МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ «КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

фізико-математичний факультет Кафедра загальної фізики

І.Ф.СКІЦЬКО

ФІЗИКА

Дослідження поляризованого світла

Інструкція до лабораторної роботи

Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського як навчальний посібник для студентів, які навчаються за спеціальністю 125 "Кібербезпека" спеціалізації "Безпека державних інформаційних ресурсів" та спеціальністю 172 "Телекомунікації та радіотехніка" спеціалізації "Спеціальні телекомунікаційні системи"

> Київ КПІ ім. Ігоря Сікорського 2023

<u>Рецензент:</u> Ужва В.І., доцент кафедри ЗФ та моделювання фізичних процесів КПІ ім. Ігоря Сікорського, канд. фіз.-мат. наук, доц.

<u>Відповідальний редактор:</u> Лінчевський І.В., професор кафедри загальної фізики КПІ ім. Ігоря Сікорського, д-р фіз.-мат. наук, проф.

Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра за спеціальністю 125 "Кібербезпека" спеціалізації "Безпека державних інформаційних ресурсів" та спеціальністю 172 "Телекомунікації та радіотехніка" спеціалізації "Спеціальні телекомунікаційні системи" (протокол № 5 від 23.02.2023 р.) за поданням Вченої ради фізико-математичного факультету (протокол № 2 від 15.02.2023 р.).

Електронне мережне навчальне видання

Скіцько Іван Федорович, канд. фіз.-мат.наук, доц.

ФІЗИКА

Дослідження поляризованого світла

Інструкція до лабораторної роботи

Фізика: Дослідження поляризованого світла: Інструкція до лабораторної роботи [Електронний ресурс] : навч. посіб. для студ. спец. 125 "Кібербезпека", 172 "Телекомунікації та радіотехніка" / І. Ф. Скіцько,; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електронні текстові дані (1 файл: 1,28 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2023. – 41 с.

Посібник забезпечує проведення лабораторної роботи: "Дослідження поляризованого світла" за програмою навчальної дисципліни "Фізика". Детально розглядається теорія лабораторної роботи, методика проведення дослідження і обробки результатів вимірювань.

Призначений для студентів-здобувачів ступеня бакалавра за спеціальністю 125 "Кібербезпека" спеціалізації "Безпека державних інформаційних ресурсів" та спеціальністю 172 "Телекомунікації та радіотехніка" спеціалізації "Спеціальні телекомунікаційні системи" буде корисним і для студентів інших технічних спеціальностей вищих навчальних закладів.

© І.Ф.Скіцько, 2023

Дослідження поляризованого світла

Мета роботи:

1. Дослідити відбивання поляризованого світла від скляної пластинки.

2. Порівняти отримані експериментальні результати із теоретичними, отриманими за допомогою формул Френеля.

3. Визначити кут Брюстера, показник заломлення та діелектричну проникність скла.

4. Перевірити виконання закону Малюса.

5. Зробити висновки по роботі.

Теоретичні відомості

1.Природне і поляризоване світло. Закон Малюса

Наслідком теорії Максвелла є поперечність світлових хвиль: вектори напруженості електричного \vec{E} і магнітного \vec{H} полів електромагнітної хвилі взаємно перпендикулярні і коливаються перпендикулярно до вектора швидкості \vec{v} поширення хвилі. Оскільки основне значення при дії світла на речовину має вектор напруженості \vec{E} електричного поля – *світловий вектор*, – що діє на електрони в атомах речовини, тому в подальшому будемо розглядати напрямок коливання лише цього вектора.

Інтенсивність електромагнітної хвилі *I* дорівнює модулю середнього значення вектора Пойнтинга за проміжок часу, який дорівнює періоду *T* повного коливання:

$$= |\langle \vec{\Pi} \rangle| = |\langle \vec{E} \times \vec{H} \rangle| =$$
$$= \frac{1}{T} \left| \int_{0}^{T} \vec{E} \times \vec{H} dt \right|$$

Для світла інтенсивність *І* згідно [1] в данній точці простору для немагнітних середовищ буде:

Ι

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} n E_m^2 , \qquad (1)$$

тобто інтенсивність світла пропорційна показнику заломлення середовища *n* і квадрату амплітуди світлової хвилі.

Зауважимо, що при проходженні світла в однорідному середовищі можна вважати, що інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди світлової хвилі

$$I \sim E_m^2 . \tag{2}$$

Однак у випадку проходження світла через границю розділу середовищ вираз для інтенсивності, який не враховує множник *n*, приводить до не збереження світлового потоку.

Лінії, вздовж яких розповсюджується світлова енергія, називаються променями. Усереднений вектор Пойтинга $\langle \vec{\Pi} \rangle$ направлений в кожній точці по дотичній до променя. В ізотропних середовищах (властивості в усіх напрямках однакові) напрямок $\langle \vec{\Pi} \rangle$ співпадає з нормаллю до хвильової поверхні, тобто з напрямом хвильового вектора \vec{k} . Значить промені перпендикулярні до хвильових поверхонь. В анізотропних середовищах (властивості в різних напрямках є різними) нормаль до хвильової поверхні в загальному випадку не співпадає з напрямком вектора Пойтинга, тобто промені не перпендикулярні хвильовим поверхням.

Розглянемо випромінювання реального джерела світла, яке складається із великої кількості атомів – елементарних випромінювачів (диполів). В основі моделі випромінювання звичайного (нелазерного) джерела світла, лежить *статистична гіпотеза* про те, що у випадку спонтанного випромінювання різні атоми джерела, випромінюють окремі цуги хвиль незалежно один від одного у випадкові моменти часу. Фази коливань електромагнітного поля у випромінюванні різних атомів не скорельовані одна з одною. Тому виявляється, що розподіл інтенсивності випромінювання всіх атомів джерела в такій не когерентній суперпозиції визначається сумуванням розподілів інтенсивності для індивідуальних атомів. Процес випромінювання окремого атома триває біля 10⁻⁸с. За цей час утворюється послідовність цугів хвиль, протяжність яких складає приблизно 3м. «Погаснувши», атом через деякий час «спалахує» знову. Одночасно «спалахує» багато атомів. Збуджені ними цуги хвиль, накладаючись один з одним, утворюють світлову хвилю, яку випромінює тіло. Площина коливань вектора \vec{E} для кожного цуга орієнтована випадковим чином. Тому в результуючій хвилі коливання вектора \vec{E} в різних напрямках представленні з однаковою ймовірністю (рис.1). Такий



Рис.1.

рівномірний розподіл векторів \vec{E} пояснюється великим числом атомарних випромінювачів, а рівність амплітудних значень векторів \vec{E} — однаковою в середньому інтенсивністю випромінювання.

Природним називається світло з усіма можливими рівноймовірними орієнтаціями вектора \vec{E} (і, отже, \vec{H}) (рис.1). Поляризованим називається світло, в якому напрямки коливань вектора \vec{E} якимось чином упорядковані.

Якшо коливання світлового вектора \vec{E} відбуваються тільки в одній площині, яка проходить через промінь, то світло називається плоско- (або лінійно-) поляризованим. Упорядкованість може бути в тому, що вектор \vec{E} повертається навколо променя, одночасно пульсуючи за величиною. В результаті кінець вектора \vec{E} описує еліпс. Таке світло називається еліптично поляризованим. Якщо кінець вектора \vec{E} описує коло, світло називається поляризованим по колу. Будь-яке світло можна представити, як суперпозицію двох плоскополяризованих у взаємно перпендикулярних площинах хвиль. Розглянемо дві монохроматичні взаємно перпендикулярні хвилі, що поширюються вздовж додатнього напрямку осі *OX*.

 $E_y = E_{m1} \cos(\omega t - kx)$ (3) $E_z = E_{m2} \cos(\omega t - kx + \psi)$, (4) де $\omega = 2\pi v$ – циклічна частота, $k = \omega/v$ —хвильове число, E_{m1} і E_{m2} –амплітуди хвиль, ψ – різниця фаз коливань E_y і E_z .

Щоб знайти траєкторію результуючого коливання світлового вектора при додаванні двох взаємно перпендикулярних коливань (§9.10, [1]), визначимо $\cos(\omega t - kx)$ із (3): $\cos(\omega t - kx) = \frac{E_y}{E_{m1}}$. Тоді $\sin(\omega t - kx) = \sqrt{1 - (\frac{E_y}{E_{m1}})^2}$. Оскільки $\cos(\omega t - kx + \psi) = \cos(\omega t - kx)\cos\psi - - \sin(\omega t - kx)\sin\psi$, то $\frac{E_z}{E_x} - \frac{E_y}{E_x}\cos\psi = - \frac{E_y}{2}\cos\psi$

$$\frac{\overline{E}_{m2}}{\overline{E}_{m1}} - \frac{\overline{E}_{m1}}{\overline{E}_{m1}} \cos \psi =$$
$$= \sqrt{1 - \left(\frac{E_y}{E_{m1}}\right)^2} \sin \psi.$$

Піднесемо до квадрату це рівняння і в результаті отримаємо:

$$\frac{E_y^2}{E_{m1}^2} + \frac{E_z^2}{E_{m2}^2} - \frac{2E_{m1}E_{m2}}{E_{m1}E_{m2}} \cos \psi = \sin^2 \psi. \quad (5)$$

Отримане співвідношення означає, що результуючий вектор $\vec{E} = \vec{E}_v + \vec{E}_z$ (точніше кінець вектора \vec{E}) в кожній точці поля описує еліпс, який лежить в площині, що перпендикулярна до осі OX і довільно орієнтований відносно осей ОУ і ОZ. Якщо різниця фаз ψ зазнає випадкові хаотичні зміни (тобто хвилі (3) і (4) некогерентні) і, якщо $E_{m1} = E_{m2}$, то напрямок світлового вектора \vec{E} буде зазнавати скачкоподібні неупорядковані зміни, а величина його буде однаковою у всіх напрямках перпендикулярних до напрямку променя. Таке світло буде природним. Подібне представлення природного світла значно спрощує розгляд його проходження через поляризаційні пристрої.

Якщо хвилі (3) і (4) некогерентні і різної інтенсивності $(E_{m1} \neq E_{m2})$, то в результаті суперпозиції таких хвиль отримаємо світло *частково поляризоване*. Таке світло можна розглядати як суміш природного і плоскополяризованого.

Кількісною характеристикою поляризації служить ступінь поляризації. Для його визначення необхідно провести у площині, яка перпендикулярна променю світла і в якій лежать електричні вектори, декартову систему координат, спроектувати амплітудні значення векторів \vec{E} з однієї чверті на ці осі. Потім знайти суми проекцій $\sum E_x$ та $\sum E_y$. Так як інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди, то $I_x = (\sum E_x)^2$ та $I_y = \left(\sum E_y\right)^2$. Ступінь поляризації тоді визначається виразом

$$P = \frac{|I_x - I_y|}{I_x + I_y} \cdot \tag{6}$$

Для лінійно поляризованого світла $I_x = 0$. Тоді P = 1. Для природного світла $I_x = I_y$, так як $\sum E_x = \sum E_y$. Тому P = 0. Для частково поляризованого світла 0 < P < 1 [2].

Якщо хвилі (3) і (4) когерентні, це означає, що різниця фаз ψ не залежить від часу і ψ =const. Якщо $\psi = \pm (2m+1)\frac{\pi}{2}$, (m = 0, 1, 2....), то із (5) отримаємо рівняння еліпса, орієнтованого відносно осей ОУ і ОZ:

$$\frac{E_{\rm y}^2}{E_{m1}^2} + \frac{E_z^2}{E_{m2}^2} = 1$$

Така хвиля (тобто світло) називається еліптично поляризованою.

При $E_{m1} = E_{m2} = E_m$ еліпс перетворюється в коло. Така хвиля (світло) називається *циркулярно поляризованою (поляризованою по колу)*. Схематично на рис.2 зображено циркулярно поляризовану хвилю. Якщо відносно напрямку променя вектор \vec{E} обертається проти годинникової стрілки, поляризація називається *правою*, в протилежному випадку – *лівою*.

Якщо $\delta = \pm m\pi$ (*m* = 0, 1, 2, ...), то згідно (5) еліпс вироджується в пряму лінію:



Така хвиля називається лінійно поляризованою (плоскополяризованою) (рис.3). Площина, яка проходить через напрямок коливань електричного вектора лінійно поляризованої світлової хвилі і напрямок розповсюдження цієї хвилі називається площиною поляризації.



Рис.3.

Поляризацією світла називається виділення лінійно поляризованого або частково поляризованого світла із природного світла.

Плоско поляризоване світло можна отримати з природного за допомогою приладів, які поляризаторами. називаються Ці прилади вільно пропускають коливання вектора \vec{E} , які паралельні до площини поляризації, яка називається головною площиною, і повністю або частково затримують коливання вектора Ē. перпендикулярні які шій площині. В ролі поляризаторів можуть бути, середовища, які

анізотропні відносно коливань вектора \vec{E} , наприклад, кристали. Одним із природніх кристалів, які використовуються як поляризатори, може бути турмалін, природній і синтетичний монокристал – алюмосилікат. Турмалін оптично анізотропний (*подвійне променезаломлення розглядається в подальшому*), володіє *дихроїзмом* (грецьке *дихроїзм* означає *двокольорність*).



Рис.4.

Прилади, за допомогою яких аналізують ступінь поляризації світла, називають *аналізаторами*.

Нехай на поляризатор падає природне світло (рис.4). Виберемо природню хвилю,

9

вектор напруженості електричного поля якої \vec{E}_{np} коливається у площині, що утворює з головною площиною поляризатора P - P кут φ . При вході в поляризатор падаючу природню хвилю можна зобразити у вигляді суми двох коливань у взаємно перпендикулярних площинах:

> $E_{np\parallel} = E_{np} \cos \varphi,$ $E_{np\perp} = E_{np} \sin \varphi.$

Перше коливання пройде через поляризатор, друге буде затримане. Інтенсивність хвилі, що пройшла, пропорційна до $E_{np\parallel}^2 = E_{np}^2 \cos^2 \varphi$, тобто дорівнює

$$I_P = I_{np} \cos^2 \varphi, \qquad (8)$$

де I_{np} – інтенсивність коливань з амплітудою природного світла E_{np} .

В природному світлі значення φ рівноймовірні. Тому частка світла, що пройшла через поляризатор, буде дорівнювати середньому значенню cos²φ тобто 1/2 і

$$I_P = I_{np}/2. \tag{9}$$

Під час обертання поляризатора навколо напрямку поширення природного світла інтенсивність світла, що проходить поляризатор, залишається однаковою згідно (9), а змінюється лише орієнтація його площини поляризації.



Рис.5.

Нехай на аналізатор падає лінійно поляризоване світло, отримане за допомогою поляризатора, головна площина якого P-P утворює кут φ з головною площиною аналізатора *А-А* (рис.5).

При вході в аналізатор лінійно поляризованого променя, амплітуду його електричного вектора \vec{E}_P можна представити як суму двох лінійно поляризованих променів, площини поляризацій яких взаємно перпендикулярні. Амплітуди вектора напруженості електричного поля цих променів будуть

 $E_{P\perp} = E_P \sin \phi$ i $E_{P\parallel} = E_P \cos \phi$.

Оскільки аналізатор пропускає коливання електричного вектора, що відбуваються в площині A-A, а інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди E_P , то інтенсивність світла після аналізатора буде:

 $I_A = I_P \cos^2 \varphi. \qquad (10)$

Якщо аналізатор не абсолютно прозорий, то

$$I_A = k_A I_P \cos^2 \varphi, \quad (11)$$

де k_A — коефіцієнт прозорості аналізатора.

Отримані співвідношення (10) і (11) виражають закон Малюса. Отже, інтенсивність світла, яке пройшло через аналізатор, змінюється від мінімуму при $\varphi = \pi/2$ до максимуму при $\varphi = 0$.

Якщо пропустити природне світло через поляризатор і аналізатор, площини яких утворюють кут φ , то з першого вийде плоскополяризоване світло, інтенсивність якого $I_P = \frac{1}{2} k_P I_{np}$, де k_P — коефіцієнт прозорості поляризатора, а з другого вийде світло, інтенсивність якого I_A $= k_A I_P \cos^2 \varphi$. Отже, інтенсивність світла, яке пройшло через два поляризатори,

$$I_A = \frac{1}{2} k_P k_A I_{np} \cos^2 \varphi.$$

Звідси $I_{max} = \frac{1}{2} I_{np} k_P k_A$

 $(\phi = 0)$ поляризатори паралель-

ні) і $I_{min} = 0$ ($\varphi = \pi/2 - поляри$ затори схрещені). Нехай еліптично поляризоване світло падаєна аналізатор, який пропускає $складову <math>\vec{E}_{np\parallel}$ вектора \vec{E}_P за напрямком площини *A-A* (рис.6). Максимальне значення $\vec{E}_{np\parallel}$ досягається в точках 1 і 2.



Рис.6.

Отже, максимальна амплітуда \vec{E}_A плоскополяризованого світла, що вийде з приладу, буде дорівнювати довжині відрізка 01' або 02'. При повертанні аналізатора навколо напрямку променя спостерігається зміна інтенсивності в межах від I_{Amax} , яка отримується при збігу осі A-A з великою віссю еліпса, до I_{Amin} , яка має місце при збігу осі A-A з малою віссю еліпса.

У випадку світла, поляризованого по колу, обертання аналізатора не супроводжується зміною інтенсивності світла, яке пройшло через нього.

Якщо пропустити частково поляризоване світло (як сума природнього і лінійно поляризованого світла) через поляризатор (аналізатор), то при обертанні його навколо напрямку променя інтенсивність світла, яке проходить через поляризатор, буде змінюватись в межах від І_{тах} до І_{тіп}, причому перехід від одного із цих значень до іншого буде здійснюватись при обертанні поляризатора на кут 90°. Якщо здійснити один повний оберт, то два рази буде досягатись максимальне і два рази мінімальне значення інтенсивності. Тоді згідно (6) ступінь поляризації можемо визначити за формулою:

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \cdot \qquad (12)$$

Для плоско поляризованого світла $I_{min} = 0$ і P = 1; для природного світла $I_{max} = I_{min}$ і P = 0.

2. Поляризація при відбиванні і заломленні світла

Піл проходження час електромагнітної хвилі із одного середовища в інше відбувається її вілбивання і заломлення. Виходячи з теорії електромагнітних хвиль Максвелла і враховуючи, що на межі середовищ тангенціальні складові векторів \vec{E} і \vec{H} хвилі задовільняють умові: $E_{\tau_1} = E_{\tau_2}$; $H_{\tau_1} = H_{\tau_2}$, можна отримати формули для інтенсивності вілбитих і заломлених хвиль. Вперше такі формули були виведені Френелем у 1823

році при розгляді проходження пружної хвилі через межу двох середовищ. Розглянемо детальніше питання відбивання і заломлення електромагнітних хвиль на межі двох діелектриків на основі аналізу формул Френеля. Нехай промінь природного світла падає під кутом α до межі двох діелектриків (наприклад скло-повітря), які характеризуються показниками заломлення n_1 і n_2 (чи відповідно діелектпроникностями, ричними $\varepsilon_1 = n_1^2$, $\varepsilon_2 = n_2^2$ (рис.7).

Природне світло зручно представити як суперпозицію двох лінійно поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах, некогерентних, однакової інтенсивності хвиль.

Світлові вектори (вектори напруженості електричного поля) цих падаючих хвиль $\vec{E}_{i\parallel}$ і $\vec{E}_{i\perp}$. Індекс «*i*» (від слова incident – падаючий) означає промінь, що падає, індекс « $|| \rangle$ – означає, що вектор $\vec{E}_{i||}$ лежить в площині рисунка (площині падіння - площина проведена через падаючий промінь і нормаль до границі розділу двох



Рис.7.

середовищ), індекс « \bot » – означає, що вектор $\vec{E}_{i\bot}$ пендикулярний до площини рисунка (площини падіння), і позначений то-

чкою. Для природного світла $|\vec{E}_{i\parallel}| = |\vec{E}_{i\perp}|.$

На рис.7 індекс «r» (від слова reflection – відбивання)

означає відбитий промінь, індекс «t» (від слова tranzit – проходження) означає промінь, що пройшов (заломлений промінь).

Формули Френеля встановлюють зв'язок між складовими амплітудами падаючої хвилі $E_{i\parallel}$ і $E_{i\perp}$, складовими амплітудами відбитої хвилі $E_{r\parallel}$ і $E_{r\perp}$ і складовими амплітудами $E_{r\parallel}$ і $E_{t\perp}$ хвилі, яка пройшла межу розділу двох середовищ. Ці формули такі:

$$E_{r\perp} = -E_{i\perp} \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}, \quad (13)$$

$$E_{r||} = E_{i||} \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)}, \quad (14)$$

$$E_{i\perp} = E_{i\perp} \frac{2\sin\beta\cos\alpha}{\sin(\alpha+\beta)}, \quad (15)$$

$$E_{i\parallel} = E_{i\parallel} \frac{2\sin\beta\cos\alpha}{\sin(\alpha+\beta)\cos(\alpha-\beta)}, (16)$$

де α – кут падіння, β – кут заломлення променя. Співвідношення між кутами α і β задається законом заломлення: $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \,. \tag{17}$

Особливе значення має випадок, коли $\alpha + \beta = \pi/2$, тобто відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні. Оскільки tg($\alpha + \beta$) = tg $\frac{\pi}{2} \rightarrow \infty$, то із формули (14) видно, що для такого випадку $E_{r\parallel} = 0$. Тобто відбитий промінь є лінійно поляризований і містить тільки



Рис.8.

перпендикулярні до площини падіння складові напруженості електричного поля $E_{r\perp}$ (рис.8).

Кут падіння α , при якому $\alpha + \beta = \pi/2$, називається кутом Брюстера $\alpha_{\rm b}$ і закон (17) при цьому перепишеться так:

$$\mathbf{tg}\,\boldsymbol{\alpha}_{\mathrm{B}} = \frac{n_2}{n_1} \tag{18}$$

Він носить назву закону Брюстера.

Таким чином, при падінні природного світла на межу розділу двох середовищ під кутом Брюстера α_Б, відбите світло теоретично повинно бути повністю поляризованим. Проте на практиці це не так. Навіть при падінні променя світла під кутом α_Б у відбитому світлі $E_{r\parallel} \neq 0$ і це означає, що воно є частково поляризованим, так як $E_{r\perp} > E_{r\parallel}$. Формули (15) і (16) показують, що при проникненні у друге середовище фаза хвилі (знаки зазнає скачків не $\vec{E}_{i\perp}$ і $\vec{E}_{t\perp}$, $\vec{E}_{i\parallel}$ і $\vec{E}_{t\parallel}$ однакові).

Фазові співвідношення між відбитою і падаючою хвилями залежать від співвідно-

шення між показниками заломлення n_1 і n_2 першого і другого середовища, а також від співвідношення між кутом падіння α і кутом Брюстера α_Б. Якщо $\alpha < \alpha_{\rm F}$, то відбивання від оптично більш густого середовища $(n_2 > n_1)$ супроводжується скачком фази на π ("втрата півхилі"-знак мінус у формулі (13)); відбивання від оптично менш середовища густого $(n_{2} < n_{2})$ n_1) відбувається без зміни фази. У випадку, коли $\alpha > \alpha_{\rm F}$, фаза для обох компонентів відбитої хвилі змінюється на π.

Фізичний зміст закону Брюстера. Хвиля, яка падає, збуджує в середовищі II (рис.9) коливання електронів, які стають джерелом вторинних хвиль; ці хвилі і дають відбите світло. Напрямок коливань співпадає з напрямком електричного вектора світлової хвилі, тобто для середовища ІІ він перпендикулярний до *ОС*.



Рис.9.

Ми можемо представити це коливання як суму двох коливань, одне із яких (a) на рис.9 лежить в площині AOC, а інше (b) – до нього перпендикулярне. Іншими словами, ми зображуємо коливання електронів в молекулі як суперпозицію коливань двох елементарних випромінювачів, осі яких напрямлені відповідно по a і b.

Якщо світло падає під кутом Брюстера, тобто $\alpha + \beta = \pi/2$, то очевидно, що $OB \perp OC$. Значить $OB \parallel a$. Відомо, однак, що електричний заряд не випромінює електромагнітних хвиль вздовж напрямку свого руху. Тому випромінювач типу a вздовж OB не випромінює. Таким чином, по напрямку OBрозповсюджується світло, яке посилає випромінювач типу b, напрямок коливань яких перпендикулярний до OB, тобто перпендикулярний до площини рисунка (9).

Іншими словами, відбите світло поляризоване і коливання вектора напруженості електричного поля в ньому перпендикулярні до площини падіння (закон Брюстера).

Якщо кут падіння відрізняється від кута Брюстера, то вздовж OB може розповсюджуватись хвиля, яка містить поряд з компонентою b і компоненту a, доля якої буде тим більша, чим більший кут між напрямком a і напрямком відбитої хвилі. Таким чином, відбите світло буде частково поляризоване і ступінь поляризації зростає в міру наближення до кута Брюстера.

Проаналізуємо коефіцієнти відбивання для E_{\perp} і E_{\parallel} . Згідно формули (13) і (14) коефіцієнт відбивання для E_{\perp} :

$$r_{\perp}^{2} = \left(\frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}}\right)^{2} = \left(\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}\right)^{2}, (19)$$

для E_{\parallel}

$$r_{\parallel}^{2} = \left(\frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}}\right)^{2} = \left(\frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)}\right)^{2}.$$
 (20)

Для випадку нормального падіння світла на границю розділу двох середовищ ($\alpha = \beta = 0$) із формул (13) і (14), розкриваючи невизначеність, знаходимо амплітудні коефіцієнти відбивання:

$$r_{\perp} = \frac{E_{T\perp}}{E_{1\perp}} = -\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1},$$

$$r_{\parallel} = \frac{E_{T\parallel}}{E_{1\parallel}} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}.$$
(21)

Для $n_2=1,5, n_1=1$ (склоповітря) знаходимо, що $r_{\perp}^2=r_{\parallel}^2=1/25=4\%.$ Відбивання світла від багатьох поверхонь, навіть при падінні близькому до нормального, може значно послабити інтенсивність світла, що необхідно враховувати при побудові складних оптичних систем.

При куті падіння $\alpha = \alpha_{\rm b}$ tg($\alpha + \beta$) $\rightarrow \infty$ амплітудний коефіцієнт відбивання r_{\parallel} для $E_{r\parallel}$ дорівнює нулю, а r_{\perp} визначається за формулою (13):

$$r_{\perp} = \frac{n_2^2 - n_1^2}{n_2^2 + n_1^2} \cdot \tag{22}$$

Таким чином, при $\alpha = \alpha_{\rm b}$ відбите світло лінійно поляризоване в площині, яка перпендикулярна площині падіння, а коефіцієнт відбивання

$$r_{\perp}^2 = \left(\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_2^2 + n_1^2}\right)^2 = 15\%$$

(скло-повітря).

Якщо $\alpha \to \infty$ (ковзаюче падіння), то $r_{\parallel}^2 = r_{\perp}^2 = 1$, тобто має місце повне відбивання світ-

ла. Цим пояснюються яскраві зображення предметів в спокійній воді (береги річок, ліхтарі, місячна доріжка, сонце, яке заходить і т.п.).



Рис.10. Графіки залежності r_{\perp}^2 і r_{\parallel}^2 (криві І і ІІІ) від кута падіння α для скла (n_2 =1,52) і повітря (n_1 =1) побудовані за формулами (19) і (20). Кут Брюстера при цьому дорівнює 56°40′. Крива II відповідає коефіцієнту відбивання для неполяризованого світла побудована за формулою (23).

На рис.10 зображені графіки залежності r_{\perp}^2 і r_{\parallel}^2 (криві І і III) від кута падіння α для $n_2=1,52$ і $n_1=1$. Кут Брюстера при цьому дорівнює 56°40'. Крива II відповідає коефіцієнту відбивання для неполяризованого світла. В цьому випадку $E_{i\parallel}^2 = E_{i\perp}^2$ і коефіцієнт відбивання.

$$R = \frac{l_r}{l_i} = \frac{1}{2}(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2), \quad (23)$$

де I_i — інтенсивність падаючого світла, I_r — інтенсивність відбитого світла. Із (23) видно, що коефіцієнт відбивання дорівнює середньому арифметичному із r_{\perp}^2 і r_{\parallel}^2 .

Для природного світла, яке падає на пластинку, $E_{i\parallel}^2 = E_{i\perp}^2$. Для відбитого світла інтенсивності $I_{r\perp} = \langle E_{i\perp}^2 \rangle \neq I_{r\parallel} = \langle E_{i\parallel}^2 \rangle$. Тому відбите світло буде частково поляризованим. За міру його ступеня поляризації природньо прийняти співвідношення

$$P_{r} = \frac{I_{r\perp} - I_{r\parallel}}{I_{r\perp} + I_{r\parallel}} \cdot 100\%,$$

де $I_{r\perp}$ і $I_{r\parallel}$ - інтенсивності відбитого світла, які відповідають компонентам $E_{r\perp}$ і $E_{r\parallel}$, відповідно.

3.Поляризаційні прилади (поляризатори, аналізатори)

<u>1.Стопа Столєтова.</u> Відбивання під кутом Брюстера дає змогу отримати лінійно поляризоване світло, однак його інтенсивність невелика і для скла (n=1,5) дорівнює близько 15%, тобто основна його частина поширюється у напрямку заломленої хвилі, яка поляризована частково.

Дійсно із формул (15) і (16) отримаємо, що для природного світла



При отриманні (24) враховано, що $E_{i\perp} = E_{i\parallel}$ і $\alpha + \beta = \pi/2$. Формула (24) показує, що $E_{t\parallel} > E_{t\perp}$. Для збільшення ступеня поляризації заломлених хвиль їх треба пропустити крізь стопу скляних пластинок (рис.11).

Так, для $\alpha = \alpha_{\rm b}$ стопа з десяти скляних пластинок дає змогу отримати майже стовідсоткову поляризацію заломлених хвиль.

<u>2.Подвійне променезалом-</u> <u>лення</u>. Проходження світла через анізотропну речовину, оптичні властивості якої в різних напрямках не однакові, супроводжуються рядом своєрідних явищ, які мають принципіальне і практичне значення. Особливості оптичних явищ в анізотропних середовищах пов'язані з тим, що індукований електромагнітною хвилею дипольний момент фізично нескінченно малого об'єму середовища, взагалі кажучи, не співпадає по напрямку з електричним полем хвилі. Так відбувається тому, що в анізотропній речовині під дією зовнішньої сили, елементарні заряди зміщуються в одних напрямках легше, ніж в інших. природа анізотропії Фізична речовини зв'язана з особливостями будови її молекул або особливостями кристалічної решітки, у вузлах якої знаходяться атоми або јони.

При падінні світлової хвилі на границю *ізотропного середовища* в цьому середовищі від границі розповсюджується одна хвиля, яка лежить в площині падіння і яка складає з нормаллю до границі середовищ кут β , який визначається відомим законом заломлення: $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$, де α — кут падіння, n_1 і n₂ – показники заломлення середовищ. Якщо середовище анізотропне, то в ньому в загальному випадку виникають дві хвилі, які розповсюджуються від межі в різних напрямках і з різними швидкостями. Це явище називається подвійним промене-Воно відкрите заломленням. Бартоліном в 1670 році в кристалах ісландського шпату і в подальшому детально лослілжене Гюйгенсом. Гюйгенс дав пояснення подвійного променезаломлення на основі гіпотези про те, що хвиля, яка падає на границю середовищ, породжує в кристалі елементарні вторинні хвилі двох видів: сферичні (звичайні) і еліптичні (незвичайні), швидкість поширення яких залежить від напрямку розповсюдження.

Ісландський шпат – це різновидність вуглекислого кальцію CaCO₃ (кальцит). Він зустрічається в природі у вигляді досить великих і оптично чистих кристалів. Розколюючи його



Рис.12.Кристал ісландського шпату.

по певних площинах, кристалу можна надати форму ромбоедру – фігури, яку найлегше всього представити собі як куб, дещо стиснутий вздовж просторової діагоналі *АВ* (рис.12). Грані його мають вид ромбів з кутами 78° і 102°. У двох протилежних вершинах *A* і *B* сходяться сторони трьох тупих кутів.

Для демонстрації подвійного променезаломлення вузький паралельний пучок світла направляють перпендикулярно до грані природного ромбоедра. Із протилежної грані виходять два пучки, які мають напрямки, паралельні початковому. ШО Один із них є продовження первинного, а другий зміщений в сторону, тобто для нього кут заломлення відмінний від нуля, не дивлячись на те, що кут падіння дорівнює нулю. Ця обставина дала привід назвати другий пучок незвичайним (е – ехtraordinary), а перший, який підпорядковується закону заломлення – звичайним (o-ordinary). Якщо пучок, який падає, досить вузький, а кристал має достатню товщину, то пучки, що виходять із кристалу, просторово розділені (рис.13) і утворюють дві плями на екрані. Якщо падаюче світло природне, то обидві плями мають однакову освітленість. При повороті



кристалу навколо напрямку падаючого променя одна пляма залишається на місці, а друга обходить навколо неї. За допомогою аналізатора легко переконатись, що пучки, які виходять із кристала *лінійно поляризовані* у взаємно перпендикулярних напрямках (рис.13).

В кристалі ісландського шпату просторова діагональ *AB* ромбоедра (рис.12) є *віссю симетрії*: при обертанні на 120° навколо цієї осі кристал суміщається сам з собою. Якщо спилити тупі кути у вершинах ромбоедра по площинах, які перпендикулярні осі, і відшліфовавши ці площини, можна дослідити розповсюдження світла в напрямку осі *ОО* (рис.14), яка парельна *AB* (рис.12).



Рис.14.

Виявляється, що в цьому випадку подвійне променезаломлення відсутнє: падаючий пучок світла не роздвоюється і стан його поляризації не змінюється. Такий напрямок в кристалі, що має таку властивість, називається його *оптичною віссю*. Відзначимо, що мова йде саме про *напрямок*, а не про окрему пряму, так як пучок не буде зазнавати подвійного заломлення при розповсюдженні вздовж любої прямої, яка паралельна оптичній осі.

Площина, яка проходить через промінь і оптичну вісь кристала, що перетинає промінь, називається головною площиною, або головним перерізом кристала, що відповідає цьому променю. Через кристал можна провести нескінченну множину паралельних оптичних осей і нескінченну множину паралельних головних перерізів. Лінія перетину двох довільних головних перерізів завжди є оптичною віссю.

Дослідження звичайного і незвичайного променів показує, що електричний вектор у звичайному промені перпендикулярний до площини головного перерізу і позначається (•), а в незвичайному промені лежить у площині головного перерізу і позначається (¹) (рис.13), тобто площина поляризації звичайного променя перпендикулярна до площини головного перерізу, а незвичайного збігається з площиною головного перерізу. Після виходу з кристала, якщо не брати до уваги поляризацію у двох взаємно перпендикулярних напрямках (площинах), ці два промені нічим один від одного не відрізняються.

Явище подвійного променезаломлення лежить в основі роботи поляризаційних пристроїв, які служать для отримання поляризованого світла. Замість окремого кристалу для цієї цілі більш зручними є їх комбінації, які називаються *поляризаційними призмами*. Призми ділять на два класи:

 призми, що дають лише
 плоскополяризований промінь (поляризаційні призми);

2)призми, що дають два поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах промені (двозаломні призми). Найбільш придатний матеріал для їх виготовлення – ісландський шпат, у якого порівняно велика різниця між звичайними і незвичайним показниками заломлення $n_0 = 1,658,$ $n_{\rho} = 1,658 \div 1,486.$ Рідше застосовують кварц $(n_{\rho} = 1,544; n_{\rho} = 1,553).$ Перша поляризаційна призма була Ніколом в винайлена 1828p. (рис.15).



Вона виготовлялась із отриманого розколюванням по площинах спайності куска ісландського шпату, довжина якого приблизно в 3,5 рази більша товщини. Торцеві основи AC і BD (рис.15) зішліфовувались під кутом 68° до його довгих ребер (замість 71° у природного кристала). Потім кристал розрізувався по площині, яка перпендикулярна до торцевих поверхонь (розріз АВ перпендикулярний АС), і відшліфовані половинки склеювались попередньому В положенні канадським бальзамом, який утворював між ними тонкий прозорий шар з показником заломлення *n*=1,549, що має проміжне значення між n_o і *п*_е. Для звичайного променя канадський бальзам є оптично менш густе середовище, для незвичайного – більш густе. Тому звичайний промінь може пройти шар бальзаму тільки тоді, коли кут його падіння на площину розрізу менший граничного кута повного внутріш-

25

нього відбивання α_{rp} , який визначається із умови $n_o \sin \alpha_{rp} = n \sin(\pi/2)$. В даному випадку $\sin \alpha_{rp} = n/n_o = 1,549/1,658$ і $\alpha_{rp} = 69^\circ$.

Оптична вісь ОО спрямована під кутом 48° до вхідної грані АС. Промінь при падінні на грань АС внаслідок подвійного заломлення поділяється на звичайний промінь о і незвичайний промінь е. При певному виборі кутів призми звичайний промінь падає на шар бальзаму під кутом 76°, який більший за граничний (69°), зазнає повного внутрішнього відбивання, падає на зачорнену грань СВ і нею поглинається. Незвичайний промінь виходить з призми паралельно до грані СВ. Площина його поляризації збігається з площиною головного перерізу. Для незвичайного променя повне внутрішнє відбивання від шару канадського бальзаму виключене $(n_e < n)$. Повне відбиття звичайного променя відбувається тільки тоді, коли кути падіння на вхідну грань призми лежать в певних межах. Кут між крайніми променями падаючого пучка (29°), який задовольняє цій умові, визначає апертуру повної поляризації призми. Існує багато модифікацій призми Ніколя. Для роботи в ультрафіолетовій області спектру канадський бальзам не підходить із-за світла, сильного поглинання тому використовують призму Фуко з тонким повітряним прошарком.

Всі двозаломлені кристали тією чи іншою мірою поглинають світло. Коефіцієнт поглинання неоднаковий для звичайного і незвичайного променів і залежить від напрямку поширення світла в кристалі. Це яви-

дихроїзмом. ше називається Значний дихроїзм у видимій області спектра мають кристали турмаліну, в якому коефіцієнт поглинання для звичайних променів набагато більший, ніж для незвичайних. Пластинка турмаліну завтовшки 1 мм практично повністю звичайні поглинає промені і світло, яке проходить крізь неї, буде лінійно поляризованим. Але для деяких ділянок спектру незвичайний промінь теж зазнає відчутного поглинання, що обмежує застосування турмаліну як поляризатоpa.

<u>3.Поляроїди.</u> Дуже зручні у використанні поляризаційні пристрої із синтетичних дихроїчних матеріалів, які відомі як *поляроїди*. Поляроїд – це плівка целлулоїда або іншого прозорого матеріалу, в яку вкраплені певним чином орієнтовані мікроскопічні кристалики сильно дихроїчної речовини, як правило, герапатиту (сульфат йодистого хініну) або інших споріднених йому сполук. Плівка завтовшки 0,1 мм повністю поглинає звичайний промінь видимої області спектру. Таким способом отримують листи великої площі, які забезпечують високий ступінь поляризації світла, яке проходить, при великих апертурах і мають порівняно невелику вартість. Нелоліки поляроїдів пов'язані із спектральною селективністю поглинання герапатиту, через що фіолетова частина спектру є поляризована тільки частково, а плівка виявляється неоднаково прозорою для променів різних кольорів.

Методика проведення Експерименту

1. Для дослідження відбивання світла, поляризованого у взаємно перпендикулярних площинах, від скляної пластинки, тобто створити умови, які показані на рис.4 і рис.5 і отримати залежності, показані на рис.7, як джерело світла використовується гелій-неоновий лазер (8 на рис.16,1і2), випромінювання якого є лінійно (плоско) поляризованим.

2. Опис експериментальної установки. Основою є вимірювальна головка з оптичними елементами та лімбом 1 (рис.16.1) і (рис.16.2). Вона може бути встановлена у двох положеннях:

 а) вертикально для зняття
 залежності інтенсивності відбитої хвилі від кута падіння
 (рис.16.1,*a*;16.2.*a*) і (завдання 1);



Рис.16.1. 1-Вимірювальна головка з лімбом; 2-плоскопаралельна скляна пластинка; 3-перший фотоприймач; 4екрани; 5- поляроїд (аналізатор); 6другий фотоприймач; 7- вольтметр; 8лазер.



Рис.16.2.а. Експериментальна установка для дослідження поляризації світла.



Рис.16.2.б. Експериментальна установка для перевірки закону Малюса.

б) горизонтально для перевірки закону Малюса (рис.16.1,б; 16.2.б) (завдання 2).

У верхній частині головки встановлені плоскопаралельна скляна пластинка 2, фотоприймач 3, екрани 4. У нижній її частині – поляроїд 5 та другий фотоприймач 6. Фотоприймачі з'єднані з вольтметром 7. Довжина хвилі лазерного випромінювання $\lambda = 0,63$ мкм. На передньому торці лазера намальовані взаємно перпендикулярні лінії \perp і ||.

Це означає, що в установці передбачена можливість зміни напрямку коливань світлового вектора відносно діелектричної пластинки (скло) шляхом обертання лазера навколо своєї осі. Положеня трубки лазера, коли значок " ⊥ " знаходиться навпроти відмітки на корпусі установки означає, що на пластинку падає світло, вектор \vec{E} якого перпендикулярний <u>площині падіння</u> (*площина проведена через промінь і нормаль до пластинки*). Якщо навпроти мітки внаслідок повороту трубки лазера виставлений значок " || ", то це означає, що на пластинку падає світло, вектор \vec{E} якого лежить в площині падіння.

<u>Увага! Попадання в очі</u> <u>прямого лазерного пучка небез-</u> <u>печно для зору!</u> Більш детально про гелій неоновий лазер можна прочитати в додатку.

Експериментальне виконання завдання 1

1. Встановити вимірювальну головку і лазер, як показано на рис.16.1,*a*; 16.2.*a*. Ця процедура виконується під керівництвом викладача, або інженера лабораторії. 2. Направити лазерний промінь на фотоприймач 3 паралельно скляній пластинці 2 і для двох положень трубки лазера за допомогою вольтметра виміряти напругу $U_{\perp 0}$ і $U_{\parallel 0}$, які пропорційні інтенсивності променя лазера. В ідеальному випадку ці напруги повинні бути однаковими. Записати ці значення напруги в табл.1.

3. Повернути трубку лазера так, щоб проти відповідної на кріпленнях мітки зупинився значок на лазері «||» (рис.16.1,*a*). Це буде означати, що вектор електричного поля світлової хвилі лазера лежить в площині падіння променя на пластинку, тобто це вектор \vec{E}_{\parallel} (рис.16,*a*). Для такого положення лазера виміряти залежність інтенсивності відбитого лазерного променя U_{\parallel} від кута падіння α . Дані занести в табл. 1. 4. Повернути трубку лазера так, щоб проти відповідної на кріпленнях мітки зупинився значок на лазері «1». Це буде означати, що вектор електричного поля світлової хвилі лазера перпендикулярний площині падіння променя на пластинку, тобто це вектор \vec{E}_{\perp} (рис.16.1). Для такого положення лазера виміряти залежність інтенсивності відбитого лазерного променя U_{\perp} від кута падіння α . Дані занести в табл. 1.

Експериментальне виконання завдання 2

1. Встановити вимірювальну головку і лазер, як показано на рис.16.1,*б*; 16.2.*б*. Ця процедура виконується під керівництвом викладача, або інженера лабораторії. Положення трубки лазера в цьому випадку не має принципового значення. Це може бути положення «⊥», або «∥».

2. Зняти залежність інтенсивності лінійно поляризованого світла лазера, що пройшло крізь аналізатор (поляризатор) 5 і попадає на фотоприймач 6, від кутового положення аналізатора φ (рис.16.1, δ) Ця інтенсивність пропорційна показам вольтметра U_{φ} . Результати вимірювань занести до таблиці 2.

3. Виставити на лімбі головки кут $\varphi = 90^{\circ}$ і виміряти показ вольтметра $U_{\varphi=90^{\circ}}$. Теоретично цей показ повинен дорівнювати нулю. Проте неякісність аналізатора і дещо менша 100% ступінь поляризації лазера обумовлюють проходження світла через аналізатор. Цю величину сигналу $U_{\varphi=90^{\circ}}$ будемо вважати як деякий фон, який необхідно врахувати.

Обробка експериментальних даних Завдання 1

1. Розрахувати відношення $U_{\perp}/U_{\perp 0}$ і $U_{\parallel}/U_{\parallel 0}$. Дані розрахунків занести в табл.1.

2. Розрахувати теоретичні значення коефіцієнтів відбивання r_{\perp}^2 і r_{\parallel}^2 за формулами (19) і (20). Для цього для кожного кута падіння α необхідно визначити кут заломлення β . Використаємо закон заломлення світла $n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$, де $n_1 = 1$ показник заломлення повітря, $n_2 = 1,5$ показник заломлення скла. Теоретичні значення коефіцієнтів відбивання занести в табл.1.

3. Побудувати графіки залежностей $U_{\perp}/U_{\perp 0}$ і r_{\perp}^2 від кута падіння α променя лазера на пластинку на одному листку N⁰1.

4. Побудувати графіки залежностей $U_{\parallel}/U_{\parallel 0}$ і r_{\parallel}^2 від кута падіння α променя лазера на пластинку на іншому листку №2.

5. Побудувати графіки залежності коефіцієнта відбивання R за формулою (23) від кута падіння α променя лазера на пластинку на листку №2.

6. Із побудованих графіків визначити кут Брюстера, а за кутом Брюстера розрахувати експериментальне значення показника заломлення скла.

7. Зробити висновки по роботі. Проаналізувати співпадання теоретичних і експериментальних результатів.

Завдання 2

1.Розрахувати величини $U_{\varphi} - U_{\varphi=90^{\circ}}$ і $(U_{\varphi} - U_{\varphi=90^{\circ}})/(U_{\varphi=0} - U_{\varphi=90^{\circ}})$ і отримані значення занести для

2. За допомогою калькулятора розрахувати значення $\cos^2 \phi$ для кожного кута ϕ в табл. 2. Занести ці значення $\cos^2 \phi$ в табл. 2.

3.Побудувати графік залежності

 $(U_{\varphi} - U_{\varphi=90^{\circ}})/(U_{\varphi=0} - U_{\varphi=90^{\circ}})$ від соѕ² φ на листку №3. Згідно закону Малюса (10) це повинна бути прямолінійна залежність.

4. Перевірити виконання закону Малюса в нашому випадку за допомогою методу найменших квадратів, програма якого закладена в таблиці Excel і додається до роботи окремо.

5. За допомогою програми визначити невизначеність кутового нахилу *а* залежності $(U_{\varphi} - U_{\varphi=90^{\circ}})/(U_{\varphi=0} - U_{\varphi=90^{\circ}})$ від cos² φ як подвійну величину середньо квадратичної похибки середньо арифметичного σ_a , що відповідає ймовірності довіри 95%.

6. Визначити відносну невизначеність, як $\delta = \frac{2\sigma_a}{a} \cdot 100\%$.

 Зробити висновки по цій частині роботи. Вказати на скільки відсотків в нашому випадку виконується закон Малюса.

Контрольні питання

 Яке світло називається поляризованим? Які є види поляризації світла?

 Що таке ступінь поляризації?

3. Чому природне світло неполяризоване?

4. Як можна представити природне світло?

 Як можна представити світло будь-якої поляризації? В чому зручність такого представлення світла (та й будь-якої електромагнітної хвилі).

6. Яке світло називають частково поляризованим?

 7. Що таке ступінь поляризації світла?

 Які ви знаєте поляризаційні пристрої? Що таке головна площина поляризатора?

 9. Які фізичні явища лежать в основі роботи поляризаційних приладів?

10. Що таке явище дихроїзму? Як воно використовується у поляризаторах? Яка будова і принцип дії поляроїдів?

11. В чому суть явища подвійного променезаломлення? Що таке звичайна та незвичайна хвиля? В чому різниця між ними?

12. Яка будова і принципи дії призми Ніколя? Які фізичні явища лежать в основі роботи призми Ніколя? 13. Що встановлюють формули Френеля?

14. Як залежить коефіцієнт відбивання світла від кута падіння промені на поверхню, яка відбиває промені? Поясніть природу "місячної доріжки" на озері, чи на морі в ясну місячну ніч.

15. Як поляризуються відбиті від діелектрика хвилі?

16. Як поляризуються заломлені діелектриком хвилі?

17. Що таке кут Брюстера?. Як визначити кут Брюстера?

18. Які є особливості проходження лінійно поляризованого світла крізь поляризатор? Сформулювати і пояснити закон Малюса.

19. Для чого в He-Ne лазері вікна газорозрядної трубки встановлюють під кутом Брюстера?

Додаток 1. Гелій-неоновий лазер

Будова найбільш поширеного гелій-неонового лазера схематично показана на рис.17.



Рис.17.Розрядна трубка газового лазера з вікнами, які встановлені під кутом Брюстера.

Газорозрядна трубка з внутрішнім діаметром 1÷10 мм і довжиною від декількох десятків сантиметрів до 1,5÷3 м має торцеві плоскі скляні або кварцеві вікна, які встановлені під кутом Брюстера до її осі. Для лінійно поляризованого світла з електричним плошині паління вектором В коефіцієнт відбивання дорівнює нулю (рис.10). Тому брюстезабезпечують ровські вікна лінійну поляризацію випромінювання лазера і виключають втрати енергії при розповсюдженні світла із активного середовища до дзеркал і назад. Трубка розміщується в резонатор, який утворений двома дзеркалами. Пропускання дзеркала, через яке виводиться випромінювання, вибирається біля 1–2%, іншого – менше 1%.

Розрядна трубка заповнюється сумішшю гелію і неона в молярному відношенні 5:1 при тиску $10^2 \div 10^3$ Па. До електродів вмикається джерело з напругою в декілька кіловольт. Типова сила струму при розряді – десятки міліампер. Тліючий розряд створює умови для виникнення інверсії населеності рівнів в неоні. Гелій використовується для резонансного збудження неона.

На рис.18 наведена спрощена схема енергетичних рівнів неону (Ne). Випромінювання з довжинами хвиль 0,6328 і 1,150 мкм відповідають переходам $W_4 \rightarrow W_2$ і $W_3 \rightarrow W_2$.



Рис.18.Схема енергетичних рівнів Не та Ne. Числа на рисунку означають довжини хвиль випромінювання в мікрометрах.

Атоми неону збуджуються (накачуються) в результаті їхнього зіткнення з електронами в газовому розряді, при цьому вони переходять зі стану W_1 в стани W_3 і W_4 .

Енергії електронів газового розряду вистачає для створення інверсного заселення рівнів W_3 і W_2 . Випромінювання, яке виникає при цьому, припадає на інфрачервону область спектру ($\lambda = 1,15$ мкм). Рівні ($W_4 \rightarrow W_2$) і ($W_4 \rightarrow W_5$) залишаються заселеними неінверсно.

Інтенсивне заселення цих рівнів можна забезпечити, якщо додати до неону атоми гелію (Не). Гелій має два метастабільних (наче стабільних) стани W'_3 і W₄', які "заселяються" при зіткненнях атомів з електронами і за величиною енергії близькі ЛО рівнів W_3 і W_4 неону. Час життя атомів у цих станах набагато більший часу життя в звичайних станах $(10^{-8}c)$. Пов'язано це з тим, що для гелію переходи $W'_3 \rightarrow W'_1, W'_4 \rightarrow W'_1 \in$ забороненими, тобто не можуть бути здійсненими шляхом випромінювання, а будь-яким іншим, наприклад, в процесі зіткнення з атомами неону (горизонтальні стрілки на діаграмі). У результаті таких зіткнень атоми неону набувають енергію і їх кількість на рівнях W₃ і W₄ значно зростає. Виникає інверсне заселення рівнів W_4 і W_2 , а, отже, можливе підсилення випромінювання $(\lambda = 0,6328 \text{ мкм})$. Висока оптична однорідність газового активного середовища дозволяє отримувати випромі-нювання з дуже високим ступенем часової і просторової когерентності.

Додаток 2. Приклад обробки результатів експерименту <u>Завдання 1.</u>

1. Результати вимірювань і розрахунків приведені в табл.1.



Звертаємо увагу, що для теоретичних розрахунків r_{\parallel}^2 і $R = \frac{1}{2}(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)$, необхідно враховувати тисячні, десятитисячні і навіть стотисячні долі, щоб

побачити зміни в показнику заломлення біля кута падіння, який близький до кута Брюстера (див.табл.).

2. На рис.19 показані побудовані графіки залежностей $U_{\perp}/U_{\perp 0}$ і r_{\perp}^2 від кута падіння α променя лазера на пластинку (листок №1).



3. На рис.20 показані побудовані графіки залежностей $U_{\parallel}/U_{\parallel 0}$ (1) і r_{\parallel}^2 (2) від кута падіння α променя лазера на пластинку. Тут же показаний графік залежності коефіцієнта відбивання R (3) розрахований за формулою (23) від кута падіння α променя світла на пластинку (листок №2).

4. Із графіка залежності $U_{\parallel}/U_{\parallel 0}$ від кута падіння α (рис.20, лінія 1) знаходимо, що мінімум коефіцієнта відбивання r_{\parallel}^2 приходиться для кута $\alpha = 55^{\circ}$. Це означає, що кут Брюстера $\alpha_{\rm Бp} \cong 55^{\circ}$.

5. За формулою (18) знаходимо показник заломлення скляної пластинки (рис.16,1*a*, 2): $n = \tan 55^\circ = 1,43$, а діелектрична проникність пластинки $\varepsilon = n^2 = 2,04$.

Завдання 2.

1. Результати вимірювань і розрахунків приведені в табл.2.

2. За даними табл.2 будусмо графік залежності величини $\frac{U_{\varphi}-U_{\varphi=90^{\circ}}}{U_{\varphi=0}-U_{\varphi=90^{\circ}}}$ від $\cos^2 \varphi$ (рис.21) (листок №3).

3. Згідно закону Малюса ця залежніть повинна бути лінійною з коефіцієнтом нахилу, який дорівнює одиниці.

4. Щоб визначити наскільки відсотків виконується в нас закон Малюса, скористаємось математичною обробкою даних



експерименту за методом найменших квадратів, який приведений в [3], а програма окремо додається до інструкції.

5. Математична обробка результатів експерименту дає (табл.3), що нахил залежності величини $\frac{U_{\varphi}-U_{\varphi=90^{\circ}}}{U_{\varphi=0}-U_{\varphi=90^{\circ}}}$ від кута φ a = 0,889, а середня квадратична похибка $\sigma_a = 0,0488$. Її приймаємо за невизначеність типу А. Тоді розширена невизначеність величини a $U = 2\sigma_a \approx 0,1$ з ймовірністю довіри P = 95%. Відносна невизначеність величини a $\delta_a = \frac{2\sigma_a}{a} \cdot 100\% = \frac{0,1}{0,9} \cdot 100\% = 11\%$. Таким чином, можемо вважати, що в нашому експерименті закон Малюса виконується приблизно на 90%.

Література

1.Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Фізика (Фізика для інженерів): Підручник /: – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2017.–513с.- Назва з екрану. -Доступ: <u>http://ela.kpi.ua/handle/123456789/19035.</u>

2.Кучерук І.М., Горбачук І.І. Загальний курс фізики. Оптика. Квантова фізика.Том 3, §5.1. - К: Техніка, 1999р.

3. Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Обробка результатів фізичних вимірювань. [Електронний ресурс]: навч. посіб./ КПІ ім .Ігоря Сікорського/: -Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018. – 88 с. - Назва з екрану. - Доступ: <u>http://ela.kpi.ua/handle/123456789/25320.</u>

Таблиця 1

Орієнтація		Кути падіння														
opiolitudin	кут падіння α , град	10	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80	85
Hag E	U_	12	14	16	18	21	22	24	28	38	48	60	97	106	126	156
		0,06	0,07	0,09	0,10	0,11	0,12	0,13	0,15	0,20	0,26	0,32	0,50	0,55	0,67	0,81
Теорія	r_{\perp}^2	0,042	0,047	0,052	0,058	0,066	0,077	0,092	0,112	0,139	0,177	0,228	0,299	0,399	0,539	0,730
	$U_{\mathbb{I}}$	15	11	9	8	7,5	5,5	3	2	1	3	5	18	26	76	100
	$\frac{U_{\mathbb{I}}}{U_{\mathbb{I}0}}$	0,081	0,059	0,048	0,043	0,040	0,030	0,016	0,011	90054	0,016	0,027	0,100	0,140	0,410	0,540
Теорія	r_{II}^2	0,038	0,033	0,030	0,025	0,020	0,014	3900 j	9.0033	8/000jo	000 j	0,013	0,042	0,107	0,237	0,490
	$\frac{\mathbf{r}_{\perp}^2 + \mathbf{r}_{\parallel}^2}{2}$	0,040	0,040	0,041	gog15	0,043	0,0455	0,05 ₀₃	9.05 ₅	0000	9.0834	9,1205	0,170	0,253	0,388	0,610

Таблиця 2

Ф, град	0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	80	85
U_{arphi} , відн.од	226	208	204	200	182	180	172	170	168	156	136	98	78	56	44	12	6
U_{φ} - $U_{\varphi=90^{\circ}}$	223	205	201	197	179	177	169	167	165	153	133	95	75	53	41	9	3
$\frac{U_{\phi} - U_{\phi=90^{\circ}}}{U_{\phi=0} - U_{\phi=90^{\circ}}}$	1,00	0,92	0,90	0,88	0,80	0,79	0,76	0,75	0,74	0,69	0,60	0,43	0,34	0,24	0,18	0,04	0,013
$\cos^2 \varphi$	1,00	0,99	0,97	0,93	0,88	0,82	0,75	0,67	0,59	0,50	0,46	0,33	0,25	0,18	0,12	0,03	0, ⁰⁰⁸

Таблиця 3

Математична перевірка закону Малюса

айл	лавная Вста	вка Разметка	страниц	цы 🤇	Формул	ты Да	нные	Рецен	зирова	ние Ви,	д												
- 	Зырезать Копировать т	Calibri	¥	11	· A	_A [*] ≡	=	-	*	📑 Перено	с текс	та				Общи	Й		Ŧ				
вить	Формат по образ	ж к ч	-	- 5	> - 4	\ - ≡	≡	≡ 算	ŧ ب (💀 Объеди	инить и		местить в	центр	е т	9 -	% 00	0 3	0 <u>,00</u>		Условное	2	Формат
Буфер	обмена	G.	Шрифт	r		5			Вы	равнивани	ie				Б		Число		Ę.	φορι	атирова	INVIC	Стили
K21	. • (f_x																					
Α	В	С	D	E		F			G		Н	1	I		J					К			
	x	у		К	оефі	цієнти р	івня	ння пря	мої у	=ax+b		К	оефіцієн	нти р	івня	ння	прямо	ї пор	axoe	вані ін	шим с	посо	бом
1	1	1			a =	0,8894	983	за форм	лулою	(4.1)				a=	0,	8895	(4.4)						
2	0,992	0,92			b =	0,096	413	за форм	лулою	o (4.2)				b=	0,0	9641	(4.5)						
3	0,97	0,9	1	Сере	дні к	вадрати	ині	похибки	і пара	метрів а	i b	Ce	ереднєкі	вадр	атич	не в	дхиле	ння	точо	к від	рівняни	ня пр	оямої
4	0,93	0,88		(σ_а	0,048	827	за форм	лулою	o (4.6)				S=	0,0	6129	(4.8)						
5	0,883	0,8		1	₹_b	0,0171	963	(4.7)					S_(y()	x))=	0,0	1445	(4.9)						
6	0,821	0,79		:	=																		
7	0,75	0,76		1,2																			
8	0,671	0,75																					
9	0,587	0,74		1					_							-		_					
10	0,5	0,69												/									
11	0,413	0,6		0,8																			
12	0,329	0,43									-	/											
13	0,25	0,34		0,6							_												
14	0,179	0,24																					
15	0,117	0,18		0.4																			
16	0,067	0,11		0,1			5																
17	0,03	0,04		0.2															_				
18	0,008	0,013		0,2																			
19				0																			
20				U	0	C),2	(0,4	0,	6		0,8			1		1,2					