

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний університет «Запорізька політехніка»

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

до лабораторного практикуму з дисципліни

„КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНІКА“

для студентів спеціальності
153 „Мікро- та наносистемна техніка“,
освітня програма
„Мікро- та нанoeлектронні прилади та пристрої“
денної й заочної форм навчання

2020

Методичні вказівки до лабораторного практикуму з дисципліни „Квантова електроніка” для студентів спеціальності 153 „Мікро- та наносистемна техніка“, освітня програма „Мікро- та наноелектронні прилади та пристрої“ денної й заочної форм навчання / Укл.: В. П. Курбацький, А. В. Коротун, Н. А. Смирнова. – Запоріжжя: НУ «Запорізька політехніка». – 2020. – 23 с.

Укладачі: В. П. Курбацький, доц., канд. фіз.-мат. наук,
А. В. Коротун, доц., канд. фіз.-мат. наук
Н. А. Смирнова, ст. викладач

Рецензент: В. В. Погосов, проф., д-р фіз.-мат. наук

Відповідальний за випуск: Коротун А.В., доц., канд. фіз.-матем. наук

Затверджено
на засіданні кафедри
мікро- та наноелектроніки
Протокол №8
від “26” лютого 2020 р.

Рекомендовано до видання
НМК ФРЕТ
Протокол №7
від “27” лютого 2020 р.

ЗМІСТ

Підготовка до проведення лабораторної роботи і оформлення звіту	4
1 Лабораторна робота №1 «Дослідження теплового випромінювання»	5
1.1 Теоретичні відомості	5
1.1.1 Загальні поняття	5
1.1.2 Омічний метод визначення температури та оцінка інтегральної випромінювальної здатності лампи розжарювання	7
1.2 Завдання до виконання	8
1.3 Контрольні запитання	9
1.4 Рекомендована література	9
2 Лабораторна робота №2 «Визначення довжини хвилі випромінювання гелій-неонового лазера»	10
2.1 Теоретичні відомості	10
2.1.1 Принципи роботи гелій-неонового лазера	10
2.1.2 Явище дифракції	11
2.2 Завдання до виконання	12
2.3 Контрольні запитання	13
2.4 Рекомендована література	14
3 Лабораторна робота №3 «Дослідження стану поляризації лазерного пучка»	14
3.1 Теоретичні відомості	14
3.2 Завдання до виконання	16
3.2.1 Перевірка закону Малюса	16
3.2.2 Дослідження ефекту Брюстера	17
3.3 Контрольні запитання	17
3.4 Рекомендована література	18
4 Лабораторна робота №4 «Визначення енергетичних характеристик лазерного випромінювання»	18
4.1 Теоретичні відомості	18
4.2 Завдання до виконання	20
4.2.1 Визначення розбіжності лазерного пучка	20
4.2.2 Вимірювання потужності випромінювання та розподілу інтенсивності в поперечному перерізі лазерного пучка	21
4.3 Контрольні запитання	22
4.4 Рекомендована література	22
Додаток А. Приклад оформлення титульної сторінки	23

ПІДГОТОВКА ДО ПРОВЕДЕННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ І ОФОРМЛЕННЯ ЗВІТУ

Лабораторна робота включає самостійне опрацювання теоретичного матеріалу, вивчення методик проведення і планування експерименту, вивчення вимірювальних засобів і приладів, обробку та інтерпретацію експериментальних даних. При проведенні лабораторного практикуму необхідно:

- підготуватися до експрес-опитування з теоретичного матеріалу, необхідного для виконання роботи (для отримання допуску до лабораторної роботи);
- підготувати і оформити план виконання лабораторної роботи.

Після виконання лабораторної роботи провести розрахунки отриманих даних і оформити звіт, який повинен містити:

- титульний аркуш (див. Додаток А);
- мету роботи;
- опис, таблицю експериментальних даних, необхідні графічні залежності;
- основні результати (математичні залежності, алгоритми розрахунків, табличні дані, графіки тощо);
- стислі висновки по роботі, в яких:
 - 1) вказати, що досліджувалось;
 - 2) вказати методику (чи метод) дослідження;
 - 3) вказати характер теоретичної залежності;
 - 4) визначити характер експериментальної залежності;
 - 5) навести конкретні встановлені факти, включаючи експериментальні й розрахункові дані;
 - 6) відзначити подібність і відмінність експериментальної залежності та відмінностей експериментальної залежності від теоретичної;

Здати звіт з виконаної лабораторної роботи та відповісти на запитання викладача (отримати залік за виконану роботу).

1 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1

«ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ»

Мета роботи: ознайомлення з характеристиками теплового випромінювання; дослідження залежності інтегральної випромінювальної здатності нагрітих тіл від температури.

1.1 Теоретичні відомості

1.1.1 Загальні поняття

Нагріті тіла мають здатність світитися. Зі зниженням температури зменшується інтенсивність випромінювання, а у спектрі починають переважати довгі хвилі (червоні та інфрачервоні).

*Свічення тіл, зумовлене нагріванням, називається **тепловим (температурним) випромінюванням**.*

Єдиним видом випромінювання, яке може знаходитись в рівновазі з випромінюючими тілами, є теплове. Рівноважне випромінювання однорідне і неполяризоване, напрямки його поширення рівномірні.

Будь-яке випромінювання характеризується об'ємною густиною та спектральною густиною енергії випромінювання.

***Об'ємна густина** w енергії випромінювання дорівнює сумарній енергії одиниці об'єму електромагнітних хвиль усіх можливих частот ($0 \leq \nu \leq \infty$). **Спектральна густина** енергії дорівнює енергії одиниці об'єму електромагнітних хвиль вузького інтервалу частот або довжин хвиль $\lambda, \lambda + d\lambda$.*

Для рівноважного випромінювання спектральна густина енергії є функцією частоти і температури $\rho_{\nu,T}$, або функцією довжини хвилі і температури $\rho_{\lambda,T}$. Об'ємна густина енергії рівноважного випромінювання є універсальною функцією температури і визначається інтегруванням функції $\rho_{\nu,T}$ або $\rho_{\lambda,T}$ в усьому інтервалі частот або довжин хвиль:

$$w = \int_0^{\infty} \rho_{\nu, T} d\nu = \int_0^{\infty} \rho_{\lambda, T} d\lambda. \quad (1.1)$$

Кількість R_T енергії, що випромінюється з 1 м^2 поверхні тіла за 1 с на всіх довжинах хвиль, називається **інтегральною випромінювальною здатністю**, або енергетичною світністю тіла.

Випромінювальна здатність тіла чисельно дорівнює потужності випромінювання з одиниці площі поверхні цього тіла в одиничному інтервалі частот:

$$r_{\nu, T} = \frac{dW_{\nu, \nu+d\nu}^B}{d\nu}, \quad \text{або} \quad r_{\lambda, T} = r_{\nu, T} \frac{d\nu}{d\lambda} = \frac{c}{\lambda^2} r_{\nu, T}, \quad (1.2)$$

де $dW_{\nu, \nu+d\nu}^B$ – енергія електромагнітного випромінювання, що випромінюється за одиницю часу з одиниці площі поверхні тіла в інтервалі частот від ν до $\nu + d\nu$. Інтегральна випромінювальна здатність R_T тіла зв'язана з випромінювальною здатністю $r_{\nu, T}$ співвідношенням:

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu, T} d\nu. \quad (1.3)$$

Тіло, яке здатне поглинати повністю всю енергію електромагнітних хвиль, які падають на нього, незалежно від їх частоти, називається **абсолютно чорним**.

Випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла позначимо $r_{\nu, T}^*$. Вона залежить тільки від частоти ν і абсолютної температури тіла T . Між спектральною густиною енергії рівноважного випромінювання і випромінювальною здатністю абсолютно чорного тіла існує такий зв'язок:

$$\rho_{\nu, T} = \frac{4}{c} r_{\nu, T}^*. \quad (1.4)$$

Інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна до четвертого ступеня його абсолютної температури

$$R_T^* = \sigma T^4. \quad (1.5)$$

Цей закон називають **законом Стефана–Больцмана**. Коефіцієнт пропорційності σ називають сталою Стефана–Больцмана. В результаті численних експериментів встановлено, що $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$.

До реальних тіл закон Стефана–Больцмана не застосовний. Спостереження показують більш складну залежність R_T від температури, а також від форми тіла і стану його поверхні. У загальному випадку можна записати

$$R_T = \beta(T) T^{n(T)}. \quad (1.6)$$

1.1.2 Омічний метод визначення температури та оцінка інтегральної випромінювальної здатності лампи розжарювання

Опір металів R при нагріванні змінюється за законом

$$\frac{R - R_0}{R_0} = \alpha(t - t_0), \quad (1.7)$$

де R_0 – опір при кімнатній температурі t_0 , α – температурний коефіцієнт опору (для вольфраму $\alpha = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$). Для розрахунку абсолютної температури отримуємо формулу

$$T = (R - R_0) / \alpha R_0 + t_0 + 273. \quad (1.8)$$

Омічний опір волоску розжарення можна визначити за законом Ома, вимірюючи силу струму I і напругу U .

В загальному випадку

$$R_T = \beta(T) T^{n(T)},$$

де β , n – коефіцієнти, що залежать від температури. Якщо знехтувати залежністю цих коефіцієнтів від температури, то світловий потік випромінювання дорівнює

$$\Phi = S R_T = S \beta T^n, \quad (1.9)$$

де S – площа поверхні волоску розжарення. Логарифмуючи, отримуємо

$$\lg \Phi = \text{const} + n \lg T. \quad (1.10)$$

Для оцінки світлового потоку приймемо, що потужність живлення лампи $P = UI$ повністю витрачається на випромінювання, тобто $\Phi \approx P$. Маємо

$$\lg P = \text{const} + n \lg T. \quad (1.11)$$

Іншим шляхом визначення світлового потоку є застосування термопарної лінійки. На гарячі спаї термопар падає потік променевої енергії від лампи, який їх нагріває. Холодні контакти термопар захищені від променевого потоку і знаходяться при кімнатній температурі. Термопарна лінійка підключена до мікроамперметра. Його покази I_T визначаються тільки кількістю падаючої енергії і не залежать від спектрального складу променевого потоку. Можна вважати, що $I_T \sim \Phi$. Знову отримуємо

$$\lg I_T = \text{const} + n \lg T. \quad (1.12)$$

1.2 Завдання до виконання

1.2.1. Скласти схему для вимірювань (рис. 1.1).

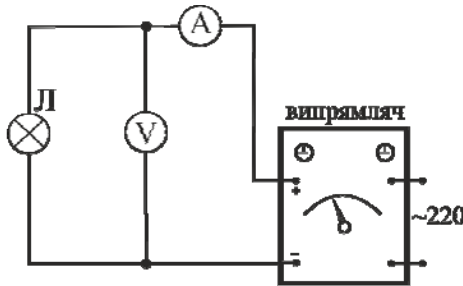


Рисунок 1.1 – Схема експериментальної установки

1.2.2. Змінюючи напругу U , провести вимірювання струму I . Результати занести у таблицю.

1.2.3. Розрахувати потужність $P = UI$ та опір $R = U / I$.

1.2.4. Виміряти R_0 та обчислити T за формулою (1.8).

- 1.2.5. Зібрати схему для вимірювання світлового потоку із застосуванням термопарної лінійки.
- 1.2.6. Змінюючи напругу U у тих же межах, що у пункті 2, зафіксувати значення струму I_T термопарної лінійки. Результати записати у таблицю.
- 1.2.7. Побудувати графіки залежностей $\lg P = f(\lg T)$ та $\lg I_T = f(\lg T)$. З графіків визначити коефіцієнт n (ступінь чорноти вольфраму).

1.3 Контрольні запитання

- 1.3.1. Яке випромінювання називається тепловим?
- 1.3.2. Яке тіло називається абсолютно чорним?
- 1.3.3. Сформулювати закон Стефана-Больцмана.
- 1.3.4. Що називається ступенем чорноти вольфраму?
- 1.3.5. Дати визначення характеристик теплового випромінювання:
 - а) потоку випромінювання;
 - б) енергетичної світності;
 - в) спектральної густини енергетичної світності (випромінювальної здатності).

1.4 Рекомендована література

1. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1967. – Т. 3. С. 219–235.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1979. – Т.3. С.9 – 31.
3. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1999. – С. 367–376.
4. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – С. 682–710.
- Корсунский М.И. Оптика, строение атома, атомное ядро. – М.: Наука, 1967. – С. 211–227.

2 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2

«ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ГЕЛІЙ-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА»

Мета роботи: ознайомлення з принципом дії та конструкцією гелій-неонових лазерів; визначення довжини хвилі випромінювання лазера із застосуванням каліброваної щілини та дифракційних ґраток.

2.1 Теоретичні відомості

2.1.1 Принципи роботи гелій-неонових лазерів

Гелій-неоновий лазер – це класичний лазер на основі нейтральних атомів. Це перший газовий лазер, створений у 1960 році А. Джаваном зі співробітниками. Вимушені переходи відбуваються в атомах Ne, а He служить для створення інверсної населеності робочих рівнів Ne. На рис. 2.1 схематично показано нижні збуджені стани атомів He та Ne.

Електронна конфігурація незбудженого стану 1 атома He є $1s^2$, тобто в ньому знаходяться два електрони з протилежними спінами. Нижні збуджені стани 2 і 3 атома відповідають переходу одного електрона в збуджений стан $2s$. Тоді електронна конфігурація буде $1s2s$. Показані на рис. 2.1 стани 2 і 3 відрізняються повним спіном електронів ($S=1$ для стану 2 і $S=0$ для стану 3).

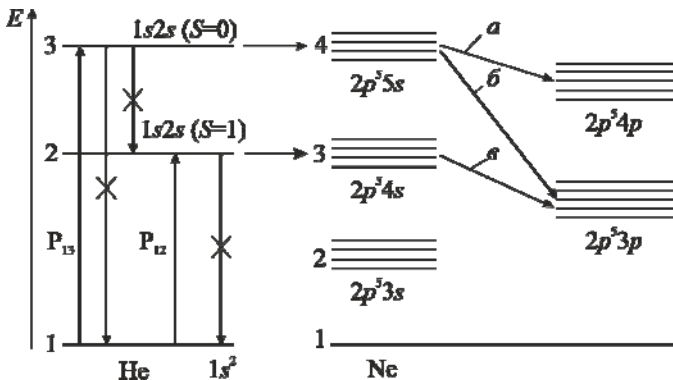


Рисунок 2.1 – Схема електронних переходів у атомах He і Ne в плазмі

Електронна конфігурація основного (незбудженого) стану Ne є $1s^2 2s^2 2p^6$, тобто в станах $1s$ і $2s$ знаходяться по 2 електрони, а в стані $2p$ – 6 електронів. Нижні збуджені стани, показані на рис. 2.1, відповідають переходу одного валентного електрона в збуджені стани: $3s$, $3p$; $4s$, $4p$; $5s$. На рис. 2.1 показані конфігурації валентних електронів збуджених станів атома Ne. Збудженим s -станам відповідають по 4 підрівні, p -станам – по 10 підрівнів.

Умови для квантового підсилення світла в He-Ne-лазері створюються таким чином. За рахунок непружних зіткнень із вільними електронами в плазмі газового розряду атоми Ne переходять на рівні 2 і 3. Рівні 2 і 3 атома Ne за енергією збігаються з рівнями 3 і 4 атома Ne відповідно. Тому відбувається резонансна передача енергії між відповідними рівнями Ne і Ne. Рівні 2 і 3 атома Ne є метастабільними (мають великий час життя). Переходи b і v супроводжуються випромінюванням з довжиною хвилі 630 нм та 1150 нм і мають потужність від кількох мВт до десятків мВт, а перехід a на довжині хвилі 3390 нм – сотні мВт.

Випромінювання He-Ne-лазерів поляризоване, з площиною коливань, що збігається з площиною падіння променя на оптичне вікно. He-Ne-лазери з довжиною хвилі 630 нм, що відповідає червоній області спектра, широко використовуються в техніці, де потрібне видиме випромінювання з вузьким спектром, високою стабільністю, великою направленістю та малим діаметром пучка.

2.1.2 Явище дифракції

Дифракцією зазвичай називають явище огинання хвилями перешкод. Зокрема, такою перешкодою є краї щілини. Коли лазерний пучок перпендикулярно падає на щілину, перекриваючи її поперек, то на екрані, розташованому за щілиною, можна спостерігати дифракційну картину. Напроти щілини спостерігається світла пляма (максимум нульового порядку), з обох боків від неї симетрично вздовж лінії, перпендикулярної до щілини, чергуються темні і світлі ділянки, яскравість яких швидко спадає (максимумами першого, другого і т.д. порядків). Освітленість екрана показано на рис. 2.2 хвилястою лінією.

Кути дифракції θ (кутове відхилення від напрямку падіння пучка) вважатимемо малими, так що $\theta = a / L$ (див. рис. 2.2). Положення

максимумів дифракційної картини можна знайти за наближеною формулою

$$\theta_m \approx \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d}, \quad m = 1, 2, \dots, \quad (2.1)$$

звідки отримуємо співвідношення для довжини хвилі випромінювання

$$\lambda = a_m d / (m + 1/2) L. \quad (2.2)$$

Дифракційна ґратка являє собою систему паралельних щілин у непрозорому екрані. Відстань l між сусідніми щілинами називається періодом ґратки.

Дифракційна картина від ґратки більш складна, вона включає головні і вторинні максимуми. Для визначення довжини хвилі лазера використаємо більш яскраві головні максимуми. Їм відповідають кути дифракції

$$\theta_n = \frac{n\lambda}{l}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.3)$$

так що

$$\lambda = \frac{a_n l}{nL}, \quad n \neq 0. \quad (2.4)$$

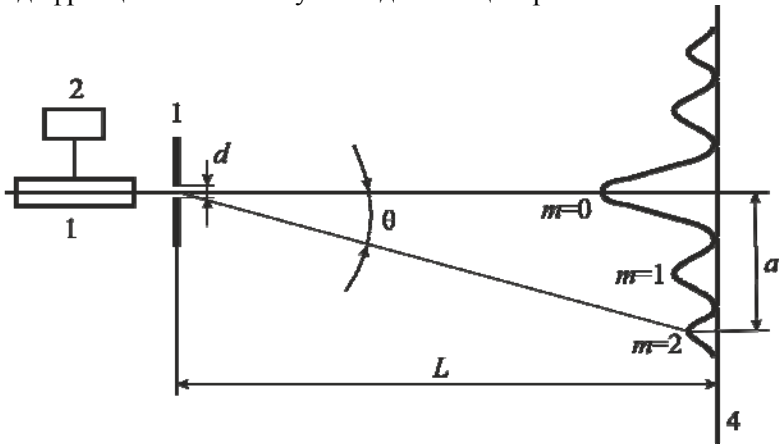
2.2 Завдання до виконання

2.2.1 Зібрати установку (рис. 2.2).

2.2.2 Змістити з додаткової оптичної лави (перпендикулярної до основної) калібровану щілину, встановити вимірювальний екран на відстані 70 – 90 см від лазера і за допомогою налагоджувальних елементів лазера вивести лазерний промінь в центр (перехрестя) екрану.

2.2.3 Розташувати на додатковій оптичній лаві калібровану щілину з шириною d кілька сотих міліметра так, щоб лазерний промінь проходив крізь неї. Регулюванням положення лазерного променя та відстані L від щілини до екрану добитися одержання на екра-

ні чіткої дифракційної картини з симетричним розташуванням дифракційних максимумів відносно центра.



1 – лазер; 2 – блок живлення; 3 – калібрована щілина; 4 – екран

Рисунок 2.2 – Установка для визначення довжини хвилі випромінювання генерованого лазером

- 2.2.4 Для підвищення точності визначення довжини хвилі серед максимумів, які чітко спостерігаються, обрати максимум найбільшого порядку m і виміряти a_m .
- 2.2.5 Розрахувати за формулою (2.2) довжину хвилі випромінювання лазера.
- 2.2.6 Замінити на додатковій оптичній лаві щілину дифракційною ґраткою з періодом l і повторити п. 2.2.3.
- 2.2.7 Виміряти a_n для кількох значень n , розрахувати довжину хвилі за формулою (2.4) і визначити середнє значення $\bar{\lambda}$.
- 2.2.8 Оцінити похибку визначення довжини хвилі випромінювання обома використаними методами.

2.3 Контрольні запитання

1. Як створюється інверсна населеність в He-Ne -лазері?
2. В чому полягає явище дифракції?
3. Що таке дифракційні ґрати?

4. Поясніть, як можна використати явище дифракції для визначення довжини хвилі випромінювання.

2.4 Рекомендована література

1. Чоплан П.П. Фізика. - Вища школа. - Київ. - 2003.-567с.
2. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. ТТ.1-3.- К.: Техніка. - 1999.
3. Ландсберг Г. С. Оптика. – М.: Наука, 1976.- с. 198 – 204.
4. Сивухин Д. В. Общий курс физики. – т. 4. – М.: Наука, 1980.- с. 302 – 312.
5. Савельев И. В. Курс общей физики.– т. 2. – М.: Наука, 1982.- с. 407 – 415.

3 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3 «ДОСЛІДЖЕННЯ СТАНУ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА»

Мета роботи: визначити площину коливань випромінювання лазера за допомогою поляризатора; дослідити залежність інтенсивності лазерного пучка, що проходить крізь поляризатор, від кута між площиною коливань пучка і оптичною площиною поляризатора (закон Малюса); установити особливості залежності інтенсивності пучка, відбитого від скляної пластинки, від кута падіння у випадку, коли площина коливань пучка співпадає з площиною падіння (закон Брюстера).

3.1 Теоретичні відомості

Якщо у всіх точках у довільний момент часу всі можливі напрямки поля $\mathbf{E}$ електромагнітної хвилі рівномірні, то хвиля називається неполяризованою. Коли існує певна закономірність у розподілі поля $\mathbf{E}$ за напрямком, то кажуть про *поляризацію* хвилі.

Плоска монохроматична хвиля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \exp i(\mathbf{kr} - \omega t + \varphi_0)$ поляризована. У загальному випадку, якому відповідає *еліптична поляризація*, амплітуда хвилі – комплексний вектор $\mathbf{E}_m = \mathbf{a} + i\mathbf{b}$. В фіксова-

ній точці простору поле можна розглядати як наслідок додавання двох взаємно перпендикулярних коливань частоти ω з амплітудами a і b та різністю фаз $\pi/2$. В результаті з часом кінець вектора $\mathbf{E}$ повертається і описує еліпс. У фіксований момент часу, переміщуючись вздовж напрямку поширення хвилі, будемо спостерігати теж саме: кінець вектора $\mathbf{E}$ описує еліпс.

У тому випадку, коли амплітуда $\mathbf{E}_m$ – дійсний вектор, коливання електричного поля відбуваються вздовж певної лінії і кажуть, що хвиля *лінійно поляризована*. Площина, проведена через вектори $\mathbf{E}$ і $\mathbf{k}$, називається *площиною коливань*.

Поляризатором (поляроїдом) називають кристал, через який може проходити тільки світлова хвиля з певним напрямком поляризації. Площина коливань такої хвилі називається *оптичною площиною* поляризатора. Лінійно поляризована хвиля з площиною коливань, перпендикулярною до оптичної площини поляризатора, поглинається (або усувається).

Випромінювання He-Ne -лазера лінійно поляризоване. Припустимо лазерний пучок падає в напрямку z на поляризатор з оптичною площиною xz . Електричне поле пучка можна представити у вигляді суми двох компонент $\mathbf{E} = \mathbf{E}_x + \mathbf{E}_y$. На виході з поляризатора $\mathbf{E}_y = 0$. Оскільки інтенсивність хвилі пропорційна квадрату поля, то на виході $I/I_0 = E_m^2 \cos^2 \varphi / E_m^2 = \cos^2 \varphi$, де I_0 – інтенсивність пучка на вході у поляризатор, E_m – амплітуда електричного поля на вході, φ – кут між площиною коливань пучка і оптичною площиною. Співвідношення

$$I = I_0 \cos^2 \varphi \quad (3.1)$$

називається *законом Малюса*.

Припустимо лінійно поляризована хвиля падає на границю розділу двох діелектричних середовищ 1 і 2 з відносним показником заломлення $n = n_2/n_1$. Розглянемо випадок, коли площина коливань хвилі співпадає з площиною падіння. Залежність інтенсивності відбитої хвилі від кута падіння α має наступний якісний вигляд. Спочатку інтенсивність зменшується від деякого значення при $\alpha = 0$ до нуля при $\alpha = \alpha_A$, далі зростає до максимального значення при $\alpha = \pi/2$. Факт зникнення відбитої хвилі при певному куті падіння на поверхню

хвилі з вектором $\mathbf{E}$ у площині падіння, називають **ефектом Брюстера**, а кут α_A – кутом Брюстера. Він визначається за формулою

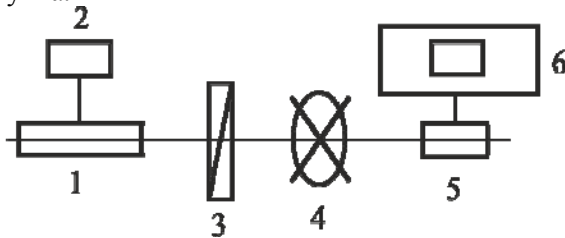
$$\operatorname{tg} \alpha_A = n. \quad (3.2)$$

Для межі «повітря – скло» кут Брюстера приблизно дорівнює 57° .

3.2 Завдання до виконання

3.2.1 Перевірка закону Малюса

1. Зібрати установку (рис. 3.1).
2. Зняти поляризатор і за допомогою засобів юстування ввести промінь лазера в апертуру фотоприймача.
3. Встановити поляризатор таким чином, щоб промінь проходив через його центр, а стрілка, що вказує оптичну площину, була в положенні 0° (горизонтальному). Повертаючи лазер навколо осі, одержати максимальний сигнал на екрані осцилографа і зафіксувати лазер в такій позиції. Після цього в положенні 0° оптична площина поляризатора буде співпадати з площиною коливань лазерного пучка.



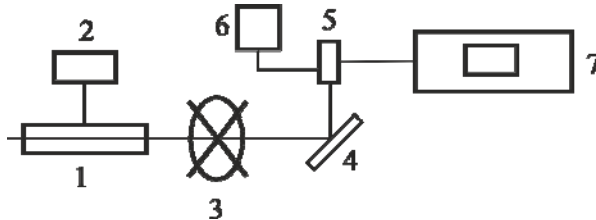
1 – лазер; 2 – блок живлення лазера; 3 – поляризатор; 4 – об'єктор;
5 – фотоприймач; 6 – осцилограф

Рисунок 3.1 – Установка для вимірювання поляризації лазера

4. Зняти залежність інтенсивності I випромінювання, що пройшло через поляризатор, від кута повороту φ поляризатора в межах від 0° до 90° через 5° . За результатами вимірювань побудувати графік залежності $I/I_0 = f(\cos^2 \varphi)$.

3.2.2 Дослідження ефекту Брюстера

5. Переконатися, що лазер знаходиться в позиції, в яку він був приведений в пункті 3. Зібрати установку (рис. 3.2).



1 – лазер; 2 – блок живлення лазера; 3 – обтюратор; 4 – скляна пластина;
5 – фотоприймач; 6 – блок живлення фотоприймача; 7 – осцилограф

Рисунок 3.2 – Установка для дослідження ефекту Брюстера

6. Скляну пластину і фотоприймач можна незалежно повертати навколо вертикальної осі, яка проходить у площині передньої грані пластини. Перевірити, що промінь лазера перетинає вісь обертання. Встановити пластину перпендикулярно променю (0°). Відбитий промінь має напрямом 180° .
7. При повороті пластини на кут α фотоприймач треба встановити у положення $180^\circ + 2\alpha$ і зафіксувати значення отриманого сигналу. Повертаючи пластину кожного разу на 5° (в проміжку від 50° до 60° на 1°), зняти залежність величини сигналу I від кута повороту (кута падіння) α , $0^\circ < \alpha < 90^\circ$.
8. За результатами вимірювань побудувати графік.
9. Визначити кут Брюстера і показник заломлення пластини за формулою (3.2).

3.3 Контрольні запитання

1. Що таке еліптична поляризація?
2. Чим відрізняється лінійно поляризована плоска монохроматична електромагнітна хвиля?
3. Дати визначення оптичної площини поляризатора.
4. Сформулювати закон Малюса.
5. В чому полягає ефект Брюстера?

6. Як проявляє себе ефект Брюстера при відбиванні неполяризованого світла?

7. Чому дорівнює кут Брюстера у випадку падіння світла з середовища з показником заломлення n_1 на границю розділу з середовищем, що має показник заломлення n_2 ? Як змінюється кут Брюстера, якщо світло попадає на границю з середовища з показником заломлення n_2 ?

3.4 Рекомендована література

1. Чоплан П.П. Фізика. - Вища школа. - Київ. - 2003.-567с.
2. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. ТТ.1-3.- К.: Техніка. - 1999.
3. Ландсберг Г. С. Оптика. – М.: Наука, 1976.- с.370 – 379.
4. Сивухин Д. В. Общий курс физики. – т. 4. – М.: Наука, 1980.- с. 397 – 400.
5. Савельев И. В. Курс общей физики.– т. 2. – М.: Наука, 1982.- с. 428 – 432.

4 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4 «ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ»

Мета роботи: визначення кута розбіжності лазерного пучка; вимірювання потужності лазерного випромінювання; дослідження характеру розподілу інтенсивності в поперечному перерізі лазерного пучка.

4.1 Теоретичні відомості

Спрямованість характеризується тілесним кутом, в якому поширюється більша частина випромінювання. Оптичні квантові генератори випромінюють в дуже невеликому тілесному куті. Випромінювання лазерів є когерентним, і тому фронт хвилі представляє собою, як правило, площину або сферу дуже великого радіуса, тобто лазер можна розглядати як джерело майже паралельних променів. Підкрес-

лимо, що спрямованість випромінювання лазерів досягається не в результаті якихось спеціальних прийомів, а завдяки когерентності.

Необхідно відзначити, що створення ідеально паралельного пучка світла неможливе, і за допомогою лазерів можна лише домогтися дуже малого кута розбіжності. У принципі ця розбіжність визначається дифракцією на вихідному отворі. Нижню межу для кута розбіжності пучка, який визначається дифракцією, можна оцінити з виразу

$$\theta = \frac{K\lambda}{d}, \quad (4.1)$$

де d – діаметр отвору або діаметр пучка в найбільш вузькій його частині, K – коефіцієнт, що залежить від форми пучка (для плоского пучка $K = 2,44$, для гаусового – $K = 1,27$).

Потужність випромінювання або променистий потік представляє собою енергію, яка переноситься випромінюванням за одиницю часу. Якщо енергія випромінюється у вигляді імпульсів, то користуються поняттям імпульсної та середньої потужності.

Середня потужність випромінювання оптичних квантових генераторів зазвичай невелика, хоча існують генератори, розвиваючі в неперервному режимі потужність до десятків кіловат. За своєю імпульсною потужністю і спектральною густиною потужності лазери значно перевершують всі існуючі джерела в оптичному діапазоні спектра.

Будемо називати *циклом* проміжок часу, за який випромінювання, що поширюється з певної точки робочого об'єму лазера, повертається в неї після двократного відбивання від дзеркал резонатора. Для генерації монохроматичного випромінювання необхідно, щоб можливі зміни будь-якої характеристики хвилі (величини амплітуди, її розподілу по фронту хвилі, поляризації) компенсувались на протязі циклу і в момент його закінчення приймали вихідні значення. Це ствердження називають *принципом циклічності*.

Застосування принципу циклічності до розподілу амплітуди поля на фронті хвилі зводиться до розв'язання дифракційної задачі: квантовий генератор формує когерентний світловий пучок з таким поперечним розподілом амплітуди, який з урахуванням дифракційних явищ відновлює себе на протязі циклу. У випадку резонатора з сферичними дзеркалами випромінювання набуває вигляду *гаусова пучка*.

У поперечному перерізі гаусового пучка його інтенсивність розподіляється за законом

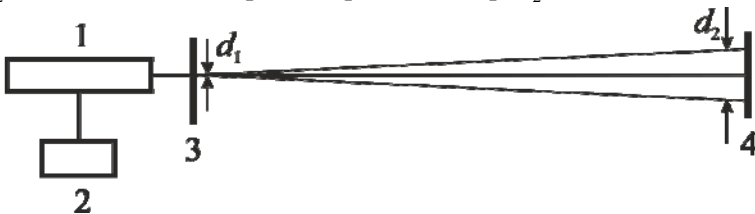
$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(-\frac{r^2}{a(z)^2}\right), \quad (4.2)$$

де z – вісь пучка, r – відстань від осі. Величина a слабо залежить від z (у відсутності лінзи). Після проходження через лінзу гаусовий пучок залишається гаусовим. Тому на екрані, встановленому після розсіювальної лінзи перпендикулярно до оптичної осі, будемо мати розподіл освітленості, який представляє собою збільшене зображення розподілу (4.2).

4.2 Завдання до виконання

4.2.1 Визначення розбіжності лазерного пучка

1. Зібрати установку (рис. 4.1).
2. Встановити вимірювальний екран у положення 1 на відстані l_1 приблизно 5 см від лазера, виміряти діаметр d_1 проекції лазерного променя.
3. Перенести вимірювальний екран у положення 2 на відстані $l_2 = 2,5 - 3$ м від лазера, виміряти діаметр d_2 .



- 1 – лазер гелій-неоновий; 2 – блок живлення лазера; 3 – екран вимірювальний у положенні 1; 4 – екран вимірювальний у положенні 2

Рисунок 4.1 – Установка для вимірювання кута розбіжності лазерного променя

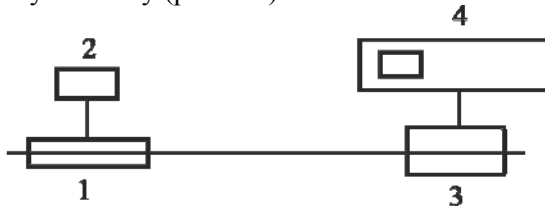
4. Розрахувати кут розбіжності лазерного пучка за формулою

$$\theta = \frac{d_2 - d_1}{l_2 - l_1}.$$

- Оцінити похибку визначення кута розбіжності за такою методикою.

4.2.2 Вимірювання потужності випромінювання та розподілу інтенсивності в поперечному перерізі лазерного пучка

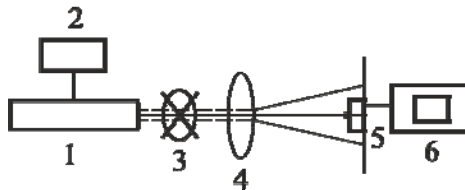
- Зібрати установку (рис. 4.2).



1 – лазер; 2 – блок живлення лазера; 3 – вимірювальна головка вимірювача потужності; 4 – вимірювач потужності

Рисунок 4.2 – Установка для вимірювання потужності лазера

- Встановити на вимірювачі режим «вимірювання потужності» і діапазон вимірювань 0,003 Вт. Направити лазерний промінь у центр приймального вікна вимірювальної головки. Витримати деякий час, після чого зафіксувати значення потужності.
- Зібрати установку (рис. 4.3).



1 – лазер; 2 – блок живлення лазера; 3 – об'єктив; 4 – лінза (розширювач); 5 – сканувальний фотоприймач із ручним приводом; 6 – осцилограф

Рисунок 4.3 – Установка для дослідження характеру розподілу інтенсивності в поперечному перерізі лазерного пучка

- Зняти лінзу і від'юстувати установку, так щоб лазерний пучок був спрямований в центр екрану (точка О координатної сітки).
- Встановити лінзу, після чого додатковим регулюванням отримати на екрані проекцію пучка (пляму) з центром в точці О.

6. Переміщуючи фотоприймач вздовж діаметру розширеного лінозою пучка, зняти залежність освітленості I від відстані r до точки O .
7. Побудувати графік розподілу інтенсивності в перерізі лазерного пучка $I/I_0 = f(r)$. За графіком визначити ширину пучка a : $r = a$, коли $I/I_0 = e^{-1} = 0,368$.
8. Побудувати графік I/I_0 за формулою (4.2), скориставшись отриманим значенням a , і порівняти з експериментальним розподілом.

4.3 Контрольні запитання

1. Чим визначається спрямованість випромінювання?
2. Чому неможливо отримати ідеальний паралельний пучок випромінювання?
3. Як визначається потужність випромінювання лазера?
4. Сформулювати принцип циклічності для оптичних квантових генераторів.
5. Що таке інтенсивність випромінювання?
6. Як змінюється інтенсивність у поперечному перерізі гаусового пучка?

4.4 Рекомендована література

1. Ярив А. Введение в оптическую электронику. М., Высшая школа, 1983.
2. Ландсберг Г.С. Оптика, М., Наука, 1976.
3. Кочмарек Ф. Введение в физику лазеров. М., Мир, 1984.
4. Куртев Н.Д., Голубь Б.И. Измерение параметров оптического излучения. М., МИРЭА, 1981.

Додаток А
Приклад оформлення титульної сторінки

Міністерство освіти і науки України

Національний університет «Запорізька політехніка»

Кафедра МіНЕ

ЗВІТ
З ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ №__

(тема роботи)
з дисципліни «Квантова електроніка»

Виконав:

студент ____ курсу, група РТ –__

(Ініціали, Прізвище)

Прийняв:

(посада)

(Ініціали, Прізвище)

20 __ р.