frac{1,4}{\tau_s} \cdot \frac{\sigma_s}{\sigma}, \quad (3.4)$$

де τ_s – характерний час тривалості неоднорідності.

При невеликій амплітуді фазових збурень (лінійна ділянка дискримінаційної характеристики) характерний час відгуку системи $t \approx \pi/\omega_c$.

5. Похибка сенсора хвильового фронту залежить від чутливості детекторів. При слабких сигналах точність сенсора обмежується дробовим шумом фотоприймача. Значення похибки обернено пропорційне квадратному кореню від кількості фотонів, прийнятих на інтервалі виміру (при кінцевому часі інтегрування детектора дорівнює відношенню сигнал-шум). При прямому детектуванні (сенсори гартманівського типу) похибка вимірювання хвильового фронту

$$\Delta S \geq \frac{\pi}{S/N}, \quad (3.5)$$

де S/N – відношення сигнал-шум (SNR).

Для інтерферометрів значення похибки приблизно у $\sqrt{2}$ разів більше.

6. Формули для оцінювання співвідношення сигнал-шум для характерних систем з вихідною хвилею:

6.1. Система фазового з'єднання із сенсором Гартмана (на цілі змонтовано кутовий відбивач діаметром d)

$$\frac{S}{N} = \frac{D^*}{\sqrt{A \cdot \Delta \nu_c}} \cdot \left(\frac{\delta}{D} \right)^2 \cdot \left(\frac{\Omega_d}{\Omega_0} \right) \alpha P_0, \quad (3.6)$$

де D^* , A – гранична роздільна здатність та площа детектора, відповідно; $\Delta\nu_c$ – характерна смуга пропускання; δ/D – співвідношення діаметрів парціального та загального пучків; Ω_d/Ω_0 – співвідношення площі куткового відбивача та площі світлової плями; α – коефіцієнт поглинання траси у зворотному ході; P_0 – потужність джерела світла.

6.2. Гетеродинний сенсор із шириною смуги сигналу $\Delta\nu$

$$\frac{S}{N} = \left(\frac{\alpha P_0 \eta \lambda}{2 \pi \hbar c \Delta \Delta \nu} \right)^{1/2} \left(\frac{Dd}{\lambda L} \right)^2, \quad (3.7)$$

де η – квантова ефективність приймача; h , c – відповідно стала Планка і швидкість світла у середовищі.

6.3. Система апертурного зондування (N каналів, відстань між каналними частотами $\Delta\nu_0$) на початковому етапі адаптації

$$\frac{S}{N} = \frac{D^*}{\sqrt{AN\Delta\nu_0}} \cdot \left(\frac{m}{N} \right) \cdot \left(\frac{d^2 D}{d_0 L \lambda} \right)^2 \alpha P_0, \quad (3.8)$$

де m – відносна глибина модуляції; d_0 – діаметр світлової плями; L – довжина траси.

На кінцевому етапі адаптації

$$\frac{S}{N} = \frac{D^*}{\sqrt{AN\Delta\nu_0}} \cdot \left(\frac{m}{N} \right) \cdot \left(\frac{dD}{\lambda L} \right)^4 \alpha P_0. \quad (3.9)$$

3.2 Приклад розрахунку характеристик сенсорів хвильового фронту

Вхідні дані:

- відносна похибка апроксимації ХФ – $1/10^2$;
- діаметр апертури – 10 см;
- діаметр неоднорідностей – 3 см;
- похибка апроксимації ХФ поверхнею адаптивного дзеркала – $1/246$;
- радіус когерентності атмосфери – 1,5 см;
- характерний час неоднорідності 1 мс;
- гранична роздільна здатність 10^{-9} Вт/Гц^{0.5};

- площа детектора 78,5 см²;
- діаметр парціального пучка 1см;
- співвідношення площ кутового відбивача та світлової плями 100:1;
- коефіцієнт поглинання траси 0,7;
- потужність джерела 10мВт;
- квантова ефективність приймача 80%;
- довжина траси 1 км;
- коефіцієнт модуляції 1.

1. Кількість каналів сенсора Гартмана (пряме детектування)

$$N \approx \left(\frac{2 \cdot 0,1}{3,14 \cdot 0,03} \right)^2 \ln 10^2 = (2,122)^2 \cdot 4,605 = 20,737 \approx 21.$$

2. Кількість каналів гетеродинного сенсора

$$N \approx 0,3 \cdot \left(\frac{1}{0,03} \right)^2 \cdot \left(\frac{246}{10} \right)^{-1} = 13,55 \approx 14.$$

3. Кількість каналів при прямому детектуванні (модель турбулентності атмосфери Колмогорова)

$$N \approx 0,3 \cdot \left(\frac{100}{0,015} \right)^2 \cdot 246^{-\frac{12}{5}} = 0,3 \cdot 44444444,44 \cdot 0,0000018 \approx 24.$$

4. Характерний час спрацьовування адаптивної системи

$$t \approx \frac{\pi}{\omega_c} = \frac{\pi}{1,4 \tau_c \frac{\sigma_s}{\sigma}} = \frac{3,141}{1,4 \cdot 10^{-3} \cdot 100} \approx 22,4 \text{ с.}$$

5. Співвідношення сигнал-шум для сенсора Гартмана

$$\frac{S}{N} = \frac{10^9}{\sqrt{0,00785 \cdot 21 \cdot 10^5}} \cdot \left(\frac{0,01}{1} \right)^2 \cdot 100 \cdot 0,7 \cdot 10^{-2} \approx 545,06.$$

Відповідна похибка вимірювання хвильового фронту:

$$\Delta S \geq \frac{3,141}{545,06} \approx 0,58\%.$$

6. Співвідношення сигнал-шум гетеродинного сенсора

$$\frac{S}{N} = \left(\frac{0,7 \cdot 10^{-2} \cdot 0,8 \cdot 0,6 \cdot 10^{-6}}{6,625 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 10^6 \cdot 14} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{0,1 \cdot 0,01}{0,6 \cdot 10^{-6} \cdot 1000} \right)^2 \approx 96500.$$

7. Співвідношення сигнал-шум одноканальної системи апертурного зондування на початковому етапі адаптації

$$\frac{S}{N} = \frac{10^9}{\sqrt{0,0001 \cdot 24 \cdot 10^5}} \cdot \left(\frac{1}{24} \right) \cdot \left(\frac{0,01^2 \cdot 0,01}{0,001 \cdot 1000 \cdot 0,6 \cdot 10^{-6}} \right)^2 \cdot 0,7 \cdot 10^{-2} \approx 52297,8.$$

На кінцевому етапі адаптації

$$\frac{S}{N} = \frac{10^9}{\sqrt{0,0001 \cdot 24 \cdot 10^5}} \cdot \left(\frac{1}{24}\right) \cdot \left(\frac{0,01 \cdot 0,1}{1000 \cdot 0,6 \cdot 10^{-6}}\right)^4 \cdot 0,7 \cdot 10^{-2} \approx 145271,6.$$

Таким чином відношення сигнал/шум (*SNR*) на кінцевому етапі адаптації такої системи є приблизно у 2,8 разів більшим.

3.3 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання, пов'язані з принципами роботи, структурною організацією та функціонуванням оптичних та електричних схем сенсорів хвильового фронту для адаптивних оптичних систем.

2. За наведеним прикладом згідно з варіантом індивідуального завдання (табл. 3.1) виконати розрахунок характеристик сенсорів хвильового фронту.

3. Побудувати графічні залежності $SNR(N)$ та $\Delta S(SNR)$ для розрахованих сенсорів.

4. Скласти звіт.

Таблиця 3.1 – Індивідуальні варіанти завдань

| Номер варіанта | D , м | l_s , м | σ/σ_s | σ_{cm} | σ_s | r_0 , м | η | d_0 , м | λ , мкм | d , м | L , м |
|----------------|---------|-----------|-------------------|---------------|------------|-----------|--------|-----------|-----------------|---------|---------|
| 1 | 0,1 | 0,03 | 10^{-2} | 246 | 10^{-2} | 0,015 | 0,88 | 0,01 | 0,61 | 0,1 | 1000 |
| 2 | 0,2 | 0,03 | 10^{-2} | 256 | 10^{-2} | 0,016 | 0,89 | 0,02 | 0,62 | 0,12 | 1050 |
| 3 | 0,3 | 0,03 | 10^{-2} | 266 | 10^{-2} | 0,017 | 0,87 | 0,01 | 0,63 | 0,14 | 1070 |
| 4 | 0,4 | 0,04 | 10^{-2} | 276 | 10^{-2} | 0,018 | 0,86 | 0,01 | 0,64 | 0,16 | 2000 |
| 5 | 0,5 | 0,04 | 10^{-2} | 286 | 10^{-2} | 0,019 | 0,85 | 0,01 | 0,65 | 0,18 | 2040 |
| 6 | 0,6 | 0,04 | 10^{-2} | 296 | 10^{-2} | 0,020 | 0,84 | 0,01 | 0,66 | 0,2 | 2050 |
| 7 | 0,7 | 0,03 | 10^{-2} | 300 | 10^{-2} | 0,020 | 0,83 | 0,01 | 0,67 | 0,22 | 2080 |
| 8 | 0,8 | 0,03 | 10^{-2} | 304 | 10^{-2} | 0,019 | 0,82 | 0,01 | 0,68 | 0,24 | 2070 |
| 9 | 0,9 | 0,04 | 10^{-2} | 308 | 10^{-2} | 0,018 | 0,78 | 0,01 | 0,69 | 0,26 | 3020 |
| 10 | 0,10 | 0,04 | 10^{-2} | 312 | 10^{-2} | 0,017 | 0,77 | 0,02 | 0,70 | 0,28 | 3090 |
| 11 | 0,11 | 0,03 | 10^{-2} | 344 | 10^{-2} | 0,016 | 0,76 | 0,02 | 0,71 | 0,3 | 4100 |
| 12 | 0,12 | 0,03 | 10^{-2} | 446 | 10^{-2} | 0,015 | 0,75 | 0,02 | 0,72 | 0,32 | 5200 |
| 13 | 0,13 | 0,03 | 10^{-2} | 482 | 10^{-2} | 0,015 | 0,74 | 0,02 | 0,73 | 0,34 | 6300 |
| 14 | 0,14 | 0,04 | 10^{-2} | 642 | 10^{-2} | 0,016 | 0,73 | 0,02 | 0,74 | 0,36 | 7400 |
| 15 | 0,15 | 0,04 | 10^{-2} | 576 | 10^{-2} | 0,017 | 0,72 | 0,02 | 0,59 | 0,38 | 4500 |
| 16 | 0,2 | 0,04 | 10^{-2} | 544 | 10^{-2} | 0,018 | 0,71 | 0,02 | 0,58 | 0,4 | 4600 |
| 17 | 0,5 | 0,03 | 10^{-2} | 684 | 10^{-2} | 0,019 | 0,7 | 0,01 | 0,57 | 0,21 | 2700 |
| 18 | 0,6 | 0,04 | 10^{-2} | 662 | 10^{-2} | 0,020 | 0,65 | 0,02 | 0,56 | 0,23 | 1800 |
| 19 | 0,7 | 0,03 | 10^{-2} | 624 | 10^{-2} | 0,017 | 0,6 | 0,01 | 0,55 | 0,25 | 1900 |
| 20 | 0,9 | 0,04 | 10^{-2} | 524 | 10^{-2} | 0,019 | 0,55 | 0,02 | 0,54 | 0,27 | 8000 |

Продовження таблиці 3.1

| номер варіан- та | $\frac{D^*,}{Bm}$ $\sqrt{Гц}$ | $A, м^2$ | $\Delta V_c,$ кГц | $\delta, см$ | $D, м$ | Ω_d/Ω_0 | α | $P_0,$ мВт | $\Delta v_0,$ кГц | m |
|------------------------|----------------------------------|----------|----------------------|--------------|--------|---------------------|----------|---------------|----------------------|------|
| 1 | 10^{-9} | 0,0001 | 250 | 1 | 1,0 | 0,05 | 0,7 | 1 | 45 | 0,9 |
| 2 | 10^{-10} | 0,001 | 300 | 1,1 | 1,1 | 0,06 | 0,8 | 2 | 50 | 0,95 |
| 3 | 10^{-11} | 0,0001 | 350 | 1,2 | 1,2 | 0,07 | 0,9 | 3 | 60 | 0,85 |
| 4 | 10^{-12} | 0,001 | 400 | 1,3 | 1,3 | 0,08 | 1,0 | 4 | 70 | 0,8 |
| 5 | 10^{-13} | 0,001 | 450 | 1,4 | 1,4 | 0,09 | 0,8 | 5 | 75 | 0,78 |
| 6 | 10^{-11} | 0,001 | 500 | 1,5 | 1,5 | 0,08 | 0,9 | 6 | 80 | 0,76 |
| 7 | 10^{-10} | 0,0001 | 550 | 1,6 | 1,5 | 0,06 | 0,7 | 7 | 85 | 0,75 |
| 8 | 10^{-14} | 0,0001 | 600 | 1,7 | 1,4 | 0,07 | 1,0 | 8 | 90 | 0,77 |
| 9 | 10^{-13} | 0,0001 | 650 | 1,8 | 1,3 | 0,05 | 0,7 | 9 | 95 | 0,81 |
| 10 | 10^{-10} | 0,0001 | 700 | 1,9 | 1,2 | 0,04 | 0,8 | 10 | 100 | 0,82 |
| 11 | 10^{-11} | 0,001 | 750 | 2,0 | 1,1 | 0,05 | 0,9 | 15 | 150 | 0,83 |
| 12 | 10^{-12} | 0,0001 | 800 | 2,1 | 1,0 | 0,06 | 1,0 | 20 | 200 | 0,84 |
| 13 | 10^{-11} | 0,001 | 850 | 2,2 | 1,1 | 0,07 | 0,8 | 25 | 250 | 0,91 |
| 14 | 10^{-12} | 0,0001 | 900 | 2,3 | 1,2 | 0,08 | 0,9 | 30 | 300 | 0,92 |
| 15 | 10^{-15} | 0,0001 | 950 | 2,4 | 1,3 | 0,09 | 0,7 | 35 | 350 | 0,93 |
| 16 | 10^{-16} | 0,0001 | 200 | 2,5 | 1,4 | 0,06 | 1,0 | 40 | 400 | 0,94 |
| 17 | 10^{-14} | 0,0001 | 150 | 2,6 | 1,5 | 0,05 | 0,7 | 45 | 450 | 0,6 |
| 18 | 10^{-12} | 0,001 | 170 | 2,7 | 1,2 | 0,07 | 1,0 | 50 | 470 | 0,65 |
| 19 | 10^{-11} | 0,0001 | 180 | 2,8 | 1,5 | 0,08 | 1,0 | 55 | 480 | 0,67 |
| 20 | 10^{-9} | 0,001 | 190 | 2,9 | 1,3 | 0,09 | 0,7 | 60 | $1,5 \cdot 10^3$ | 0,68 |

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке хвильовий фронт?
2. Що являють собою сенсори хвильового фронту?
3. Джерела спотворення хвильового фронту.
4. Датчик Гартмана. Принцип роботи. Характеристики.
5. Гетеродинний сенсор хвильового фронту. Принцип роботи. Характеристики.
6. Моделі турбулентності атмосфери.
7. Інтерферометри зсуву. Схеми. Характеристики.
8. Порівняльна характеристика сенсорів хвильового фронту.
9. Системи апертурного зондування. Принципи роботи. Характеристики.
10. Швидкодія сенсорів хвильового фронту.

Лабораторна робота №4 РОЗРАХУНОК АТМОСФЕРНОГО КАНАЛУ ЗВ'ЯЗКУ

Мета роботи: вивчити механізми втрат оптичного випромінювання у атмосфері та оволодіти навиками розрахунків характеристик втрат у відкритих оптичних каналах зв'язку.

4.1 Основні теоретичні відомості

Розглянемо основні механізми спотворення оптичного випромінювання у атмосфері, що впливають на ефективність передавання сигналів у атмосферних каналах зв'язку.

4.1.1 Вплив турбулентності

Світлова хвиля, що розповсюджується у земній атмосфері, разом з енергетичними втратами зазнає флуктуацій амплітуди і фази, які зумовлені випадковим просторово-часовим розподілом показника заломлення повітря. Це викликано турбулентними рухами у атмосфері, які створюють випадкову зміну температури й відповідно показника заломлення.

Принциповий фізичний результат теорії розповсюдження хвиль у турбулентній атмосфері полягає в тому, що енергетичні втрати випромінювання виявляються незначними у порівнянні з втратами за рахунок молекулярного розсіювання, в той час як параметри оптичної хвилі зазнають суттєвих випадкових флуктуацій. Флуктуації амплітуди і фази хвилі у оптичному пучку призводять до виникнення завад, які пов'язані зі зміною структури оптичних пучків (розширення пучка, флуктуацій напрямку розповсюдження і його розщеплення).

Так, розширення пучка турбулентною атмосферою робить неможливим фокусування світла на великих відстанях. Зі збільшенням діаметра джерела дифракційна пляма у фокусі зменшується в турбулентній атмосфері не як у однорідному середовищі, а до деякого характерного розміру (розміру насичення).

Флуктуації напрямку оптичного пучка виявляються у зміщенні центра пучка відносно точки спостереження.

Розщеплення оптичного пучка на невеликих відстанях проявляється у вигляді складної структури плями, що спостерігається. Зі збільшенням відстані глибина просторової модуляції зростає. На великих відстанях (в області сильних флуктуацій) оптичний пучок виявляється розщепленим на тонкі нитки, що мають в перерізі вигляд круглих і серповидних плям. Форма плям змінюється від серповидної та круглої при боковому вітрі до комірчастої при повздовжньому [3,4].

Розсіювання оптичних хвиль на випадкових неоднорідностях показника заломлення повітря призводить до значних флуктуацій інтенсивності оптичного випромінювання у атмосфері. Експериментальне

вимірювання флуктуацій інтенсивності оптичного сигналу показало, що спектр флуктуацій знаходиться в діапазоні від 0 до 5000 Гц, збільшення діаметра приймача призводить до зменшення високочастотної складової (за рахунок усереднення прийнятого випромінювання). При діаметрі приймача 100 мм основний спектр флуктуацій знаходиться у межах від 0 до 2800 Гц.

4.1.2 Нелінійні ефекти розповсюдження

При розповсюдженні в атмосфері оптичного випромінювання дуже великої потужності виникає ряд нелінійних ефектів – багатофотонні ефекти (багатофотонна іонізація та дисоціація, які призводять до пробою шару повітря), спектроскопічний ефект насичення (викликає часткове просвітлення поглинаючого шару газу), ефект самоусунення променя (внаслідок нелінійної залежності показника заломлення середовища при опроміненні потужним радіаційним потоком), ефект випаровування частинок аерозолів (під дією імпульсних і неперервних джерел випромінювання великої потужності).

Розповсюдження потужного лазерного випромінювання у середовищі може привести до зміни величини показника заломлення в каналі променя. Різниця між значеннями показника заломлення середовища всередині пучка променя і поза ним може бути такою, при якій усувається розходження променя (ефект самофокусування променя лазера).

Опромінення частинок атмосферних аерозолів потужним направленим випромінюванням супроводжується рядом ефектів, які призводять до зміни умов розповсюдження радіації в середовищі. Найбільший практичний інтерес має випаровування частинок за рахунок поглинання енергії поля. Зміна розмірів частинок обумовлює відповідну зміну об'ємних полідисперсних коефіцієнтів ослаблення. Таким чином прозорість шару розсіювального середовища залежить від інтенсивності вхідного випромінювання.

При дії на водний аерозоль світлових імпульсів великої потужності і малої тривалості частинки, аерозолі набувають направленої руху, викликаного їх нерівномірним нагріванням. В результаті такого направленої руху може відбуватися коагуляція частинок.

4.1.3 Фонові завади від сторонніх джерел

До фонових завад від сторонніх джерел в атмосфері відносять такі, що не пов'язані з передаванням оптичного сигналу та існують незалежно від наявності цього сигналу в зовнішньому (атмосферному) каналі. Розглянемо загальну характеристику фонових завад різного походження.

Серед природних сторонніх джерел, взаємодія оптичного випромінювання яких з атмосферою призводить до появи помітних

фонових завад, Сонце є найпотужнішим. Не тільки пряме, але і розсіяне та відбите сонячне випромінювання в багатьох випадках є основним джерелом фонових завад в атмосфері. Але визначальним для рівня фонів при роботі конкретних оптоелектронних систем є спектральний діапазон.

В інфрачервоній області спектра помітним є вклад енергії теплового випромінювання атмосфери і земної поверхні. Співвідношення вкладів теплового випромінювання і сонячного розсіяного та відбитого випромінювання фонових завад залежить від багатьох факторів (стану атмосфери, умов спостереження, положення Сонця і т.д). Проте наближено можна вважати, що в області $\lambda > 4$ мкм домінує теплове випромінювання атмосфери і земної поверхні з максимумом в спектрі випромінювання біля 10 мкм. В спектральній області $\lambda < 3$ мкм переважає роль фонових завад, обумовлених сонячним випромінюванням з максимумом видимої області спектра. В інтервалі довжини хвиль 3-4 мкм має місце мінімум рівня завад, обумовлених сонячним та тепловим випромінюванням атмосфери й земної поверхні. В табл. 4.1 наведені дані максимальної яскравості фону для завад різної природи.

Таблиця 4.1 – Максимальна яскравість фону для завад різної природи

| Природа фонових завад | Максимальна яскравість фону, Вт/(см ² ·ср·мкм) | |
|---|--|--------------------|
| | $\lambda = 1$ мкм | $\lambda = 10$ мкм |
| Відбиття сонячного випромінювання водною поверхнею | 10^{-1} | 10^{-5} |
| Розсіювання сонячного випромінювання атмосферою (яскравість безхмарного неба) | 10^{-2} | 10^{-7} |
| Розсіювання сонячного випромінювання хмарами (яскравість хмарного неба) | 10^{-3} | 10^{-7} |
| Теплове випромінювання атмосфери | 10^{-7} | 10^{-3} |
| Світіння атмосфери | 10^{-10} | 10^{-6} |

Крім теплового рівноважного випромінювання в атмосфері завжди є нерівноважне випромінювання, яке викликане рядом фізичних і хімічних процесів, що мають місце при взаємодії оптичної і жорсткої сонячної радіації з атмосферою. Результатом таких процесів є легка люмінесценція атмосфери. Нетеплове оптичне випромінювання називають світінням атмосфери. Характерним для цього нерівноважного світіння атмосфери є значна спектральна селективність. У видимій області спектра світіння є лінійним, а у інфрачервоній області емісійні лінії мають дещо більшу спектральну ширину. При роботі оптико-електронних систем в нічний час світіння атмосфери являється суттєвою завадою.

4.2 Методика розрахунку атмосферного каналу

Методика розрахунку характеристик атмосферного каналу призначена для аналізу малих та середніх (до 1000 м) трас.

Введемо ряд припущень:

- розрахунок ведеться для систем передавання інформації по атмосферному каналу на світловипромінювальних діодах (СВД);
- релєївським розсіюванням та нелінійним ефектами розповсюдження можна знехтувати;
- згасання сигналу на похилій трасі для висот до 10 км є меншим, ніж на горизонтальній трасі тієї ж протяжності на висоті 0 км над рівнем землі;
- спектр флуктуацій інтенсивності сигналу знаходиться в діапазоні від 0 до 5000 Гц;
- максимальне відхилення променя внаслідок турбулентності атмосфери – 1 мрад;
- у вибраному вікні прозорості відсутні сильні смуги молекулярного поглинання.

Виходячи з відомостей про молекулярне поглинання світла у атмосфері можна виділити такі “вікна прозорості”, які підходять для передавання оптичного сигналу:

- 400÷1330 нм (за виключенням 1200 нм);
- 1520÷1560 нм;
- 1590÷2200 нм;
- 3000÷3300 нм;
- 4100÷4700 нм.

Найбільший практичний інтерес пов'язують із першим “вікном”. Існує велика кількість джерел випромінювання із робочою довжиною хвилі у видимому та ближньому ІЧ діапазонах. Наприклад як випромінювач можна використати СВД на основі *AlGaAs* із спектром випромінювання 870 ± 25 нм.

4.2.1 Дальність оптичної локації в атмосфері

У випадку однорідного оптичного середовища для направленою монохроматичного світлового пучка (наприклад, лазерного) справедливий закон Бугера

$$J_{l\lambda} = J_{0\lambda} e^{-\sigma_{\lambda} l}, \quad (4.1)$$

де $J_{0\lambda}$, $J_{l\lambda}$ – інтенсивності монохроматичного випромінювання на вході та виході із середовища, Вт/ср, σ_{λ} – коефіцієнт ослаблення потоку монохроматичного випромінювання, км^{-1} ; l – довжина траси, км.

Спектральний коефіцієнт прозорості середовища довжиною 1 км (питоме пропускання) $\tau_{y\lambda} = e^{-\sigma_\lambda}$.

Залежність коефіцієнта пропускання атмосфери від довжини хвилі випромінювання має селективний характер із відповідними вікнами прозорості.

Очевидно, що у випадку активної оптичної локації має місце дворазове проходження траси, тобто загальна довжина шляху визначається як $L = 2l = 2R$.

При цьому потужність оптичного сигналу на вході приймача системи прямо пропорційна квадрату спектрального коефіцієнта одностороннього пропускання атмосфери

$$P_\lambda = P_{0\lambda} T_{a\lambda}^2, \quad (4.2)$$

де $P_{0\lambda}$ – потужність відбитого оптичного сигналу на вході приймача.

Отже в інтервалі малих дальностей (при роботі по протяжній цілі), максимальна дальність дії оптичної локації в атмосфері

$$R_{max} = R_{0max} T_{a\lambda}, \quad (4.3)$$

де $R_{0max} = \sqrt{P_u K k_0 S_A \rho_D(\alpha) \xi / (\pi P_{nop})}$.

В інтервалі великих дальностей (при роботі з точковою ціллю), дальність дії оптичної (в т.ч. лазерної) локації в атмосфері

$$R_{max} = R_{0max} \sqrt{T_{a\lambda}}, \quad (4.4)$$

де $R_{0max} = \sqrt[4]{P_u K k_0 S_A S_{0D} / (\pi^2 \Theta_L^2 P_{nop})}$.

Таким чином, ослаблення потужності лазерного зондувального та відбитого оптичних сигналів атмосферою призводить до зменшення відношення сигнал/шум на вході приймача системи. Це, у свою чергу, знижує дальність виявлення цілі.

На практиці для визначення коефіцієнта $T_{a\lambda}$, при роботі у «вікнах прозорості» атмосфери використовують емпіричну формулу

$$T_{a\lambda} = \exp\left[-\frac{3,91 l_p}{R_M} \chi_\lambda\right],$$

де l_p – товщина розсіювального шару атмосфери; $\chi_\lambda = \sigma_{p\lambda} / \sigma_{p\lambda_0}$ (у видимому діапазоні хвиль $\chi_\lambda \approx 1$).

Метеорологічну дальність видимості (МДВ) визначають за формулою

$$R_M = \frac{1}{\sigma_{p\lambda}} \ln \frac{1}{V_{min}}, \quad (4.5)$$

де $V_{min} = 0,02$ – гранична контрастна чутливість ока спостерігача ($\lambda = 0,5\text{мкм}$).

МДВ є граничною дальністю видимості темних предметів з кутовим розміром $0,5^\circ$ стандартним спостерігачем ($V_{min} = 0,02$) у денний час на фоні неба.

Таблиця 4.2 – Питоме пропускання та дальність видимості атмосфери

| Стан атмосфери (видимість) | Бал за кодом | Питоме пропускання $\tau_{y\lambda}$, км | Метеорологічна дальність видимості R_M , км |
|----------------------------|--------------|---|---|
| Туман: | | | |
| дуже сильний | 0 | $> 10^{-34}$ | $> 0,05$ |
| сильний | 1 | $10^{-34} \div 10^{-8,5}$ | $0,05 \div 0,2$ |
| помітний | 2 | $10^{-8,5} \div 10^{-34}$ | $0,2 \div 0,5$ |
| слабкий | 3 | $10^{-3,4} \div 2 \cdot 10^{-2}$ | $0,5 \div 1$ |
| Димка: | | | |
| дуже сильна | 4 | $0,02 \div 0,14$ | $1 \div 2$ |
| сильна | 5 | $0,14 \div 0,38$ | $2 \div 4$ |
| помітна | 6 | $0,38 \div 0,68$ | $4 \div 10$ |
| слабка | 7 | $0,68 \div 0,82$ | $10 \div 20$ |
| Гарна видимість | 8 | $0,82 \div 0,92$ | $20 \div 50$ |
| Відмінна видимість | 9 | $\geq 0,92$ | ≥ 50 |

У таблиці 4.2 наведено типові значення питомого пропускання та метеорологічної дальності видимості в залежності від стану атмосфери ($\lambda = 500 \text{ нм}$).

Графіки залежності спектрального коефіцієнта загасання світлового потоку від МДВ $\sigma_\lambda = f(R_M)$ для різних довжин хвиль наведені на рис. 4.1.

4.2.2 Розрахунок впливу фонового випромінювання

Загальний шум на фотоприймачі складається з шумів, зумовлених атмосферними оптичними завадами, дробових шумів та власних шумів фотоелементів і підсилювачів.

За властивостями і фізичною природою атмосферні оптичні завади поділяють на дві групи:

- фонові перешкоди, викликані власним випромінюванням атмосфери і Землі, а також розсіюванням світла від сторонніх джерел (Сонця, Місяця та ін.);
- завади за рахунок викривлень оптичного сигналу, які зумовлені взаємодією сигналу з атмосферою.

Перша група являє собою адитивні перешкоди, які додаються до корисного сигналу і складаються з постійної в часі та випадкової (швидко змінної) складових. Обидві складові зменшують динамічний діапазон приймача й відповідно зменшують ефективність усієї системи передавання інформації.

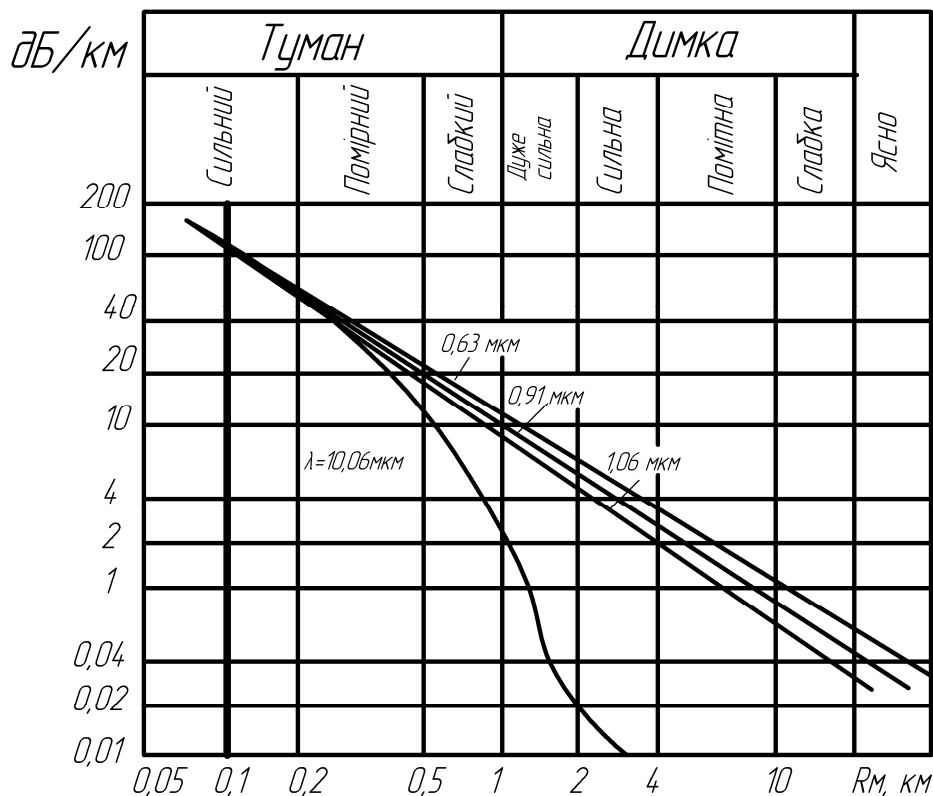


Рисунок 4.1 – Залежність коефіцієнта згасання від МДВ

Друга група являє собою як адитивні, так і мультиплікативні атмосферні завади. Цей вид завад знижує ефективність інформаційної системи, змінюючи як величину, так і форму самого передавального сигналу. Збільшення потужності оптичного сигналу при цьому не веде до

лінійного зростання відношення сигнал/шум. До мультиплікаційних завад відноситься одно- багатократне пряме розсіювання оптичного сигналу.

Дробові шуми зумовлені зміною інтенсивності за рахунок флуктуацій кількості прийнятих квантів оптичного сигналу.

Власні шуми фотоелементу характеризують шумові властивості фотоелементів і першого підсилювального каскаду вхідного підсилювача. Власні шуми залежать від типу фотоприймача, схеми його вмикання, типу підсилювального елементу вхідного підсилювача й ін.

Для розрахунку приймаємо, що у діапазоні довжин хвиль 800-950 нм фонові завади вдень не перевищують значення 10^{-2} Вт/(см²·ср·мкм), а вночі – не більше 10^{-6} Вт/(см²·ср·мкм). В такому випадку основний шум вноситься фоновим випромінюванням (іншими шумами можна знехтувати).

Таким чином, оптична потужність сигналу

$$P_n = 10^{-2} \cdot S_p \cdot \alpha \cdot \Delta\lambda, \quad (4.6)$$

де S_p – площа приймача (см²), α – кут зору приймача (срад), $\Delta\lambda$ – робочий діапазон довжин хвиль фотоприймача.

Залежно від способу модуляції оптичного сигналу змінюється й мінімально допустиме відношення сигнал/шум. Таким чином мінімальна потужність оптичного сигналу буде

$$P_s = N_{\min} \cdot P_n, \quad (4.7)$$

де N_{\min} – мінімальне відношення сигнал/шум для вибраного виду модуляції оптичного сигналу.

4.2.3 Розрахунок впливу відхилення променя від нормалі

Вважаємо, що максимальний кут відхилення променя від нормалі $\theta_{max} \leq 1$ мрад. Приймаємо мінімальний кут розходження променя $\theta_{min} = 2,5$ мрад. Тоді при точному націлюванні оптичного передавача на приймач відхилення променя на 1 мрад не викликає зникнення сигналу в приймачі. Найбільший вплив на розходження променя здійснюють добові коливання несучих конструкцій, будівель, зсув ґрунтів та тиск вітру.

4.2.4 Розрахунок параметрів оптичної системи

Оптичні системи дозволяють перерозподіляти світловий потік із збільшенням його концентрації за окремими напрямками.

Діаметр апертури приймальної антени при цьому менший діаметра світлової плями джерела оптичного сигналу. Для оцінювання втрат потужності використовуємо вираз

$$P_{lost} = 10 \lg \left(\frac{L_\lambda \cdot l}{D} \right)^2, \quad (4.8)$$

де L_λ – кут розходження променя, рад.; l – відстань до приймача; D – діаметр приймача.

Необхідно врахувати, що оптична система також вносить втрати. Приймаємо коефіцієнт пропускання елементів оптичної системи 0,95, відповідно потужність сигналу необхідно додатково збільшити на 0,5 дБ.

4.3 Приклад розрахунку атмосферного каналу зв'язку

Вхідні дані:

- довжина хвилі – 870 нм;
- робочий діапазон довжин хвиль фотоприймача – 850-900 нм;
- розходження променя – 4 мрад;
- довжина траси – 1000м;
- дальність дії – 150 м;
- радіус апертури приймача – 4 см;
- площа приймального елемента – 1 см²;
- кут зору приймача – 0,17 рад;
- згасання у каналі – до 60 дБ/км;
- модуляція – АМ;
- мінімальне відношення сигнал/шум – 3 дБ.
- потужність оптичних шумів

$$P_n = 10^{-2} S_p \cdot L_\lambda \cdot \Delta\lambda = 10^{-2} \cdot 1 \cdot 0,17 \cdot 0,05 = 8,5 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}.$$

Розрахована потужність оптичних шумів складає 85 мкВт.

Розрахуємо максимальні втрати каналу за рахунок погодних умов

$$P_L = \alpha_{\max} \cdot L = 60 \cdot 0,150 = 9 \text{ дБ}.$$

Втрати оптичного сигналу за рахунок розходження променя

$$P_{lost} = 10 \lg \left(\frac{L_\lambda \cdot l}{D} \right)^2 = 10 \lg \left(\frac{0,004 \cdot 150}{0,08} \right)^2 = 17,5 \text{ дБ}.$$

Знайдемо величину мінімального відношення сигнал/шум, враховуючи при цьому всі наявні типи втрат

$$P_{SNR} = P_N + P_L + P_{lost} + P_{opt} = 3 + 9 + 17,5 + 0,5 = 30 \text{ дБ}.$$

Таким чином, розрахункове відношення сигнал/шум каналу 30 дБ.

Мінімальна потужність оптичного сигналу при цьому становить

$$P_S = 10^{\frac{P_{SNR}}{10}} \cdot P_N = 10^{\frac{30}{10}} \cdot 8,5 \cdot 10^{-5} = 0,085 \text{ Вт}.$$

Таким чином, потужність СВД становить ≥ 85 мВт.

МДВ

$$R_M = \frac{1}{\ln(2 \cdot 10^{-2})} \ln \frac{1}{0,02} \approx 1 \text{ км.}$$

Спектральний коефіцієнт пропускання

$$T_{a\lambda} = \exp\left[-\frac{3,91 \cdot 0,15}{1}\right] \approx 0,18.$$

Максимальна дальність дії оптичного локатора в заданих погодних умовах

$$R_{max} = 1000 \cdot 0,18 = 180 \text{ м.}$$

4.4 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання.
2. Зібрати та від'юстувати установку згідно зі схемою на рис. 4.2.
3. Визначити граничну частоту роботи оптичного каналу зв'язку на відстані 3м.
4. Внести у оптичний канал розсіювальні елементи 6 із відомими коефіцієнтами втрат. Визначити граничну частоту оптичного каналу із розсіювальними елементами.
5. Визначити параметри роботи системи на максимально можливій (в лабораторних умовах) відстані траси.
6. За наведеним прикладом згідно з варіантом індивідуального завдання (таблиця 4.3) виконати розрахунок характеристик атмосферного каналу зв'язку.
7. Побудувати графічні залежності $f_{гран}(\sigma_\lambda)$, $\sigma_\lambda(L_\lambda)$, $R_{max}(R_M)$ для даної схеми та індивідуального завдання.
8. Скласти звіт.

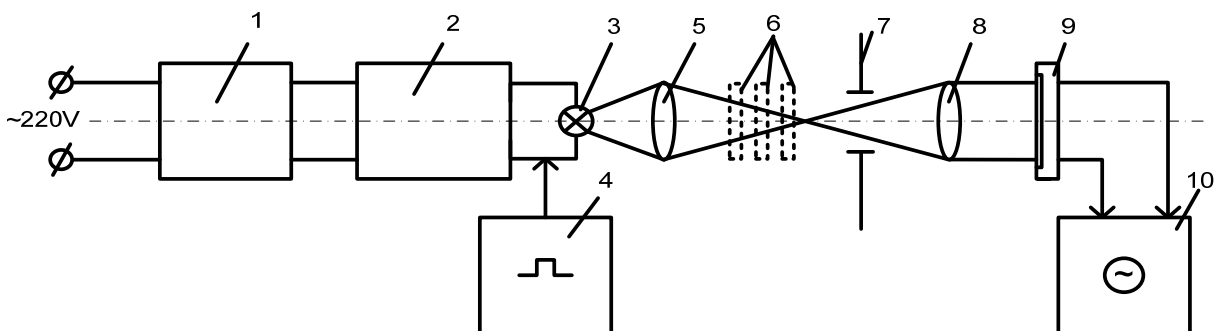


Рисунок 4.2 – Схема установки для аналізу оптичного каналу зв'язку:
1 – стабілізатор напруги; 2 – трансформатор; 3 – джерело випромінювання;
4 – генератор частот; 5 – конденсор; 6 – розсіювальні пластинки; 7 – діафрагма;
8 – об'єктив; 9 – фотоприймач; 10 – осцилограф

Таблиця 4.3 – Варіанти індивідуальних завдань

| Номер варіанта | λ , нм | θ_{\max} , мрад | L, м | R, см | S, см ² | θ_{\min} , мрад | α , дБ/км | P_N , дБ | $R_{0\max}$, м |
|----------------|----------------|------------------------|------|-------|--------------------|------------------------|------------------|------------|-----------------|
| 1 | 590 | 2,6 | 80 | 2,6 | 0,30 | 0,65 | 55 | 1,9 | 990 |
| 2 | 600 | 2,7 | 85 | 2,7 | 0,35 | 0,70 | 45 | 2,2 | 980 |
| 3 | 610 | 2,8 | 90 | 2,8 | 0,40 | 0,75 | 60 | 2,5 | 970 |
| 4 | 620 | 2,9 | 95 | 2,9 | 0,45 | 0,80 | 50 | 3,0 | 960 |
| 5 | 630 | 3,0 | 100 | 3,0 | 0,50 | 0,85 | 40 | 2,3 | 950 |
| 6 | 640 | 3,1 | 105 | 3,1 | 0,55 | 0,9 | 35 | 2,6 | 940 |
| 7 | 650 | 3,2 | 110 | 3,2 | 0,60 | 0,10 | 30 | 2,8 | 930 |
| 8 | 660 | 3,3 | 115 | 3,3 | 0,65 | 0,11 | 55 | 2,7 | 920 |
| 9 | 670 | 3,4 | 120 | 3,4 | 0,70 | 0,12 | 45 | 2,3 | 910 |
| 10 | 680 | 3,5 | 125 | 3,5 | 0,75 | 0,13 | 30 | 1,9 | 900 |
| 11 | 690 | 3,6 | 130 | 3,6 | 0,80 | 0,14 | 60 | 2,8 | 890 |
| 12 | 700 | 3,7 | 135 | 3,7 | 0,85 | 0,15 | 40 | 2,5 | 880 |
| 13 | 710 | 3,8 | 140 | 3,8 | 0,90 | 0,16 | 50 | 2,7 | 870 |
| 14 | 720 | 3,9 | 145 | 3,9 | 0,95 | 0,17 | 35 | 2,3 | 860 |
| 15 | 730 | 4,0 | 150 | 4,0 | 1,00 | 0,18 | 55 | 2,2 | 850 |
| 16 | 740 | 4,1 | 155 | 4,1 | 1,05 | 0,19 | 30 | 3,0 | 840 |
| 17 | 750 | 4,2 | 160 | 4,2 | 1,10 | 0,20 | 50 | 2,6 | 830 |
| 18 | 760 | 4,3 | 165 | 4,3 | 1,15 | 0,21 | 45 | 2,3 | 820 |
| 19 | 780 | 4,4 | 170 | 4,4 | 1,20 | 0,22 | 60 | 2,8 | 810 |
| 20 | 790 | 4,5 | 175 | 4,5 | 1,25 | 0,23 | 40 | 3,0 | 800 |
| 21 | 800 | 4,6 | 180 | 4,6 | 1,30 | 0,24 | 50 | 2,7 | 790 |
| 22 | 810 | 4,7 | 185 | 4,7 | 1,35 | 0,25 | 60 | 1,9 | 780 |
| 23 | 820 | 4,8 | 190 | 4,8 | 1,40 | 0,26 | 35 | 2,5 | 770 |
| 24 | 830 | 4,9 | 195 | 4,9 | 1,45 | 0,27 | 45 | 2,6 | 760 |
| 25 | 840 | 5,0 | 200 | 5,0 | 1,50 | 0,28 | 55 | 2,8 | 750 |
| 26 | 850 | 5,1 | 205 | 5,1 | 1,55 | 0,29 | 40 | 1,9 | 740 |
| 27 | 860 | 5,2 | 210 | 5,2 | 1,60 | 0,30 | 50 | 2,7 | 730 |
| 28 | 870 | 5,3 | 215 | 5,3 | 1,65 | 0,31 | 45 | 2,5 | 720 |
| 29 | 880 | 5,4 | 220 | 5,4 | 1,70 | 0,32 | 55 | 2,3 | 710 |
| 30 | 890 | 5,5 | 225 | 5,5 | 1,75 | 0,33 | 60 | 3,0 | 700 |

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Закони розповсюдження оптичного випромінювання у атмосфері.
2. Нелінійні оптичні ефекти розповсюдження світла у атмосфері.
3. Вплив стану атмосфери на дальність оптичної локації.
4. Вплив фонових завад та характеристик пучка на поширення світла.
5. Механізм втрат оптичного сигналу у атмосфері.
6. Джерела та приймачі випромінювання для оптичної локації.
7. Спектральні вікна прозорості для оптичної локації.

Лабораторна робота №5

ПОГЛИНАННЯ ІНФРАЧЕРВОНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ АТМОСФЕРОЮ

Мета роботи: вивчити механізми втрат світла у атмосфері, які зумовлені поглинанням інфрачервоного випромінювання та оволодіти навиками розрахунків спектрального коефіцієнта пропускання у діапазоні довжин хвиль 0,7...14 мкм за методом Ельдера-Стронга.

5.1 Основні теоретичні відомості

Земна атмосфера є середовищем, що складається з аерозольної суміші газів і водяної пари зі зваженими в ній частинками різних розмірів (частинки диму, земного та космічного пилу, органічні частинки і т.д.)

Нижні шари атмосфери складаються з механічної суміші азоту (78%), кисню (21%) і ряду інших газів. З цих газів, на частку яких у повітрі приходиться близько 1%, на оптичні властивості атмосфери впливають вуглекислий газ та озон. Вміст CO₂ у поверхневому шарі атмосфери (для висот порядку 20...25 км) є нерівномірним та коливається в межах 0,3...0,05%, а O₃ – близько 10⁻⁵...10⁻³%.

Концентрація водяної пари H₂O в атмосфері може бути від 10⁻³ до 4% і залежить від географічної широти, висоти над рівнем моря, часу, пори року і місцевих метеорологічних умов. Основна кількість водяної пари є зосередженою в нижньому шарі атмосфери (до 5 км) та різко зменшується з подальшим збільшенням висоти.

Крім газів і водяної пари в нижніх шарах атмосфери постійно є пил, дим, мінеральні й органічні частинки, бактерії, краплі води і кристалики льоду. Ці частинки та домішки можуть бути центрами концентрації водяної пари, що приводить до утворення серпанку, туману, хмар і дощу.

При проходженні інфрачервоного (ІЧ) випромінювання крізь атмосферу спостерігається вибіркоче поглинання багатоатомними молекулами газів і водяною парою. Селективність поглинання пояснюється тим, що воно відбувається на тих хвилях, частота яких є резонансною для молекул атмосферних газів [20].

Найбільш інтенсивно ІЧ випромінювання поглинається парами води, вуглекислим газом та озоном. У поверхневому шарі атмосфери смуги поглинання водяної пари перекривають смуги поглинання інших газів. У ІЧ діапазоні виділяють такі основні смуги пропускання $\Delta\lambda_i$ (вікна прозорості) [5]:

- 0,95...1,05 мкм;
- 1,15...1,35 мкм;
- 1,5...1,8 мкм;
- 2,1...2,4 мкм;
- 3,3 ... 4,2 мкм;

- 4,5...5,1 мкм;
- 8...13 мкм.

Відносна величина пропускання у вікнах прозорості не є однозначною для всіх умов, вона залежить від висоти над рівнем моря та вмісту в атмосфері водяної пари. Зі збільшенням висоти густина повітря та вміст у ньому водяної пари зменшуються, відповідно зростає прозорість атмосфери і збільшується ширина смуг пропускання.

Т. Ельдером і Д. Стронгом був запропонований метод наближеного розрахунку прозорості атмосфери всередині спектральних смуг пропускання. Для розрахунку вибіркового поглинання всередині ділянки прозорості τ_{II} ними була запропонована логарифмічна залежність

$$\tau_{II} = t_0 - k_{II} \lg \omega, \% \quad (5.1)$$

де ω – водність (приведена товщина водяних пар у мм на 1 км відстані); t_0 , k_{II} – сталі відповідної спектральної ділянки, знайдені Ельдером і Стронгом експериментально (таблиця 5.1)

Таблиця 5.1 – Сталі Ельдера і Стронга [21]

| Номер ділянки | Спектральний діапазон, мкм | $k_{II}, \%$ | $t_0, \%$ | Номер ділянки | Спектральний діапазон, мкм | $k_{II}, \%$ | $t_0, \%$ |
|---------------|----------------------------|--------------|-----------|---------------|----------------------------|--------------|-----------|
| I | 0,72 – 0,92 | 15,1 | 106,3 | V | 1,9 – 2,7 | 13,1 | 72,5 |
| II | 0,92 – 1,2 | 16,5 | 106,3 | VI | 2,7 – 4,3 | 12,5 | 72,3 |
| III | 1,1 – 1,4 | 17,1 | 96,3 | VII | 4,3 – 5,9 | 21,2 | 51,2 |
| IV | 1,4 – 1,9 | 13,1 | 81,0 | VIII | 5,9 – 14,0 | - | - |

Для атмосфери, яка містить водяну пару, але є вільною від твердих частинок, дощу і туману, застосовується така формула для розрахунку ω (розрахункова висота 2–20 км)

$$\omega = 10^4 \alpha_0 \cdot \psi_n \cdot l, \quad (5.2)$$

де α_0 – гранична абсолютна вологість біля поверхні Землі у г/см^3 (табл. 5.2); ψ_n – відносна вологість повітря на відповідній висоті, %; l – довжина траси, у км.

Для розрахунку вибіркового поглинання водяною парою, наприклад, у випадку розсіювання ІЧ випромінювання туманом на висотах > 2 км Ельдером і Стронгом була запропонована емпірична формула [6]

$$\tau_p = (0,998)^\omega. \quad (5.3)$$

Таким чином, інтегральний коефіцієнт прозорості чистої вологої атмосфери може бути розрахований так

$$\tau = \tau_{II} \tau_p = (t_0 - k_{II} \lg \omega) \cdot 0,998^{\omega} \quad (5.4)$$

Таблиця 5.2 – Гранична абсолютна вологість на поверхні Землі [21]

| Температура, °С | -20 | -15 | -10 | -5 | 0 | 5 | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 |
|---|------|------|------|------|------|------|-----|------|------|------|------|
| Гранична абсолютна вологість, мкг/см ³ | 1,08 | 1,60 | 2,35 | 3,41 | 4,86 | 6,32 | 9,4 | 17,3 | 30,3 | 51,1 | 82,8 |

При значному замутненні атмосфери (дощі, тумани і т. д.) характер проходження ІЧ світла є більш складним. У приземних шарах атмосфери завжди знаходяться зважені тверді та рідкі частинки, що утворюють хмари, туман і атмосферні опади. На цих частинках відбувається аерозольне дифракційне та геометричне розсіювання.

Встановлено, що характер та інтенсивність аерозольного розсіювання залежить від співвідношення між радіусом розсіювачів r і довжиною хвилі діючого випромінювання λ :

- в області коротких хвиль ($r \ll \lambda$) розсіювання залежить тільки від розміру частинок;

- при $\lambda = r$ розсіювання є максимальним. Вимірявши залежність коефіцієнта розсіювання від довжини хвилі $\rho = f(\lambda)$, можна довжину хвилі максимального розсіювання вважати приблизно рівною радіусу переважної кількості розсіювачів;

- при $\lambda > r$ розсіювання починає зменшуватися. За умови $\lambda \approx 2r$ починається область розсіювання, в якій працює закон Релея (розсіювання змінюється пропорційно λ^{-4}). При штучному тумані та серпанку (розмір розсіювачів $r < 0,2 \dots 1 \text{ мкм}$) ІЧ випромінювання із довжиною хвилі $\lambda > 2 \text{ мкм}$ поширюється на більш значну відстань у порівнянні з видимим світлом.

Для оцінювання ослаблення ІЧ світла хмарами вважають, що вони складаються переважно з крапельок радіусом 5...7 мкм. Середня відстань між краплями 1...1,5 мкм. Якщо радіус крапель стає більшим 60 мкм, вони випадають на землю у вигляді дощу.

Для частинок з $r > 60 \text{ мкм}$ (дощ, сніг, град та ін.) розсіювання короткого та середнього ІЧ випромінювання практично не залежить від довжини хвилі, а залежить тільки від розміру частинок, тому ІЧ випромінювання не має переваг відносно видимого.

З підвищенням висоти над рівнем моря прозорість атмосфери для ІЧ випромінювання нелінійно зростає. Так, на висотах вище 9...10 км ІЧ випромінювання поширюється практично без втрат. Ідеальним середовищем для поширення світла є космічний простір (вакуум).

5.2 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання, пов'язані з особливістю проходження ІЧ випромінювання у шарах атмосфери.

2. За методом Ельдера-Стронга згідно з варіантом індивідуального завдання (таблиця 5.3) виконати розрахунок коефіцієнта пропускання атмосфери для кожної з ділянок прозорості у діапазоні 0,72...4,9 мкм, а також інтегральний коефіцієнт прозорості чистої вологої атмосфери.

3. Побудувати графічні залежності $\tau_p(l)$ для кожної спектральної ділянки та $\tau(\omega)$.

4. Скласти звіт.

Таблиця 5.3 – Індивідуальні варіанти завдань

| Номер варіанта | Довжина траси, км | Відносна вологість, % | Температура, ° С |
|----------------|-------------------|-----------------------|------------------|
| 1 | 20 | 61 | -20 |
| 2 | 19 | 65 | -10 |
| 3 | 18 | 60 | -5 |
| 4 | 17 | 63 | 0 |
| 5 | 16 | 72 | 5 |
| 6 | 15 | 67 | 10 |
| 7 | 14 | 74 | 15 |
| 8 | 13 | 76 | 20 |
| 9 | 12 | 69 | 25 |
| 10 | 11 | 68 | 30 |
| 11 | 10 | 80 | 35 |
| 12 | 9 | 79 | 40 |
| 13 | 8 | 81 | 45 |
| 14 | 7 | 68 | 50 |
| 15 | 6 | 72 | -10 |
| 16 | 5 | 82 | -15 |
| 17 | 4 | 70 | -20 |
| 18 | 3 | 74 | 10 |
| 19 | 2 | 81 | 15 |
| 20 | 2 | 75 | 20 |

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Закони розповсюдження ІЧ випромінювання у атмосфері.
2. Що таке аерозолі?
3. Механізми аерозольного розсіювання ІЧ світла у атмосфері. Дальність.
4. Спектральні вікна прозорості та їх особливості у ІЧ діапазоні.
5. Методи визначення інтегрального коефіцієнта пропускання.

Лабораторна робота №6
АГРЕГАТНІ МЕТОДИ РОЗРАХУНКУ СПЕКТРАЛЬНОГО
КОЕФІЦІЄНТА ПРОПУСКАННЯ АТМОСФЕРИ

Мета роботи: засвоїти практичні розрахунки коефіцієнта атмосферного пропускання та оволодіти навиками агрегатних методів розрахунку спектрального коефіцієнта пропускання атмосфери в діапазоні довжин хвиль 1...30 мкм.

6.1 Основні теоретичні відомості

6.1.1 Спектральне пропускання атмосфери без урахування розсіювання

З метою спрощення аналізу рівняння переносу випромінювання розглянемо світло, що поширюється вертикально вздовж осі z . У цьому випадку значення коефіцієнта послаблення μ враховуємо рівним одиниці. Розв'язки диференціального рівняння для плоскої земної поверхні мають вигляд (штрихами позначені змінні інтегрування)

$$L_\nu(\nu, q_0) = L(\nu, q)^{-(q_0 - q)} + \int e^{-(q_0 - q')} J_\nu(\nu, q') dq'. \quad (6.1)$$

У цьому виразі $\nu = 1/\lambda$ – хвильове число, см^{-1} ; λ – довжина хвилі, см ; $L_\nu(\nu, q_0)$ – спектральна енергетична яскравість, $\text{Вт}/\text{см}^2 \cdot \text{ср}$ у точці спостереження ($z = 0$); $L_\nu(\nu, q)$ – спектральна енергетична яскравість у точці знаходження об'єкта ($z = z$); $(q_0 - q)$ – оптична товщина; $J_\nu(\nu, q)$ – функція джерела.

У точці спостереження вплив розсіяного сонячного світла вважаємо вторинною причиною ослаблення випромінювання. Розсіювання від джерел, які знаходяться поза трасою, виключаємо.

На трасі з початковою точкою z_1 і кінцевою z_2 , розташованою вище (з відповідними значеннями оптичної товщини цих точок q_1 і q_2), коефіцієнт пропускання, за визначенням, виражається формулою

$$L_\nu(\nu, q_0) / L_\nu(\nu, q_1) = \tau(\nu, q_1, q_2) = \exp\{-(q_1 - q_2)\}. \quad (6.2)$$

Звідси випливає, що вираз під інтегралом рівняння (6.1) є еквівалентним $L_\nu^*(\nu, q') d\tau(\nu, q')$, тому одержуємо

$$L_\nu(\nu, q_0) = L(\nu, q) \exp\{-(q_0 - q)\} + \int_{\tau(q_0)}^{\tau(q)} L_\nu^*(\nu, q') d\tau(\nu, q'). \quad (6.3)$$

Оскільки розв'язок інтегрального рівняння (6.3) не вдається записати у єдиній закінченій аналітичній формі, застосовуємо чисельне інтегрування. У наведеному нижче рівнянні $L_{\text{вспом}}$ позначає яскравість у пункті спостереження на висоті z_0 . Земну поверхню вважають плоскою, а шари атмосфери над нею однорідними (рис. 6.1). Рисунок ілюструє випадок, коли $z_0 = 0$. Шари розділені межами z_1, z_2, z_n . Умовно вважаємо, що спостерігач дивиться вертикально вгору на об'єкт, який знаходиться на межі z_n .

У чисельній формі рівняння (6.3), відповідно до рисунка, запишемо у вигляді

$$L_{\text{вспом}} = \varepsilon(\nu)_{\text{об}} L_{\text{воб}}^* \tau_n(\nu) + \sum_{i=1}^n L_\nu^*(\nu, T_i) [\tau_{i-1}(\nu) - \tau_i(\nu) / \tau_i'(\nu)]. \quad (6.4)$$

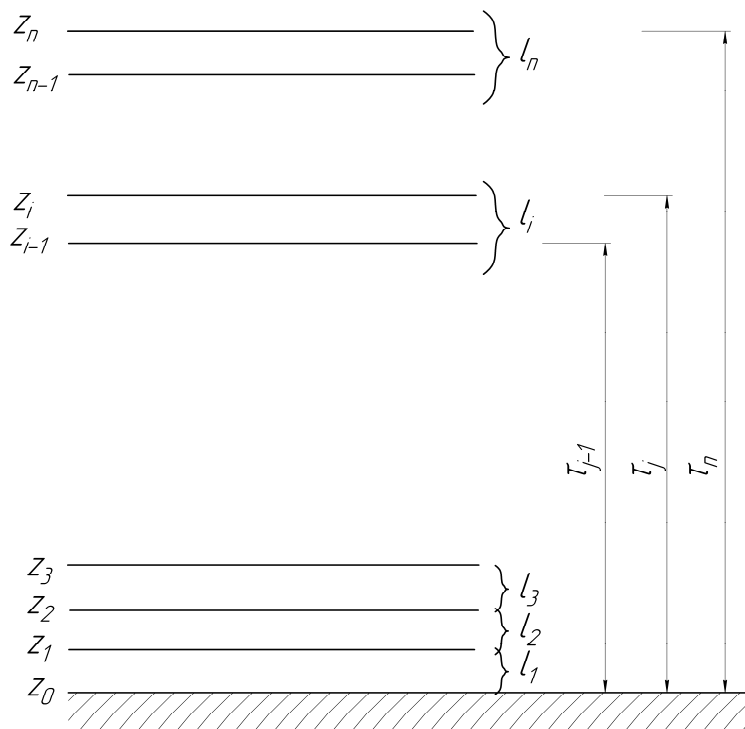


Рисунок 6.1 – Схематичний поділ атмосфери на шари

Другий член правої частини рівняння (6.4) являє собою випромінювання атмосфери у місці приймання внаслідок світла, що випускається кожним шаром та перетворюється за рахунок коефіцієнта пропускання атмосфери між приймачем і нижньою межею шару. Коефіцієнт пропускання враховує як поглинання, так і розсіювання середовища. Варто враховувати, що в рівнянні (6.4) функція джерела у i -му

шарі є результатом випромінювання без урахування розсіювання в шарі світла від сусідніх областей поза шаром. Однак зауважимо, що насправді на коефіцієнт пропускання атмосфери нижнього випромінювального шару впливає як поглинання, так і розсіювання [9].

Розв'язати рівняння (6.4) при заданому ν , якщо відомі величини $\tau(\nu)$.

Щоб з'ясувати, що можна визначити за результатами вимірів яскравості об'єкта спектрометром з даною шириною спектральної щілини (тобто спектральним інтервалом з ефективною шириною $\Delta\nu$), потрібно розрахувати $\tau_{\Delta\nu}$. Типова величина $\Delta\nu$ має порядок 10 cm^{-1} або більше.

Величина $\tau_{\Delta\nu}$ розраховується за формулою

$$\bar{\tau}_{\Delta\nu}(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \tau(\nu) d\nu. \quad (6.5)$$

Формула (6.5) являє собою апроксимацію з двох точок зору. По-перше, оскільки порівняння із реальними спектрометрами потребує, щоб спектральне пропускання розраховувалося для реальної ширини щілини, рівняння (6.5) варто було б насправді писати у вигляді згортки спектрального коефіцієнта пропускання із нормованою спектральною функцією щілини спектрометра (ν – центр інтервалу)

$$\bar{\tau}_{\Delta\nu}(\nu) = \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\Delta\nu} \tau(\nu') \xi(\nu' - \nu) d\nu'. \quad (6.6)$$

По-друге, зміну спектра джерела у інтервалі $\Delta\nu$, на випромінювання якого впливає поглинання, необхідно вважати повільною. Таким чином, розглядаючи випромінювання сірих тіл, для урахування поглинання в атмосфері можна використовувати формулу (6.5), а у випадку випромінювання гарячих газів, спектральна структура яких в часі є швидкозмінною та зазвичай тісно зв'язаною зі спектром атмосфери, застосування формули (6.5) може призвести до значних похибок. Вважаємо, що джерела випромінювання мають постійний спектр, якщо відсутні інші припущення, які дозволяють використовувати рівняння (6.5) як апроксимацію.

Таким чином, усі вирази усереднюються в межах інтервалу $\Delta\nu$, а точність результатів залежить від точності обчислення коефіцієнта пропускання, обумовленого поглинанням

$$\bar{\tau}_{\Delta\nu} \Delta\nu = \int_{\Delta\nu} e^{-q(\nu)} d\nu, \quad (6.7)$$

$$\text{де } q(\nu) = \int_L k_a(\nu, z) \rho dz.$$

6.1.2 Концепції смугової моделі

Більшість практичних підходів до розрахунку атмосферного поглинання полягає у використанні наближеної математичної моделі смугової структури спектра. При цьому вважається, що положення ліній та інтенсивність смуг можуть бути подані однією з таких математичних моделей.

1. *Модель Ельзасера*, побудована в припущенні, що лінії рівної інтенсивності розташовані на рівних відстанях і мають однакову півширину. Функція пропускання усереднюється за інтервалами, що дорівнюють відстані між центрами ліній.

2. *Статистична модель (модель Гуді)* була спочатку запропонована для парів води; у ній вважають, що положення та інтенсивність ліній описуються ймовірнісною функцією. Статистичну модель розроблено Майером та (незалежно від нього) Гуді.

3. *Модель випадкового накладання смуг Ельзасера* являє собою узагальнення моделі Ельзасера та статистичної моделі. Вважають, що певна кількість смуг Ельзасера з різними значеннями інтенсивності, напівширини та відстані між смугами накладаються одна на одну випадково.

4. Найбільш точна *квазівипадкова модель*, у якій інтервал усереднення може бути досить малим (у порівнянні з іншими потребує найбільшого обсягу обчислень).

Якщо припустити, що окрема спектральна лінія у однорідному поглинальному газі має лоренцівську форму, вираз для поглинання має вигляд

$$A \Delta\nu = \int_{\Delta\nu} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{\pi} \int_{\text{По трасі}} \frac{S \alpha \rho}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2} \right] \right\} d\nu. \quad (6.9)$$

Для однорідної траси (S , α і ρ постійні) формула (6.9) спрощується

$$A\Delta\nu = \int_{\Delta\nu} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{S}{\pi} \frac{\alpha w}{(\nu - \nu_0)^2 + \alpha^2} \right] \right\} d\nu. \quad (6.10)$$

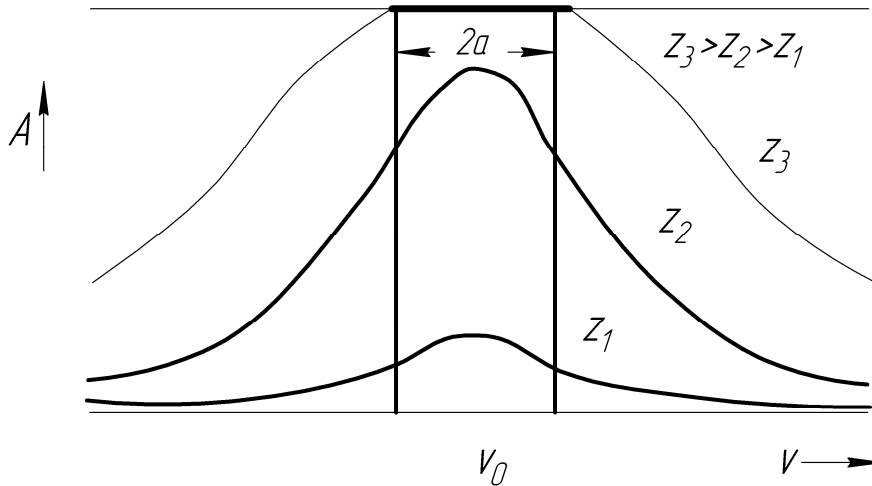


Рисунок 6.2 – Поглинання окремою лінією залежно від частоти випромінювання (при різних кількостях поглинального агента)

Залежність поглинання від частоти для різних довжин траси і значень w наведено на рис. 6.2. Для траси довжиною z_1 поглинання є малим навіть у центрі лінії. При довжині z_2 випромінювання в центрі лінії поглинається повністю, і подальше збільшення z приводить тільки до зміни поглинання на краях лінії. Поглинання на трасах, довжина яких дорівнює або більше z_3 , розглядається як поглинання в сильній лінії [10].

Якщо припустити, що інтервал $\Delta\nu$ у (6.10) включає практично всю лінію, то без ризику внести істотну похибку межі інтегрування можна обрати від $-\infty$ до $+\infty$. При цьому рівняння (6.10) для визначення повного поглинання можна вирішити точно. Відповідний розв'язок має вигляд

$$A\Delta\nu = 2\pi\alpha\psi \cdot e^{-\psi} [I_0(\psi) + I_1(\psi)]. \quad (6.11)$$

Для поглинання у слабкій лінії розв'язок (6.11) спрощується і приймає вигляд

$$A\Delta\nu = 2\pi\alpha\psi = Sw, \quad (6.12)$$

і залежність поглинання від кількості поглинаючого агента стає лінійною.

В умовах поглинання сильною лінією ψ є значним, тоді (6.12) приймає вигляд

$$A\Delta\nu = \sqrt{S\alpha w}. \quad (6.13)$$

Цей вираз відомий як наближення квадратного кореня. Наведені вище формули для окремої спектральної лінії є справедливими і для поглинання багатьма лініями за умови, якщо вони не перекриваються.

6.1.2.1 Модель Ельзасера

Ельзасерівська модель смуги поглинання формується шляхом періодичного повторення окремої лоренцівської лінії у інтервалі $\Delta\nu$. Це приводить до ряду ліній, розташованих на однаковій відстані з постійними значеннями інтенсивності та півширини у відповідному інтервалі. Модель була запропонована Ельзасером у 1938 р. Загальний вираз для поглинання в смугі Ельзасера має вигляд

$$A = (sh\beta) \int_0^{\infty} I_0(Y) \exp(-Ych\beta) dY. \quad (6.14)$$

Графік цієї функції для різних значень β наведений на рис. 6.3. Функцію в загальному вигляді оцінити важко, тому було застосовано спроби оцінити інтеграл на основі наближених формул. Каплан розклав інтеграл у ряд, який є збіжним для значень $\beta < 1,76$.

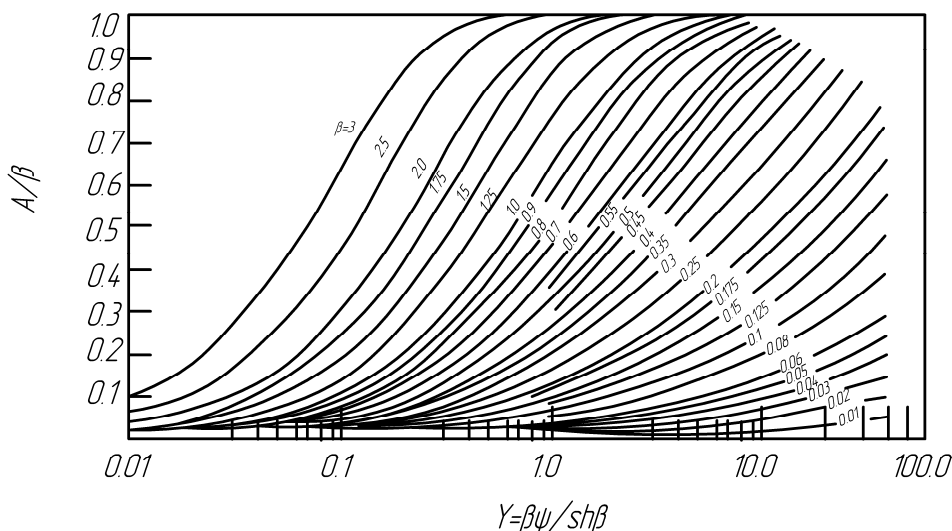


Рисунок 6.3 – Поглинання у окремій смугі Ельзасера

Наближення слабких ліній. На рис. 6.4 поглинання за формулою подано у функції добутку $\beta\psi = Sw/d$ для чотирьох значень β . Криві

поглинання є близькими одна до одної для всіх значень w . Оскільки параметр β є мірою відношення ширини лінії до відстані між сусідніми лініями, спектральні лінії сильно перекриваються й окремі лінії перестають виділятися. Ця умова відповідає високим тискам, які є характерними для атмосферних трас, що проходять на невеликій висоті. Рівняння (6.14) можна апроксимувати виразом

$$A = 1 - e^{-\beta\psi} . \quad (6.15)$$

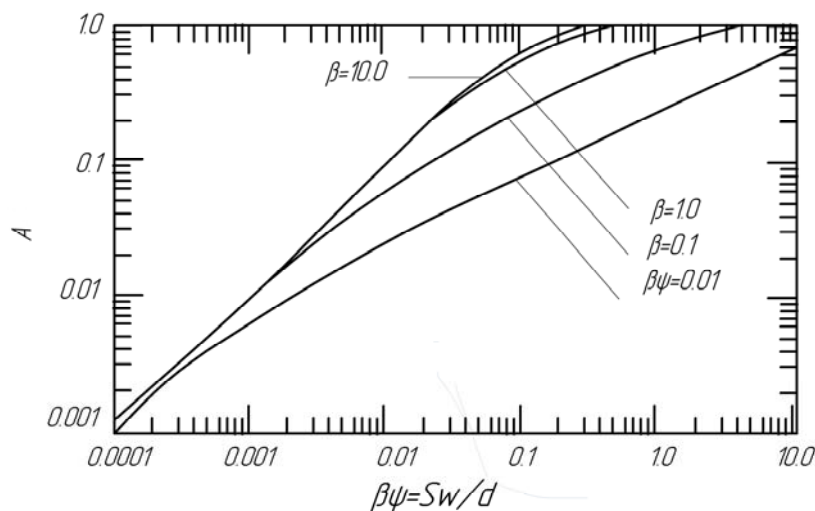


Рисунок 6.4 – Поглинання функції $\beta\psi = Sw/d$ для моделі Ельзасера

Цей вираз є апроксимацією формули (6.14) внаслідок слабкого поглинання у центрі лінії незалежно від β . Таку апроксимацію називають наближенням слабких ліній (воно не залежить від положення ліній усередині смуги).

У таблиці 6.10 зазначені області зміни β та ψ , для яких наближення слабких ліній є справедливим з точністю $\geq 10\%$. Апроксимація, зокрема, є корисною для екстраполяції поглинання до малих значень ψ та високого тиску. Наближення слабких ліній перетворюється у лінійну апроксимацію, якщо поглинання є малим навіть при перекритті ліній. У цьому випадку β є малим, і всіма членами розкладання у ряд експоненти (6.15) можна знехтувати, за винятком члена із лінійною залежністю.

Наближення сильних ліній. Протяжні атмосферні траси на великих висотах характеризуються значними кількостями w і низькими значеннями тиску

$$A = \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2}\beta^2\psi\right)^{1/2} . \quad (6.16)$$

Вираз (6.16) відомий як наближення сильних ліній смугової моделі Ельзасера.

На рис. 6.5 відповідно до (6.12) поглинання подано як функція $\beta^2\psi = 2\pi\alpha S w / d^2$. Ця область включає велику частину потенційно важливих значень поглинання. На відміну від наближення квадратного кореня в цьому випадку лінії можуть перекриватися. Для спектральних ліній, які перекриваються, (β є великим) значення ψ , для якого апроксимація є справедливою, обмежуються просто високим рівнем ψ . Области застосування наближення сильних ліній наведені у таблиці 6.1.

Наближення ліній, що не перекриваються. Третя апроксимація у смуговій моделі Ельзасера є відомою як наближення ліній, що не перекриваються. Вона є важливою для екстраполяції поглинання до малих значень w і низьких тисків, що відповідає коротким трасам на великих висотах. За таких умов рівняння (6.14) зводиться до такого

$$A = \beta\psi e^{-\psi} [I_0(\psi) + I_1(\psi)]. \quad (6.17)$$

Даний вираз збігається із поглинанням окремої спектральної лінії.

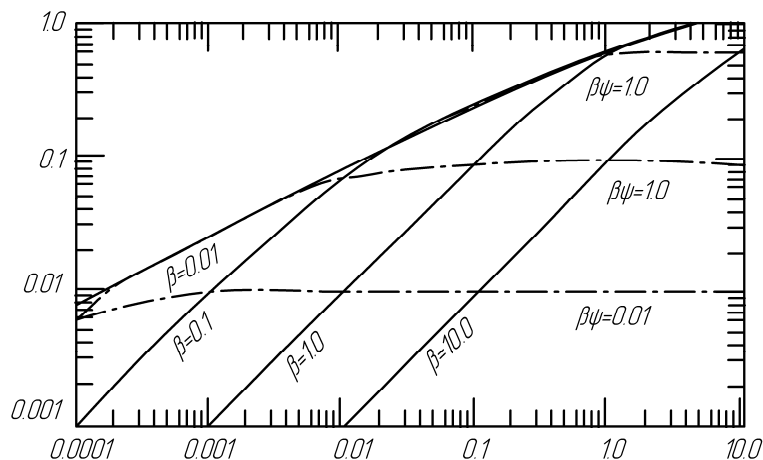


Рисунок 6.5 – Поглинання у функції $\beta^2\psi = 2\pi\alpha S w / d^2$ для моделі Ельзасера

На рис. 6.5 показана залежність відношення A/β від ψ . Найвища крива є наближенням ліній, що не перекриваються. За умов $\psi \ll 1$ нахил кривої дорівнює 1 (область, у якій справедливим є наближення слабких ліній), а при $\psi \gg 1$ він є у 2 рази меншим (область, у якій справедливим є наближення сильних ліній).

Загальні вирази для поглинання в моделі Ельзасера (6.14) і наближенні сильних ліній (6.16) підходять для визначення поглинання, оскільки відповідні смуги складаються з регулярно розташованих ліній. Однак смуги H_2O та O_3 мають тонку структуру нерегулярного характеру й

не можуть бути описані рівнянням (6.14). Для виведення аналітичного виразу функції пропускання H_2O та O_3 необхідно використовувати статистичні методи.

Таблиця 6.1 – Области застосування апроксимацій для смуг поглинання

| Наближення | $\beta = 2\pi\alpha / d$ | Модель Ельзасера | Статистична модель | Експоненціальний розподіл |
|-----------------------------|--------------------------|------------------|--------------------|---------------------------|
| Сильних ліній | 0,001 | $\psi > 1,63$ | $\psi > 1,63$ | $\psi_0 > 2,20$ |
| | 0,01 | $\psi > 1,63$ | $\psi > 1,63$ | $\psi_0 > 2,40$ |
| | 0,1 | $\psi > 1,63$ | $\psi > 1,63$ | $\psi_0 > 2,30$ |
| | 1,0 | $\psi > 1,35$ | $\psi > 1,10$ | $\psi_0 > 1,40$ |
| | 10,0 | $\psi > 0,24$ | $\psi > 0,24$ | $\psi_0 > 0,27$ |
| | 100,0 | $\psi > 0,024$ | $\psi > 0,024$ | $\psi_0 > 0,24$ |
| | Слабких ліній | 0,001 | $\psi < 0,20$ | $\psi < 0,20$ |
| 0,01 | | $\psi < 0,20$ | $\psi < 0,20$ | $\psi_0 < 0,10$ |
| 0,1 | | $\psi < 0,20$ | $\psi < 0,20$ | $\psi_0 < 0,10$ |
| 1,0 | | $\psi < 0,20$ | $\psi < 0,20$ | $\psi_0 < 0,10$ |
| 10,0 | | $\psi < \infty$ | $\psi < 0,23$ | $\psi_0 < 0,11$ |
| 100,0 | | $\psi < \infty$ | $\psi < \infty$ | $\psi_0 < \infty$ |
| Ліній, що не перекриваються | | 0,001 | $\psi < 600\ 000$ | $\psi < 630\ 000$ |
| | 0,01 | $\psi < 6\ 000$ | $\psi < 6300$ | $\psi < 800$ |
| | 0,1 | $\psi < 60$ | $\psi < 6,3$ | $\psi < 8,00$ |
| | 1,0 | $\psi < 0,7$ | $\psi < 0,22$ | $\psi < 0,23$ |
| | 10,0 | $\psi < 0,02$ | $\psi < 0,020$ | $\psi < 0,020$ |
| | 100,0 | $\psi < 0,002$ | $\psi < 0,0020$ | $\psi < 0,0020$ |

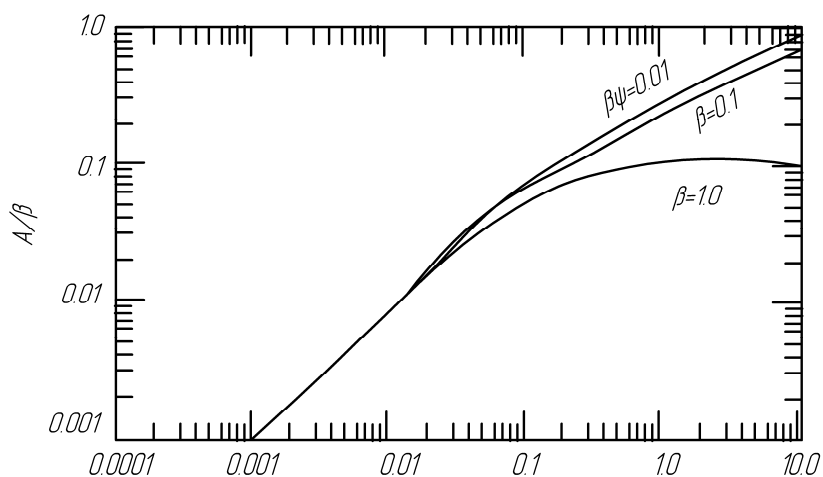


Рисунок 6.6 – Поглинання функції $\psi = Sw / 2\pi\alpha$ для моделі Ельзасера

6.1.2.2 Статистична модель

Для спектрального інтервалу $\Delta\nu = nd$ (n ліній, що знаходяться у середньому на відстані d між собою), а ймовірність того, що лінія буде мати інтенсивність від S до $S + d$, нормована таким чином, що

$\int_0^{\infty} P(S)dS = 1$, вираз для коефіцієнта пропускання має вигляд

$$\tau = \exp\left\{-\frac{1}{d} \int_0^{\infty} [A_{sl} \Delta\nu] P(S) dS\right\}. \quad (6.18)$$

Лінії рівної інтенсивності. Рівняння (6.18) можна оцінити для двох окремих випадків. Якщо всі лінії мають однакову інтенсивність, воно зводиться до вигляду

$$\tau = e^{-A\Delta\nu/d} = \exp\{\beta\psi e^{-\psi} [I_0(\psi) + I_1(\psi)]\}, \quad (6.19)$$

а поглинання дорівнює

$$A = 1 - \exp\{-\beta\psi e^{-\psi} [I_0(\psi) + I_1(\psi)]\}. \quad (6.20)$$

Якщо кожна з ліній є слабопоглинальною (ψ є малим), то рівняння (6.15) зводиться до

$$A = 1 - \exp(-\beta\psi). \quad (6.21)$$

Якщо ж лінії є поглинальними, то рівняння (6.20) приймає вигляд

$$A = 1 - \exp(-2\sqrt{S\alpha w} / d). \quad (6.22)$$

Найбільш відомими практичними методами для розрахунку спектрального пропускання атмосфери в діапазоні довжин хвиль від 1 до 30 мкм є агрегатний метод та метод “Лоутран”.

Агрегатний метод являє собою комбінацію декількох моделей. Кожна з них використовується у відповідному спектральному діапазоні, де вона забезпечує найбільш високу точність. Земна поверхня вважається плоскою, атмосфера є стандартною, однорідною вздовж горизонталі. Залежно від спектральної смуги та характерного атмосферного

молекулярного поглинання речовини, у методі застосовують ряд моделей (табл. 6.2).

Таблиця 6.2 – Смугові моделі, які використовують в агрегатному методі

| Газ | Спектральний діапазон, мкм | Роздільна здатність, мкм | Модель |
|------------------|----------------------------|--------------------------|--|
| H ₂ O | 1-2 | 0,10 | Гуді, наближення сильних ліній |
| | 2-4,3 | 0,05 | Гуді |
| | 4,3-15 | 0,50 | Гуді, наближення сильних ліній |
| | 7,0-30 | - | Континуум H ₂ O |
| | 15-30 | 1,00 | Гуді |
| CO ₂ | 1,37-2,64 | 0,20 | Емпірична |
| | 2,64-2,88 | 0,01 | Класична Ельзасера |
| | 4,184-4,454 | 0,02 | Класична Ельзасера |
| | 4,465-5,355 | 0,50 | Емпірична |
| | 9,13-11,67 | - | |
| | 11,67-19,92 | 0,10 | Класична Ельзасера з урахуванням температури |
| O ₃ | 9,398-10,19 | 0,10 | Модифікована класична Ельзасера |
| | 11,7-15,4 | 0,50 | Гуді |
| N ₂ O | 4,228-4,73 | 0,50 | Ельзасера, наближення сильних ліній |
| | 7,53-8,91 | 0,50 | Класична Ельзасера |
| | 15,4-19,3 | 0,50 | Гуді |
| CH ₄ | 5,91-9,1 | 0,10 | Класична Ельзасера |

6.1.2.3 Агрегатний метод (модель Гуді для H₂O). Наближення сильних ліній (1,0÷2,0 мкм та 4,3÷15,0 мкм)

Коефіцієнт пропускання

$$\tau(\lambda) = \exp\left(-\sqrt{\omega^* K_1(\lambda)}\right), \quad (6.23)$$

де ω^* – еквівалентна кількість поглинальної речовини

$$\omega^* = \rho_0 \int_{\text{по трасі}} M(z) \left(\frac{P(z)}{P_0}\right)^2 \left(\frac{T_0}{T(z)}\right)^{1.5} dz. \quad (6.24)$$

За відсутності вимірюваних значень величини M , P та T можна визначити за табл. 6.1 – 6.2 для відповідної моделі стандартної атмосфери.

6.1.2.4 Модель Гуді (2,0÷4,3 мкм та 15,0÷30,0 мкм)

Коефіцієнт пропускання обчислюють за формулами:

$$\tau(\lambda) = \exp \left\{ - \frac{S}{d} \frac{\omega}{\sqrt{1 + (2/\bar{P})(Sw/2\pi\alpha'_0)}} \right\}, \quad (6.25)$$

де $\omega = \rho_0 \int_{\text{по трасі}} M(z) \frac{P(z)T_0}{P_0T(z)} dz$, $\bar{P} = (P_0/\omega)\omega^*$, $\alpha' = \alpha_0/P_0$ ($P_0=760$ мм. рт. ст.).

6.1.2.5 Модель континуум Н₂О (7 ÷ 30 мкм)

Це область, де поглинання обумовлене Н₂О та димерами Н₂О, а також межами багатьох ліній, центри яких лежать поза межами континууму. Певний вплив дають також деякі лінії, центральні частоти яких лежать у межах зазначеного діапазону.

Коефіцієнт пропускання розраховують за такими формулами

$$\tau(\lambda) = \exp(k'_{H_2O_{\text{конт}}} \cdot S), \quad (6.26)$$

де S – довжина горизонтальної траси (км),

$k'_{H_2O_{\text{конт}}} = C(\lambda, T)\omega'_{H_2O} \cdot P_{H_2O}$, $\omega'_{H_2O} = 2.69 \cdot 10^{24} P_{H_2O}$ (молекула см⁻² км⁻¹),

P_{H_2O} – парціальний тиск парів Н₂О (атм.).

При цьому

$$C(\lambda, T) = C_0(\lambda) \exp \left\{ \frac{1800}{1/T - 1/296} \right\}, \text{ де } C_0(\lambda) = e + f \cdot \exp \left(\frac{-10^4 g}{\lambda} \right).$$

Тут $e = 1,25 \cdot 10^{-22}$ молекула⁻¹ см² атм⁻¹; $g = 8,30 \cdot 10^{-3}$ см; $f = 2,34 \times 10^{-19}$ молекула⁻¹ см² атм⁻¹.

Таблиця 6.3 – Зміна властивостей атмосфери із висотою над рівнем моря

| Номер вар. | Висота, км | Тиск, мбар | Температура, К | Густина, г/м ⁻³ | Водяна пара, г/м ⁻³ | Озон, г/м ⁻³ |
|------------|------------|------------|----------------|----------------------------|--------------------------------|-------------------------|
| 1 | 5 | 5,410E+02 | 260,0 | 7,224E+02 | 1,0E+00 | 6,4E-05 |
| 2 | 6 | 4,730E+02 | 253,0 | 6,519E+02 | 5,4E-01 | 7,1E-05 |
| 3 | 7 | 4,130E+02 | 246,0 | 5,849E+02 | 2,9E-01 | 7,5E-05 |
| 4 | 8 | 3,590E+02 | 239,0 | 5,231E+02 | 1,3E-02 | 7,9E-05 |
| 5 | 9 | 3,107E+02 | 232,0 | 4,663E+02 | 4,2E-02 | 1,1E-04 |
| 6 | 10 | 2,677E+02 | 225,0 | 4,142E+02 | 1,5E-02 | 1,3E-04 |
| 7 | 11 | 2,300E+02 | 225,0 | 3,559E+02 | 9,4E-03 | 1,8E-04 |
| 8 | 12 | 1,977E+02 | 225,0 | 3,059E+02 | 6,0E-03 | 2,1E-04 |
| 9 | 13 | 1,700E+02 | 225,0 | 2,630E+02 | 1,8E-02 | 2,6E-04 |
| 10 | 14 | 1,460E+02 | 225,0 | 2,260E+02 | 1,0E-03 | 2,8E-04 |
| 11 | 15 | 1,250E+02 | 225,0 | 1,943E+02 | 7,6E-04 | 3,2E-04 |
| 12 | 16 | 1,080E+02 | 225,0 | 1,671E+02 | 6,4E-04 | 3,4E-04 |
| 13 | 17 | 9,280E+01 | 225,0 | 1,436E+02 | 5,6E-04 | 3,9E-04 |
| 14 | 18 | 7,980E+01 | 225,0 | 1,235E+02 | 5,0E-04 | 4,1E-04 |
| 15 | 19 | 6,860E+01 | 225,0 | 1,062E+02 | 4,9E-04 | 4,1E-04 |
| 16 | 20 | 5,890E+01 | 225,0 | 9,128E+01 | 4,5E-04 | 3,9E-04 |
| 17 | 21 | 5,070E+01 | 225,0 | 7,849E+01 | 5,1E-04 | 3,6E-04 |
| 18 | 22 | 4,360E+01 | 225,0 | 6,750E+01 | 5,1E-04 | 3,2E-04 |
| 19 | 23 | 3,750E+01 | 225,0 | 5,805E+01 | 5,4E-04 | 3,0E-04 |
| 20 | 24 | 3,227E+01 | 226,0 | 4,963E+01 | 6,0E-04 | 2,8E-04 |

Таблиця 6.4 – Характеристики поглинання парів Н₂О (модель Гуді)

| Номер вар. | λ | S/d | $S/2\pi\alpha'_0$ | λ | S/d | $S/2\pi\alpha'_0$ | λ | S/d | $S/2\pi\alpha'_0$ |
|------------|-----------|----------|-------------------|-----------|----------|-------------------|-----------|----------|-------------------|
| 1 | 2,160 | 7,03E-04 | 8,67E-01 | 2,577 | 2,32E-02 | 1,15E-05 | 2,855 | 8,03E-01 | 6,88E-04 |
| 2 | 2,180 | 9,34E-04 | 1,16E-00 | 2,584 | 8,13E-02 | 1,30E-06 | 2,862 | 3,87E-01 | 3,49E-04 |
| 3 | 2,200 | 1,68E-03 | 2,08E-00 | 2,589 | 5,98E-02 | 7,88E-05 | 2,869 | 2,73E-01 | 5,20E-04 |
| 4 | 2,240 | 7,59E-04 | 9,36E-01 | 2,592 | 1,02E-03 | 1,31E-06 | 2,875 | 1,50E-01 | 1,80E-04 |
| 5 | 2,280 | 3,07E-02 | 3,79E-01 | 2,597 | 2,88E-02 | 1,31E-05 | 2,878 | 1,49E-01 | 1,60E-04 |
| 6 | 2,331 | 5,65E-02 | 6,79E-01 | 2,602 | 4,95E-02 | 2,02E-05 | 2,881 | 1,50E-01 | 1,78E-04 |
| 7 | 2,336 | 5,66E-02 | 6,80E-01 | 2,609 | 2,94E-02 | 1,27E-05 | 2,886 | 1,54E-01 | 7,93E-03 |
| 8 | 2,342 | 7,93E-02 | 8,21E-01 | 2,614 | 4,07E-02 | 1,36E-05 | 2,894 | 5,91E-00 | 8,93E-03 |
| 9 | 2,347 | 7,98E-02 | 7,88E-01 | 2,622 | 2,51E-02 | 1,74E-05 | 2,903 | 3,89E-01 | 5,70E-04 |
| 10 | 2,353 | 8,39E-02 | 8,24E-01 | 2,629 | 2,38E-02 | 6,22E-04 | 2,910 | 8,03E-00 | 1,13E-04 |
| 11 | 2,358 | 8,82E-02 | 8,64E-01 | 2,634 | 9,65E-01 | 4,90E-04 | 2,915 | 8,73E-00 | 1,07E-04 |
| 12 | 2,364 | 9,31E-02 | 8,67E-01 | 2,640 | 1,26E-02 | 5,67E-04 | 2,916 | 8,16E-00 | 1,55E-04 |
| 13 | 2,370 | 9,89E-02 | 9,27E-01 | 2,643 | 1,13E-02 | 7,03E-04 | 2,924 | 2,60E-01 | 2,48E-04 |
| 14 | 2,375 | 1,04E-01 | 9,91E-01 | 2,650 | 1,93E-02 | 7,88E-04 | 2,931 | 4,14E-00 | 4,92E-03 |
| 15 | 2,381 | 1,09E-01 | 9,92E-01 | 2,667 | 6,18E-02 | 1,53E-05 | 2,933 | 3,81E-00 | 9,71E-03 |
| 16 | 2,387 | 1,15E-01 | 1,03E-02 | 2,672 | 4,89E-02 | 1,19E-05 | 2,941 | 7,17E-00 | 6,61E-03 |
| 17 | 2,392 | 1,21E-01 | 1,05E-02 | 2,674 | 6,09E-02 | 1,85E-05 | 2,948 | 1,56E-01 | 2,02E-04 |
| 18 | 2,398 | 1,25E-01 | 1,05E-02 | 2,680 | 3,05E-02 | 8,04E-04 | 2,951 | 1,21E-01 | 5,43E-04 |
| 19 | 2,404 | 9,58E-02 | 5,26E-01 | 2,683 | 3,09E-02 | 8,64E-04 | 2,955 | 1,15E-01 | 1,72E-04 |
| 20 | 2,410 | 1,37E-01 | 9,79E-01 | 2,688 | 2,15E-02 | 7,07E-04 | 2,961 | 2,32E-00 | 2,47E-03 |

Таблиця 6.5 – Параметри поглинання у емпіричній моделі CO₂

| Номер вар. | λ | $K_2(\lambda)$ | λ | $K_2(\lambda)$ | λ | $K_2(\lambda)$ | λ | $K_2(\lambda)$ |
|------------|-----------|----------------|-----------|----------------|-----------|----------------|-----------|----------------|
| 1 | 1,375 | 1,24E-07 | 1,977 | 9,40E-05 | 2,634 | 1,50E-06 | 5,145 | 1,50E-05 |
| 2 | 1,380 | 2,50E-07 | 1,980 | 9,94E-05 | 2,640 | 2,00E-05 | 5,160 | 2,34E-05 |
| 3 | 1,400 | 2,21E-06 | 1,985 | 1,15E-04 | 4,465 | 9,94E-03 | 5,180 | 3,94E-05 |
| 4 | 1,410 | 4,50E-06 | 1,990 | 1,33E-04 | 4,470 | 5,69E-03 | 5,220 | 5,66E-05 |
| 5 | 1,430 | 9,28E-06 | 1,995 | 1,60E-04 | 4,475 | 3,94E-03 | 5,260 | 3,94E-05 |
| 6 | 1,460 | 4,50E-06 | 2,000 | 1,64E-04 | 4,490 | 2,34E-03 | 5,290 | 2,34E-05 |
| 7 | 1,470 | 3,70E-06 | 2,010 | 1,75E-04 | 4,495 | 1,50E-03 | 5,320 | 1,50E-06 |
| 8 | 1,480 | 3,15E-06 | 2,030 | 2,48E-04 | 4,505 | 5,59E-04 | 5,355 | 5,59E-06 |
| 9 | 1,485 | 2,90E-06 | 2,040 | 1,95E-04 | 4,520 | 1,64E-04 | 9,130 | 1,24E-07 |
| 10 | 1,490 | 2,70E-06 | 2,045 | 1,64E-04 | 4,526 | 9,94E-05 | 9,220 | 2,05E-06 |
| 11 | 1,497 | 2,50E-06 | 2,052 | 1,33E-04 | 4,540 | 6,90E-05 | 9,310 | 6,25E-06 |
| 12 | 1,505 | 2,25E-06 | 2,057 | 9,98E-05 | 4,548 | 5,69E-05 | 9,335 | 6,25E-06 |
| 13 | 1,510 | 2,15E-06 | 2,062 | 7,84E-05 | 4,575 | 3,94E-05 | 9,398 | 4,00E-06 |
| 14 | 1,522 | 1,90E-06 | 2,065 | 5,69E-05 | 4,600 | 2,34E-05 | 9,463 | 2,16E-06 |
| 15 | 1,530 | 1,75E-06 | 2,069 | 4,87E-05 | 4,660 | 1,64E-05 | 9,494 | 4,00E-06 |
| 16 | 1,550 | 1,64E-06 | 2,072 | 3,94E-05 | 4,700 | 2,34E-05 | 9,526 | 5,00E-06 |
| 17 | 1,570 | 3,50E-06 | 2,075 | 3,13E-05 | 4,730 | 3,94E-05 | 9,590 | 5,00E-06 |
| 18 | 1,580 | 9,12E-06 | 2,078 | 2,34E-05 | 4,750 | 5,69E-05 | 9,652 | 2,18E-06 |
| 19 | 1,590 | 8,00E-06 | 2,081 | 1,77E-05 | 4,770 | 9,94E-05 | 9,713 | 6,22E-07 |
| 20 | 1,610 | 5,00E-06 | 2,084 | 1,50E-05 | 4,800 | 1,94E-04 | 9,773 | 2,67E-07 |

Таблиця 6.6 – Параметри поглинання парів H₂O (модель Гуді)

| Номер вар. | λ | $K_1(\lambda)$ | λ | $K_1(\lambda)$ | λ | $K_1(\lambda)$ |
|------------|-----------|----------------|-----------|----------------|-----------|----------------|
| 1 | 1,050 | 1,01E-04 | 1,700 | 4,61E-03 | 4,301 | 1,12E-03 |
| 2 | 1,070 | 2,19E-04 | 1,750 | 1,74E-02 | 4,310 | 1,00E-03 |
| 3 | 1,090 | 3,64E-03 | 1,760 | 3,03E-02 | 4,319 | 9,00E-04 |
| 4 | 1,100 | 1,23E-02 | 1,770 | 5,57E-02 | 4,329 | 7,90E-04 |
| 5 | 1,110 | 3,46E-02 | 1,780 | 1,08E-01 | 4,338 | 7,20E-04 |
| 6 | 1,120 | 8,24E-02 | 1,790 | 2,13E-01 | 4,348 | 6,30E-04 |
| 7 | 1,125 | 8,88E-02 | 1,800 | 4,54E-01 | 4,357 | 5,90E-04 |
| 8 | 1,130 | 1,27E-01 | 1,810 | 9,92E-01 | 4,367 | 5,30E-04 |
| 9 | 1,134 | 1,85E-01 | 1,820 | 2,04E 00 | 4,376 | 4,90E-04 |
| 10 | 1,140 | 2,61E-01 | 1,830 | 3,59E 00 | 4,386 | 4,60E-04 |
| 11 | 1,150 | 2,97E-01 | 1,840 | 5,29E 00 | 4,395 | 4,35E-04 |
| 12 | 1,165 | 1,72E-01 | 1,850 | 8,00E 00 | 4,405 | 4,25E-04 |
| 13 | 1,170 | 1,27E-01 | 1,860 | 9,70E 00 | 4,415 | 4,40E-04 |
| 14 | 1,180 | 9,36E-02 | 1,880 | 1,30E 01 | 4,425 | 4,80E-04 |
| 15 | 1,190 | 3,46E-02 | 1,890 | 1,36E 01 | 4,435 | 5,30E-04 |
| 16 | 1,200 | 1,00E-02 | 1,900 | 1,29E 01 | 4,444 | 5,90E-04 |
| 17 | 1,220 | 1,88E-03 | 1,910 | 1,09E 01 | 4,454 | 6,40E-04 |
| 18 | 1,240 | 1,12E-03 | 1,915 | 1,01E 01 | 4,465 | 7,50E-04 |
| 19 | 1,280 | 6,99E-03 | 1,918 | 9,80E 00 | 4,470 | 7,80E-04 |
| 20 | 1,300 | 1,93E-02 | 1,918 | 9,80E 00 | 4,475 | 8,20E-04 |

6.1.2.6 Емпірична модель для CO₂ (1,37÷2,64 мкм; 4,65 ÷5,355 мкм та 9,13 ÷11,67 мкм)

Коефіцієнт пропускання

$$\tau(\lambda) = [w_p^* K_2(\lambda)] , \quad (6.27)$$

$$w_p^* = \int M'(z) \left(\frac{P(z)}{P_0} \right)^2 \left(\frac{T_0}{T(z)} \right)^{1,5} dz, \quad \text{атм·см,}$$

де $K_2(\lambda)$ – спектральний коефіцієнт (табличний); $M'(z)$ – відношення парціального тиску поглинального газу до повного тиску. Ряд значень величини $w_p^* K_2(\lambda)$ також є табличними величинами.

6.2 Завдання та хід виконання роботи

1. Вивчити теоретичні питання, пов'язані з моделями агрегатного методу розрахунку спектрального пропускання атмосфери.

2. За моделлю Гуді у наближенні сильних ліній згідно з варіантом індивідуального завдання (таблиці 6.3, 6.6) виконати розрахунок спектрального коефіцієнта пропускання атмосфери для заданих довжин хвиль.

3. За моделлю Гуді (класичною) згідно з варіантом індивідуального завдання (таблиця 6.3, 6.4) виконати розрахунок спектрального коефіцієнта пропускання атмосфери для заданих довжин хвиль.

4. За емпіричною моделлю CO₂ згідно з варіантом індивідуального завдання (таблиці 6.3, 6.5) виконати розрахунок спектрального коефіцієнта пропускання атмосфери для заданих довжин хвиль.

5. Побудувати графічні залежності $\tau_\lambda(\omega^*)$ та $\tau_\lambda(\omega)$ відповідно до заданих спектральних діапазонів моделей (смуг пропускання).

Скласти звіт.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Розрахунок спектрального коефіцієнта пропускання без урахування розсіювання.

2. Концепції смугової моделі.

3. Агрегатний метод розрахунку спектрального коефіцієнта пропускання. Моделі Гуді.

4. Агрегатний метод розрахунку спектрального коефіцієнта пропускання. Емпірична модель CO₂.

5. Агрегатний метод розрахунку спектрального коефіцієнта пропускання. Континуум H₂O. Статистична модель.

ГЛОСАРІЙ

Адаптивна антена (*adaptive aerial*) (від лат. *adapto* – пристосовую, приладжую) – різновид антени з обробленням сигналів, призначена для максимізації відношення сигнал/шум.

Адаптивне дзеркало (*adaptive mirror*) – це виконавчий пристрій адаптивної оптичної системи, що має відбивальну поверхню з деформуючим профілем і задовольняє за амплітудою деформації, числом ступенів свободи і смугою пропускання частот керуючого сигналу вимоги, що забезпечують задану ефективність компенсації фазових збурень оптичного випромінювання.

Адаптивна оптика (*adaptive optics*) – це оптика, яка адаптується до спотворень хвильового фронту, що виникають та змінюються випадково в процесі функціонування оптичної системи.

Адаптивна оптика в астрономії (*adaptive optics in astronomy*) – автоматична оптико-механічна система, призначена для виправлення в реальному часі атмосферних спотворень зображення, яке дає телескоп.

Атмосферні завади (*atmospherics*). Ті промені світла, що йдуть від космічних джерел, проходячи крізь неоднорідну атмосферу Землі зазнають сильних спотворень. Наприклад, хвильовий фронт світла, що приходить від далекої зірки (яку можна вважати нескінченно віддаленою точкою), на зовнішній межі атмосфери має ідеально плоску форму. Але пройшовши крізь турбулентність повітряної оболонки і досягнувши поверхні Землі, плоский хвильовий фронт втрачає свою форму і стає схожий на хвилю морської поверхні. Це призводить до того, що зображення зірки перетворюється з «точки» в неперервно миготливу і бурхливу пляму. При спостереженні неозброєним оком ми сприймаємо це як швидке миготіння зірок. При спостереженні в телескоп замість «точкової» зірки ми бачимо миготливу пляму, що переливається; зображення близьких одна до одної зірок зливаються і стають невиразні окремо; протяжні об'єкти – Місяць і Сонце, планети, туманності і галактики – втрачають різкість, у них зникають дрібні деталі.

Випрямні призми (*straightening prisms*). Астрономічні телескопи отримують зображення перевернутим і зі зміненими правою і лівою сторонами. Це не має особливого значення для дослідження астрономічних світил, але для спостереження наземних об'єктів правильне їхнє положення

було б бажаним. Випрямні лінзи телескопів дозволяють скоректувати орієнтацію об'єктів і спостерігати їх під зручним кутом в 45° .

Гартманограма (*hartmanogram*) – картина зсуву парціальних пучків.

Деформуючі дзеркала (*deforming mirrors*) дозволяють користувачу здійснювати контроль за формою хвильового фронту оптичного випромінювання і компенсувати її перекручування в різних оптичних системах і приладах.

Дзеркала із суцільною поверхнею (*mirrors with a continuous surface*) – під впливом спеціальних приводів зазнають складних деформацій.

Діагональні дзеркала (*diagonal mirrors*). Якщо спостережуваний об'єкт знаходиться практично над головою дослідника, то діагональне дзеркало (в деяких випадках діагональна призма) заломлюючого або дзеркально-лінзового телескопа, дозволяє зайняти зручне для спостережень положення. Воно відхиляє світло під прямим кутом до головної труби приладу.

Інтерферометрія (*interferometry*) – один з найбільш розроблених напрямків прикладної оптики. Інтерференційна картина, що отримується у результаті накладання двох пучків, дає можливість аналізувати розташування світлих і темних смуг, що утворюються при накладанні променів відповідно у фазі і протифазі, визначити фазовий розподіл пучка.

Когерентність (*cogeneration*) (від латинського *cohaerentia* – зв'язок) – властивість збереження фазових співвідношень між точками простору.

Монохроматичне джерело (*monochromatic source*) – джерело, в якому довжина хвилі випромінювання або частота світлових коливань фіксована.

Обернення хвильового фронту (*returning of wave front*) – самостійна концепція керування фазою оптичного випромінювання, що базується на нелінійних ефектах впливу світла на речовину.

Пасивний метод боротьби з атмосферними спотвореннями (*passive method of the struggle with atmospherics*) полягає в тому, що обсерваторії будують на вершинах гір, зазвичай на висоті 2-3 км, вибираючи при цьому місця з найбільш прозорою і спокійною атмосферою. Але будувати обсерваторії і працювати на висоті більше 4,5 км практично неможливо. Тому навіть на найкращих високогірних

обсерваторіях більша частина атмосфери розташовується все-таки вище телескопа і суттєво псує зображення.

Повітряна яма (*air hole*) – зона високої турбулентності в цивільній авіації.

Радіальні ґратки (*radial lattices*) (ґратки Ронкі) – виконані з круглих пластин в яких чергуються прозорі і непрозорі сектори.

Самофокусуєча антенна ґратка (*focused antenna lattice*). У режимі приймання вона обробляє прийняту хвилю з будь-яким фазовим фронтом так, що сигнали від всіх елементів підсумовуються синфазно. Завдяки цьому при ізотропних зовнішніх шумах забезпечується максимум відношення сигнал/шум на виході адаптивної антени.

Сенсори хвильового фронту (*sensors of wave front*) – є одними з головних елементів адаптивної оптичної системи, адже за складністю структури та принципом дії вони не поступаються іншим елементам адаптивних оптичних систем, наприклад таким, як адаптивні дзеркала.

Туманності (*fog*) – ці об'єкти також поділяються на два типи: планетарні туманності, які спостерігаються у вигляді маленьких округлих хмарин, що залишаються після смерті зірки, і дифузні туманності, які не мають певної форми і складаються з пилу і газу.

Турбулентний потік (*turbulent stream*) – явище, яке заключається в тому, що при збільшенні інтенсивності потоку рідини чи газу в середовищі довільно створюються багаточисельні фрактальні чи звичайні хвилі різних лінійних розмірів, без наявності зовнішніх, випадкових, збурюючих середовище сил, і/або при їх присутності.

Хвильовий фронт (*wave front*) – гіпотетична поверхня, для якої виконується умова постійності фази коливань $S(\rho) = const$.

ЛІТЕРАТУРА

1. Біомедичні оптико-електронні інформаційні системи і апарати. Ч.2 – Офтальмологічна оптика. / В. П. Кожем'яко, Й. Р. Салдан, С. В. Павлов, О. З. Готра. – Вінниця : ВДТУ. – 162 с.
2. Гмурман В. Е. Теория вероятностей и математическая статистика / В. Е. Гмурман. – М. : Высшая школа, 2003.
3. Воронцов М. А. Принципы адаптивной оптики. / М. А. Воронцов, В. И. Шмальгаузен. – М. : Наука, 1985. – 336 с.
4. Тараненко В. Г. Адаптивна оптика. / В. Г. Тараненко, О. И. Шанин. – М. : Радио и связь, 1990. – 105 с.
5. Справочник по инфракрасной технике. / Ред. У. Вольф, Г. Цисис. В 4-х т. Т. 1. физика ИК-излучения: Пер. с англ. – М. : Мир, 1995. – 606 с.
6. Брамсон М. А. Справочные таблицы по инфракрасному излучению нагретых тел. / М. А. Брамсон. – М. : Наука, 1964. – 318 с.
7. Кругер М. Я. Справочник конструктора оптико-механических приборов. / М. Я. Кругер. – Л. : Машиностроение, 1968. – 760с.
8. Борн М. Основы оптики. / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1970.
9. Калитеевский Н. И. Волновая оптика. / Н. И. Калитеевский. – М. : Высшая школа, 1978.
10. Функциональная оптоэлектроника: Учебное пособие. / В. П. Кожемяко, Л. И. Тимченко, Ю. Ф. Кутаев, Г. Л. Лысенко. – Киев: Вища школа, 1990.
11. Лазерні методи діагностики стану серцево-судинної системи / В. П. Кожем'яко, С. В. Павлов, П. Ф. Колісник та ін. // «Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах», № 2, 1998. С 139–144.
12. Kozhemiako V. “Optoelectronic Device for the Express – Diagnosis of the Disturbances of the Microcirculation in the Affected Vertebra – Motive Segments”, V. Kozhemiako, S. Pavlov, S. Cheporniuk // Proceedings of the 7th International IMECO TC-13 Conference”Model Based Biomeasurements”, St. Lesna, Slovac Republic, 1995. – P. 145–146.
13. Оптические методы изучения воздействия лазерного излучения на эритроциты крови человека. / А. Н. Кролевич и др. // Журнал прикладной спектроскопии. Том 5. – №1-2. – 1992. – С. 152–156.
14. О молекулярном механизме терапевтического действия, НИЛИ видимого спектрального диапазона / В. А. Мостовников и др. – Известия АН СССР, сер. физ. Т.54. – №8. – 1990. – С.1636–1641.
15. Плетнёв С. Д. Влияние низкоэнергетического лазерного излучения на нормальную кожу и некоторые опухолевые ткани. / С. Д. Плетнёв, О. М. Карпенко. – Изв. АН СССР. Сер. Биолог. №1. – 1985. – С.134–137.

16. Исследование поглощения излучения гелий-неонового лазера тканями живого организма. / И. Б. Лапун и др. // Здоровохранение. – 1977. – №4. – С. 28–30.
17. N. Sugimoto and A. Minato, "Optical characteristics of the retroreflector in space for the Advanced Earth Observing Satellite," Opt Rev. 3(2). 62-64 (1996).
18. N. Sugimoto and A. Minato, "Data reduction method for the laser long-path absorption measurement of atmospheric trace species using the retroreflector in space," IEICE Trans. Commun. E78-B(12), 1585-1590 (1995).
19. ГОСТ 8.4117-81 ГСИ. Единицы физических величин.
20. Мешков В. В. Основы светотехники излучения в электронике. / В. В. Мешков. – М. : Энергия, 1975. – 248 с.
21. Брамсон М. А. Справочные таблицы по инфракрасному излучению нагретых тел. / М. А. Брамсон. – М. : Наука, 1964. – 318 с.

Навчальне видання

**Павлов Сергій Володимирович
Тужанський Станіслав Євгенович
Козловська Тетяна Іванівна**

АДАПТИВНА ОПТИКА

Лабораторний практикум

Редактор О. Скалоцька

Оригінал-макет підготовлено С. Тужанським

Підписано до друку
Формат 29,7×42¼ Папір офсетний.
Гарнітура Times New Roman.
Друк різнографічний. Ум. друк. арк.
Наклад прим. Зам №

Вінницький національний технічний університет,
науково-методичний відділ ВНТУ,
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, к. 2201.
Тел. (0432) 59-87-36.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.

Віддруковано у Вінницькому національному технічному університеті
в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі.
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, ГНК, к. 114.
Тел. (0432) 59-81-59.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.