

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
“КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО”  
ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ  
кафедра загальної фізики

Лабораторна робота № 3-4

**ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЙНОЇ РЕШІТКИ**

Протокол

Варіант № \_\_\_\_\_

Виконав \_\_\_\_\_

Група \_\_\_\_\_

Факультет \_\_\_\_\_

**Мета роботи**

1. Вивчити явище дифракції світла за допомогою дифракційної решітки.

2. Визначити сталу (період) дифракційної решітки.

3. Визначити довжини хвиль ліній випромінювання лазера.

4. Розрахувати кутову дисперсію та (додаткове завдання: роздільну здатність дифракційної решітки).

5. Розрахувати невизначеність визначення довжини хвилі випромінювання лазера.

6. Записати кінцевий результат визначення довжини хвилі випромінювання лазера.

7. Зробити висновки по роботі.

**Теорія**

**1. Дифракція хвиль**

*Дифракція хвиль* (від латинського *diffRACTUS* – розламаний,

*заломлений*), в початковому вузькому смислі – огинання хвилями перешкод, в сучасному більш широкому – будь-яке відхилення від законів геометричної оптики. При такому загальному тлумаченні дифракція хвиль переплітається з явищами розповсюдження і розсіяння хвиль в неоднорідних середовищах. Внаслідок дифракції хвилі можуть попадати в область геометричної тіні: огинати перешкоди, стелитись вздовж поверхонь, проникати через невеликі отвори в екранах і т.п. Наприклад, звук можна почути за кутом будинку або радіохвиля може проникати за горизонт навіть без відбивання від іоносфери. В явищах дифракції світла, як і в інтерференції, на перший план виступають хвильові властивості світла. Для спостереження дифракції

світлових хвиль необхідно створити спеціальні умови. Це зумовлено малою довжиною світлових хвиль.

Між інтерференцією і дифракцією немає суттєвої фізичної різниці. Суть обох явищ в перерозподілі світлового потоку в результаті суперпозиції хвиль. Через історичні причини перерозподіл інтенсивності, що виникає в результаті суперпозиції хвиль, що збуджуються кінцевим числом дискретних когерентних хвиль, прийнято називати інтерференцією хвиль. **Перерозподіл інтенсивності, що виникає внаслідок суперпозиції хвиль, які збуджуються когерентними джерелами, що розташовані неперервно, прийнято називати дифракцією хвиль.** Тому і говорять, наприклад, про інтерференційну картину від двох вузьких щілин і про дифракційну

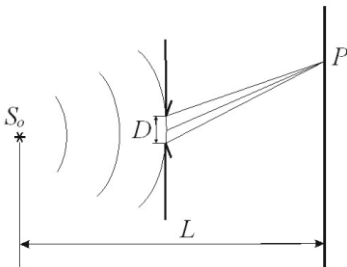


Рис.1.

картину від однієї щілини. Спостереження дифракції здійснюється, як правило, за такою схемою (рис.1). На шляху світлової хвилі, що розповсюджується від деякого джерела  $S_0$ , розміщують непрозорий екран з малим отвором, розміри якого  $D$  (наприклад, порядку або

менші довжини хвилі  $\lambda$ ). За перешкодою розташований екран, на якому виникає дифракційна картина. Структура дифракційного поля на екрані суттєво залежить від відстані  $L$  між джерелом  $S_0$  і точкою спостереження  $P$ . Розрізняють **дифракцію Френеля**, якщо  $L \sim D^2 / \lambda$  і **дифракцію Фраунгофера** при  $L \gg D^2 / \lambda$ . Дифракцію Фраунгофера можна спостерігати, якщо між  $S_0$  і отвором, а також між отвором і екраном розмістити по збиральній лінзі так, щоб точка  $S_0$  і  $P$  опинились у фокальній площині відповідної лінзи.

### 3. Дифракція Фраунгофера

Найбільший практичний інтерес мають дифракційні явища, які спостерігаються при падінні на екран (або на отвір в екрані) паралельного пучка світла. В результаті дифракції пучок втрачає паралельність, тобто появляється світло, яке розповсюджується в напрямках, що відрізняються від початкового. Розподіл його інтенсивності на дуже великій (в граничному випадку нескінченно великій) відстані від екрана відповідає **дифракції Фраунгофера**. Хвилі, які виникають в результаті обмеження фронту падаючої «плоскої» хвилі при проходженні через отвір в екрані називаються **дифракційними**, а нормалі до їхніх хвильових поверхонь – **дифракційними променями**. Вони не існують в рамках геометричної оптики.

### 3.1. Дифракція на одній щілині

Нехай паралельний пучок монохроматичного світла падає нормально на непрозору плоску поверхню, в якій прорізано вузьку щілину, що має сталу ширину  $b$  і довжину  $l \gg b$  (рис.3).

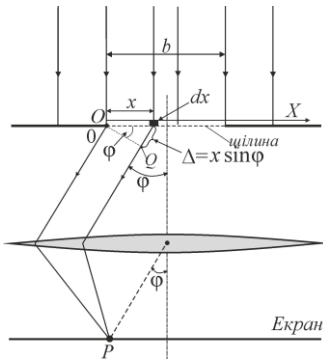


Рис.3.

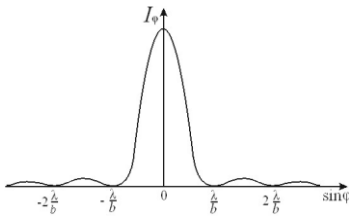


Рис.4.

Розмістимо за щілиною збиральну лінзу, а у фокальній площині лінзи – екран. Хвильова поверхня падаючої хвилі, площина щілини і екран паралельні один одному. Оскільки щілина вузька, картина, яка спостерігається в будь-якій площині, що перпендикулярна щілині, буде однаковою. Тому достатньо дослідити характер картини в одній такій площині, наприклад, в площині рис.3. Всі величини, що будуть вводиться в подальшому, наприклад, кут  $\varphi$  між

променем і оптичною віссю лінзи, відносяться до цієї площини

При значеннях  $\varphi$ , які задовільняють умові  $(\pi b \sin \varphi) / \lambda = \pm k\pi$ , тобто у випадку, якщо

$$b \sin \varphi = k\lambda \quad (k = \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (4)$$

амплітуда  $A_\varphi$  дорівнює нулю. Таким чином, умова (4) визначає положення мінімумів амплітуди (інтенсивності). Графік залежності інтенсивності світла від  $\sin \varphi$  приведений на рис.4. Відзначимо, що  $b \sin \varphi$  є різниця ходу  $\Delta$  променів, які йдуть в точку  $P$  від країв щілини (див. рис.3). *Важливо відмітити, що при  $b = \lambda$ , після щілини буде розповсюджуватись один розмитий промінь. Якщо  $b = 2\lambda$ , то промінь буде три і вони будуть когерентними і т.д. Відношення  $b/\lambda$  визначає якість дифракційної решітки.*

### 3.2. Дифракційна решітка

Важливе практичне застосування має явище дифракції Фраунгофера на системі із великої кількості паралельних щілин, які знаходяться на однакових відстанях одна від одної. Так побудована найпростіша *дифракційна решітка*, яку виготовив в 1786 р. астроном Ріттенгауз, була у вигляді натягнутих на рамку паралельних тонких дротин. Починаючи з Фраунгофера, який виконав в 1821р. перші дослідження за допомогою дифракційного спектроскопа, решітки виготовляють методом нанесення штрихів на поверхню скляної або металічної пластинки. Дифракційною решіткою можна

вважати будь-який пристрій, який забезпечує просторову періодичну модуляцію падаючої світлової хвилі за амплітудою або фазою. Відстань  $d$  між серединами сусідніх щілин називається *періодом* решітки (рис.6).

Розташуємо паралельно до решітки збиральну лінзу, в фокальній площині якої поставимо екран. З'ясуємо характер дифракційної картини, яка отримувється на екрані при падінні на решітку плоскої світлової хвилі (для простоти будемо вважати, що хвиля падає на решітку нормально). Кожна із щілин дасть на екрані картину, яка описується кривою, зображеною на рис.5. Картини від всіх щілин прийдуться на одне і те саме місце

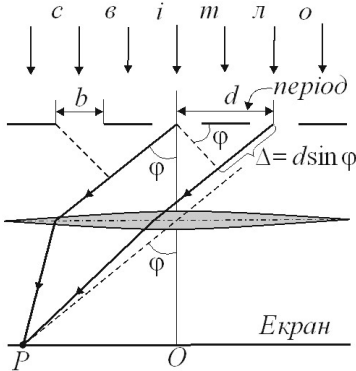


Рис.6.

екрану (незалежно від положення щілини, центральний максимум лежить навпроти центра лінзи).

Якщо коливання, які приходять в точку  $P$  від різних щілин, були б некогерентні, то результуюча картина від  $N$  щілин відрізнялась би від картини, яка

створюється однією щілиною, тільки тим, що всі інтенсивності зросли би в  $N$  раз. Однак коливання від різних щілин є в більшій чи меншій мірі когерентні; тому результуюча інтенсивність буде відмінна від  $N I_{\phi}$  ( $I_{\phi}$  – інтенсивність, що створюється однією щілиною, формула (5)).

В подальшому ми будемо вважати, що світлові коливання падаючої хвилі по всьому її поперечному перерізу є когерентні і переріз набагато перевищує довжину решітки, так що коливання від всіх щілин можна вважати когерентними одне відносно одного. В цьому випадку результуюче коливання в точці  $P$ , положення якої визначається кутом  $\phi$ , буде сума  $N$  коливань з однаковими амплітудами  $A_{\phi}$  (3), зсунутими одне відносно одного по фазі на одну і ту ж величину  $\delta$ .

Результатом такої багатопроменевої інтерференції є такий розподіл інтенсивності на екрані

$$I_{\text{ґрат}} = I_{\phi} \frac{\sin^2(N\delta/2)}{\sin^2(\delta/2)}, \quad (9)$$

де  $I_{\phi}$  розподіл інтенсивності внаслідок дифракції на одній щілині (рис.4). Із рис.6 видно, що різниця ходу від сусідніх щілин дорівнює  $\Delta = d \sin \phi$ . Отже, різниця фаз

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \phi, \quad (10)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі в даному середовищі.

Перший множник в (9) перетворюється в нуль в точках, для яких виконується умова (4). В цих точках інтенсивність, яка створюється кожною із щілин окремо, дорівнює нулю.

Другий множник в (11) приймає значення  $N^2$  в точках, які задовільняють умові

$$d \sin \varphi = m \lambda, \quad (12)$$

де  $(m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$ .

Умова (12) визначає положення максимумів інтенсивності, які називаються *головними*. Число  $m$  визначає *порядок головного максимуму*. Максимум нульового порядку тільки один, максимумів 1-го, 2-го і т. д. порядків є по два. Із (11) витікає, що інтенсивність головних максимумів в  $N^2$  раз більша інтенсивності  $I_\varphi$ , яку дає одна щілина в напрямку, що визначається кутом  $\varphi$ .

Крім мінімумів, які визначаються умовою (4), в проміжку між сусідніми головними максимумами є по  $(N - 1)$ -му додатковому мінімуму. Ці мінімуми виникають в тих напрямках, для яких коливання від окремих щілин взаємно гасять одне одного. Умова додаткових мінімумів наступна:

$$d \sin \varphi = \pm \frac{k'}{N} \lambda, \quad (13)$$

де  $k' = 1, 2, \dots, N - 1, N + 1, \dots, 2N - 1, 2N + 1, \dots$

У формулі (13)  $k'$  приймає всі цілочисленні значення, крім  $0, N, 2N, \dots$ , тобто тих, при яких умова (13)

переходить в (12). Отже, між двома сусідніми головними максимумами знаходиться  $N - 1$  додаткових мінімумів і  $N - 2$  вторинних максимумів. На них накладимуться мінімуми, що виникають при дифракції від однієї щілини. Із формул

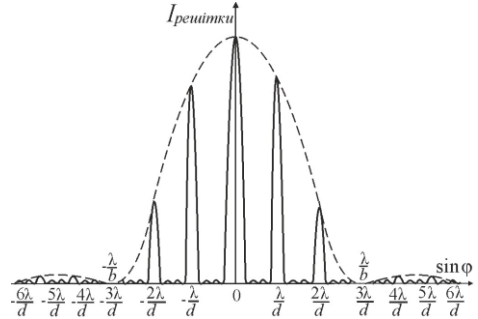


Рис. 7.

(4) і (12) видно, що головний максимум  $m$ -го порядку збігається з  $k$ -им мінімумом від однієї щілини, якщо виконується рівність:

$$\frac{k}{b} = \frac{m}{d}, \quad \text{або} \quad \frac{m}{k} = \frac{d}{b}.$$

На рис. 7 наведений розподіл інтенсивності  $I_\varphi$  від  $\sin \varphi$  для  $N = 4$  і  $d/b = 3$ . Пунктирна крива, що проходить через вершини головних максимумів, зображує інтенсивність, яка зумовлена дифракцією на одній щілині. Як видно з рис. 7 при відношенні  $d/b = 3$  головні максимуми 3-го, 6-го, тощо порядків збігаються з мінімумами інтенсивності від однієї щілини, тому ці максимуми зникають. Чим більше щілин  $N$ , тим більша кількість світлової енергії пройде через решітку, тим більше мінімумів

утворюється між сусідніми головними максимумами, тим інтенсивнішими і гострішими будуть максимуми. Оскільки  $\sin\varphi$  не може бути більше від одиниці, то кількість головних максимумів  $m \leq d/\lambda$ .

Якщо дифракційну решітку освітлюють білим світлом, то для різних значень  $\lambda$  положення всіх головних максимумів, крім центрального, не збігаються один з одним. Тому центральний

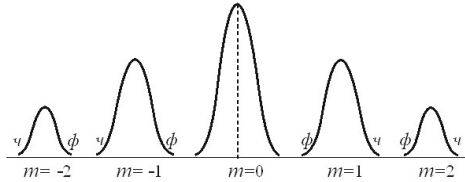


Рис.8. Розклад білого світла по спектру.

максимум має вигляд білої смужки, а всі інші – райдужних смужок, які називають дифракційними спектрами першого, другого і тощо порядків. У межах кожної смужки забарвлення змінюється від фіолетового біля внутрішнього краю, який найближчий до максимуму нульового порядку, до червоного – біля зовнішнього краю. На рис.8 зображено центральний та два головні максимуми і зазначено їхнє забарвлення ( $\phi$  – фіолетовий,  $\chi$  – червоний).

### 3.3. Характеристики решітки

**Кутовою дисперсією** називається величина

$$D_{\varphi} = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda},$$

де  $\delta\varphi$  – кутова відстань між двома спектральними лініями, яким відповідають довжини хвиль  $\lambda$  і  $\lambda + \delta\lambda$  (рис.9).

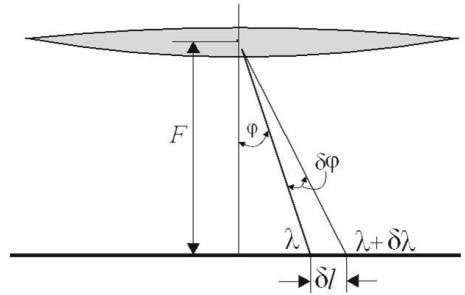


Рис.9.

Продиференціювавши формулу (12) по  $\lambda$  при сталому  $m$ , отримаємо  $d \cos\varphi \cdot \delta\varphi = m\delta\lambda$ . Звідси

$$D_{\varphi} = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{m}{d \cos\varphi}. \quad (14)$$

Якщо кути дифракції  $\varphi$  малі, то  $\cos\varphi \approx 1$  і

$$D_{\varphi} = \frac{m}{d} = m \frac{N}{l}, \quad (15)$$

де  $l$  – довжина робочої ділянки ґратки, яка містить  $N$  – штрихів.

Із виразу (15) видно, що кутова дисперсія обернено пропорційна періоду ґратки  $d$  і чим вищий порядок спектра  $m$ , тим більша дисперсія.

**Лінійною дисперсією** називають величину

$$D_l = \frac{\delta l}{\delta\lambda}, \quad (16)$$

де  $\delta l$  – лінійна відстань на екрані між двома максимумами одного й того самого порядку  $m$  для хвиль  $\lambda$  і  $\lambda + \delta\lambda$  (рис.9). Якщо фокусна відстань лінії, у фокальній площині якої

спостерігається дифракційна картина дорівнює  $F$ , то  $\delta l \approx F \delta \varphi$  і

$$D_l = F \frac{\delta \varphi}{\delta \lambda} = FD = F \frac{m}{d}. \quad (17)$$

**Дисперсійною областю** спектрального приладу, зокрема дифракційної решітки, називається ширина спектрального інтервалу  $\Delta \lambda$ , в якому спектри не перекриваються. Нехай довжини світлових хвиль, що падають на ґратку знаходяться в інтервалі від  $\lambda$  до  $\lambda_1 = \lambda + \Delta \lambda$ . Інтервал  $\Delta \lambda$  буде дисперсійною областю решітки тоді, коли лівий край спектра  $(m+1)$ -го порядку для довжини хвилі  $\lambda$  збігатиметься з правим краєм спектра  $m$ -го порядку для довжини хвилі  $\lambda_1$ .

Цю умову можна згідно (12) записати так:

$$d \sin \varphi = m \lambda_1, \quad d \sin \varphi = (m + 1) \lambda.$$

Звідси

$$m \lambda_1 = (m + 1) \lambda, \\ \lambda_1 - \lambda = \Delta \lambda = \lambda / m.$$

**Роздільна здатність.** Найменша різниця довжин хвиль двох спектральних ліній  $\delta \lambda$ , при якій спектральний прилад розділяє їх окремо, називається *спектральною розділяючою відстанню*, а величина

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} \quad (18)$$

— *роздільною здатністю* приладу.

Для дифракційної решітки Рейлей запропонував такий критерій спектрального розділення: спектральні лінії з довжинами хвиль  $\lambda$  і  $\lambda_1 = \lambda + \delta \lambda$

вважаються розділеними, якщо головний максимум дифракційної картини для хвилі з довжиною  $\lambda$  збігається за своїм

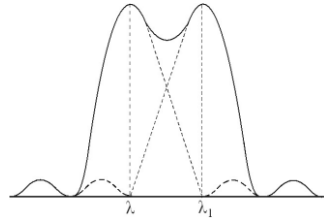


Рис.10.

розміщенням з першим дифракційним мінімумом того самого порядку для хвилі з довжиною  $\lambda_1$ , а інтенсивність в проміжку між максимумами становить не більше, ніж 80% від інтенсивності максимуму (рис.10).

Нехай головний максимум  $m$ -го порядку для хвилі з  $\lambda_1 = \lambda + \delta \lambda$  (формула (12)) знаходиться на місці першого мінімуму (формула (13) ( $k' = 1$ )) спектра того самого порядку для хвилі з  $\lambda$ :

$$d \sin \varphi = m \lambda_1, \\ d \sin \varphi = \left( m + \frac{1}{N} \right) \lambda.$$

Звідси

$$m(\lambda + \delta \lambda) = \left( m + \frac{1}{N} \right) \lambda.$$

Тобто

$$\delta \lambda = \frac{\lambda}{mN}.$$

Тоді роздільна здатність ґратки

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = mN. \quad (19)$$

Отже, роздільна здатність решітки пропорційна порядку спектра  $m$  і





## Порядок виконання завдання

### 1. Визначення періоду дифракційної решітки

1. Ознайомитись із інструкцією на робочому місці та занести до таблиці 1 вказану (вважається відомою) довжину хвилі випромінювання зеленого лазера  $\lambda_2 = 0,532$  мкм. Занести до таблиць 1 і 2 фокусну відстань лінзи  $F$ .

2. Згідно з інструкцією на робочому місці ввімкнути зелений лазер. Переконатися, що світловий пучок потрапляє в центральну зону дифракційної ґратки. Встановити між екраном і ґраткою лінзу (рис.12 і 13) в такому положенні, щоб дифракційна картина на екрані була найчіткішою (рис.14).

3. Визначити та занести до відповідних колонок таблиці 1 координати головних максимумів – покази  $x_m$  і  $x_{-m}$  на лінійці по обидва боки від центрального максимуму (рис.14). Виміри виконати для порядків  $m = 1, 2, 3$ . Наприклад. Для зеленого світла на рис.14  $x_{+1} = 33\text{мм} = 3,3\text{см}$ , а  $x_{-1} = 30\text{мм} = 3,0\text{см}$ .

4. Для кожного порядку  $m$  обчислити та занести до таблиці 1 значення координат головних максимумів  $x = \frac{x_m + x_{-m}}{2}$  і синуса кута дифракції:

$$\sin \varphi = \frac{x}{\sqrt{F^2 + x^2}} \quad (21)$$

5. За формулою (12) обчислити і занести до таблиці 1 значення періоду ґратки  $d_m$  для  $m = 1, 2, 3$ .

6. За результатами п.5 обчислити та занести до таблиці 1 середнє значення періоду ґратки  $\langle d \rangle = (d_1 + d_2 + d_3)/3$ .

### 2. Визначення довжини хвилі випромінювання лазерів

Занести до таблиці 2 величину періоду ґратки  $\langle d \rangle$  з таблиці 1.

1. Замість зеленого лазера ввімкнути червоний.

2. Визначити та занести до відповідних колонок таблиці 2 відносні координати головних максимумів червоного світла – покази  $x_m$  і  $x_{-m}$  на лінійці по обидва боки від центрального максимуму. Виміри виконати для порядків  $m = 1, 2, 3$ . Наприклад: для червоного світла на рис.14  $x_{+1} = 40\text{мм} = 4,0\text{см}$ , а  $x_{-1} = 38\text{мм} = 3,8\text{см}$

3. Для кожного порядку  $m$  обчислити та занести до таблиці 2 значення координат головних максимумів  $x = \frac{x_m + x_{-m}}{2}$  і синуса кута дифракції:

$$\sin \varphi = \frac{x}{\sqrt{F^2 + x^2}}$$

4. За формулою (12) обчислити і занести до таблиці 2 значення довжини хвилі  $\lambda_m$  для  $m = 1, 2, 3$  для червоного кольору.

5. Для червоного кольору обчислити середнє значення  $\langle \lambda \rangle = (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3)/3$  і занести його до таблиці 2.

6. Замість червоного лазера ввімкнути синій. Переконатися, що

світловий пучок потрапляє в центральну зону дифракційної ґратки.

7. Виконати виміри та обчислення, як в п.п. 2 ÷ 5 для синього кольору. Результати занести до відповідної частини таблиці 2.

8. За схемою, яка приведена в інструкції до роботи, виконати розрахунки невизначеності визначення довжини хвилі світла лазера для першого порядку спектру.

9. Записати кінцевий результат визначення довжини хвилі випромінювання лазера.

### 3. Визначення кутової дисперсії дифракційної ґратки

1. За даними таблиць 1 і 2 обчислити та занести до таблиці 3 різницю довжин хвиль зеленого та синього  $\Delta_{3-c} = \lambda_3 - \lambda_c$  і червоного та зеленого лазерів  $\Delta_{4-3} = \lambda_4 - \lambda_3$ . 2. Через синуси кутів, які приведені в табл.1 і табл.2 обчислити та занести до табл.3 величини  $\varphi_c$ ,  $\varphi_3$ ,  $\varphi_4$  в радіанах.

3. Обчислити та занести до таблиці 3 різницю кутів між головними максимумами зеленого та синього лазера  $\Delta\varphi_{3c} = \varphi_3 - \varphi_c$  і червоного та зеленого лазера  $\Delta\varphi_{43} = \varphi_4 - \varphi_3$ .

4. Для обчислення кутової дисперсії перепишемо формулу (14) в такому виді:

$$D_\varphi \cong \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda}.$$

Тоді обчислення дисперсії виконати за такими співвідношеннями:

$$D_{\varphi 1} \cong \frac{\varphi_3 - \varphi_c}{\lambda_3 - \lambda_c} \text{ і } D_{\varphi 2} \cong \frac{\varphi_4 - \varphi_3}{\lambda_4 - \lambda_3} \quad (22)$$

для першого і другого порядку дифракційних спектрів.

5. За формулою (15) розрахувати значення кутової дисперсії і порівняти їх із експериментальними значеннями. Проаналізувати отримані результати.

6. Провести обробку експериментальних даних за допомогою програми, яка приведена в інструкції до лабораторної роботи та записати кінцеві результати обчислень.

7. Зробити висновки по роботі.

### Контрольні запитання

1. Що таке дифракція світла та за яких умов вона спостерігається?

2. Що визначає кількість дифрагованих пучків при дифракції світла на одній щілині?

3. Як пояснити розбіжність променя лазера?

4. Що таке дифракційна решітка та якими параметрами вона характеризується?

5. Опишіть дифракційну картину від ґратки. Чим вона відрізняється від такої для однієї щілини?

6. Як впливає дифракція від однієї щілини на дифракційну картину дифракційної решітки?

7. За яких умов спостерігаються головні максимуми дифракції на решітці?

8. Пояснити, чому відстань між дифракційними максимумами на рис.14 збільшується при переході від синього світла до червоного?

9. Якщо решітка складається з  $N$  щілин, то в скільки разів інтенсивність у головному максимумі дифракції на екрані відрізняється від інтенсивності, що створюється в цій точці однією щілиною?

10. Від чого і як залежить ширина дифракційних максимумів?

11. Яке найменше значенні періоду решітки дозволяє з її допомогою спостерігати дифракцію?

12. Дати визначення кутової дисперсії решітки? Що вона визначає? Від чого та як вона залежить?

13. Що називається лінійною дисперсією решітки? Що вона визначає? Встановити зв'язок між лінійною та кутовою дисперсією решітки при великих кутах дифракції.

14. Як, згідно з теорією, мають співвідноситися величини кутової дисперсії решітки в довго хвильовій та короткохвильовій областях спектра? Чи узгоджуються результати експерименту з таким висновком?

15. Пояснить, чому кутова дисперсія решітки практично не залежить від довжини хвилі світла?

16. Як співвідносяться величини кутової дисперсії решітки для першого і другого порядків спектру? Відповідь пояснити.

17. Пояснити порядок визначення періоду ґратки та довжини хвилі випромінювання лазерів. Чому координати дифракційних максимумів потрібно вимірювати по обидва боки від центрального максимуму?

18. Дати визначення роздільної здатності дифракційної решітки. Що необхідно знати, щоб її визначити?

Таблиця 1

$\lambda_3 = 0,532$ мкм, $F =$ _____ мм						
$m$	$x_m$ , мм	$x_{-m}$ , мм	$\langle x \rangle$ , мм	$\sin\varphi$	$d_m$ , мкм	$\langle d \rangle$ , мкм
1						
2						
3						

Таблиця 2

$\langle d \rangle =$ _____ мкм, $F =$ _____ мм						
$m$	$x_m$ , мм	$x_{-m}$ , мм	$\langle x \rangle$ , мм	$\sin\varphi$	$\lambda_m$ , мкм	$\langle \lambda \rangle$ , мкм
Червоний	1					
	2					
	3					
Синій	1					
	2					
	3					

Таблиця 3

$\Delta\lambda_{3-с} =$ _____ мкм, $\Delta\lambda_{ч-3} =$ _____ мкм							
$m$	$\varphi_с$ , рад	$\varphi_3$ , рад	$\varphi_ч$ , рад	$\Delta\varphi_{3-с}$ , рад	$\Delta\varphi_{ч-3}$ , рад	$D_{3-с}$ , мкм <sup>-1</sup>	$D_{ч-3}$ , мкм <sup>-1</sup>
1							
2							
3							

## Література

1. Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Фізика (Фізика для інженерів): Підручник /: — Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2017.—513с. - Доступ: <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/19035>.
2. Кучерук І.М., Горбачук І.І. Загальний курс фізики. Оптика. Квантова фізика. Том 3, §§4.1, 4.3, 4.4. - К: Техніка, 1999р.
3. Лопатинський Е.С., Зачек І. Р., Ільчук Г. А., Романишин Б.М.. Фізика. Підручник. – Львів: Афіша, 2009.-386с.
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. - Доступ: <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/25320>.
4. Бурдаков А.В., Жабітенко М.К., Оліх О.Я., Подолян А.О. Лабораторний практикум з курсу «Оптика» для студентів природничих факультетів. — К.: Видавничо - поліграфічний центр «Київський університет», 2006.—37-42с.

### ЗАТВЕРДЖЕНО

на засіданні кафедри загальної фізики

Протокол №12 від 17.10.2023р.

Протокол до даної лабораторної роботи  
підготували доцент І.Ф.Скіцько і старший  
викладач Н.М.Бруква.