

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ, МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
"КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ"

ФІЗИКА

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ДО ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

для студентів навчального напрямку

6.040302 – соціальна інформатика;

6.040303 – системний аналіз і управління

Рекомендовано Вченою радою Фізико-технічного інституту

Київ
НТУУ «КПІ»
2012

Фізика. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт. / Автори: Куліш В. В., Іванова В. В., Кондаков В. О. — К.: НТУУ «КПІ», 2012. — 85с.

При розробці методичних вказівок використані наступні матеріали:

Д.В. Філін, М.В. Грайворонський, О.В. Гомонай, Г.Є. Монастирський, Методичні вказівки до лабораторного практикуму з механіки для студентів ФТІ, Київ, 2002.

Г.Є. Монастирський, О.В. Гомонай, М.В. Грайворонський, Лабораторний практикум з електрики та магнетизму, Київ, 2001.

Г.Є. Монастирський, О.В. Гомонай, М.В. Грайворонський, Лабораторний практикум з загальної фізики: Оптика, Київ, 1999 .

Гриф надано Вченою радою Фізико-технічного інституту НТУУ «КПІ»

(Протокол № 6/2012 від 23.05.2012)

Навчальне видання

ФІЗИКА

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ДО ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

для студентів навчального напрямку

6.040302 – соціальна інформатика;

6.040303 – системний аналіз і управління

Автори: Володимир Вікторович Куліш, канд. ф.-м. наук
Віта Вікторівна Іванова, канд. техн. наук, доц.
Володимир Олександрович Кондаков, канд. ф.-м. наук,
доц.

Відповідальний редактор:	С.О. Воронов, д.т.н., проф.
Рецензент:	Т. В. Литвинова, к.т.н., доц.
Внутрішні рецензенти:	Монастирський Г.Є., к.ф.-м.н. доц., Філін Д.В., ст. викл.

Зміст

Вступ

Робота 1. Вивчення законів збереження енергії та імпульсу для зіткнення куль

Робота 2. Вивчення законів прямолінійного рівноприскореного руху тіл у полі тяжіння за допомогою машини Атвуда

Робота 3. Вивчення законів обертального руху на прикладі маятника Обербека

Робота 4. Вивчення фізичного маятника.

Робота 5. Внутрішній опір та узгодження у джерелах струму.

Робота 6. Вивчення магнітного поля Землі.

Робота 7. Інтерференція світла.

Робота 8. Дифракція в паралельних променях.

Робота 9. Вивчення поляризованого світла.

Вступ

Дані методичні вказівки призначені для виконання лабораторного практикуму з фізики студентами груп ІІСА. Збірка включає в себе опис 9 робіт з різних розділів фізики. Метою курсу лабораторних робіт є отримання навичок проведення фізичних дослідів, обробки і аналізу отриманих даних і викладення результатів.

Лабораторні заняття з фізики проводяться у груп ІІСА протягом двох семестрів і охоплюють наступні розділи: механіка (1й семестр), електрика і магнетизм, оптика (2 семестр).

В лабораторії фізики студент має дотримуватись наступних правил:

Правила поведінки в лабораторії

1. Студенти повинні заходити в лабораторію тільки з викладачем.
2. Протягом заняття студент може залишати робоче місце тільки з дозволу викладача.
3. В лабораторії забороняється:
 - знаходитись у верхньому одязі;
 - пересуватись з сумками на плечах;
 - приймати їжу і пити.

Техніка безпеки при роботі з приладами

1. При знаходженні біля установок студентам забороняється:
 - залишати увімкнені прилади без нагляду;

- торкатись увімкненого приладу двома руками одночасно, або торкатись увімкненого приладу та заземлення одночасно;
 - вмикати прилади без дозволу викладача;
 - робити різкі рухи поруч з установкою.
2. При роботі з електричними колами забороняється:
 - збирати чи змінювати схему при увімкненій напрузі;
 - торкатись електропровідних частин схеми.
 3. При монтуванні електричних схем впевніться, що ізоляцію проводів не пошкоджено та їх наконечники не ушкоджені.
 4. При роботі з лазером уникайте попадання в очі нерозсіяного лазерного випромінювання і його блимів. **Нерозсіяне лазерне випромінювання, навіть відбите, становить небезпеку для зору.**
 5. При спостереженні диму чи запаху гару негайно знеструмте прилад і повідомте викладача.

Організація навчального процесу

В курсі лабораторних робіт виділяється два типи занять: призначене для виконання лабораторної роботи (власне фізичний експеримент; одна лабораторна робота на одне заняття) та призначене для захисту обрахованих і оформлених належним чином робіт. На першому занятті семестру проводиться вступний інструктаж. Виконання, обробка і захист лабораторних робіт здійснюється у бригадах; розбивка групи на бригади проводиться на вступному занятті.

Підготовка до запланованого лабораторного заняття має проводитись вдома. Зокрема, при підготовці до виконання роботи всі члени бригади мають вдома оформити теоретичну частину протоколу і підготувати таблиці для вимірів. Приступити до виконання роботи бригада може тільки

після отримання допуску від викладача. Не допущений до виконання роботи студент не має права користуватись даними, отриманими без його участі. Протокол вимірювань підписується викладачем.

Оформлення лабораторної роботи

Протягом курсу лабораторних робіт студент вчиться проводити фізичні досліди, аналізувати отримані дані – і, крім того, викладати отримані результати, таким чином розвиваючи навичку написання наукових робіт.

Правильно оформлена лабораторна робота являє собою послідовне викладення (з формулами і текстом) всієї інформації, необхідної для розуміння суті лабораторної роботи (відповідної теорії, суті експерименту, процесу обробки даних з обґрунтуванням способу обробки і результатів роботи).

Правила оформлення лабораторної роботи:

1. Структура роботи.

Лабораторна робота складається з наступних розділів: теоретична частина, протокол даних, обробка даних, висновок. На початку роботи вказуються її назва і мета.

2. Теоретична частина.

Включає короткий, але повний виклад теоретичних основ експерименту у вигляді зв'язної логічної конструкції. (Не рекомендується переписувати теоретичну частину у повному обсязі з даних методичних вказівок. Теоретична частина протоколу має бути викладена повно, але стисло.)

3. *Обробка даних.*

Містить поетапне пояснення процесу обробки отриманих даних.

Похибки в обробці даних мають бути:

- вказані – для всіх величин, що вимірюються протягом експерименту,
- обчислені – для результуючих величин і коефіцієнтів апроксимації для графіків.

4. *Графіки* мають будуватись вручну на міліметровому папері.

Апроксимація графіків прямою має проводитись за методом найменших квадратів, якщо не вказано інше. У коментарі до графіку мають входити: величини, що відкладаються по осях, тип залежності, якою апроксимується графік, метод апроксимації (якщо використовується метод найменших квадратів, досить його назвати, наведення формул для коефіцієнтів апроксимації не є обов'язковим), коефіцієнти апроксимації (з похибками) і величини, що отримані з цих коефіцієнтів (з похибками і поясненнями до процесу отримання).

5. *Висновок* є автономною частиною протоколу і має містити:

- назву підрозділу фізики, до якого відноситься робота;
- назву та формулювання законів, які перевірялись експериментально у роботі;
- обчислені згідно з завданням величини з похибками;
- збіжність експерименту з теорією (числовий критерій з указанням факту збіжності чи незбіжності в межах похибки);
- аналіз отриманих результатів.

Виміряні експериментальні дані потрібно заносити в таблиці акуратно і розбірливо, з указанням розмірностей цих даних.

Робота 1. Вивчення законів збереження енергії та імпульсу для зіткнення куль

Мета роботи: перевірити експериментально закони збереження енергії та імпульсу при механічних зіткненнях тіл.

Література:

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1. Механика, колебания и волны, молекулярная физика. – М.: Наука, 1970, § 30.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.1. Механика. – М.:Наука, 1979, §§ 22, 25, 26, 28.

Теоретична довідка

При зіткненні двох тіл їх сумарна повна енергія зберігається. Проте, сумарна кінетична енергія тіл до зіткнення, взагалі, не дорівнює їх сумарній кінетичній енергії після зіткнення. Під час зіткнення кінетична енергія тіл повністю або частково переходить у потенційну енергію деформації тіл, яка, у свою чергу, переходить знов у кінетичну. Проте, протягом цього процесу частина кінетичної енергії переходить у внутрішню (теплову) енергію тіл, що стикаються. Граничними випадками зіткнення двох тіл є *абсолютно пружне* (кінетична енергія зберігається) і *абсолютно непружне* (кінетична енергія не зберігається, тіла злипаються і після зіткнення рухаються разом) зіткнення.

Розглянемо центральне абсолютно пружне зіткнення двох тіл з масами m_1 і m_2 , що рухаються назустріч одне іншому зі швидкостями v_{10} і v_{20} . (Центральним називається таке зіткнення, при якому обидва тіла рухаються уздовж прямої, що з'єднує їх центри мас. Ми також вважаємо, що після зіткнення тіла рухаються уздовж цієї ж лінії.) Закони збереження енергії та імпульсу для такого випадку запишуться

$$\frac{1}{2}(m_1 v_{10}^2 + m_2 v_{20}^2) = \frac{1}{2}(m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2) \quad (1)$$

$$m_1 v_{10} - m_2 v_{20} = -m_1 v_1 + m_2 v_2, \quad (2)$$

тут v_1 і v_2 – швидкості тіл після зіткнення. Тут і далі ми нехтуємо обертальним рухом тіл, вважаючи рух чисто поступальним. Переписавши (1), (2) у вигляді

$$m_1(v_{10} + v_1)(v_{10} - v_1) = m_1(v_{20} + v_2)(v_{20} - v_2) \quad (1a)$$

$$m_1(v_{10} + v_1) = m_2(v_{20} + v_2) \quad (2a)$$

отримуємо

$$v_{10} - v_1 = v_2 - v_{20}, \quad (3)$$

звідки швидкості тіл після зіткнення

$$v_1 = \frac{(m_2 - m_1)v_{10} + 2m_2 v_{20}}{m_1 + m_2}, \quad v_2 = \frac{(m_1 - m_2)v_{20} + 2m_1 v_{10}}{m_1 + m_2}. \quad (4)$$

Коли перше тіло до зіткнення перебуває у спокої ($v_{10}=0$), формули (4) приймають вигляд

$$v_1 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_{20}, \quad v_2 = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} v_{20}. \quad (5)$$

Якщо зіткнення є абсолютно непружним, так що після зіткнення утворюється тіло з масою m_1+m_2 , що рухається зі швидкістю v , закон збереження імпульсу має вигляд

$$m_1 v_1 - m_2 v_2 = (m_1 + m_2) v, \quad (6)$$

звідки швидкість v

$$v = (m_1 v_1 - m_2 v_2) / (m_1 + m_2). \quad (7)$$

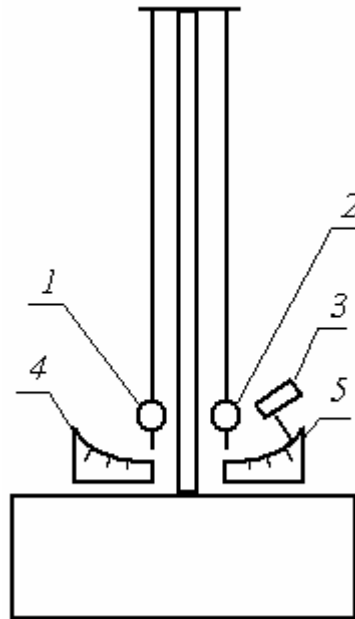
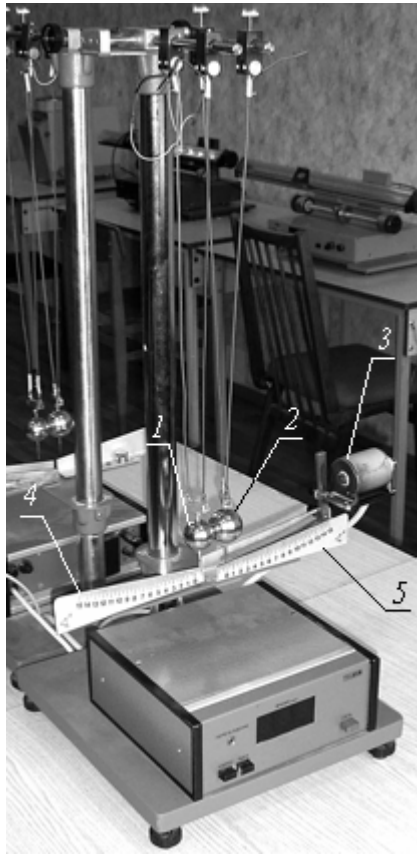
Як ми вже згадували раніше, закон збереження кінетичної енергії в цьому випадку не виконується.

Основа роботи: дослідження швидкостей двох куль після їх центрального зіткнення.

Опис установки

Установку для дослідження зіткнення тіл зображено на Мал.1.1. Дві сталеві кульки, 1 та 2, підвішені на нитках-проводах з однаковою

довжиною l . Кульку 2 – при відведенні її від положення механічної рівноваги – може фіксувати пересувний електромагніт 3.



Мал.1.1.

Установка для дослідження зіткнення куль.

Теоретичні основи експерименту

Швидкість кулі 2 безпосередньо перед зіткненням можна визначити з кута її початкового відхилення φ_0 , користуючись законом збереження механічної енергії. Початкова потенційна енергія кулі 2 дорівнює її кінетичній енергії безпосередньо перед зіткненням:

$$m_2gh = \frac{m_2v_{20}^2}{2}, \quad (8)$$

де h – початкова висота кульки. З очевидних геометричних міркувань

$$h = l(1 - \cos \varphi_0) = 2l \sin^2 \frac{\varphi_0}{2}, \text{ отже, шукана швидкість}$$

$$v_{20} = 2\sqrt{gl} \sin \frac{\varphi_0}{2}, \quad (9)$$

тут l – довжина підвісу. Аналогічним чином швидкість кульки 1 після зіткнення можна виразити через кут її максимального відхилення після зіткнення φ :

$$v_1 = 2\sqrt{gl} \sin \frac{\varphi}{2}. \quad (10)$$

Зіткнення двох куль в даному експерименті є, очевидно, проміжним випадком між абсолютно пружним і абсолютно непружним зіткненням. Нехай кулька 1 перед зіткненням знаходиться у стані спокою ($v_{10}=0$). Позначимо відношення втрат енергії під час зіткнення до початкової енергії куль як β :

$$\beta = \frac{E_{\text{поч}} - E_{\text{кінц}}}{E_{\text{поч}}} \quad (11)$$

Тоді закони збереження енергії та імпульсу для зіткнення двох куль запишуться

$$(1 - \beta)mv_{20}^2 = mv_1^2 + mv_2^2 \quad (12)$$

$$-m_2v_{20} = -m_1v_1 + m_2v_2. \quad (13)$$

В роботі ми будемо працювати як з однаковими, так і з різними кулями. Для випадку однакових куль величина β знаходиться з (12), (13) як

$$\beta = \frac{2v_1(v_{20} - v_1)}{v_{20}^2} = 2R(1 - R), \quad R = \frac{v_1}{v_{20}} \quad (14)$$

Для випадку зіткнення різних куль з (12), (13) отримуємо

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{2 - R \pm \sqrt{(2 - R)^2 - 4\beta}}{2R}. \quad (15)$$

Це співвідношення дозволяє визначити відношення мас куль, що стикаються, з відомої величини β .

Експериментальні подробиці

Електромагніт вимикається натисканням кнопки «Пуск». Кут відхилення куль від положення рівноваги вимірюється за шкалами 4 (для кулі 1) та 5 (для кулі 2).

Хід експерименту

1. Візьміть дві кулі з однаковими номерами. Зважте їх і закріпіть на підвісах.

2. Ввімкніть установку. Відведіть кулю 2 на деякий кут від положення рівноваги і зафіксуйте її за допомогою електромагніту.
3. Вимкніть електромагніт. Зафіксуйте кут максимального відхилення кулі 1 після зіткнення.
4. Повторіть дослід пп.2-3 ще 5 разів, змінюючи кут початкового відхилення кулі 2 (3 значення кута, по 2 досліди для кожного – загалом 6 дослідів). Значення кутів вказує викладач.
5. Повторіть досліди пп.1-4 для всіх наявних пар однакових куль.
6. Повторіть дослід пп.1-4 для всіх можливих пар куль з різними номерами.

Обробка результатів експерименту

1. За результатами пп.1-5 експерименту визначте швидкості куль безпосередньо до і після зіткнення (формула (10)) і коефіцієнт β (формула (14)) для випадку однакових куль. Усередніть β . Визначте похибки.
2. Користуючись результатами п.6 експерименту, визначте швидкості безпосередньо до і після зіткнення (формула (10)) для випадку різних куль.
3. Користуючись отриманим у п.1 обробки даних значенням β для однакових куль, обрахуйте – для випадку різних куль – відношення їх мас для кожної пари (формула (15)). Обрахуйте відношення мас для кожної пари куль за результатами безпосереднього зважування (п.1 експерименту). Порівняйте отримані величини.

Робота 2. Вивчення законів прямолінійного рівноприскореного руху тіл у полі тяжіння за допомогою машини Атвуда

Мета роботи: перевірити експериментально кінематичне рівняння прямолінійного рівноприскореного руху.

Література:

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.1. Механика. – М.:Наука, 1979, §§ 2,3,10-13, 30, 33.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1. Механика, колебания и волны, молекулярная физика. – М.: Наука, 1970, § 8.

Теоретична довідка

З кінематики рівноприскореного руху відомо, що координата x тіла, яке рухається з постійним прискоренням a , залежить від часу t наступним чином:

$$x = x_0 + v_0 t + \frac{at^2}{2} \quad (1)$$

(закон руху тіла). Тут v_0 – початкова (на момент часу $t=0$) швидкість тіла, x_0 – початкова координата.

Основа роботи: дослідження залежності швидкості, яку набирає тіло під час прямолінійного рівноприскореного руху на деякому інтервалі, від параметрів цього руху.

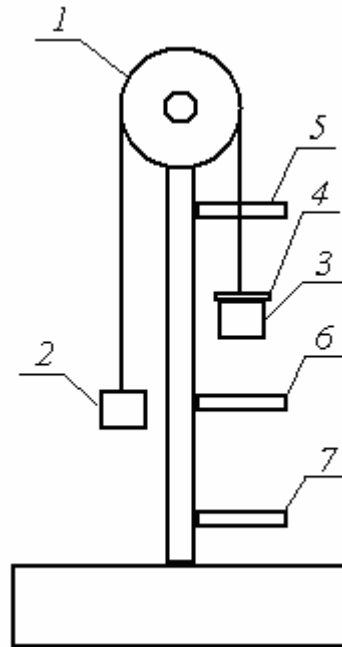
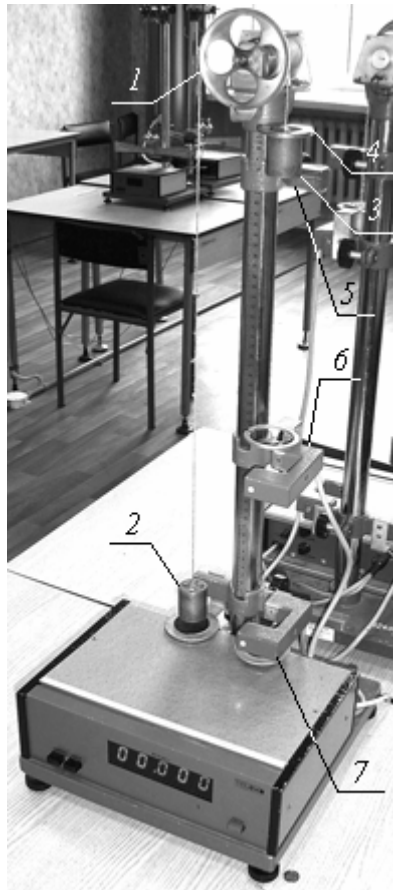
Опис установки.

Машина Атвуда призначена для вивчення законів руху тіл у полі сили тяжіння. Її використання дозволяє звести великі прискорення і швидкості, що виникають при вільному падінні тіл у полі сили тяжіння, до відносно невеликих і зручних для виміру.

Машина Атвуда (Мал.2.1) складається з перекинутої через блок 1 нитки, на кінцях якої закріплено два тягарця 2 і 3 однакової маси. Додатковий вантаж 4 на тягарці 3 приводить систему до руху, так що при русі тягарця 3 між кронштейнами 5 та 6 обидва тягарці рухаються рівноприскорено з нульовою початковою швидкістю. При проходженні тягарцем 3 кронштейну 6 додатковий вантаж залишається на кронштейні, після чого система тягарців рухається рівномірно. Кронштейни 6 та 7 містять фотодатчики, що фіксують відповідно початок та кінець рівномірного руху тягарця 3. При перетині оптичної осі фотодатчика у кронштейні 7 вмикається гальмо, що зупиняє рух системи. Вимірювши час рівномірного руху тягарця 3 між кронштейнами 6 та 7, можна визначити його швидкість на цьому інтервалі – швидкість, яку набрав тягарець протягом рівноприскореного руху між кронштейнами 5 та 6.

Теоретичні основи експерименту

Знайдемо прискорення, з яким рухається тягарець 3 між кронштейнами 5 та 6.



Мал.2.1.

Машина Аттвуда.

Спрямуємо вісь відліку вгору і запишемо проекції сил на цю вісь. На тягарець 3 діють сила тяжіння $(M+m)g$ (M – маса кожного з тягарців, m – маса додаткового вантажу 4, g – прискорення вільного падіння) і сила натягу нитки лівої нитки T_1 . Згідно з другим законом Ньютона, прискорення a тягарця визначається різницею цих сил:

$$(M + m)g - T_1 = (M + m)a . \quad (2)$$

Аналогічне співвідношення буде вірним для тягарця 2:

$$T_2 - Mg = -ma, \quad (3)$$

де T_2 – сила натягу правої нитки. У формулі (3) ми врахували той факт, що через нерозтяжність нитки прискорення двох тягарців рівні по модулю і протилежні за напрямом. Сили T_1 і T_2 не рівні між собою через наявність у блока 1 моменту інерції J . Їх різниця створює обертовий момент, що діє на блок, так що з основного закону динаміки обертального руху

$$(T_1 - T_2)r = J\beta, \quad (4)$$

де r – радіус шківів, $\beta = \frac{a}{r}$ – його кутове прискорення, $(T_1 - T_2)r$ – результуючий момент від двох сил натягу нитки. З рівнянь (2), (3), (4) отримуємо для прискорення

$$a = g \frac{m}{2M + m + \frac{J}{r^2}}. \quad (5)$$

Зауважимо, що для даної установки при наближених розрахунках момент інерції блоку можна вважати малим, так що $J/r^2 \ll 2M + m$ і

$$a \approx g \frac{m}{2M + m} \quad (5a)$$

Для перевірки теоретичних співвідношень знайдене з формули (5) значення a можна порівняти з отриманим з кінематичних міркувань. Так, якщо при рівноприскореному русі між кронштейнами 5 та 6 тягарець проходить відстань h_1 за час t_1 , то для прискорення a

$$a = \frac{v_{\max}^2}{2h_1}. \quad (6)$$

Співвідношення отримане з формули (1) з урахуванням $v_{\max} = at_1$. Оскільки між кронштейнами 6 та 7 тягарець рухається рівномірно зі швидкістю v_{\max} , останню можна знайти, вимірювши відстань між цими кронштейнами h_2 і час руху тягарця між ними t . Таким чином,

$$a = \frac{1}{2h_1} \left(\frac{h_2}{t} \right)^2. \quad (7)$$

Порівнюючи отримані з (5) чи (5а) та (7) значення прискорення a , можна перевірити вірність кінематичної формули (1).

Експериментальні подробиці

Перед початком виміру тягарець 3 встановлюється над кронштейном 5. Натискання кнопки "Пуск" вимикає фрикційне гальмо, так що тягарець починає рухатись. При проходженні тягарцем фотодатчику в кронштейні 7 вмикається фрикційне гальмо. Після кожного виміру часу руху тягарця необхідно обнуляти покази електронного секундоміру натисканням кнопки "Сброс". Довжина рівноприскореного руху тягарця 3 (між кронштейнами 5 та 6) визначається за міліметровою шкалою, що нанесена на стояк.

Хід експерименту

1. Зафіксуйте тягарець 3 над кронштейном 5. Увімкніть прилад.
2. Підвісьте додатковий вантаж на тягарець 3. Впевніться, що тягарець не гойдається і ніщо не заважає його вільному руху до кронштейна 7. Зробіть 5 вимірів часу падіння тягарця.
3. Повторіть дослід п.2 для всіх наявних додаткових вантажів та їх комбінацій.
4. Повторіть дослід пп.2,3 для ще двох положень кронштейну 6 (і, відповідно, значень висот h_1, h_2).
5. Зважте тягарці і всі додаткові вантажі.

Обробка результатів експерименту

4. Усередніть час t для кожної серії вимірів (при постійних m, h_1, h_2). Обрахуйте похибку усереднення для кожної серії.
5. Користуючись результатами експерименту та п.1 обробки, а також формулами (5) та (7), визначте прискорення a та величину g для кожного з дослідів (з урахуванням доданку J/r^2).
6. Побудуйте залежність отриманих у попередньому пункті значень g від $1/m$. Апроксимуйте цю залежність. Користуючись графіком, отримайте максимально точне значення g (подумайте, як це зробити). Порівняйте отримане значення g з табличним, зробіть висновки.

Таблиця 1.
Прискорення сили тяжіння g (м/с²) на різних широтах.

Широта	0°	15°	30°	45°	60°	75°
0°	9,78030	9,78376	9,79321	9,80616	9,81914	9,82867
1°	9,78032	9,78422	9,79400	9,80706	9,81992	9,82911
2°	9,78036	9,78471	9,79481	9,80797	9,82068	9,82952
3°	9,78044	9,78523	9,79563	9,80887	9,82142	9,82990
4°	9,78055	9,78577	9,79646	9,80977	9,82215	9,83026
5°	9,78069	9,78634	9,79730	9,81066	9,82285	9,83058
6°	9,78086	9,78693	9,79815	9,81155	9,82355	9,83088
7°	9,78107	9,78754	9,79902	9,81244	9,82420	9,83115
8°	9,78130	9,78818	9,79989	9,81331	9,82485	9,83138
9°	9,78156	9,78884	9,80077	9,81418	9,82547	9,83159
10°	9,78186	9,78952	9,80166	9,81504	9,82606	9,83176
11°	9,78218	9,79022	9,80255	9,81588	9,82663	9,83190
12°	9,78253	9,79094	9,80345	9,81672	9,82718	9,83201
13°	9,78291	9,79168	9,80435	9,81754	9,82770	9,83209
14°	9,78332	9,79244	9,80525	9,81835	9,82820	9,83214

Робота 3. Вивчення законів обертового руху на прикладі маятника Обербека

Мета роботи: перевірити експериментально основне рівняння динаміки обертового руху та теорему Гюйгенса-Штейнера.

Література:

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.1. Механика. – М.:Наука, 1979, §§ 3, 30, 32, 35, 36.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1. Механика, колебания и волны, молекулярная физика. – М.: Наука, 1970, §§ 36-39.

Теоретична довідка

Для опису обертового руху вводяться наступні величини:

- **момент інерції** (ϵ характеристикою тіла, що обертається) – аналог маси для обертового руху. Момент інерції матеріальної точки J визначається як добуток її маси m на квадрат відстані до осі обертання a . Для системи матеріальних точок момент інерції записується

$$J = \sum_i m_i a_i^2, \quad (1)$$

тут m_i , a_i – відповідно маса і відстань до осі обертання i -тої точки. Для суцільного тіла сума переходить у відповідний інтеграл.

Зверніть увагу: момент інерції тіла залежить від вибору осі обертання.

- **момент сил** \vec{K} (є аналогом сили при прямолінійному поступальному русі) визначається як векторний добуток радіус-вектору \vec{r} , проведеного від осі обертання до точки прикладення сили, на величину цієї сили \vec{F} :

$$\vec{K} = \vec{r} \times \vec{F}, \quad (2)$$

або по модулю

$$K = r \cdot F \cdot \sin(\vec{r}, \vec{F}). \quad (3)$$

- **кутове прискорення** β тіла, що обертається, визначається як перша похідна по часу його кутової швидкості ω (або друга – кута повороту тіла φ):

$$\beta = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (4)$$

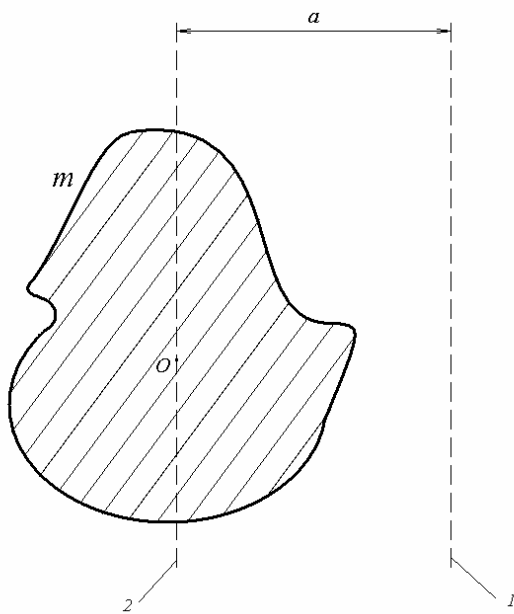
Вводиться також вектор кутового прискорення $\vec{\beta}$: він спрямований уздовж осі обертання тіла (напрямок визначається за правилом правого гвинта) і по модулю дорівнює скалярному кутовому прискоренню. Є аналогом лінійного прискорення при прямолінійному поступальному русі.

Ці величини пов'язані між собою *основним рівнянням динаміки обертального руху*

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{K}}{J}, \quad (5)$$

яке є аналогом другого закону Ньютона для обертального руху.

Важливим законом динаміки обертального руху є також *теорема Гюйгенса-Штейнера*, яка зводить обчислення моменту інерції тіла відносно довільної осі до обчислення власного моменту інерції. Вона формулюється наступним чином: **момент інерції довільного тіла відносно довільної осі дорівнює сумі моменту інерції цього тіла відносно осі, паралельної вихідної, що проходить через центр мас тіла (власний момент інерції), і добутку маси тіла на квадрат відстані між цими осями.**



Мал.3.1.

Проілюструємо теорему. Нехай деяке тіло складної форми загальною масою m , з центром мас у точці O обертається навколо деякої осі 1 (Мал. 3.1). Проведемо вісь 2 через точку O паралельно до 1. Тоді згідно з теоремою Гюйгенса-Штейнера момент інерції цього тіла J відносно осі 1 дорівнює

$$J = J_0 + ma^2, \quad (6)$$

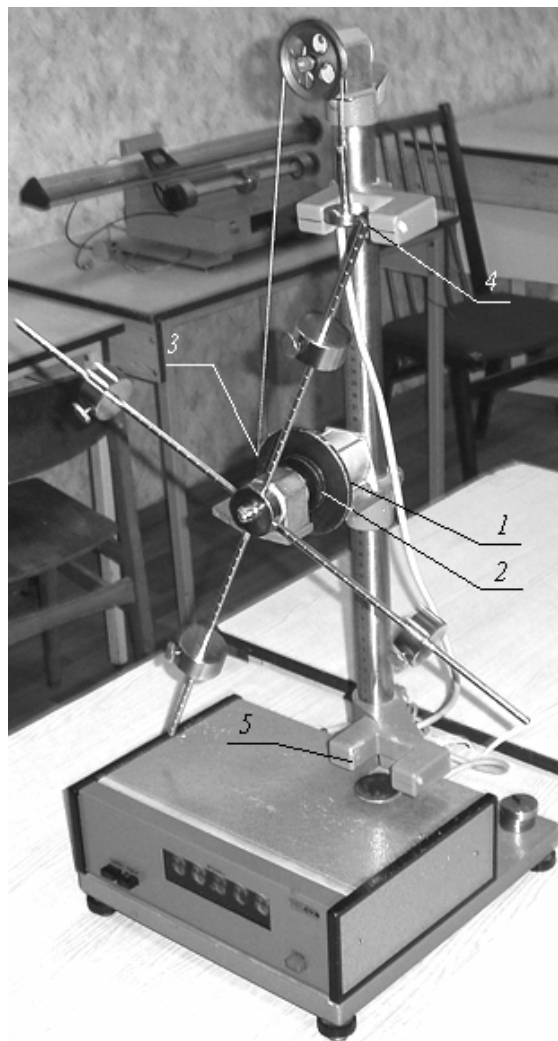
Ілюстрація до теореми Гюйгенса-Штейнера.

тут J_0 – момент інерції тіла відносно осі 2, a – відстань між осями.

Основа роботи: дослідження обертального руху маятника Обербека залежно від прикладеного моменту сил та моменту інерції маятника.

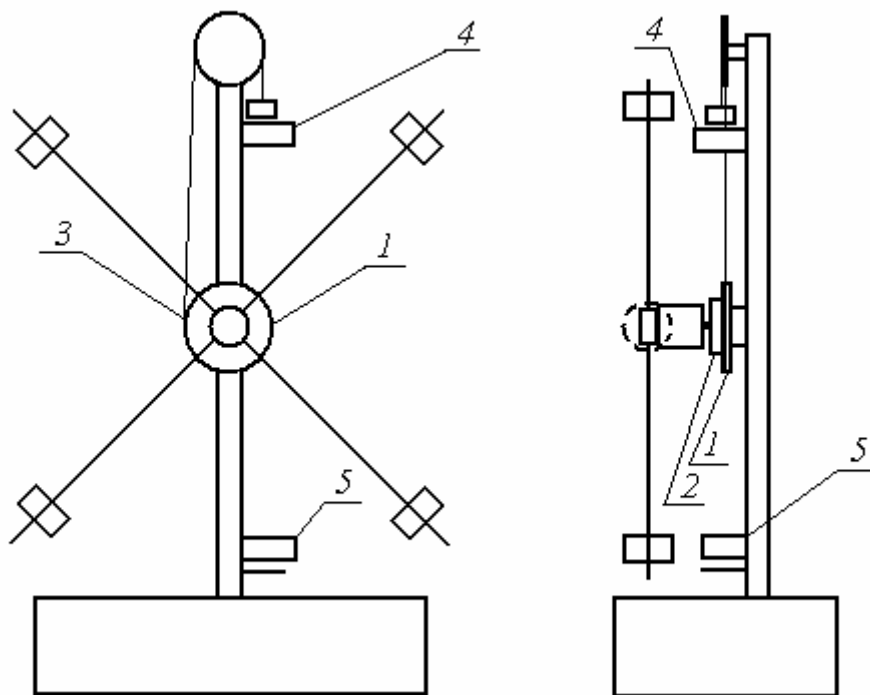
Опис установки.

Маятник Обербека зображено на мал.3.2а, 3.2б.. Чотири спиці закріплені на втулці, яку з'єднано з двома шківками 1 і 2, з радіусами r_1 та r_2 , відповідно. Отримана конструкція може вільно обертатись навколо горизонтальної осі. До закріпленої на одному з шківків нитки, перекинutoї через блок, підвішені тягарці.



Мал.3.2а.

Установка з маятником Обербека, фото.



Мал.3.26.

Установка з маятником Обербека, схема.

Сила тяжіння, що діє на останні, створює силу натягу нитки і обертовий момент (момент сил, під дією якого обертається маятник). Момент інерції маятника можна змінювати, пересуваючи закріплені на ньому вантажі, обертальний момент – змінюючи шків та варіюючи тягарці.

Теоретичні основи експерименту

Очевидно, що обертання маятника відбувається під дією моменту сили натягу нитки в точці 3, прикладеної до шківів. За визначенням (3) обертовий момент по модулю дорівнює

$$K = r_i T, i=1,2, \quad (7)$$

тут T – сила натягу нитки. Тоді згідно основному рівнянням динаміки обертального руху (5) маятник буде обертатись з кутовим прискоренням

$$\beta = \frac{r_i T - K_T}{J}, \quad (8)$$

де J – загальний момент інерції маятника, K_T – момент сил тертя. Якщо обертальний момент $r_i T$ не перевищує K_T , маятник не рухається.

Нехай під дією сили тяжіння тягарець опускається від точки 4 до точки 5, обертуючи таким чином маятник і проходячи путь h . Тоді кутове прискорення маятника можна виразити через лінійне прискорення тягарця a , яке, у свою чергу, виражається через час t опускання вантажу від точки 4 до точки 5 відомою формулою з кінематики прямолінійного руху:

$$\beta = ar_i, \quad a = \frac{2h}{t^2} \Rightarrow \beta = \frac{2hr_i}{t^2}. \quad (9)$$

Сила натягу нитки T за умови нехтування моментом інерції блоку дорівнює по модулю силі тяжіння, що діє на тягарець:

$$T = mg \Rightarrow K = mgr_i. \quad (10)$$

Рівняння (8), (9) та (10) дозволяють визначити момент інерції маятника, якщо відомі величини t , h , m та r_i .

Зауважимо, що у рівняння (8) входить момент сил тертя, який можна визначити через мінімальну масу тягарця, яка ще не приводить маятник до

руху – але при невеликому набору тягарців таким способом можна тільки оцінити K_T зверху і знизу. Оскільки тертя може суттєво впливати на хід експерименту, його потрібно виключити з формул, провівши серію дослідів з різними тягарцями.

Момент інерції маятника J складається з моменту інерції маятника без вантажів J_0 і моменту інерції вантажів, який можна обчислити за теоремою Гюйгенса-Штейнера. Згідно з цією теоремою, момент інерції кожного вантажу дорівнює $J_B + mR^2$, де R – відстань від центру мас вантажу до осі обертання маятника, J_B – власний момент інерції вантажу. Таким чином, загальний момент інерції J дорівнює

$$J = J_0 + 4J_B + 4mR^2 \quad (11)$$

Це співвідношення буде перевірятись на експерименті.

Експериментальні подробиці

Час руху тягарця виміряється електронним секундоміром, який фіксує час між проходженнями тягарцем фотодатчиків, розташованих у точках 4 і 5. Оскільки після проходження фотодатчику 4 секундомір вмикається, для більш точного виміру часу руху тягарця потрібно закріпити останній перед початком експерименту точно над оптичною віссю фотодатчика. Тягарець і маятник фіксуються фрикційним гальмом, що вмикається при натисканні кнопки «Пуск» і вимикається при перетині оптичної вісі фотодатчика 5.

► **Увага!** Не повертайте маятник при увімкненому фрикційному гальмі.

Для виміру шляху тягарця h користуйтеся шкалою, що нанесена на стояк. Шлях, що пройдено тягарцем за зафіксований секундоміром час, дорівнює відстані між оптичними осями фотодатчиків.

Хід експерименту

7. Розташуйте вантажі на спицях маятника на рівних відстанях від осі обертання. Впевніться, що система перебуває в стані байдужої рівноваги (не рухається після повороту маятника на довільний кут).
8. Дослідіть обертальний рух маятника під дією різних тягарців за постійного моменту інерції системи. Виміряйте час падіння тягарця t 4-5 разів для кожного наявного набору тягарців (від 1 до 4 тягарців).
9. Повторіть досліди п.2, змінюючи момент інерції системи (3-4 рази) та шків. При цьому для кожного моменту інерції системи досить зробити дослід тільки на одному з двох шківів. Для великих R (вантажі закріплені біля кінців спиць) використовуйте шків більшого радіусу для зменшення впливу тертя.
10. Зніміть вантажі зі спиць маятника. Повторіть досліди п.2 для маятника без вантажів (використовуйте шків меншого радіусу для запобігання занадто швидкого падіння вантажу).
11. Зробіть необхідні виміри для визначення власного моменту інерції вантажу J_B .
12. За наявності часу зважте тягарці та вантажі на електронних терезах.

Обробка результатів експерименту

7. Усередніть час падіння тягарця t для кожної серії вимірів.

8. Користуючись результатами п.2 і 3 вимірів, п.1 обробки результатів, а також формулами (9), (10), знайдіть кутове прискорення маятника β і обертальний момент K для кожного дослідів.
9. Користуючись результатами попереднього розділу, побудуйте залежність β від K для кожного дослідів (для всіх наявних R і для дослідів без вантажів). Перевірте вірність формули (8), з коефіцієнтів апроксимації графіку визначте момент інерції J та середній момент сил тертя K_T для кожного R і для виміру без вантажів. Визначте похибки цих величин.
- 10.3 отриманих значень K_T оцініть кількісно ступінь впливу сил тертя на експеримент. Усередніть значення K_T .
11. Користуючись результатами п.3 обробки, побудуйте залежність J від R^2 . Перевірте вірність формули (11); з коефіцієнтів апроксимації графіку та результатами п.5 вимірів знайдіть величину J_0 та порівняйте з моментом J_0 , отриманим з наявних вимірів іншим способом (подумайте, яким саме). Які закони можна перевірити цим порівнянням? Поміркуйте, чому для експериментальної перевірки теоретичних співвідношень в даній лабораторній роботі доцільніше перевіряти отриману двома способами величину J_0 , а не, скажімо, J_B .

Робота 4. Вивчення фізичного маятника.

Мета роботи: перевірити основні теоретичні співвідношення теорії фізичного маятника.

Література:

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1. Механика, колебания и волны, молекулярная физика. – М.: Наука, 1970, § 67.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.1. Механика. – М.:Наука, 1979, §§ 3, 30, 33, 35, 40, 41.

Теоретична довідка

Фізичним маятником називають будь-яке тверде тіло, яке може вільно коливатись навколо горизонтальної осі під дією сили тяжіння. Рух такого маятника описується частковим випадком рівняння коливального руху

$$J \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = K, \quad (1)$$

де K – момент зовнішніх сил, J – момент інерції маятника, φ – кут його відхилення від положення рівноваги.

Для маятника масою m , центр мас якого знаходиться на відстані s від точки підвісу, момент сили тяжіння, що виникає при відхиленні маятника на кут φ , дорівнює

$$K = -mgs \sin \varphi, \quad (2)$$

знак «-» означає, що момент сил спрямований на повернення маятника у положення рівноваги. Для малих коливань ($\varphi \ll 1$, $\sin \varphi \approx \varphi$) за умови нехтовно слабкого тертя можна використовувати наближення гармонічних коливань, так що рівняння коливань перепишеться

$$\ddot{\varphi} + \omega^2 \varphi = 0, \quad (3)$$

тут

$$\omega = \sqrt{\frac{mgs}{J}} \quad (4)$$

є циклічною частотою коливань.

Як відомо, розв'язком рівняння гармонічних коливань (3) є функція

$$\varphi(t) = A \cos(\omega t + \alpha_0), \quad (5)$$

причому A – амплітуда і α_0 – початкова фаза коливань залежать тільки від початкових умов збудження коливань. Використовуючи зв'язок $T=2\pi/\omega$ між періодом і циклічною частотою коливань, перепишемо формулу (4) для періоду:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgs}}. \quad (6)$$

Зверніть увагу: у наближенні гармонічних коливань, яким ми користуємось, період коливань не залежить від амплітуди.

Як можна бачити, формула (6) переходить у формулу для періоду математичного маятника $T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$, якщо в якості довжини останнього взяти величину

$$L = \frac{J}{ms}. \quad (7)$$

Ця величина має назву **зведеної довжини** фізичного маятника. Отже, період фізичного маятника зі зведеною довжиною L співпадає з періодом математичного маятника з такою ж довжиною L :

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{L}{g}} \quad (8)$$

Точка, віддалена від осі гойдання на величину L в напрямку центру мас, має назву центру гойдання фізичного маятника. Зауважимо, що центр гойдання і точка підвісу маятника є взаємними: якщо поміняти їх місцями (взяти за нову точку підвісу старий центр гойдання), то період маятника не зміниться. При цьому стара точка підвісу стане новим центром гойдання маятника. Перевірці цього факту і присвячена дана лабораторна робота.

Основа роботи: дослідження коливального руху фізичного маятника залежно від його конфігурації, зокрема, зведеної довжини.

Опис установки

Установка (Мал.4.1) складається з оборотного фізичного маятника 1, математичного маятника 2, електронного секундоміру з фотодатчиком 3 і штативу для підвісу 4. Оборотний маятник складається зі сталевго стрижня, на якому закріплені два вантажі однакової маси і дві опорні призми, кожна з яких може служити точкою підвісу маятника. Математичний маятник являє собою кульку, підвішену на двох нитках однакової довжини.

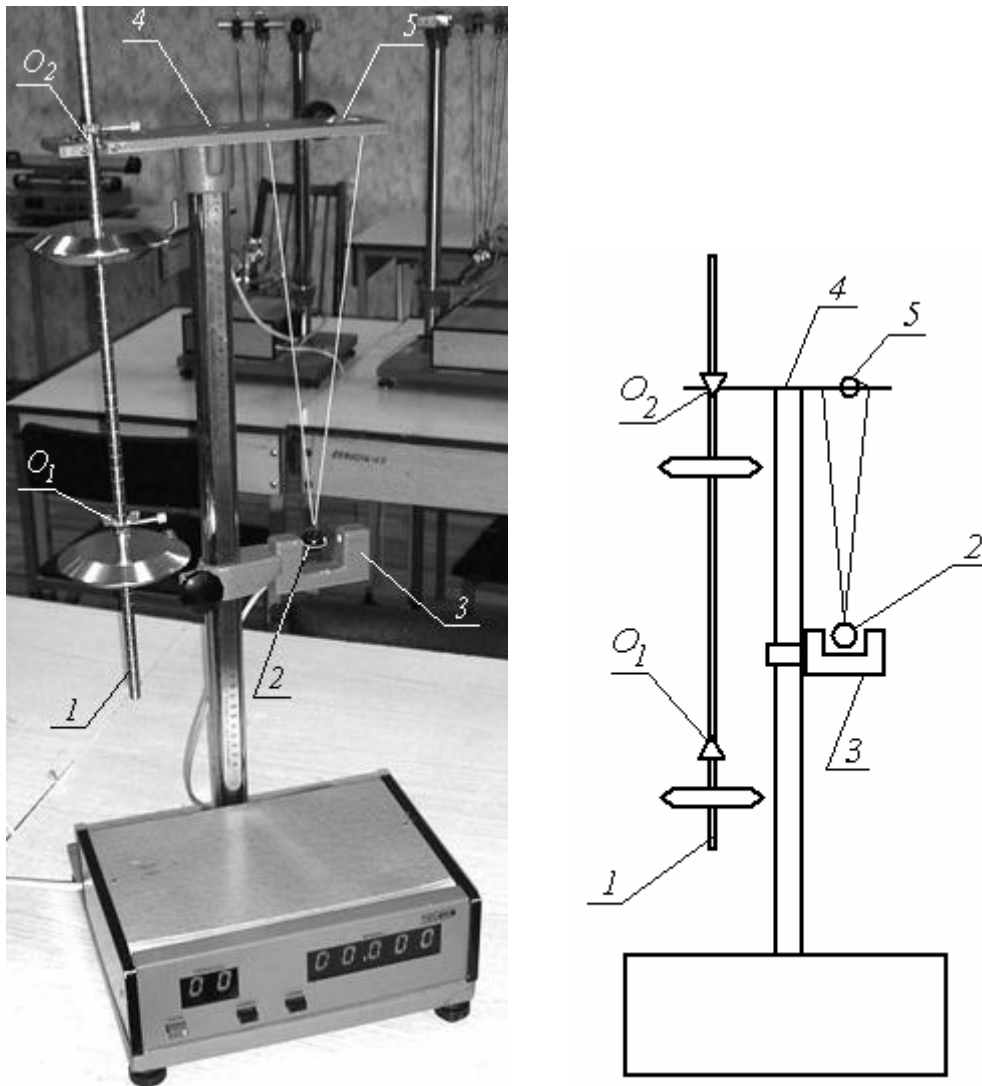
Теоретичні основи експерименту

Для перевірки факту взаємності центру гойдання і точки підвісу маятника, а також формули для періоду (6) ми використовуємо оборотний маятник – тобто маятник з двома пересувними точками підвісу O_1 і O_2 , що завжди знаходяться по різні боки центру мас маятника. Позначимо момент інерції маятника при коливанні навколо точки O_1 як J_1 , відстань від центру мас до точки O_1 як s_1 , аналогічні величини для точки O_2 як J_2 і s_2 відповідно. Нехай знайдено таке положення точок підвісу, що періоди маятника при коливанні навколо обох співпадають. Згідно з формулою (6) це означає, що

$$\frac{J_1}{mgs_1} = \frac{J_2}{mgs_2}, \quad (9)$$

а отже, співпадають зведені довжини для обох точок підвісу:

$$L_1 = \frac{J_1}{ms_1} = \frac{J_2}{ms_2} = L_2. \quad (10)$$



Мал. 4.1.

Установка з фізичним та математичним маятниками.

Моменти J_1 та J_2 виражаються через власний момент інерції J_0 (момент інерції маятника відносно осі, що проходить через його центр мас паралельно обом осям гойдання) за допомогою теореми Гюйгенса-Штейнера

$$J_{1,2} = J_0 + ms_{1,2}^2. \quad (11)$$

Це дозволяє нам отримати наступне співвідношення для суми $s_1 + s_2$:

$$s_1 + s_2 = \frac{4\pi^2 g}{T^2}. \quad (12)$$

Порівнюючи його з формулою (8) для фізичного маятника, ми отримуємо важливе співвідношення, яке буде перевірятись у лабораторній роботі: **зведена довжина оборотного маятника дорівнює відстані між точками підвісу, якщо періоди коливань навколо обох точок підвісу співпадають:**

$$L = s_1 + s_2. \quad (13)$$

В реальному експерименті, очевидно, добитись точного співпадіння періодів неможливо. Вточнимо теорію для близьких, але не рівних періодів. З формули (8) для періоду фізичного маятника і наслідку (11) з теореми Гюйгенса-Штейнера маємо

$$T_1^2 g s_1 - T_2^2 g s_2 = 4\pi^2 (s_1^2 - s_2^2), \quad (14)$$

тут T_1, T_2 – періоди коливань маятника навколо точок O_1 і O_2 , відповідно. Звідси отримуємо більш пристосовану для експериментальної перевірки формулу для g :

$$g = 4\pi^2 \frac{s_1^2 - s_2^2}{T_1^2 s_1 - T_2^2 s_2} = 4\pi^2 \frac{L}{T_0^2}, \quad (15)$$

тут ми для зручності ввели величину

$$T_0 = \sqrt{\frac{T_1^2 s_1 - T_2^2 s_2}{s_1^2 - s_2^2}}. \quad (16)$$

Як показує аналіз, при $s_1 \approx s_2$ похибка g значно зростає (оскільки значно зростає стандартна похибка величини T_0 , обчисленої за формулою (16)). З іншого боку, коли $s_1 \gg s_2$ або навпаки, істотно збільшується період коливань, що негативно відображається на точності експерименту через збільшення впливу тертя. Маятник, що використовується в роботі, робить кілька коливань до суттєвого зменшення амплітуди навіть при оптимальному періоді, отже, при великому періоді виміри будуть спотворені. Оптимальним для експерименту буде наступне співвідношення:

$$1,5 < \frac{s_1}{s_2} < 3, \quad (17)$$

виходити за його межі під час експерименту не рекомендується.

Експериментальні подробиці

Відстані на фізичному маятнику вимірюються або за допомогою зовнішньої лінійки, або за допомогою нанесеної на стрижень

сантиметрової шкали. При вимірах положення вантажів враховуйте їх ненульову товщину.

Період коливань маятників вимірюється електронним секундоміром з фотодатчиком; система фіксує час коливань і кількість N періодів. Секундомір обнуляється і переводиться у режим готовності кнопкою «Сброс», після чого фотодатчик фіксує проходження маятника через положення рівноваги. Два проходження рахуються лічильником як один період маятника. При натисканні кнопки «Стоп» секундомір і лічильник зупиняються *після* того, як фотодатчик зафіксує найближчу цілу кількість періодів маятника. (Наприклад, якщо натиснути «Стоп», коли лічильник показує 5 періодів, секундомір і лічильник зупиняться, як тільки лічильник зафіксує 6 періодів.)

Математичний маятник підвішено на двох нитках, його довжина змінюється за допомогою котушки 5 (див. Мал.4.1). При вимірі періоду математичного маятника фотодатчик пересувається на іншу сторону установки, під математичний маятник.

Хід експерименту

1. Розташуйте вантажі і призми на стрижні так, щоб вантажі знаходились по різні боки однієї з призм, а відношення s_1/s_2 знаходилось приблизно у межах 2,1..2,4. Ввімкніть установку, виміряйте періоди коливань маятника навколо обох призм T_1 і T_2 .
2. Пересуваючи вантажі і вимірюючи періоди T_1 і T_2 , визначте, зміна положення якого з вантажів більше впливає на різницю цих періодів. Пересуваючи цей вантаж і вимірюючи періоди T_1 і T_2 , добийтеся їх

грубого (принаймні 5%) співпадіння. Величини T_1 і T_2 визначайте по середньому за $N=5$ коливань.

→ *Зверніть увагу:* протягом всього експерименту потрібно відхиляти фізичний маятник на приблизно однаковий початковий кут в межах $12..15^\circ$. Запишіть значення цього кута (на око).

3. Пересуваючи другий вантаж, добийтеся більш точного (принаймні 1%) співпадіння періодів. (При наближенні до 1% збіжності величини T_1 і T_2 визначайте по середньому за $N=10$ коливань.) Запишіть отримані значення T_1 і T_2 . Виміряйте і запишіть також s_1 і s_2 для цього положення вантажів.

4. Проведіть дослідження математичного маятника. Змінюючи його довжину l , добийтеся того, щоб його період T_m знаходився приблизно посередині між отриманими у попередньому пункті періодами T_1 і T_2 (з точністю принаймні 1%); величину T_m визначайте по середньому за $N=10$ коливань. Запишіть отримане T_m , виміряйте і запишіть l .

→ *Зверніть увагу:* дозволяється встановлювати стартову довжину математичного маятника з теоретичних міркувань, але виміри періоду T_m для теоретичної довжини, якщо T_m відрізняється від $(T_1+T_2)/2$ більше ніж на 1%, не приймаються. Потрібно виміряти довжину при заданому періоді, а не навпаки (поміркуйте чому).

5. Встановіть вантажі і принаймні одну з призм на фізичному маятнику у нове положення, слідкуючи, щоб виконувалось співвідношення s_1/s_2 з п.1. Повторіть досліди пп. 2 і 3, обмежившись випадком грубого (принаймні 5%) співпадіння періодів. Такий дослід проводиться два рази.

Обробка результатів експерименту

1. Користуючись зафіксованою величиною початкового кута відхилення фізичного маятника, перевірте коректність застосування наближення гармонічних коливань.
2. За результатами п.3 і 4 перевірте формулу (12), порівнявши виміряну за визначенням зведену довжину фізичного маятника з сумою $s_1 + s_2$.
3. За результатами пп. 2, 3 і 5 побудуйте залежність T_0^2 від L . Апроксимувавши отриману залежність згідно з формулою (14), знайдіть величину прискорення вільного падіння і похибку цієї величини; порівняйте з табличним значенням.

Робота 5. Внутрішній опір та узгодження у джерелах струму.

Мета роботи: перевірити експериментально закон Ома для повного кола. Дослідити режим узгодження для лінійного джерела струму. Дослідити вольтамперну характеристику нелінійного стабілізованого блока живлення.

Література:

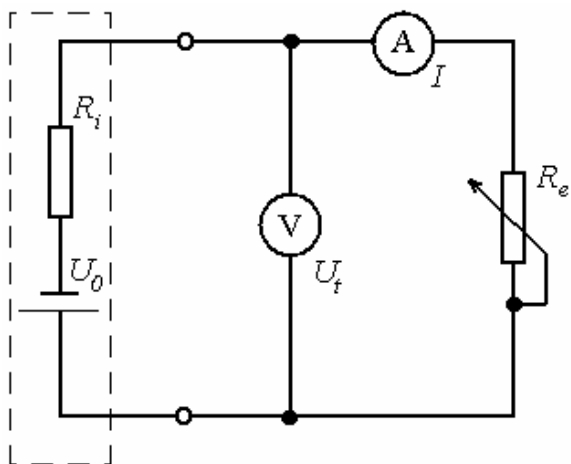
1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.3. Электричество. – М.:Наука, 1983, §§ 40, 41, 44, 45.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. Электричество. – М.: Наука, 1970, §§ 31-33, 35, 36.

Теоретична довідка

У електричному колі при кімнатній температурі звичайно з достатньою точністю виконується **закон прямої пропорційності у залежності між струмом I , що протікає через деяку ділянку, і напругою U на кінцях цієї ділянки** – так званий *закон Ома*:

$$I = \frac{U}{R}, \quad (1)$$

де величина R залежить тільки від характеристик самої ділянки (не залежить від U та I) і називається її опором. Використовуються також часткові випадки цього закону, один з яких буде розглянуто нижче.



Мал.5.1.

Електричне коло з джерелом струму, представленим еквівалентною схемою.

Реальне джерело струму може бути описано в еквівалентній схемі як ідеальне джерело з ЕРС, що чисельно дорівнює U_0 (напрузі на клеммах реального джерела без зовнішнього навантаження), під'єднане послідовно до резистору. Номінал резистору дорівнює внутрішньому опору джерела R_i . Розглянемо коло, що складається з джерела струму і зовнішнього опору (навантаження) (Мал.5.1;

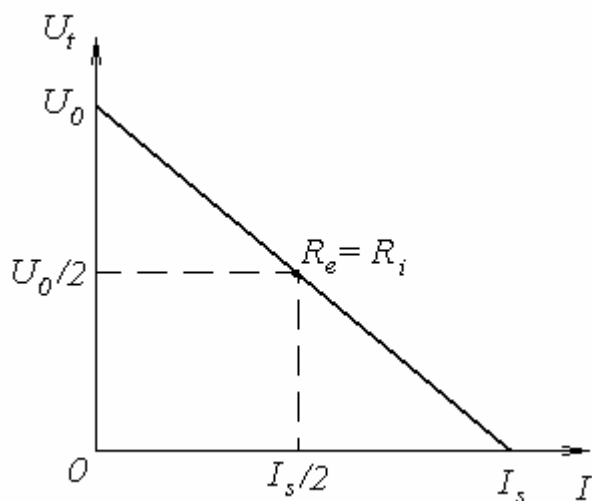
амперметр і вольтметр вважаються ідеальними). Струм, що протікає у колі, буде визначатись співвідношенням

$$I = \frac{U_0}{R_i + R_e}, \quad (2)$$

тут R_e – сумарний зовнішній опір. Це співвідношення виражає т.з. *закон Ома для повного кола*. Зауважимо, що напруга на клеммах джерела U_t в такому колі залежить від навантаження і дорівнює

$$U_t = U_0 - IR_i. \quad (3)$$

Для джерела зі сталим внутрішнім опором (наближено таким можна вважати, наприклад, типовий гальванічний елемент) напруга U_t



Мал. 5.2.

ВАХ джерела струму зі сталим внутрішнім опором.

буде лінійно залежати від струму I . Вольтамперну характеристику (ВАХ) такого кола показано на Мал.5.2. Пряма ВАХ перетинається з віссю U_t у точці U_0 ($R_e \rightarrow \infty$ – розірване коло, режим холостого ходу, або узгодження напруг), з віссю I – в точці $I_s = \frac{U_0}{R_i}$

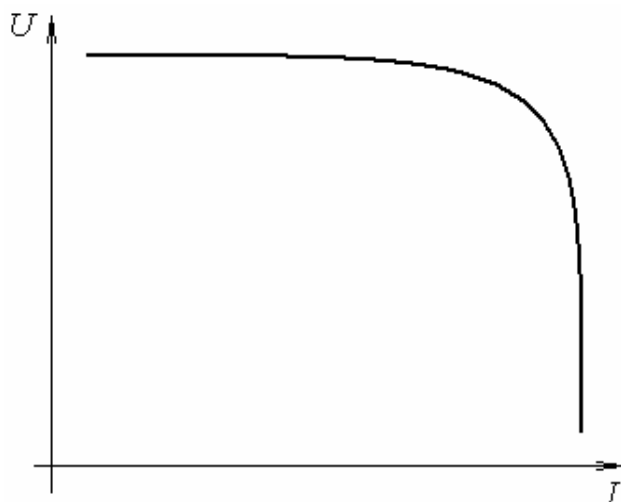
($R_e=0$ – режим короткого замикання, або узгодження струмів).

Розрізняють ще один особливий тип навантаження – узгодження опорів; цей режим досягається при $R_e = R_i$, напруга у цьому режимі дорівнює половині напруги холостого ходу, а струм – половині струму короткого замикання:

$$U_t = \frac{U_0}{2}, \quad I = \frac{I_s}{2}. \quad (4)$$

Внутрішній опір такого джерела можна знайти через напругу холостого ходу і струм короткого замикання, а також через тангенс кута нахилу φ ВАХ::

$$R_i = \frac{U_0}{I_s} = -\operatorname{tg} \varphi = -\frac{dU_t}{dI}. \quad (5)$$



Мал. 5.3.

Типова ВАХ електронного стабілізованого джерела.

Для нелінійного джерела (яким є більшість електронно-контрольованих силових пристроїв) внутрішній опір не можна вважати постійним навіть наближено. Так, електронне стабілізоване джерело з захистом від перевантаження по струму, що використовується в роботі, в ідеальному випадку має генерувати постійну напругу ($U_i = \text{const}$). При

зменшенні зовнішнього опору за умови постійної напруги струм зростає; в деякий момент, коли він досягає встановленої максимально допустимої величини, вмикається обмежувач сили струму і при подальшому зменшенні R_e струм залишається постійним ($I = \text{const}$). Типова ВАХ реального стабілізованого джерела зображена на Мал.5.3. Нахил дотичної до ВАХ на ділянці $U_i = \text{const}$ є малим, а на ділянці $I = \text{const}$ – великим для типового стабілізованого джерела (при наявних у роботі вимірювальних приладах), перехід між режимами також відбувається на досить малій ділянці ВАХ.

Основа роботи: дослідження вольтамперної характеристики лінійного та нелінійного джерел.

Експериментальне устаткування та експериментальні подробиці

Експериментальне устаткування складається з гальванічного елементу живлення (батарейка), електронного стабілізованого джерело з захистом від перевантаження по струму, реостату, цифрового мультиметру, аналогового мультиметру і з'єднуючих проводів. В якості вольтметра та омметра використовується цифровий мультиметр, в якості амперметра – аналоговий. На батарейці і на реостаті вказано максимальний струм, на який вони розраховані.

Хід експерименту

1. Зберіть схему згідно Мал.5.1, в якості джерела струму використайте батарейку. Змінюючи опір реостата, зніміть залежність $U_t(I)$ з кроком по струму та напрузі, що не перевищує границю чутливості приладів (але не більше 30 точок).

► **Увага!** При виборі шкали на аналоговому мультиметрі (в даній роботі працює в режимі амперметра) не допускайте, щоб струм через мультиметр значно перевищував максимум шкали.

2. Виміряйте безпосередньо напругу холостого ходу U_0 для батарейки, під'єднавши до її клем вольтметр при розірваному зовнішньому колі.

► **Увага!** Не виміряйте безпосередньо струм короткого замикання!

3. Під'єднайте реостат послідовно до батарейки, паралельно підключіть вольтметр (схема на Мал.1 без амперметра). Змінюючи опір реостата, доведіть напругу U_t до $U_0/2$ (режим узгодження опорів). Від'єднайте батарейку від реостата. Виміряйте опір реостата цифровим мультиметром в режимі омметра (згідно теорії опір реостата при $U_t = U_0/2$ дорівнює внутрішньому опору батарейки).

4. Зберіть схему згідно Мал.5.1, використовуючи в якості джерела струму електронне стабілізоване джерело. Встановіть номінальну напругу U_c і обмеження по струму I_{max} таким чином, щоб I_{max} не перевищував граничний струм для реостата і спостерігався при опорі реостата, близькому до мінімального. Зніміть залежність $U_t(I)$ з мінімальним можливим кроком, що не виходить за межі чутливості приладів.

Обробка результатів експерименту

1. По результатам п.1 експерименту побудуйте графік залежності $U_t(I)$ для батарейки. З коефіцієнтів апроксимації визначте струм короткого замикання I_s , напругу холостого ходу U_0 та внутрішній опір R_i для батарейки, обчисліть похибки.
2. Порівняйте отримані у попередньому пункті значення U_0 та R_i з виміряними у п.2 експерименту. Зробіть висновки.
3. По результатам п.4 експерименту побудуйте вольтамперну характеристику стабілізованого джерела. Визначте середній опір на ділянці стабілізації напруги R_U і на ділянці стабілізації струму R_I .
4. З отриманих у попередньому пункті значень R_U та R_I оцініть кількісно ступінь неідеальності стабілізованого джерела (поміркуйте, який числовий критерій розумно для цього використати).

Робота 6. Вивчення магнітного поля Землі

Мета роботи: визначити магнітне поле Землі (величину і напрямок).

Література:

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.3. Электричество. – М.:Наука, 1983, §§ 49-53, 55, 63, 98.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. Электричество. – М.: Наука, 1970, §§ 39-41.

Теоретична довідка

Дослідження магнітного поля Землі в лабораторній роботі базуються на *принципі суперпозиції* для магнітного поля – **додавання полів, створених у одній точці різними джерелами**. Згідно з принципом суперпозиції, якщо деяке джерело створює у точці магнітне поле \vec{B}_1 , а інше джерело – поле \vec{B}_2 , то результатом одночасної дії обох джерел в цій точці буде поле з величиною $\vec{B}_1 + \vec{B}_2$.

Магнітне поле Землі спрямовано під деяким кутом до горизонту, так що магнітне поле Землі в точці експерименту \vec{B}_E можна розкласти на дві компоненти – горизонтальну $^h\vec{B}_E$ і вертикальну $^v\vec{B}_E$.

Основа роботи: дослідження магнітного поля, що є результатом суперпозиції магнітного поля Землі та створеного штучно магнітного поля.

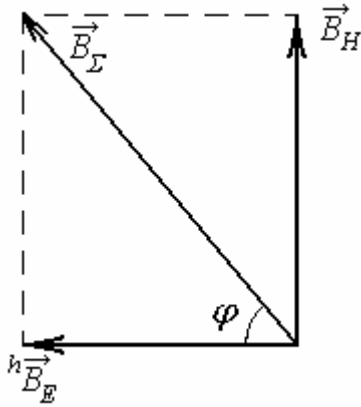
Опис установки. Експериментальне устаткування

Установка складається з котушок Гельмгольца, джерела живлення, магнітометру з магнітною стрілкою, датчика Хола, теслометра, аналогового мультиметра (використовується в режимі амперметра) та з'єднуючих проводів. Магнітна стрілка використовується для визначення напрямку сумарного (поле Землі плюс поле котушок) магнітного поля. Датчик Хола, під'єднаний до теслометра, вимірює результуюче магнітне поле. Котушки Гельмгольца з'єднані з джерелом; амперметр, підключений послідовно, дозволяє виміряти струм, що протікає через котушки.

Пристрій Гельмгольца являє собою два однакових співвісних витка зі струмом, що знаходяться один від одного на відстані, яка дорівнює їх радіусу. Поле такої системи біля її центру можна вважати наближено однорідним, якщо напрями струму у витках співпадають. Замість одиночного витка зі струмом можна використовувати котушку з витків близького радіуса (товщина цієї котушки в обох напрямках перерізу має бути малою порівняно з її радіусом).

Теоретичні основи експерименту

Процес знаходження горизонтальної компоненти магнітного поля базується на принципі суперпозиції – додавання невідомої горизонтальної компоненти поля Землі ${}^h\vec{B}_E$ до відомого магнітного поля, що створюється котушками Гельмгольца \vec{B}_H (тут і далі ми працюємо тільки с



Мал.6.1.

Векторна діаграма складових
магнітного поля Землі.

горизонтальною компонентою поля котушок; для зручності обчислень останнє спрямовується ортогонально до ${}^h\vec{B}_E$) з подальшим дослідженням результуючого поля \vec{B}_Σ . Зафіксувавши напрямок \vec{B}_Σ , можна виразити величину hB_E через B_H за допомогою очевидних геометричних міркувань (див. Мал. 6.1):

$${}^hB_E = B_H \operatorname{ctg} \varphi \quad (1)$$

При відомій величині hB_E вертикальну компоненту магнітного поля Землі vB_E і сумарне магнітне поле Землі B_E можна знайти з тригонометричних міркувань, якщо виміряти кут α між полем \vec{B}_E і площиною горизонту:

$$B_E = \frac{{}^hB_E}{\cos \alpha} \quad (2)$$

$${}^vB_E = {}^hB_E \operatorname{tg} \alpha. \quad (3)$$

Таким чином, принцип суперпозиції дозволяє знайти невідоме поле за напрямком його суми з деяким відомим полем.

Експериментальні подробиці

Напрямок сумарного магнітного поля (як в горизонтальній площині, так і в вертикальній) визначається за допомогою магнітометру (за напрямком магнітної стрілки). Катушки Гельмгольца генерують наближено однорідне поле біля свого центру (середини осі системи), так що магнітометр і датчик Хола варто встановлювати в центр системи катушок. Оскільки встановити обидва об'єкти в центр одночасно недоцільно (якщо це і вдасться зробити, виміри будуть спотворені), має сенс спочатку відкалібрувати катушки за допомогою датчика Хола (знайти залежність між полем у центрі катушок і струмом через катушки), а потім проводити виміри з магнітною стрілкою, вимірюючи кут її відхилення та струм через катушки. Катушки Гельмгольца мають досить велику залишкову намагніченість, так що напрямок «північ-південь» варто встановлювати, тримаючи магнітну стрілку подалі від катушок.

Поле в центрі катушок Гельмгольца прямо пропорційно струму I_H , що протікає через них:

$$B_H = K \cdot I_H, \quad (4)$$

коефіцієнт пропорційності K має назву калібрувального коефіцієнту.

► **Увага!** Коли напругу в установці увімкнено, не торкайтесь катушок Гельмгольца і тримайтесь подалі від них для уникнення випадкового контакту.

Хід експерименту

1. Під'єднайте котушки Гельмгольца до джерела живлення, мультиметр в режимі амперметра підключіть послідовно. Встановіть датчик Хола в центр котушок Гельмгольца. Для великих струмів I_H зніміть залежність поля котушок (горизонтальна компонента) від I_H .
2. Відключіть теслометр, вийміть датчик Хола з системи котушок. За знеструмлених котушок Гельмгольца визначте напрям «північ-південь», фіксуючи напрям магнітної стрілки в різних точках лабораторії. Встановіть котушки Гельмгольца так, щоб їх поле було ортогональним до цього напрямку.
3. Встановіть магнітометр всередину котушок Гельмгольца. Пропускаючи через котушки максимально допустимий струм – так що магнітна стрілка буде спрямована практично уздовж поля котушок – впевніться, що це поле справді ортогонально до напрямку «північ-південь».
4. Проведіть виміри кута φ між сумарним полем \vec{B}_Σ і напрямком «північ-південь» в залежності від сили струму через котушки для малих струмів I_H . Проведіть аналогічну серію вимірів, змінивши напрямок струму у котушках на протилежний.
5. Знеструмте котушки Гельмгольца. Спрямувавши поворотну вісь лімба магнітометра уздовж напрямку «північ-південь», поверніть лімб у вертикальне положення і виміряйте кут між напрямком магнітного поля Землі і площиною горизонту. Проведіть кілька вимірів (у різних точках лабораторії).

Обробка результатів експерименту

1. По даним п.1 експерименту побудуйте залежність поля у центрі котушок Гельмгольца B_H від струму через них I_H . Апроксимувавши графік відповідною залежністю, знайдіть калібрувальний коефіцієнт K .
2. За даними п.4 експерименту і з використанням отриманого у п.1. обробки калібрувального коефіцієнту побудуйте графік залежності тангенсу кута φ від поля котушок B_H для обох серій вимірів п.4. Апроксимувавши отримані залежності, отримайте два відповідні значення горизонтальної компоненти поля землі ${}^h B_E$ (по одному для кожної серії). Усередніть їх, знайдіть похибку.

→ *Зверніть увагу:* якщо з вигляду графіків $\tan \varphi (B_H)$ видно, що кут θ між полем котушок і полем ${}^h \vec{B}_E$ суттєво відрізняється від $\pi/2$, при апроксимації графіків замість формули (1) використовуйте більш точне співвідношення

$${}^h B_E^2 = B_\Sigma^2 + B_H^2 - 2B_\Sigma B_H \cos(\theta - \varphi), \quad (5)$$

яке очевидним чином витікає з теореми косинусів. Поміркуйте, які величини в цьому випадку варто відкладати по осям графіка, щоб звести знаходження ${}^h B_E$ до обчислення коефіцієнтів апроксимації прямої. Якщо різниця між θ і $\pi/2$ мала, але помітна і суттєво перевищує можливу похибку, врахуйте цю різницю як малу поправку у формулі (1) (поміркуйте, як саме).

3. Використовуючи отримане у попередньому пункті значення ${}^h B_E$ та результати п.5 експерименту, знайдіть повне магнітне поле Землі B_E і

його вертикальну компоненту ${}^h B_E$. Порівняйте отримане значення B_E з табличним.

Робота 7. Інтерференція світла

Мета роботи: дослідити експериментально явище інтерференції світла.

Перевірити закон суперпозиції для електричних векторів електромагнітних хвиль.

Література:

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.4. Оптика. – М.:Наука, 1980, §§ 26-28, 30, 31, 33.
2. Ландсберг Г. С. Оптика. -М.: Наука, 1976.- гл.8, п.38, гл.9, п.41.

Теоретична довідка

При перетині двох електромагнітних хвиль у просторі (**інтерференція хвиль**) результуючий електричний вектор \vec{E} визначається за принципом суперпозиції, тобто дорівнює сумі комплексних електричних векторів двох вихідних хвиль \vec{E}_1 та \vec{E}_2 :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. \quad (1)$$

(Принцип порушується при дуже великих енергіях хвиль.) Звідси, зокрема, витікає, що інтенсивність результуючого світла в точці перетину $I \sim E^2$, взагалі, не дорівнює сумі інтенсивностей вихідних хвиль I_1 та I_2 :

$$I \sim |\vec{E}|^2 = |\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2\vec{E}_1\vec{E}_2, \quad (2)$$

тобто

$$I = I_1 + I_2 + 2I_1I_2 \cos(\vec{E}_1, \vec{E}_2), \quad (3)$$

де (\vec{E}_1, \vec{E}_2) – кут між векторами \vec{E}_1 та \vec{E}_2 . Останній доданок – так званий інтерференційний член – відповідає власне за *явище інтерференції*, тобто **відмінність інтенсивності суперпозиції двох хвиль від суми інтенсивностей вихідних хвиль**. Термін «*інтерференція*» в більш широкому розумінні означає також **процес накладання двох електромагнітних хвиль у просторі і всі можливі пов'язані з цим явища**.

Для часткового випадку монохроматичних (тільки одна частота в спектрі) плоскополяризованих хвиль з однаковою поляризацією (електричний вектор кожної хвилі коливається тільки в одній площині, однакою для обох хвиль) закон інтерференції (3) переписеться у більш наглядній формі. Якщо перейти від комплексних електричних векторів до дійсних і ввести амплітуди коливань хвиль \vec{A}_1 і \vec{A}_2 , так що $\vec{E}_1 = \vec{A}_1 \cos(\omega_1 t)$ і $\vec{E}_2 = \vec{A}_2 \cos(\omega_1 t + \varphi)$, тут φ – початкова різниця фаз, то ми можемо переписати (3) у вигляді

$$I \sim A_1^2 + A_2^2 + 2\vec{A}_1\vec{A}_2 \cos((\omega_1 - \omega_2)t - \varphi), \quad (4)$$

тут знак пропорційності \sim підкреслює той факт, що інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди хвилі, але не дорівнює їй.

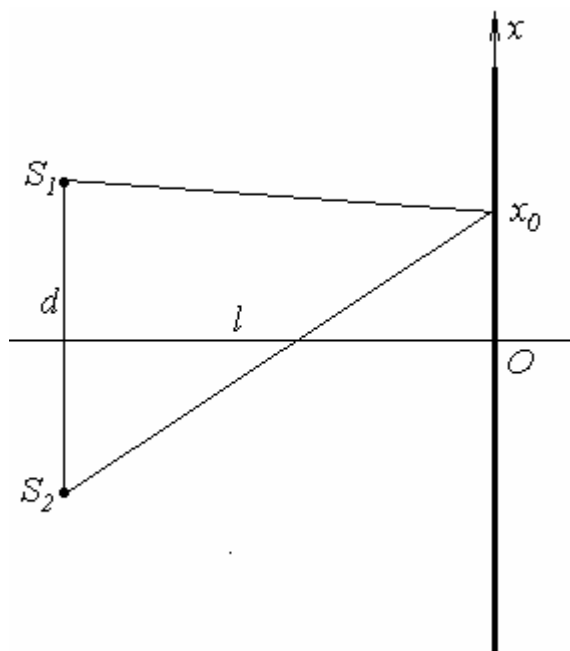
Якщо б людське око бачило результат інтерференції у вигляді, що визначається формулою (4), видимий навколишній світ суттєво відрізнявся б від того, що ми бачимо фактично: він би виглядав як сукупність різнокольорових смуг. Проте з досвіду відомо, що інтенсивність при накладанні двох світлових потоків насправді дорівнює сумі їх інтенсивностей, навіть для двох монохроматичних хвиль з однаковою частотою ($\omega_1 = \omega_2$). Поясненням цього слугує той факт, що випромінювання світла відбувається короткими порціями – цугами, і кожний цуг – це фрагмент електромагнітної хвилі з випадковою початковою фазою. Отже, інтерференційний член і відповідно інтерференційна картина, що визначається формулою (4), дуже швидко змінюються з часом. А оскільки як людське око, так і фотоприймачі (за винятком найбільш чутливих) сприймають світловий потік, усереднений за деякий проміжок часу (набагато більший за час випромінювання цуга), то обидва вони фіксують усереднену інтерференційну картину. Середнє від $\cos((\omega_1 - \omega_2)t - \varphi)$ за умови випадкової зміни фази косинуса дорівнює нулю, отже, в такій усередненій картині весь інтерференційний член обертається в нуль і видима інтерференційна картина відповідає просто сумі інтенсивностей вихідних хвиль:

$$\langle I \rangle = A_1^2 + A_2^2. \quad (5)$$

Отже, зі співвідношення (4) витікає, що для візуального спостереження інтерференції двох хвиль за макроскопічний проміжок часу потрібно, щоб виконувались наступні умови:

- частота обох хвиль співпадала,
- початкова різниця фаз φ не змінювалась з часом (умова **когерентності**).

Дві монохроматичні світлові хвилі з однаковими частотами можна з достатньою точністю отримати за допомогою двох лазерів, що побудовані на одному електронному переході. Проте, два таких джерела не будуть когерентними, оскільки величина φ для них буде швидко змінюватись з часом випадковим чином. Для досягнення когерентності – і, відповідно, візуального спостереження інтерференції – світло від **одного** джерела (звичайно лазера) розділяється на два жмутки. Між цими жмутками формується різниця фаз, після чого вони інтерферують.



Мал.7.1.

Схема для спостереження інтерференції від двох когерентних точкових джерел.

Розглянемо два монохроматичних (з однаковими частотами випромінювання) когерентних точкових джерела S_1 і S_2 , що розташовані на відстані d одне від одного, та екран, що розташовано на відстані l від відрізка S_1S_2 паралельно до нього (Мал.7.1). На екрані буде формуватись інтерференційна картина. Оберемо вісь відліку Ox на екрані паралельно до відрізка S_1S_2 ; за початок координат оберемо точку O , що є проекцією на вісь Ox середини відрізка S_1S_2 . Тоді в точці екрана з координатою x_0 різниця

ходу між променями від двох джерел (тобто різниця відстаней, що проходять ці промені) буде дорівнювати

$$\Delta = \sqrt{l^2 + \left(\frac{d}{2} + x_0\right)^2} - \sqrt{l^2 + \left(\frac{d}{2} - x_0\right)^2}. \quad (6)$$

Промені з такою різницею ходу будуть відрізнятись по фазі на величину

$$\varphi = \frac{\Delta}{\lambda} \cdot 2\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{l^2 + \left(\frac{d}{2} + x_0\right)^2} - \sqrt{l^2 + \left(\frac{d}{2} - x_0\right)^2} \right), \quad (7)$$

якщо їх початкова фаза (при виході з джерела) однакова. Отже, результуюча інтерференційна інтенсивність в точці x_0 буде дорівнювати

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{l^2 + \left(\frac{d}{2} + x_0\right)^2} - \sqrt{l^2 + \left(\frac{d}{2} - x_0\right)^2} \right) \right). \quad (8)$$

У частковому випадку $I_1 = I_2 = I_0$, $l \gg d$, $l \gg x_0$ (саме такий випадок ми будемо спостерігати в нашому експерименті) формула (8) значно спрощується, так що ми можемо записати для результуючої інтенсивності

$$I \approx 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{dx_0}{l} \right) \right). \quad (9)$$

Зауважимо, що I_1 та I_2 – інтенсивності двох джерел у точці спостереження (відомо, що інтенсивність точкового джерела спадає при віддалені від нього). За умови $l \gg d$, $l \gg x_0$ для їх наближеної рівності досить рівності початкових інтенсивностей променів, що виходять з джерел S_1 та S_2 .

Отже, при інтерференції світла від двох точкових джерел з близькою інтенсивністю на досить віддаленому від цих джерел екрані будуть

спостерігатись періодичні зміни освітленості по гармонічному закону в межах від нуля до $4I_0$. Відстань між сусідніми максимумами B (ширина інтерференційної смуги), згідно з формулою (9), дорівнює

$$B = \frac{l\lambda}{d} = \frac{\lambda}{2\omega}, \quad (10)$$

де 2ω – кут сходження інтерферуючих променів. Оскільки величина B залежить від відстані до екрану спостереження, доцільно ввести також кутову ширину смуги β – кутову відстань між сусідніми максимумами. При виконанні умов $l \gg d$, $l \gg x_0$, так що $\text{tg } \beta \approx \beta$, кутова ширина смуги буде приблизно постійною і буде дорівнювати

$$\beta \approx \frac{B}{l} = \frac{\lambda}{d}. \quad (11)$$

При відхиленні від ідеального випадку (наприклад, якщо частина світла від джерел є некогерентною – результатом накладання цих частин є сума їх інтенсивностей) мінімум інтенсивності інтерференційної картини не буде дорівнювати нулю. Для характеристики інтерференційної картини у загальному випадку вводять поняття видності V , яка визначається через максимальну I_{\max} і мінімальну I_{\min} інтенсивності інтерференційної картини:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (12)$$

Величина V змінюється в інтервалі від 0 до 1. При максимальній контрастності інтерференційної картини (джерела S_1 та S_2 повністю когерентні і створюють однакову інтенсивність на екрані спостереження,

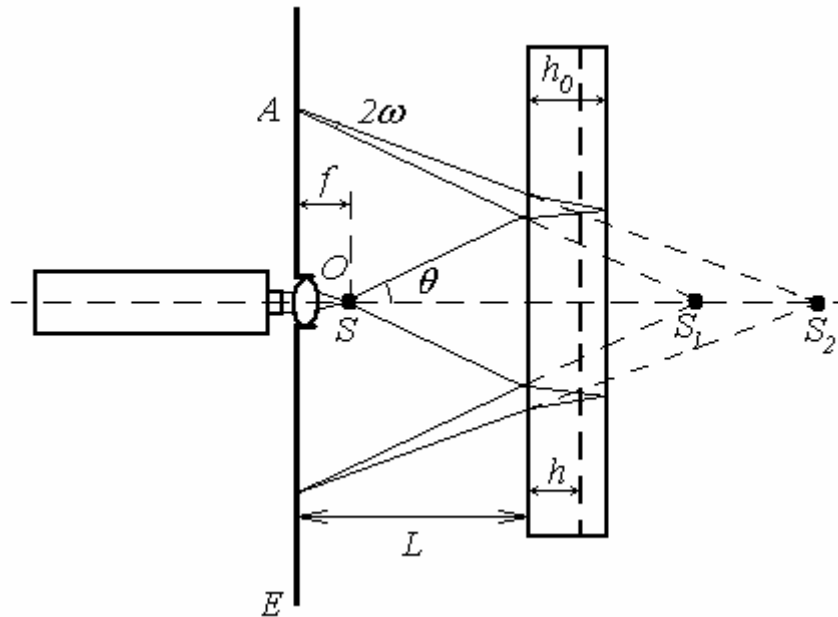
так що $I_{min}=0$) видність дорівнює 1, при рівномірній освітленості екрану спостереження (зміни інтенсивності не спостерігаються, $I_{max}=I_{min}$) $V=0$.

Основа роботи: дослідження інтерференційної картини від двох наближено точкових джерел з різними варіантами розташування відносно екрану спостереження.

Опис установки. Теоретичні основи експерименту

В експерименті перевіряються дві схеми отримання когерентних жмутків світла – схема з плоскопаралельною скляною платівкою та схема з біпризмою Френеля.

Схему з плоскопаралельною платівкою представлено на Мал. 7.2. Промінь лазера проходить через вмонтовану в екран E збиральну лінзу, центр якої позначено точкою O , і збирається в її фокусі S , який, таким чином, можна розглядати як точкове джерело. Світло від цього джерела частково відбивається від передньої грані плоскопаралельної платівки товщиною h_0 , створюючи таким чином уявне джерело S_1 ; світло, що пройшло через передню грань платівки, частково відбивається від задньої, створюючи уявне джерело S_2 . Результат інтерференції цих двох джерел спостерігається на екрані (відбиття і відповідно джерела більш високих порядків є слабкими, так що їх впливом можна знехтувати). Зауважимо, що на відміну від випадку, що розглядався у теоретичній довідці, два точкових джерела лежать на лінії, ортогональної до екрану спостереження, тому інтерференційна картина має форму системи концентричних кіл.



Мал.7.2.

Схема спостереження інтерференції з використанням плоскопаралельної платівки.

Отримаємо залежність ширини інтерференційної смуги від параметрів експерименту. Нехай A – точка екрану, в якій спостерігається результат інтерференції, θ – кут відхилення початкового променя від осі системи (див. Мал. 7.2). Кут сходження інтерферуючих променів 2ω можна знайти як різницю кутів S_1AO та S_2AO , визначивши обидва кути з відповідних прямокутних трикутників, або з трикутника S_1AS_2 через теорему синусів. Вважаючи кут θ малим, так що можна вважати $\sin\theta \approx \theta$, отримаємо для кута 2ω :

$$2\omega = \frac{2\theta h}{2L - f}, \quad (13)$$

де L – відстань між екраном та платівкою, f – фокусна відстань лінзи, $h = \frac{h_0}{n}$ – оптична товщина платівки. Отже, згідно з (10) ширина інтерференційної смуги B запишеться

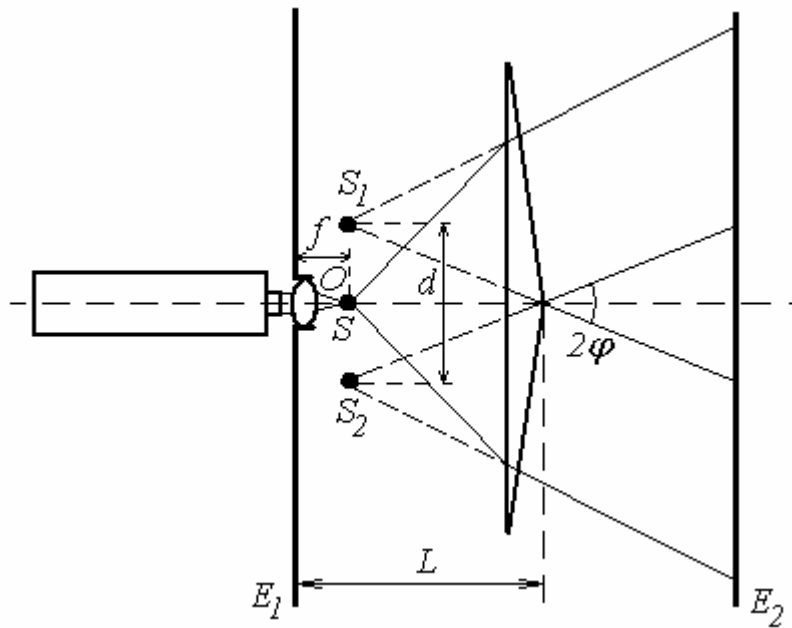
$$B = \frac{\lambda(2L - f)}{2\theta h} = \frac{\lambda(2L - f)n}{2\theta h_0}, \quad (14)$$

де λ – довжина хвилі лазерного випромінювання.

Схему спостереження інтерференції за допомогою біпризми Френеля представлено на Мал.7.3. Аналогічно до попередньої схеми, промінь лазера проходить через вмонтовану в екран E_1 збиральну лінзу з центром в точці O і збирається в фокусі лінзи S . Світло, що виходить з утвореного таким чином точкового джерела S , заломлюється частково на верхній половині біпризми, утворюючи уявне джерело S_1 , частково на нижній, утворюючи уявне джерело S_2 . Результат інтерференції спостерігається на екрані E_2 в області перекриття пучків від джерел S_1 та S_2 . Інтерференційна картина має вигляд набору паралельних смуг. Зауважимо, що розташування уявних джерел для експерименту з біпризмою, на відміну від попередньої схеми, відповідає Мал.7.1 – пряма, що з'єднує S_1 та S_2 , паралельна до екрану спостереження. Кутова ширина інтерференційної смуги пов'язана з відстанню між джерелами d згідно з (11).

Знайдемо зв'язок між кутом біпризми φ_0 та відстанню між уявними джерелами d . З Мал.7.3 кут заломлення біпризми φ пов'язаний з відстанню $l=L-f$ між уявним джерелом S та гранню тупого кута біпризми наступним чином:

$$d = 2l \cdot \operatorname{tg} \varphi \approx 2l \varphi. \quad (15)$$



Мал.7.3.

Схема спостереження інтерференції з використанням біпризми Френеля.

Величини, що входять у визначення l , показані на Мал.7.3: L – відстань між екраном з лінзою та гранню тупого кута біпризми, f – фокусна відстань лінзи.

Для променя, що проходить близько до осі системи, кут заломлення та кут біпризми пов'язані наступним співвідношенням:

$$\varphi = (n-1)\varphi_0, \quad (16)$$

де n – показник заломлення матеріалу біпризми. Об'єднуючи (15) та (16), отримаємо шуканий зв'язок у вигляді

$$d = 2l(n-1)\varphi_0. \quad (17)$$

Зауважимо, що отримана формула є вірною тільки для параксіальних променів (тобто променів, відхилення яких від осі системи є незначним).

Експериментальні подробиці

Відстані між об'єктами на оптичній лаві вимірюються за допомогою міліметрової шкали, що нанесено на лаві, і відраховуються від рисок, що нанесені на штативах. У експерименті з біпризмою інтерференційні смуги можна вважати еквідистантними, так що для розрахунку відстані між ними досить виміряти їх кількість та ширину видимої інтерференційної картини. Довжина хвилі He-Ne лазера, що використовується в експерименті, дорівнює $6328,5 \text{ \AA}$. Фокусна відстань збиральної лінзи, розташованої в центрі екрана, дорівнює $f = 13 \pm 1 \text{ мм}$. Коефіцієнт заломлення скла, з якого зроблена біпризма, наближено дорівнює 1,5.

Хід експерименту

1. Встановіть на оптичну лаву екран з короткофокусною лінзою та плоскопаралельну скляну платівку. Ввімкніть лазер. Від'юстуйте оптичну систему. Для цього, обертаючи і змінюючи висоту встановлення екрана з лінзою і платівки, а також змінюючи нахил платівки і – за необхідності – регулюючи напрям лазерного променя за допомогою гвинтів на рейтері лазера, добийтеся того, щоб лазерний промінь попадав приблизно у центр лінзи і щоб пляма світла, що відбивається від платівки, знаходилась приблизно посередині екрана з лінзою.

2. Отримавши на екрані інтерференційну картину для схеми, зображеної на Мал.7.2, виміряйте радіуси наявних інтерференційних кілець (не більше 7-8, починаючи з внутрішніх) для 5-6 положень скляної платівки. Платівка при цьому має знаходитись на відстані не менш ніж 20 см від екрану.
3. Зберіть інтерференційну схему з біпризмою Френеля згідно Мал.7.3. Проведіть додаткове юстування системи (добийтеся того, щоб центр плоскої грані призми знаходився приблизно на осі системи). Для 5-6 положень біпризми (на відстані не менш ніж 10 см від екрану з лінзою) виміряйте відстані між інтерференційними смугами. (Зауваження: на відміну від попереднього пункту, в даному експерименті потрібно фіксувати дві відстані на оптичній лаві – від екрану з лінзою до біпризми і від біпризми до екрану спостереження.)
→ *Зверніть увагу:* якщо біпризма знаходиться близько до екрану спостереження, розрізнити смуги на екрані (і, відповідно, порахувати їх кількість) стає важко. Поміркуйте, як проводити виміри для таких положень біпризми.

Обробка результатів експерименту

1. Користуючись даними, отриманими в пункті 2 лабораторної роботи, отримайте величини B , θ і L для кожної пари сусідніх інтерференційних кілець.
2. За отриманими у попередньому пункті даними побудуйте графік залежності добутку $B \cdot \theta$ від L (не усереднюючи $B \cdot \theta$ при постійному L). Апроксимувавши його прямою за методом найменших квадратів, знайдіть з коефіцієнтів апроксимації оптичну товщину платівки h , а з

неї – показник заломлення платівки n або її товщину h_0 (в залежності від даних, що надасть викладач).

3. За даними, отриманими у п.3 експерименту, визначте середню кутову відстань між смугами β і відстань між уявними джерелами d для кожного положення біпризми.
4. За отриманими у попередньому пункті обробки даними побудуйте графік залежності d від відстані l . Апроксимувавши його прямою за методом найменших квадратів, знайдіть з коефіцієнтів апроксимації кут біпризми φ_0 .

Робота 8. Дифракція в паралельних променях

Мета роботи: дослідити експериментально явище дифракції монохроматичного паралельного пучка світла (дифракція Фраунгофера) на одинарній та подвійній щілині. Перевірити відповідні теоретичні закони.

Література:

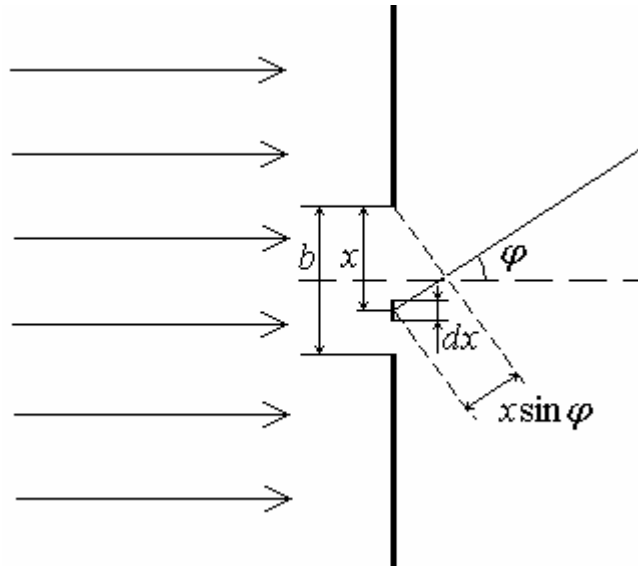
1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.4. Оптика. – М.:Наука, 1980, §§ 39, 41, 44.
2. Ландсберг Г. С. Оптика. -М.: Наука, 1976.- гл.8, п.38, гл.9, п.41.

Теоретична довідка

Дифракція є одним з проявів хвильової природи світла. **Дифракцією називають відхилення від прямолінійного розповсюдження світлового пучка** (освітленість області геометричної тіні; розподіл інтенсивності в пучку світла, що відрізняється від фотометричного), **не обумовлене рефракцією або заломленням світла**. На популярному рівні дифракція часто визначається як явище огинання світлом непрозорих перешкод.

Розглянемо паралельний монохроматичний пучок світла з довжиною хвилі λ , що падає на безмежну щілину шириною b (див. Мал.8.1). Згідно з *принципом Гюйгенса-Френеля*, для знаходження поля світлової хвилі за щілиною ми маємо розбити початковий фронт хвилі всередині щілини на малі ділянки (з міркувань симетрії, очевидно, зручно розбити щілину на

тонкі паралельні смуги), що є вторинними джерелами світла. Шукане поле за щілиною є результатом інтерференції світла від цих ділянок.



Мал.8.1.

Дифракція на щілині.

Отже, ми розбиваємо фронт хвилі всередині щілини на вузькі смуги, які, згідно з принципом Гюйгенса-Френеля, можна розглядати як вторинні когерентні джерела випромінювання. Всі ці вторинні джерела випромінюють світло з однаковою початковою фазою. Таким чином, для того, щоб знайти інтенсивність дифрагovanого світла під кутом φ до осі системи, потрібно просумувати поле від усіх вторинних джерел (аналогічно до того, як це було пророблено у попередній роботі для двох джерел).

Нехай товщина однієї з смуг, на які розбито хвильовий фронт всередині щілини, дорівнює dx . Якщо ця смуга знаходиться на відстані x від верхнього краю щілини, різниця ходу між нею і іншою смугою,

виділеною біля краю щілини, буде дорівнювати $x \sin \varphi$, а різниця фаз Δ , відповідно,

$$\Delta(x) = kx \sin \varphi = \frac{2\pi x \sin \varphi}{\lambda}, \quad (1)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число.

Сумарну амплітуду \vec{E}_0 електричного поля хвилі, що приходить на ширину b , можна розбити на малі амплітуди $d\vec{E}_0$ окремих смуг. Оскільки початковий пучок є паралельним, можна перейти від розгляду вектору амплітуди поля до його модуля, так що для смуги шириною dx амплітуда dE_0 запишеться як $dE_0 = \frac{dx}{b} E_0$, $E_0 = |\vec{E}_0|$. Поле від смуги dx під кутом φ запишеться як

$$dE = E_0 \frac{dx}{b} e^{i(\omega t + \Delta(x))}, \quad (2)$$

тут ω – циклічна частота хвилі; нуль фази відповідає смузі, найближчій до верхнього краю щілини. Для знаходження результуючого поля просумуємо dE по всіх тонких смугах dx :

$$E = \int_0^b E_0 \frac{dx}{b} \exp i(\omega t + kx \sin \varphi) = E_0 \frac{\sin \frac{kb \sin \varphi}{2}}{\frac{kb \sin \varphi}{2}} \exp i\left(\omega t + \frac{kb}{2}\right). \quad (3)$$

Відповідно, інтенсивність дифрагованого світла ($I \sim |E|^2$) запишеться

$$I = I(0) \left(\frac{\sin \frac{kb \sin \varphi}{2}}{\frac{kb \sin \varphi}{2}} \right)^2 = I(0) \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2, \quad (4)$$

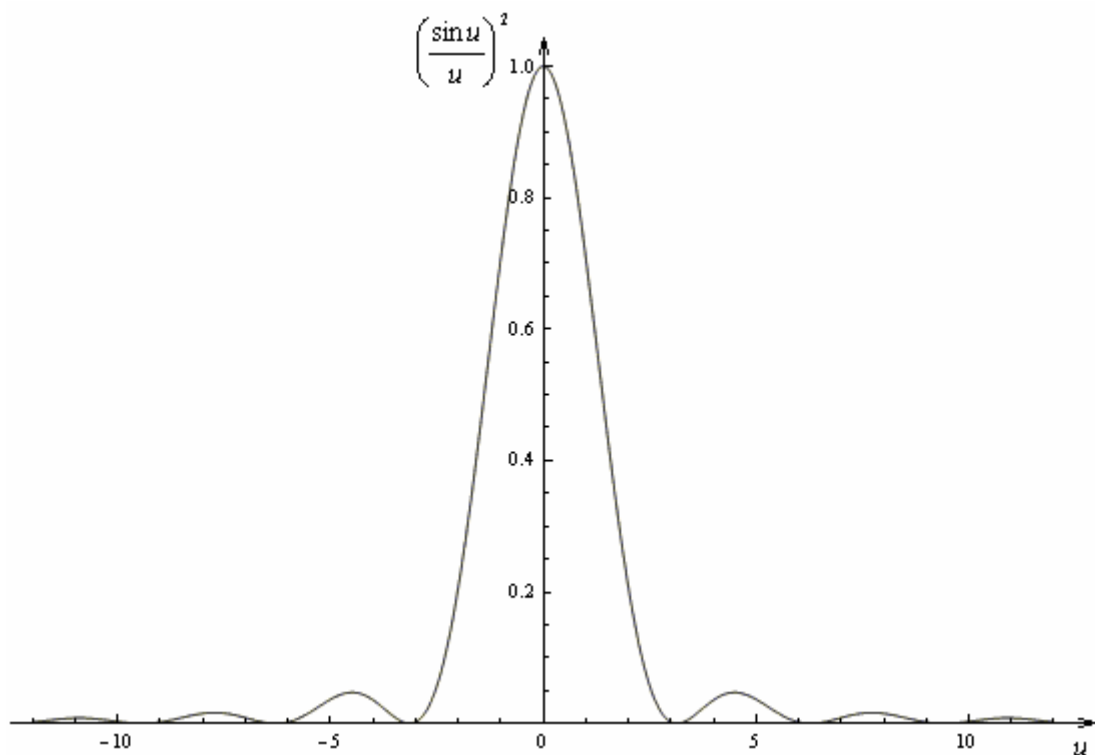
тут введено позначення $u = \frac{kb \sin \varphi}{2}$; $I(0) = \text{const}$ – інтенсивність світла при нормальному проходженні. Співвідношення (4) має назву *формули Кірхгоффа*, графік функції $\left(\frac{\sin u}{u} \right)^2$ наведено на Мал.8.2.

Як можна бачити з цієї формули, мінімуми інтенсивності дифрагованого світла спостерігаються, коли $\sin u = 0$, тобто за умови $u = \pi m$, де m – довільне ціле число:

$$\sin \varphi = \frac{2\pi m}{kb} = \frac{\lambda}{b} m. \quad (5)$$

Умова максимумів інтенсивності має дещо складніший вигляд. Максимуми, очевидно, будуть спостерігатись при кутах, за яких дорівнює нулю похідна $\frac{d}{d\varphi} \left(\frac{\sin u}{u} \right)$. Ця умова виконується для значень параметра u , що є розв'язком трансцендентного рівняння $\text{tgu} = u$ ($u=0$, $u \approx 1,43\pi$, $u \approx 2,46\pi$, $u \approx 3,47\pi$, ...). Інтенсивності максимумів спадають зі збільшенням їх номеру, так що

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_4 : \dots \approx 1 : \left(\frac{2\pi}{3} \right)^2 : \left(\frac{2\pi}{5} \right)^2 : \left(\frac{2\pi}{7} \right)^2 : \dots \quad (6)$$



Мал.8.2.

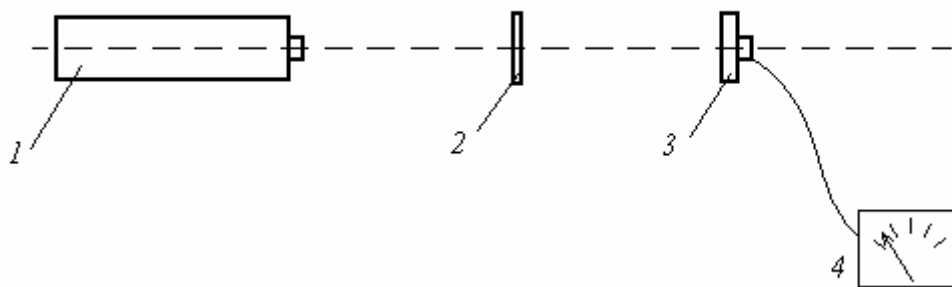
Графік функції $\left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$.

Якщо монохроматичне світло падає на екран, в якому є дві паралельні близькі щілини, розподіл інтенсивностей по кутах буде дещо іншим. Для розрахунку такого розподілу потрібно взяти інтеграл, аналогічний до (3), по обом щілинам.

Основа роботи: дослідження картини дифракції у паралельних променях від одинарної та від подвійної щілин.

Опис установки

В експерименті досліджується розподіл інтенсивностей після дифракції пучка лазерного випромінювання на щілині з регульованою шириною та на подвійній щілині.



Мал.8.3.

Установка для спостереження дифракції у паралельних променях.

Схему установки представлено на Мал.8.3. Світло від лазера 1 після проходження через дифрагуючий елемент 2 (одинарну чи подвійну щілину) попадає на фотоприймач 3. Щілина фотоприймача може пересуватись у горизонтальній площині за допомогою гвинта, що дозволяє знімати розподіл інтенсивності дифрагованого світла по кутах. Положення щілини фотоприймача фіксується нанесеною на останній міліметровою лінійкою. Фотострум, що є пропорційним інтенсивності світла у щілині фотоприймача, фіксується міліамперметром 4.

Експериментальні подробиці

Відстані між об'єктами на оптичній лаві вимірюються за допомогою міліметрової шкали, що нанесена на лаві, і відраховуються від рисок, що нанесені на штативах. При використанні щілини з регульованою шириною визначте нуль відліку експериментально (він відрізняється від нуля шкали). Множник при переключенні шкали міліамперметра відрізняється від 10 і також потребує експериментального визначення. Довжина хвилі світла He-Ne лазера, що використовується в експерименті, дорівнює $6328,5 \text{ \AA}$.

► **Увага!** В роботі використовується нерозсіяне лазерне випромінювання. Не припускайте попадання лазерного випромінювання в очі!

Хід експерименту

4. Встановіть на оптичну лаву щілину з регульованою шириною. Ввімкніть лазер. Від'юстуйте оптичну систему. Для цього за допомогою гвинтів на рейтері лазера добийтеся того, щоб щілина ділила лазерний промінь приблизно навпіл (юстування по горизонталі) і щоб дифраговане світло попадало на фотоприймач (юстування по вертикалі). Відрегулюйте положення приймальної щілини фотоприймача так, щоб міліамперметр показував максимальний фотострум.
5. Пересуваючи приймальну щілину фотоприймача у горизонтальній площині, зніміть залежність інтенсивності дифрагованого світла від кута дифракції в межах від максимуму з номером $m=-1$ до максимуму з номером $m=2$.
6. Повторіть вимірювання п.2 для 5-6 ширин щілини.

7. Встановіть на оптичну лаву подвійну щілину. Повторіть для неї досліди п.2.

► **Увага!** При використанні подвійної щілини виникають блими лазерного випромінювання, що є небезпечними для ока. Відслідковувати їх напрям важче, ніж напрям прямого лазерного випромінювання. Рекомендується екранувати блими листом паперу.

Обробка результатів експерименту

1. Користуючись даними, отриманими в пп. 2 і 3 експерименту, побудуйте графіки залежності відносної інтенсивності дифрагованого світла від параметру u для однієї щілини з різними значеннями ширини. Переконайтесь, що графіки мають форму, близьку до теоретичної (Мал.8.2).
2. За даними, отриманими в пп. 2 і 3 експерименту, перевірте вірність формул (5) і (6), користуючись графіком п.1 обробки як допоміжним засобом.
3. За даними, отриманими в п. 4 експерименту, побудуйте графік залежності відносної інтенсивності дифрагованого світла від параметру u для подвійної щілини. Порівняйте з аналогічними графіками для однієї щілини.

Робота 9. Вивчення поляризованого світла

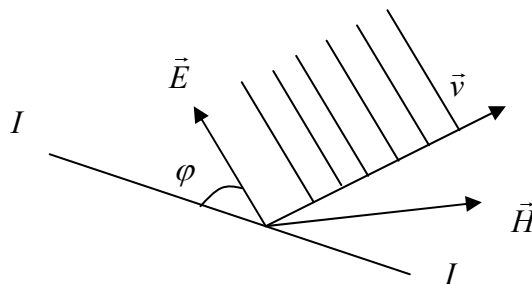
Мета роботи: перевірити експериментально закон Малюса і закон Брюстера.

Література:

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.4. Оптика. – М.:Наука, 1980, §§ 62, 65.
2. Ландсберг Г. С. Оптика. -М.: Наука, 1976.- гл.16-18, §§109, 110, гл.26, §§124-126.

Теоретична довідка

Поляризація є характеристикою поперечних хвиль, якими є, в тому числі, і електромагнітні світлові хвилі. У світловій хвилі в кожний момент часу електричний \vec{E} та магнітний \vec{H} вектори перпендикулярні до вектора швидкості розповсюдження хвилі \vec{v} і складають з ним праву трійку взаємно перпендикулярних векторів (Мал.1).



Мал.9.1.

Під *природним (неполяризованим) світлом* будемо вважати сукупність монохроматичних хвиль певного спектрального діапазону зі всіма можливими статистично рівномірно розподіленими напрямками площини коливання вектора \vec{E} (Мал.9.2, а).

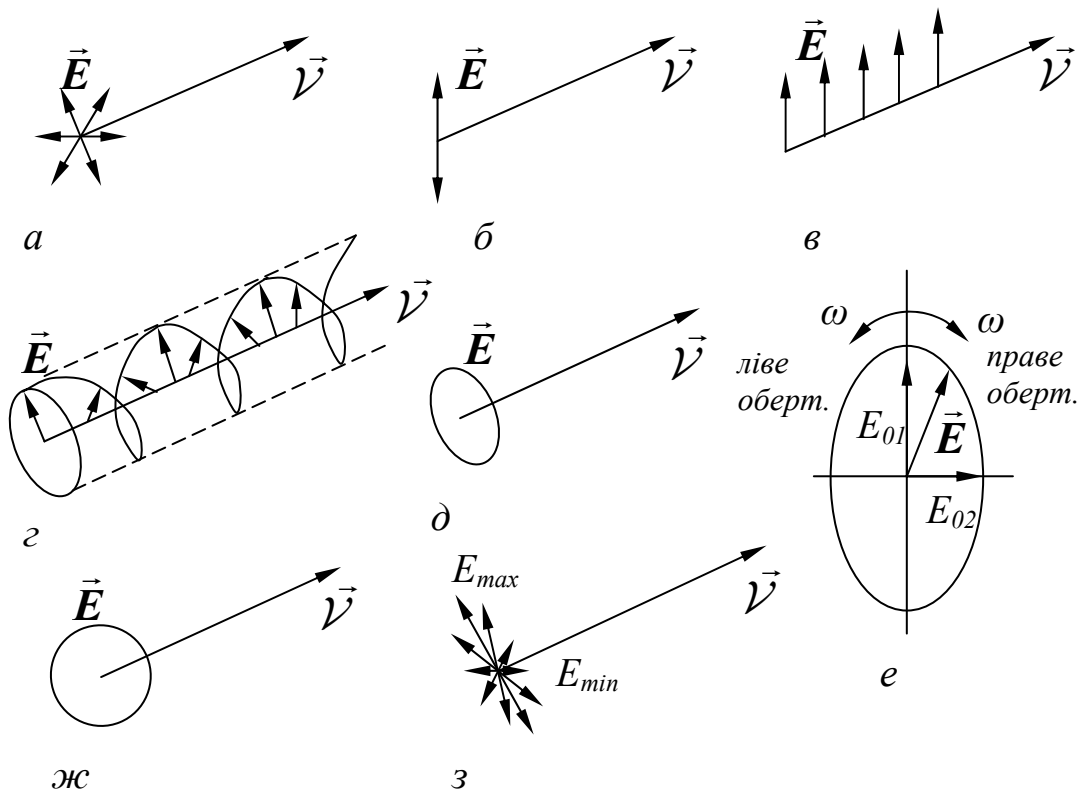
У поляризованому світлі здійснено впорядкування напрямів коливання вектора \vec{E} виділенням їх в певній площині чи приведенням в інший, відповідним чином орієнтований стан. Розрізняють 4 види поляризації світла.

1. *Лінійна або плоска поляризація* – світловий вектор \vec{E} у хвилі коливається в одній незмінній у просторі площині ($\varphi = const$), що називається площиною поляризації (Мал.9.2, б, в).

2. *Еліптична поляризація* – площина коливання вектора \vec{E} закручується по мірі розповсюдження хвилі, а його кінець описує гвинтову лінію навколо напрямку розподілення з основою у вигляді еліпса (Мал.9.2, г, д). Площина коливання вектора \vec{E} обертається з круговою частотою хвилі ω .

Лівообертальна поляризація – вектор \vec{E} обертається проти годинникової стрілки, якщо дивитися назустріч напрямку розповсюдження хвилі; правообертальна – вектор \vec{E} обертається за годинниковою стрілкою. Амплітуда світлового вектора при цьому змінюється від E_{01} до E_{02} (Мал.9.2, е).

3. *Кругова чи циркулярна поляризація* – при обертанні площини коливання вектора \vec{E} з частотою ω кінець його описує гвинтову лінію з круговою основою (Мал.9.2, ж). Це частковий випадок еліптичної поляризації при $E_{01} = E_{02}$.



Мал.9.2.

Види поляризації світла.

4. *Часткова поляризація* – один з напрямів коливання вектора \vec{E} - переважне (E_{\max}), але не виключне (Мал.9.2, з). Частково поляризоване світло можна представити як суму природного світла та лінійно поляризованого.

Спеціальні пристрої – **поляризатори** – дозволяють отримати поляризацію світла, близьку до лінійної. При пропусканні світла через два поляризаційні пристрої перший з них традиційно називають поляризатором, другий – аналізатором.

При падінні природного світла на границю розділу двох діелектриків (n_1, n_2) відбитий промінь стає частково поляризованим з переважним напрямом, перпендикулярним до площини падіння, а заломлений –

частково поляризований з переважним напрямом, що є паралельним площині падіння (Мал.9.3). Зі зміною кута падіння степінь поляризації обох променів змінюється.

Степінь поляризації відбитого R та заломленого D променів визначаються за *формулами Френеля*

$$P_R = \frac{I_{\max}^R - I_{\min}^R}{I_{\max}^R + I_{\min}^R} = \frac{I_{\perp}^R - I_{\parallel}^R}{I_{\perp}^R + I_{\parallel}^R} = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{R_{\perp} + R_{\parallel}} \quad (1)$$

$$P_D = \frac{I_{\max}^D - I_{\min}^D}{I_{\max}^D + I_{\min}^D} = \frac{I_{\perp}^D - I_{\parallel}^D}{I_{\perp}^D + I_{\parallel}^D} = \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{2 - (R_{\perp} + R_{\parallel})}, \quad (2)$$

де R_{\perp} та R_{\parallel} – часткові енергетичні коефіцієнти відбиття для перпендикулярної та паралельної складової природного світла:

$$R_{\perp} = \left(\frac{\sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2')}{\sin(\varepsilon_1 + \varepsilon_2')} \right)^2 \quad (3)$$

$$R_{\parallel} = \left(\frac{\operatorname{tg}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2')}{\operatorname{tg}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2')} \right)^2, \quad (4)$$

тут ε_1 – кут падіння променя природного світла на границю розділу двох діелектриків (n_1, n_2) , ε_2' – кут заломлення:

$$\varepsilon_2' = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin \varepsilon_1\right). \quad (5)$$

Загальний енергетичний коефіцієнт відбиття при цьому визначається виразом

$$R = \frac{1}{2}(R_{\perp} + R_{\parallel}). \quad (6)$$

Закон Брюстера. При куті падіння ε_1 природного світла, що дорівнює куту Брюстера (куту повної поляризації)

$$\varepsilon_B = \arctg\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (7)$$

відбитий промінь є повністю лінійно поляризованим в площині, перпендикулярній до площині падіння, а заломлений промінь має найбільшу степінь часткової поляризації з переважним напрямом, паралельним до площині падіння (Мал.9.3). При цьому відбитий та заломлений промені взаємно перпендикулярні:

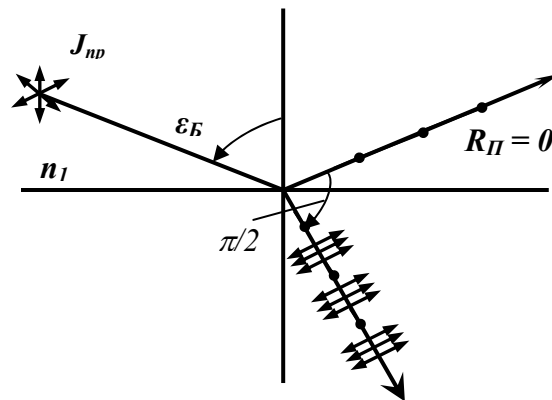
$$\varepsilon_B + \varepsilon_2' = 90^\circ. \quad (8)$$

Коли кут падіння дорівнює куту Брюстера, з (4.3), (4.4) та (4.6) випливає:

$$\begin{aligned} R_{\perp B} &= \sin^2(\varepsilon_B - \varepsilon_2'), \\ R_{\parallel B} &= 0, \\ R &= \frac{1}{2} R_{\perp B} \end{aligned} \quad (9)$$

а з формул (1), (2)

$$P_R = 1, \quad P_D = \frac{R_{\perp}}{2 - R_{\perp}}. \quad (10)$$



Мал.9.3.

Падіння світла на границю розділу двох діелектриків.

Закон Малюса. При проходженні світлом поляризатора довжину електричного вектора хвилі неважко знайти з геометричних міркувань. Переходячи до інтенсивностей, отримуємо:

- для лінійно поляризованого світла

$$I_A = I_{\Pi} T_A \cos^2 \varphi, \quad (11)$$

де I_A – інтенсивність лінійно поляризованого світла на виході аналізатора;
 I_{Π} – інтенсивність лінійно поляризованого світла на вході аналізатора (на виході поляризатора, що йде перед аналізатором); T_A – коефіцієнт пропускання аналізатора за рахунок втрат на відбиття та поглинання світла; φ – кут між площиною поляризації світла, що падає, та площиною пропускання аналізатора;

- для природного світла

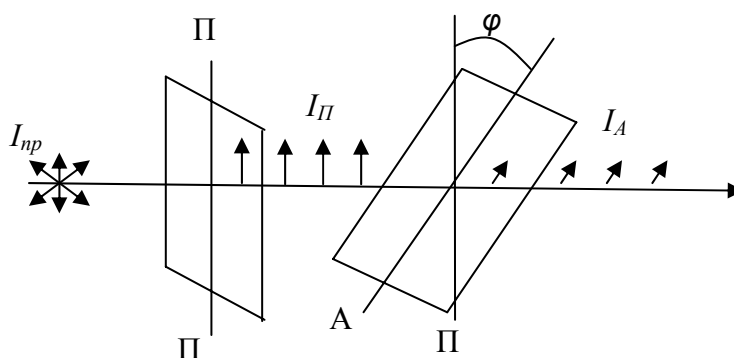
$$I_{\Pi} = \frac{1}{2} T_{\Pi} I_{np}, \quad (12)$$

де I_n - інтенсивність лінійно поляризованого світла на виході поляризатора; T_n - коефіцієнт пропускання поляризатора; I_{np} - інтенсивність природного світла на виході поляризатора.

Інтенсивність світла на виході системи "поляризатор-аналізатор" (Мал.3.4)

$$I_A = \frac{1}{2} T_{\Pi} T_A I_{np} \cos^2 \varphi, \quad (13)$$

де T_n та T_A - коефіцієнти пропускання відповідно поляризатора та аналізатора; $I_{ест}$ - інтенсивність природного світла на виході системи; φ - кут між площинами пропускання аналізатора та поляризатора. На Мал.3.4 поляризатор та аналізатор показані у вигляді поляроїдних плівок.



Мал.3.4.

Проходження світла через систему "поляризатор-аналізатор".

Зауважимо, що формула (13) описує інтенсивність світла після проходження через ідеальні поляризаційні пристрої. Для реальних систем потрібно враховувати компоненти електричного вектора, ортогональні до дозволених напрямків поляризаторів.

Основа роботи: дослідження поляризації світла після проходження через поляризатор та після відбиття від діелектричної платівки.

Опис установки. Теоретичні основи експерименту

В ході лабораторної роботи проводиться дослід з двома поляризаторами (система "поляризатор - аналізатор") і з системою поляризатор – діелектрична платівка.

Експериментальне устаткування складається з освітлювача (лампа розжарення), лінзи, яка виконує функцію коліматора, двох поляризаторів, фотодатчика, діелектричної платівки (чорного дзеркала) з фотодатчиком і кутовою шкалою та міліамперметру.

Для реальних поляризаторів вводиться параметр V , що має назву ефективності поляризатора. Ця величина визначається як відношення інтенсивності компоненти світла, поляризованого у дозволеному напрямку $I_{||}$, до інтенсивності компоненти з ортогональним до дозволеного напрямком поляризації I_{\perp} на виході з поляризатору

$$V = \frac{I_{||}}{I_{\perp}} \quad (14)$$

при падінні на останній неполяризованого світла. Параметр V характеризує якість поляризаційного пристрою.

Експериментальні подробиці

Дозволений напрям обох поляроїдів не співпадає з нулем відліку кута і визначається у експерименті з кутом Брюстера. Множник при переключенні шкали міліамперметра може відрізнятись від 10 і потребувати експериментального визначення. При встановленні чорного дзеркала під кутом Брюстера впевніться, що кут падіння дорівнює куту відбивання (наближено – за шкалою, точно – за максимумом інтенсивності відбитого світла).

→ *Зверніть увагу:* фотодатчик є дуже чутливим до фонового освітлення. Рекомендується звести до мінімуму вплив світла зовнішніх джерел.

Хід експерименту

1. Змонтуйте на оптичній лаві освітлювач із лампою розжарення. Впевніться, що пучок світла після лінзи є близьким до паралельного. У разі необхідності відрегулюйте положення лінзи. Встановіть на лаві фотодатчик, під'єднайте міліамперметр.
2. Зафіксуйте, на скільки зменшується інтенсивність світла, що потрапляє у фотодатчик, якщо між освітлювачем та фотодатчиком встановити поляризатор. Перевірте, чи залежить інтенсивність світла від кута встановлення поляризатору.

3. Встановіть другий поляризатор і зніміть залежність інтенсивності світла від кута повороту одного з поляризаторів (при фіксованому куті другого).
4. Спрямуйте світло від освітлювача на чорне дзеркало (поліровану діелектричну платівку) через поляризатор. Поверніть чорне дзеркало під кутом $30...60^\circ$ до напрямку розповсюдження світла. Обертаючи поляризатор, добийтеся мінімальної інтенсивності світла, що відбивається від дзеркала. Таким чином, використовуючи дзеркало в якості аналізатора, знайдіть дозволений напрям для кожного з поляризаторів.
5. Встановіть поляризатор так, щоб його дозволений напрям лежав у площині падіння для чорного дзеркала (тобто горизонтально). Обертаючи чорне дзеркало і вимірюючи інтенсивність світла, що відбивається від нього, знайдіть кут падіння, при якому ця інтенсивність буде мінімальною (кут Брюстера). Зафіксуйте цей кут.
6. Встановіть чорне дзеркало під кутом Брюстера. За допомогою приладу для вимірювання фотоструму виміряйте залежність інтенсивності світла, що відбивається від чорного дзеркала, від кута повороту поляризатора (аналогічно до п.3 експерименту, але в якості аналізатора виступає чорне дзеркало).

Обробка результатів експерименту

4. Користуючись даними, отриманими в пунктах 3 та 4 лабораторної роботи, побудуйте графік залежності інтенсивності світла, що пройшло через систему двох поляризаторів, від квадрату косинуса кута між їх дозволеними напрямками. (Оскільки поляризатори не є ідеальними, при апроксимації використовуйте варіант МНК для прямої з вільним

членом.) Перевірте вірність закону Малюса. Визначте з графіку ефективність поляроїду.

5. Побудуйте аналогічний графік для системи «поляроїд – чорне дзеркало» (п.6 експерименту). Перевірте вірність закону Малюса. Визначте з графіку ефективність чорного дзеркала як поляроїда.
6. З даних, отриманих у п. 5 лабораторної роботи, визначте показник заломлення n матеріалу чорного дзеркала. Порівняйте отриманий результат з табличним значенням n .