

ТЕХНІКА ТА МЕТОДИ СПЕКТРАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

**Методичні вказівки
до лабораторних робіт
для студентів фізичного факультету**

Київ - 2025

Вступ

Методичний посібник «Техніка та методи спектральних досліджень» розроблено відповідно до навчального плану для студентів оптичних спеціальностей закладів вищої освіти.

Метою посібника є надання студентам систематизованих теоретичних знань та формування ключових практичних навичок у сфері проведення та аналізу спектральних вимірювань, які є невід'ємною складовою сучасної оптичної інженерії та наукових досліджень.

Спектральні вимірювання є фундаментальним інструментарієм для вивчення взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною, діагностики оптичних систем, контролю якості матеріалів, а також розробки приладів фотоніки та оптоелектроніки.

Матеріал посібника структуровано таким чином, щоб забезпечити послідовне освоєння навчального матеріалу, від базових концепцій до складних експериментальних методик. Він має стати надійною основою для ефективного виконання лабораторних робіт, підготовки до практичних занять та подальшої науково-дослідної діяльності.

Перелік лабораторних робіт.

1. Вимірювання яскравісної температури лампи розжарювання.
2. Градування призмового спектрометра ИСП-51.
3. Визначення спектральної чутливості призмового спектрометра ИСП-51.
4. Збирання, юстування та градування макету простого призмового спектрографа.
5. Збирання, юстування та градування дифракційного спектрометра.
6. Дослідження спектрів поглинання.
7. Вимірювання спектральних параметрів оптичних світлофільтрів.
8. Вимірювання спектрів флуоресценції.

РОБОТА 1. ВИМІРЮВАННЯ ЯСКРАВІСНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ ЛАМПИ РОЗЖАРЮВАННЯ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Тепловим називають електромагнітне випромінювання, що випромінюється тілом, речовина якого перебуває у стані термодинамічної рівноваги та характеризується певною температурою. Теплове випромінювання притаманне будь-якому тілу, температура якого більша за абсолютний нуль.

На практиці, кількісну міру випромінювання визначають через потужність P [Вт]. Поверхня, що світиться, характеризується світністю (інтегральною випромінювальною здатністю) – потоком випромінювання з одиниці поверхні в межах півпростору: $R = dP/dS$ [Вт/м²]. Спектральною світністю називають величину, що чисельно дорівнює потоку з одиниці поверхні, що припадає на інтервал довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$, віднесеного до інтервалу $d\lambda$: $r_T(\lambda) = dR/d\lambda$ [Вт/м³].

Поверхню тіла також характеризують інтегральною та спектральною поглинальною спроможністю, яка дорівнює відношенню потужності, що поглинулась до потужності випромінювання, що падає на поверхню: $A = P_{\text{погл}}/P_{\text{пад}}$; $a_T(\lambda) = dP_{\text{погл}}(\lambda, \lambda + d\lambda) / dP_{\text{пад}}(\lambda, \lambda + d\lambda)$. Тіло, для якого $a_T(\lambda) = 1$, називають **абсолютно чорним тілом (АЧТ)**.

Згідно із законом Кірхгофа, в умовах термодинамічної рівноваги відношення випромінювальної спроможності до поглинальної для будь-якого тіла є деяка фундаментальна функція, що дорівнює випромінювальній спроможності АЧТ:

$$\frac{r_T(\lambda)}{a_T(\lambda)} = r_T^0(\lambda)$$

Спектральний розподіл світності для АЧТ при заданій температурі визначається формулою Планка:

$$r_T^0(\lambda) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

Поглинальна спроможність реальних тіл менша за одиницю. Тому, згідно із законом Кірхгофа, вони випромінюють менше за АЧТ на тих самих довжинах хвиль при тих самих температурах. Випромінювання реальних нагрітих тіл не визначається повністю їх температурою, а залежить ще і від матеріалу. Але на практиці вводять деякі ефективні температури, які

визначають випромінювання тіла і можуть бути співставлені з його справжньою температурою. Найчастіше використовують поняття яскравісної температури.

Яскравісна температура (T_j) даного тіла дорівнює такій температурі АЧТ, при якій спектральна світність АЧТ дорівнює спектральній світності даного тіла на тій самій довжині хвилі. Із визначення яскравісної температури видно, що завжди має місце нерівність: $T_j < T$.

Яскравісну температуру, зазвичай, вимірюють за допомогою спеціального приладу – оптичного пірометра.

В даній роботі вимірювання яскравісної температури розжареного тіла виконують за допомогою оптичного пірометра із зникаючою ниткою. Методика вимірювань базується на візуальному порівнянні яскравості еталонної розжареної нитки з яскравістю досліджуваного тіла. Рівність видимих яскравостей, що спостерігаються через монохроматичний світлофільтр для $\lambda = 0.69$ мкм, фіксується по зникненню зображення нитки на фоні розжареного тіла.

На схемі (рис.1) показано оптичну схему пірометра, який містить у собі наступні елементи:

1. Оптичну систему, що складається з об'єктива 2, окуляра 5, діафрагми та монохроматичного (червоного) світлофільтра 6, який дозволяє розглядати у променях певного кольору нитку пірометричної лампи на фоні зображення розжареного тіла. Також в оптичну схему може бути введений послаблюючий світлофільтр 3 для розширення шкали приладу.

2. Пірометричну лампу 4, увімкнену в електричну схему послідовно із блоком живлення та реостатом для регулювання струму розжарення нитки лампи, яка служить еталоном вимірюваної яскравісної температури лампи 1.

3. Електровимірювальний прилад, що представляє собою диференціальний амперметр магнітоелектричної системи з двома рамками, з яких основну включено паралельно до лампи, а додаткову – назустріч основній і послідовно з лампою. Застосування зазначеної схеми дозволяє зменшити неробочу ділянку шкали до мінімальної величини. Шкала приладу відградуєвана у градусах Цельсія яскравісної температури.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати експериментальну установку, яка включає оптичний пірометр та досліджувану лампу розжарювання із блоком живлення. Пірометр встановити на штативі, так, щоб спіраль досліджуваної лампи знаходилась на його оптичній осі.

2. Увімкнути живлення пірометра та лампи.

3. Встановити об'єктив пірометра таким чином, щоб у полі зору спостерігалось розмите зображення спіралі лампи.

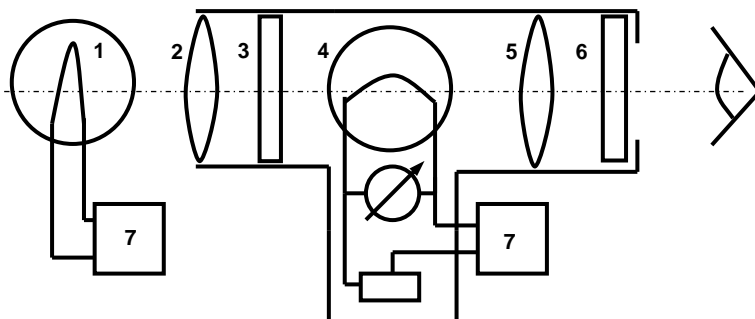


Рис. 1. Схема оптичного пірометра: 1 – досліджувана лампа розжарювання, 2 – об'єктив, 3 – послаблюючий світлофільтр, 4 – лампа з етальонним тілом розжарювання, 5 – окуляр, 6 – червоний світлофільтр, 7 – блоки живлення.

4. Повільно змінюючи за допомогою реостату струм через нитку розжарення етальонної лампи пірометра, переконатись, що у деякий момент зображення нитки зливається з фоном, який формує розмите зображення спіралі лампи. Для такого положення реостату зробити відлік по шкалі температури.

5. Виміряти яскравісну температуру лампи для 4 – 5 значень напруги живлення в межах 150 – 220 В. Побудувати графік залежності яскравісної температури від напруги живлення.

РОБОТА 2. ГРАДУЮВАННЯ ПРИЗМОВОГО СПЕКТРОМЕТРА **ИСП-51**

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Сучасний спектральний прилад складається з трьох основних частин: освітлювальної, приймально-реєструючої, та, власне, спектральної. Функція освітлювальної системи полягає в оптимізації передачі світлового потоку на вхідний отвір спектрального приладу. Приймально-реєструюча частина забезпечує ефективний прийом, підсилення та реєстрацію світлового потоку, що пройшов через спектральний прилад.

Спектральна частина (рис. 2) складається з вхідного коліматора (вхідна щілина – 1 та коліматорний об'єктив – 2), диспергуючої системи 3 (зазвичай, призма або дифракційна ґратка), світлового (діючого) отвору 4, який суміщають із вхідною зіницею приладу, камерного об'єктива – 5; у його фокальній площині встановлюють фотопластинку (при

фотографічній реєстрації спектра) або вихідну щілину (при фотоелектричній реєстрації).

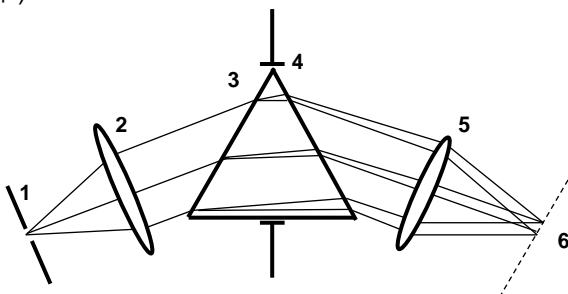


Рис. 2 Узагальнена схема спектрального приладу: 1 – вхідна щілина, 2 – коліматорний об'єктив, 3 – диспергуюча система, 4 – діючий отвір, 5 – камерний об'єктив, 6 – вихідна площина.

Коліматор спрямовує на призму паралельний пучок променів. Призначення камери – фокусувати випромінювання різних довжин хвиль в площині вихідної щілини. Головним елементом будь-якого спектрометра є диспергуюча система, яка відхиляє промені різних довжин хвиль на різні кути. Зокрема, у спектрометрі ИСП-51 використовується трипризмova система Ферстерлінга, яка складається з призми Аббе та двох 60-градусних призм (рис. 3).

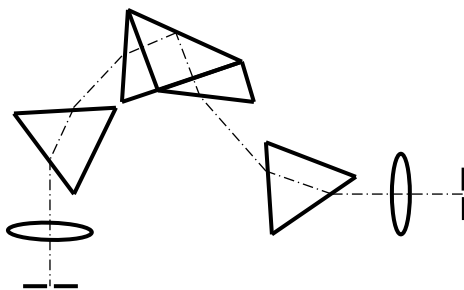


Рис. 3 Оптична схема спектрометра ИСП-51.

Сукупність монохроматичних зображень вхідної щілини, утворених оптичною системою спектрометра, формує спектр у вихідній площині.

У спектральних приладах з фотоелектричною реєстрацією у задньому фокусі камерного об'єктива встановлено вихідну щілину, через яку виходить майже монохроматичне випромінювання, що реєструється фотоелектронним підсилювачем (ФЕП). Електричний сигнал підсилюється і поступає на самописець. Якщо синхронно сканувати спектр відносно вихідної щілини, наприклад, обертаючи відповідним чином призмову систему, та рухати стрічку самописця, на останній залишається запис спектра (спектрограма). В даній роботі роль звичайного електронного самописця виконує «комп'ютерний самописець» (див. Додаток 1).

Однією з найважливіших кількісних характеристик спектрального приладу є кутова дисперсія, яка характеризує здатність диспергуючої системи відхиляти промені різних довжин хвиль на різні кути. Кутова дисперсія визначає кутову віддаль $\delta\varphi$, що створюється диспергуючою системою спектрального приладу між двома променями з близькими довжинами хвиль λ та $\lambda + d\lambda$ і дорівнює:

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda}$$

У загальному випадку, кутова дисперсія однопризмової системи залежить від кута падіння променя на призму, заломлюючого кута призми та дисперсії речовини призми, яка, в свою чергу, є нелінійною функцією довжини хвилі і в більшості випадків визначається емпіричними формулами, а саме формулою Коші:

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2},$$

або формулою Гартмана:

$$n(\lambda) = n_0 + \frac{C}{\lambda - \lambda_0}.$$

Таким чином, між кутом повороту призмової системи та довжиною хвилі променя, який потрапив у вихідну щілину існує монотонний, але нелінійний зв'язок. Це призводить до нелінійності кроку розгортки спектрограми відносно довжини хвилі. Щоб подолати певну незручність, що виникає при роботі зі спектрограмами, проводять процедуру градування спектрометра – приведення у відповідність довжини хвилі з кроком розгортки спектрограми або поділкою шкали барабана, який жорстко прив'язаний до системи обертання призм. З цієї метою записують спектрограму випромінювання джерела з вузькими спектральними лініями, довжини хвиль яких відомі. Зазвичай, у якості такого джерела використовують

газорозрядні лампи на парах ртуті. Як відомо, розряд у парах ртуті має невелику кількість спектральних ліній у видимому та близькому ультрафіолетовому діапазонах (див. Додаток 3).

Порядок виконання роботи

1. Встановити та увімкнути джерело світла - ртутну лампу типу ПРК. Перевірити роботу електронних блоків приймально-реєструючої системи – «комп'ютерного самописця» (Див. Додаток 1).

2. Встановити оптимальну ширину вхідної та вихідної щілин. Критерієм служить вигляд спектрограми жовтого дублету ртуті – лінії повинні повністю розділятися, а їх амплітуди становити 0.8–0.9 від максимального значення шкали.

3. Записати спектр ртутної лампи за допомогою комп'ютерного самописця.

4. Побудувати на графіку отримані експериментальні значення (залежність поділки барабана від довжини хвилі). Апроксимувати залежність поліномом другого порядку, сформувати таблицю для градуювального графіка. Кінцевим результатом роботи має бути таблиця:

Довжина хвилі спектральної лінії ртутної лампи, нм	Поділка барабану, у.о.	Поділка барабану, у.о. (4, 5, ... 22)	Довжина хвилі згідно апроксимації, нм

РОБОТА 3. ВИЗНАЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЧУТЛИВОСТІ ПРИЗМОВОГО СПЕКТРОМЕТРА ИСП-51

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Будь-який спектральний прилад спотворює реальний спектральний розподіл випромінювання, що поступає від джерела. Причин тому є декілька:

1. Вплив апаратної функції приладу призводить до спотворення реальних контурів вузьких спектральних ліній і обмежує роздільну здатність. Однак, на слабо структурованих спектрах (наприклад, спектрах люмінесценції та поглинання у конденсованих середовищах) цей вплив не позначається.

2. Коефіцієнт пропускання світла оптичних матеріалів залежить від довжини хвилі. На краях області прозорості матеріалу оптичних елементів

zareєстрований спектральний розподіл матиме меншу інтенсивність, ніж реальний. Оскільки робочий діапазон спектральних призм, зазвичай, знаходиться поблизу короткохвильового краю області прозорості, для призмових СП характерне зменшення коефіцієнта пропускання у синьо-фіолетовій області.

3. Коефіцієнт пропускання дифракційних СП визначається дифракційним фактором $(\sin u/u)^2$, що призводить приблизно до 20% його зменшення на краях робочого діапазону 1-порядку.

4. При фотоелектричній реєстрації найбільш суттєвим фактором спотворення реального спектра є спектральна чутливість приймача. Для відтворення дійсного спектрального розподілу випромінювання, що поступає від джерела, виконують процедуру калібрування СП по спектральній чутливості. З цією метою записують спектрограму $I_{\text{ex}}^0(\lambda)$ відомого спектрального розподілу еталонного тіла розжарювання. Для заданої яскравісної температури T теоретичний спектральний розподіл такого джерела з достатньою точністю описується формулою Планка:

$$I_{\text{th}}^0(\lambda) \sim r_T^0(\lambda) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1},$$

Спектральний розподіл має максимум на довжині хвилі:

$$\lambda_{\text{max}} [\mu m] = \frac{2897.8}{T[K]}.$$

Якщо прийняти

$$z = \frac{\lambda}{\lambda_{\text{max}}} = 3.4508\lambda T,$$

то функцію Планка у безрозмірних одиницях з максимумом, приведеним до одиниці, можна представити у вигляді:

$$r^0(z) = (e^a - 1) \cdot \frac{z^{-5}}{e^z - 1},$$

де $a = 4.9651$. Значення цієї функції наведено у таблиці (див. Додаток 2).

Коефіцієнтом спектральної чутливості спектрального приладу називають нормований параметр $k(\lambda)$, який задається співвідношенням:

$$k(\lambda) = \frac{I_{\text{exper}}^0(\lambda_0)}{I_{\text{theor}}^0(\lambda_0)} \cdot \frac{I_{\text{theor}}^0(\lambda)}{I_{\text{exper}}^0(\lambda)}$$

де λ_0 – довжина хвилі, на якій спотворення спектра мінімальне. Відповідно, $k(\lambda_0) = 1$, і для усіх інших довжин хвиль: $k(\lambda) < 1$.

Коефіцієнт $k(\lambda)$ є однією з основних експлуатаційних характеристик СП із заданим фотоелектричним приймачем. При будь-яких спектральних вимірюваннях за допомогою цього коефіцієнта здійснюється корекція експериментального спектра до реального:

$$I_{\text{real}}(\lambda) = \frac{I_{\text{ex}}(\lambda)}{k(\lambda)}.$$

Порядок виконання роботи

1. Встановити джерело світла (лампу розжарювання), увімкнути блок живлення. Від'юстувати освітлювальну систему.
2. Записати спектр випромінювання лампи розжарювання при напрузі живлення, для якої в роботі №1 було визначено яскравісну температуру.
3. По даній температурі $T_{\text{я}}$ визначити з формули Віна λ_{max} , і по таблицях (Див. Додаток 2) обрахувати теоретичну спектральну криву випромінювання лампи розжарювання.
4. Виходячи із значень експериментального та теоретичного спектрального розподілу випромінювання, побудувати криву спектральної чутливості спектрометра. Кінцевим результатом роботи має бути таблиця, перші дві колонки якої є результатом роботи №2:

Поділка барабану, у.о.	Довжина хвилі, нм	Нормоване експериментальне значення, в.о.	Нормоване теоретичне значення, в.о.	Коефіцієнт спектральної чутливості, в.о.

РОБОТА 4. ЗБИРАННЯ, ЮСТУВАННЯ ТА ГРАДУЮВАННЯ МАКЕТУ ПРОСТОГО ПРИЗМОВОГО СПЕКТРОГРАФА

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Спектральна призма – оптичний елемент у формі прямої призми, виготовлена із прозорої речовини з достатньою дисперсією показника заломлення $dn/d\lambda$. При проходженні крізь призму пучок світлових променів змінює свій напрямок, причому кут відхилення) променів залежить від довжини хвилі.

Розглянемо хід променів у *головному перерізі призми* – площині перпендикулярній до бічних ребер (Рис.4). Кути падіння (i_1, i_2), заломлення (j_1, j_2), кут відхилення променя φ та заломлюючий кут призми α зв'язані між собою співвідношеннями:

$$i_1 + j_2 - \alpha = \varphi$$

$$j_1 + i_2 = \alpha$$

$$\sin i_1 = n \cdot \sin j_1$$

$$n \cdot \sin i_2 = \sin j_2$$

де n – показник заломлення матеріалу призми, залежний від довжини хвилі.

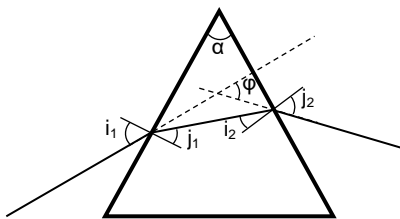


Рис.4 Заломлення променя) у головному перерізі призми

У випадку $i_1 = j_2$ промінь у середині призми проходить паралельно до основи. Неважко показати, що при цьому кут відхилення набуває мінімального значення φ_0 . За цієї умови зв'язок між кутом відхилення та заломлюючим заломлюючим визначається через вираз:

$$n \cdot \sin \frac{\alpha}{2} = \sin \frac{\alpha + \varphi}{2}$$

Кутову дисперсію призми можна визначити із співвідношень для кутів, продиференціювавши по λ кожне з рівнянь системи:

$$\frac{dj_2}{d\lambda} = \frac{d\varphi}{d\lambda},$$

$$\frac{dj_1}{d\lambda} = -\frac{di_2}{d\lambda},$$

$$0 = \frac{dn}{d\lambda} \sin j_1 + n \cos j_1,$$

$$\frac{dn}{d\lambda} \sin i_2 + n \cos i_2 = \cos j_2.$$

Виконавши необхідні алгебраїчні перетворення та підстановки, отримаємо для мінімального кута відхилення ($j_1 = i_2 = \alpha/2$ та $\sin j_2 = n \cdot \sin i_2$):

$$D_{\varphi}^0 = \left. \frac{d\varphi}{d\lambda} \right|_{\varphi=\varphi_0} = \frac{dn}{d\lambda} \cdot \frac{2 \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}}}.$$

Однією з важливих характеристик спектрографа є лінійна дисперсія, яка пов'язана з кутовою дисперсією через співвідношення:

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} = \frac{d\varphi}{d\lambda} \cdot f_2 \cdot \frac{1}{\sin \varepsilon},$$

де dl – лінійна відстань у фокальній площині камерного об'єктива між спектральними лініями з довжинами хвиль λ та $\lambda + d\lambda$, f_2 – фокусна відстань камерного об'єктива, ε – кут між слідом площини спектра та оптичною віссю.

Оптичну схему простого призмового спектрографа показано на рис.5.

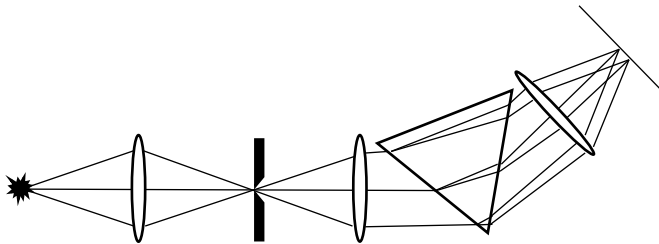


Рис.5 Оптична схема простого призмового спектрографа

В даній лабораторній роботі необхідно зібрати та від'юстувати призмий спектрораф, використовуючи набір оптичних елементів THORLABS Educational Spectrometer Kit. Макет установки у зібраному стані показано на рис 6. В роботі передбачено використання одного з двох джерел випромінювання: ртутної лампи або «білого» RGB-лазера. Ці джерела характеризуються лінійчатыми спектрами, відповідні довжини хвиль наведено в Додатках 3 та 4.

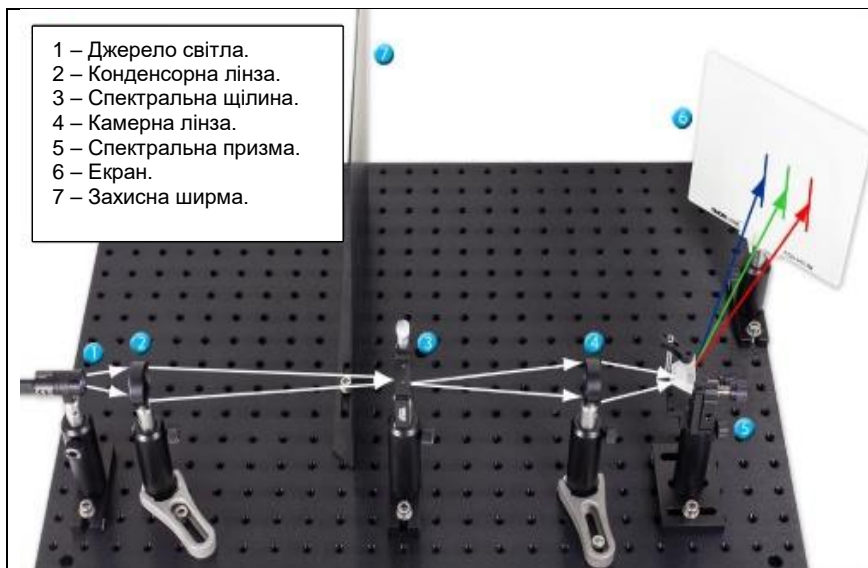


Рис.6 Вигляд зібраного макету призмового спектрорафа

Порядок виконання роботи

1. З набору елементів та вузлів обрати необхідні: джерело випромінювання, лінзи, щілину, спектральну призму в оправі, екран.
2. Включити блок живлення джерела випромінювання.
3. Встановити освітлювальну систему: джерело, конденсорну лінзу та вхідну щілину. Переконайтесь, що промені від джерела фокусуються у площині щілини.
4. Після щілини встановити коліматорну лінзу, передній фокус якої має співпадати з площиною щілини. Переконайтесь, що лінза формує паралельний пучок.
5. В паралельному пучку встановити спектральну призму. На виході призми візуально спостерігати спектральне розкладання світла.

6. Після призми встановити камерну лінзу та екран. На екрані (в задньому фокусі лінзи) спостерігати спектр – набір монохроматичних зображень вхідної щілини.

7. Повертаючи призму, досягти мінімального кута відхилення. Виміряти відносне положення спектральних ліній на екрані.

8. На графіку залежності $x_i = f(\lambda_i)$ апроксимувати експериментальні точки поліномом другого порядку.

РОБОТА 5. ЗБИРАННЯ, ЮСТУВАННЯ ТА ГРАДУЮВАННЯ ДИФРАКЦІЙНОГО СПЕКТРОМЕТРА

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

У спектральних приладах у якості диспергуючого елементу широке застосування знаходять дифракційні ґратки різноманітних типів – плоскі або увігнуті, з різною формою та профілем штриха. Розглянемо основні спектроскопічні властивості плоскої ґратки.

Нехай на плоску амплітудну відбиваючу ґратку під кутом ψ до нормалі падає паралельний пучок променів. Пучки, що зазнали дифракції при відбиванні від ґратки, збираються об'єктивом камери у фокальній площині, де і спостерігається дифракційна картина. Будемо вважати, що кути падіння ψ і дифракції φ мають різні знаки, якщо лежать по різні боки від нормалі.

Кутовий розподіл енергії у пучку, що дифрагував на періодичній структурі, визначається як добуток двох функцій: $F(\varphi) = F_1(u) \cdot F(v)$. Перша представляє собою кутовий розподіл енергії при дифракції на відбиваючій частині штриха шириною b і дорівнює

$$F_1(u) = \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2, u = \frac{\pi b (\sin \psi + \sin \varphi)}{\lambda}.$$

Кутовий розподіл має максимум при $u = 0$ та нульові значення при $\sin u = 0, u \neq 0$. Максимум відповідає дзеркальному відбиванню променя, а нульові значення розташовані при

$$\sin \psi + \sin \varphi = \frac{\lambda}{b}, 2\frac{\lambda}{b}, \dots$$

Друга функція описує кутовий розподіл енергії при інтерференції однакових пучків світла, кількість яких дорівнює загальному числу N штрихів ґратки:

$$F_2(v) = \left(\frac{\sin Nv}{\sin v} \right)^2, v = \frac{\pi d(\sin \psi + \sin \varphi)}{\lambda},$$

де d - період ґратки. Умова нульових значень функції $F_2(v)$ відповідає $Nv = n\pi$, де n - ціле число, або

$$Nd(\sin \psi + \sin \varphi) = n\lambda.$$

Однак у випадках $v = kn$, де $k = 0, 1, 2, \dots$ значення $\sin v$ перетворюється на нуль. Розкриття невизначеності вказує, що у цих випадках $F_2(v)$ набуває максимальних значень. Очевидно, що відповідне значення n кратне числу N . Таким чином, при $n = Nk$ замість нульових значень мають місце головні дифракційні максимуми. Вони доволі рідкі, оскільки число n набуває $(N - 1)$ послідовних цілих значень, перед тим як стати кратним до N - загального числа штрихів ґратки, зазвичай, великого. Умова головних максимумів

$$d(\sin \psi + \sin \varphi) = k\lambda$$

є основним рівнянням дифракційної ґратки. З нього видно, що значення k не може бути більшим за $k_{\max} = 2d/\lambda$. Між головними максимумами знаходяться $(N - 2)$ побічних максимумів. При дуже великій кількості штрихів, яка у звичайних ґратках досягає десятків тисяч, побічних максимумів практично не видно.

Положення головних максимумів у дифракційній картині залежить від довжини хвилі. При цьому кожній довжині хвилі відповідає свій набір головних максимумів з усіма можливими значеннями k . Таким чином, ґратка створює серію спектрів. Їх нумерують у відповідності з числом k , а саму величину k називають порядком спектра. У центрі дифракційної картини, де $\psi = -\varphi$, знаходиться спектр нульового порядку - не розкладений у спектр "білий" максимум. Найбільша кількість енергії потрапляє саме у цей максимум.

Якщо при відбиванні від кожного штриха ввести додаткову різницю ходу, як це має місце у профільованих ґратках (рис. 7), порядок спектра, що відповідає дзеркальному відбиттю від штриха, зміниться. При відбиванні від профільованої ґратки по нормалі до поверхні штриха додаткова різниця фаз дорівнює $2h/\lambda$, де h - висота профілю, тому максимум функції F_1 опиняється у порядку $k = 2h/\lambda$. Кажуть, що ґратка концентрує енергію у даний порядок.

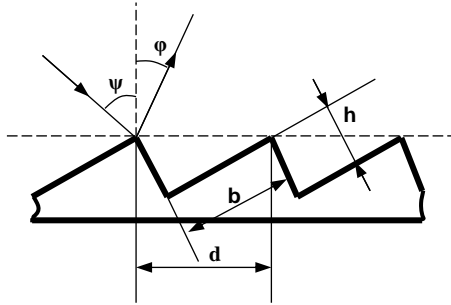


Рис. 7. Профільована дифракційна ґратка.

Кутову дисперсію ґратки D_φ знаходимо з умови для головних максимумів:

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}.$$

Для заданих значень k та d кутова дисперсія залежить тільки від кута дифракції. Якщо $\varphi = 0$, тобто, спектр спостерігається по нормалі до ґратки, кутова дисперсія стала. Лінійна дисперсія $D_l = dl/d\lambda$ пов'язана із кутовою співвідношенням $D_l = f \cdot D_\varphi$, де f - фокусна відстань камерного об'єктива, і при невеликих змінах кута φ також практично стала.

Кутові розміри спектра у приладах звичайно не перевищують кількох градусів. Тому при не дуже великих кутах дифракції для вимірювання довжин хвиль ліній у дифракційному спектрі практично завжди можна користуватися лінійною інтерполяцією.

Конфігурація Черні-Тернера (Czerny-Turner) є класичною та найбільш поширеною оптичною схемою, що використовується для побудови короткофокусних спектрометрів та монохроматорів з дифракційними ґратками (Рис.8). Її популярність зумовлена високою гнучкістю та ефективністю в контролі оптичних аберацій.

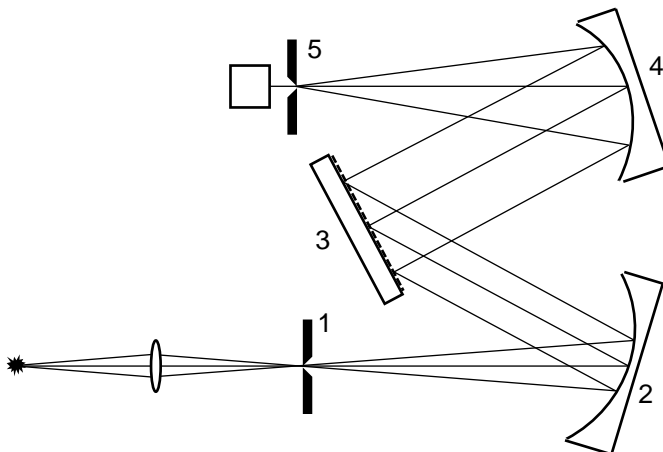


Рис.8. Оптична схема дифракційного спектрометра в конфігурації Черні-Тернера.

Схема Черні-Тернера включає п'ять ключових компонентів, розташованих у асиметричному порядку: *вхідна щілина* (1) формує джерело, зображення якого буде спектрально розкладене; *колімаційне дзеркало* (2) (зазвичай сферичне) приймає розбіжний пучок світла від щілини і перетворює його на паралельний (колімований) пучок; *плоска дифракційна ґратка* (3) приймає колімований пучок і здійснює його розкладання на пучки окремих довжин хвиль, які відбиваються під різними кутами; *фокусуюче дзеркало* (4) (також зазвичай сферичне) збирає дисперговані пучки від ґратки і фокусує пучок кожної довжини хвилі у певну смужку у фокальній площині, *вихідна щілина* (5) розташовується у фокальній площині для реєстрації або виділення спектру.

В даній лабораторній роботі необхідно зібрати, від'юстувати та відградувати макет дифракційного спектрометра, побудований на схемі Черні-Тернера, використовуючи набір оптичних елементів THORLABS Educational Spectrometer Kit. Вигляд макету у зібраному стані показано на рис. 9. В роботі передбачено використання різних джерел випромінювання: ртутної лампи або «білого» RGB-лазера для градування (див. роботу 4) та LED-освітлювача як джерела з невідомим спектральним розподілом випромінювання.

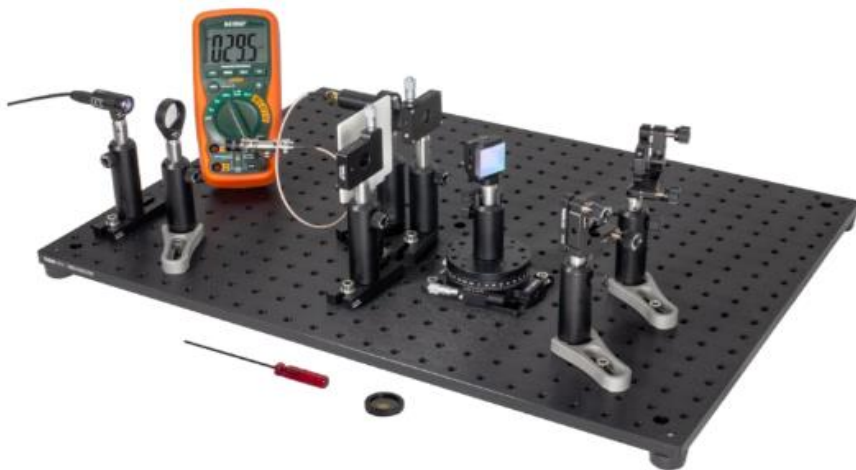


Рис.9. Вигляд зібраного макету дифракційного спектрометра в конфігурації Черні-Тернера.

Порядок виконання роботи

1. З набору елементів та вузлів обрати необхідні: джерело випромінювання, вхідну та вихідну щілини, сферичні дзеркала, дифракційну ґратку на поворотному столику зі шкалою, фотоприймач, цифровий мультиметр.
2. Включити блок живлення джерела випромінювання.
3. Встановити освітлювальну систему: джерело, конденсорну лінзу та вхідну щілину. Переконайтесь, що промені від джерела фокусуються у площині щілини.
4. Після щілини встановити коліматорне дзеркало. Переконайтесь, що воно формує паралельний пучок.
5. Паралельний пучок спрямувати на дифракційну ґратку. Після ґратки візуально спостерігати спектральне розкладання світла.
6. Обертанням дифракційної ґратки спрямувати пучок на камерне дзеркало. У площині вихідної щілини спостерігати спектр – набір монохроматичних зображень вхідної щілини.
7. Переконайтесь, що при обертанні ґратки скрізь щілину послідовно проходять усі лінії спектру.
8. За допомогою відлікової шкали поворотного столика та цифрового мультиметра виміряти залежність інтенсивності випромінювання від кута повороту ґратки.
9. Спектр ртутної лампи або RGB-лазера використати для

калібрування: співвіднесення довжин хвиль зі шкалою поворотного столика.

10. Спектр LED-випромінювача подати як залежність інтенсивності випромінювання (вираженого в у.о.) від довжини хвилі (нм).

РОБОТА 6. ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРІВ ПОГЛИНАННЯ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Закон послаблення світлового потоку при проходженні ним шару речовини встановлено Бугером, Ламбертом і Бером. Він формулюється у наступний спосіб: кожний нескінченно тонкий шар усередині однорідного середовища поглинає певну частину падаючого світлового потоку, пропорційну його товщині; поглинання даним тонким шаром однорідного середовища пропорційно концентрації поглинаючих центрів (молекул):

$$\frac{dI}{I} = -\alpha C dl,$$

де α – показник поглинання, розрахований на одиницю концентрації речовини та на одиницю товщини шару, він не пов'язаний з інтенсивністю падаючого світла та концентрацією речовини, але залежить від довжини хвилі світла.

Інтегруючи вираз від 0 до l отримаємо

$$I = I_0 e^{-\alpha C l}$$

де I_0 – інтенсивність падаючого світла, I – інтенсивність світла, що пройшло через зразок. Величину $T = I/I_0$ називають коефіцієнтом пропускання або просто – пропусканням. В спектрофотометрії також використовують величини $k = \alpha \cdot C$ – коефіцієнт поглинання та $D = \alpha \cdot C \cdot l / \ln 10$ – оптичну густину. Оптична густина розчину, що складається з невзаємодіючих компонентів, дорівнює сумі оптичних густин цих компонентів. Задачею спектрофотометрії є визначення залежності пропускання (поглинання, оптичної густини) від довжини хвилі.

Визначимо умови експерименту, при яких точність реєстрації спектрів буде максимальною. Для відносної похибки коефіцієнта поглинання, застосовуючи стандартну процедуру оцінки похибки функції, можна записати:

$$\frac{\Delta k}{k} = \frac{1}{D} \cdot \left(\frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta I_0}{I_0} \right) \sim \frac{1}{D} \cdot (1 + e^D)$$

Графік відповідної функції показано на рис. 10, з якого випливає, що задовільна точність одержується, якщо крізь зразок проходить від 20% до 70% світла.

Для дослідження спектрів пропускання в даній роботі використовується спектрофотометр СФ-26, оптичну схему якого показано на рис. 11.

Зображення джерела світла 1, встановленого у фокальній площині еліптичного дзеркала 2, після повороту світлового пучка плоским дзеркалом 7, після проходження через лінзу 6, проєктується на вхідну щілину 5 монохроматора, встановленого у другому фокусі еліптичного дзеркального об'єктива 4. Паралельний пучок променів, відбитий від дзеркала 4, потрапляє на 30-градусну кварцову призму Літрова 3, розкладається нею у спектр та, відбившись від її задньої подзеркаленої грані, йде назад, фокусуючись дзеркалом 4 на вихідній щілині, розташованій над вхідною щілиною 5. Пройшовши щілину 5, світловий пучок потрапляє в кюветне відділення, проходить через кварцову лінзу 6, фільтр 8, зразок 9, захисну пластинку 10 та потрапляє на фотоелемент 11.

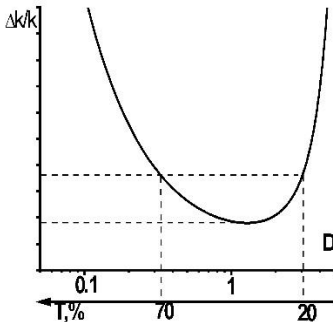


Рис. 10 Залежність відносної похибки визначення коефіцієнта поглинання від оптичної густини та оптичного пропускання.

Прилад, побудований за автоколімаційною схемою Літрова, дозволяє проводити такі вимірювання в області спектра від 2100 до 11000 Å. Як джерело світла використовується воднева (дейтерієва) лампа (2100 – 3500 Å) або лампа розжарювання (3200 – 11 000 Å). У приладі використовуються два змінних фотоелементи: сур'яно-цезієвий (2100 – 6500 Å) та киснево-цезієвий (6000 – 11 000 Å). Фотоструми підсилюються двокаскадним підсилювачем постійного струму, який забезпечує вимірювання пропускання з точністю, не гіршою за 1%. При вимірюванні зразків, пропускання яких менше за 10%, підсилювальна схема дозволяє збільшити чутливість вимірювань пропускання у 10 разів з використанням шкали потенціометра для вимірювань пропускання в межах від 0.1 до 10%.

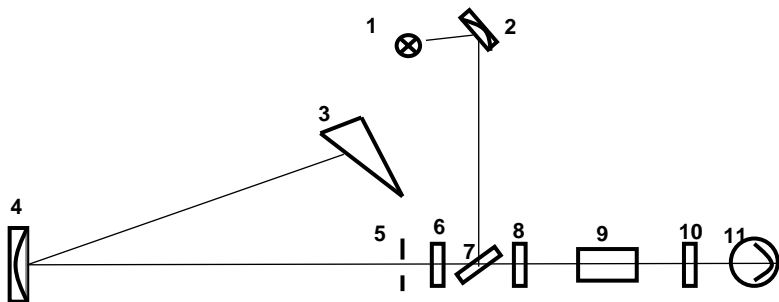


Рис. 11 Оптична схема спектрофотометра СФ-26.

Принцип роботи СФ-26 базується на методі компенсації. Світло від монохроматора, пройшовши через кювету з чистим розчинником, або через порожню кювету, реєструється фотоприймачем. Інтенсивність цього світла I_0 включає в себе всі втрати, пов'язані з розчинником, розсіюванням, відбиттям, а також нестабільністю джерела світла. За допомогою ручного регулятора «Установка $T = 100\%$ » вихідний сигнал фотоприймача коригується таким чином, щоб стрілка приладу точно показувала 100% пропускання або нульову оптичну густину. Фактично, прилад прирівнює вихідну інтенсивність I_0 до 100%.

Після компенсації, кювета з розчинником замінюється на кювету з досліджуванним розчином. Світло, що пройшло через зразок, має інтенсивність $I < I_0$, оскільки частина світла поглинається. Прилад вимірює відношення I / I_0 і відображає його як коефіцієнт пропускання T у відсотках або автоматично перераховує його в оптичну густину D за законом Бугера-Ламберта-Бера. Оскільки I_0 було встановлено як 100% на етапі калібрування, прилад безпосередньо вимірює поглинання, спричинене лише досліджуваною речовиною у зразку.

Порядок виконання роботи

1. Приготувати водний розчин родаміну 6Ж оптимальної для вимірювання спектрів поглинання концентрації.
2. Включити живлення водневої лампи та вимірювального приладу.
3. Закривши шторку фотоелемента, ручкою потенціометра «Темновий струм» встановити нуль на гальванометрі.

4. В кюветне відділення встановити зразок (кювету з досліджуваним розчином) та еталон (кювету порівняння), переконавшись, що світловий пучок не діафрагується елементами каретки та проходить через зразок. Закрити кюветне відділення, відкрити шторку фотоелемента.

5. Обертанням лімба встановити необхідну довжину хвилі.

6. На шляху світлового пучка встановити кювету порівняння (еталон) і відрегулювати ширину щілини та чутливість таким чином, щоб індикатор показував 100% пропускання.

7. В пучок світла ввести досліджуваний зразок. За індикатором визначити відсоток пропускання чи оптичну густину зразка на даній довжині хвилі.

8. Повторити всю послідовність операцій для інших довжин хвиль. В області пропускання спектр має містити не менше, ніж 20 точок.

РОБОТА 7. ВИМІРЮВАННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ ОПТИЧНИХ СВІТЛОФІЛЬТРІВ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Світлофільтрами (СФ), чи просто фільтрами, називають пристрої, що змінюють спектральний склад світлового потоку. Основною спектральною характеристикою СФ є спектр пропускання, за видом якого СФ поділяються на монохроматизуючі, обрізуючі та нейтральні.

За фізичним принципом дії СФ бувають абсорбційні, інтерференційні, дисперсійні, поляризаційні та ін. В абсорбційних СФ послаблення світлового потоку відбувається за рахунок поглинання світла речовиною фільтра. Світловий потік, що пройшов через абсорбційний фільтр, послаблюється згідно із законом Бугера-Ламберта-Бера:

$$I = I_0 e^{-k(\lambda)l}.$$

Найбільш поширеними є скляні абсорбційні СФ, які у порівнянні з іншими СФ мають переваги у світловій та тепловій стійкості, однорідності, вартості. Асортимент стандартних кольорових скляних СФ майже завжди дозволяє розв'язати задачу попередньої (грубої) монохроматизації або відсікання небажаної частини спектра.

У якості більш точних монохроматизуючих фільтрів широке застосування знайшли також інтерференційні СФ, побудовані на явищі багатопроменевої інтерференції. Найпростіший інтерференційний СФ складається з плоскопаралельної пластинки типу інтерферометра Фабрі-Перо (ІФП) з дуже малою базою d (порядку довжини хвилі λ). Вираз для

розподілу інтенсивності у спектрі пропускання аналогічний до відповідного виразу для звичайного ІФП і визначається функцією Ейрі:

$$I(\lambda) = \frac{I_0}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2} \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}},$$

де: r - коефіцієнт відбивання від поверхні тонкого шару, $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2dn \cdot \cos \theta$.

Основна відмінність інтерференційного СФ від ІФП полягає в тому, що СФ працює в малих порядках інтерференції, що відповідають різниці ходу порядку довжини хвилі. Якщо оптична товщина фільтра дорівнює $d \cdot n = \Delta$, то наявний ряд смуг пропускання, довжини хвиль максимумів яких складають відповідно:

$$\lambda_1 = \frac{2\Delta}{1}, \lambda_2 = \frac{2\Delta}{2}, \dots, \lambda_k = \frac{2\Delta}{k}.$$

Фільтри, призначені для виділення першої, найбільш довгохвильової смуги пропускання, називають фільтрами першого порядку. Вони мають оптичну товщину $\Delta = \lambda/2$ і вимагають відсікання короткохвильових максимумів пропускання з довжинами хвиль $\lambda < \lambda/2$.

Конструктивно інтерференційний СФ являє собою дві прозорі підкладки, між якими розміщено тонкі відбиваючі та розділяючі діелектричні шари, на яких відбувається багатопроменева інтерференція. Відсікання небажаних порядків досягається вибором матеріалу та спектральних параметрів підкладок.

Інтерференційний СФ, окрім спектра пропускання, характеризується рядом інших спектральних параметрів:

- 1) пропусканням в максимумі смуги прозорості T_{max} ;
- 2) спектральною шириною смуги пропускання, яка дорівнює ширині спектрального інтервалу, на границях якого інтенсивність світлового потоку дорівнює половині інтенсивності у максимумі смуги пропускання (часто використовують параметр добротності $m = \lambda_{max}/\delta\lambda_m$);
- 3) фоновим (залишковим) пропусканням T_∞ на крилах смуги пропускання в області спектра, що відстоїть від λ_{max} на відстані, значно більший за $\delta\lambda$; часто використовують фактор контрастності СФ:

$$\eta = \frac{T_{max} - T_\infty}{T_{max} + T_\infty};$$

- 4) кутовою апертурою пучка; положення максимуму смуги пропускання залежить від кута падіння, що обмежує кутову апертуру світлових пучків, яка не повинна перевищувати

$$2\alpha = 2n\sqrt{\frac{2\delta\lambda}{\lambda}}$$

Порядок виконання роботи

Для вимірювання спектральних параметрів оптичних світлофільтрів використовують спектрофотометр СФ-26 (див. роботу 6). За допомогою цього приладу знімають криві розподілу інтенсивності у спектрах пропускання абсорбційного (не менш як 20 точок на область пропускання) та інтерференційного (не менш як 10 точок) світлофільтрів.

Експериментальні точки залежності пропускання від довжини хвилі інтерференційного світлофільтру апроксимують функцією Ейрі за умови нормального падіння ($\cos \theta = 1$). Із параметрів функції визначають оптичну товщину Δ та коефіцієнт відбивання r діелектричного шару.

РОБОТА 8. ВИМІРЮВАННЯ СПЕКТРІВ ФЛЮОРЕСЦЕНЦІЇ

Деякі питання теорії та методики виконання роботи

Люмінесценцію можна визначити як спонтанне випромінювання, надлишкове над тепловим, що має скінчену тривалість, і яке виникає при спектроскопічних переходах атомів, молекул, кристалів із збуджених електронних станів в основний стан (люмінесценція може відбуватися і між двома збудженими станами). Збуджені стани можуть бути отримані у різний спосіб, зокрема, при збудженні світлом у смузі поглинання речовини (фотолюмінесценція).

Енергетичні стани молекули та можливі електронні переходи між ними можна подати у вигляді схеми рівнів енергії, де кожний електронний рівень розщеплюється на ряд коливальних підрівнів (Рис. 12).

При поглинанні кванта світла молекула переходить з нижнього коливального підрівня основного стану S на один з коливальних підрівнів збудженого електронного стану S^* . За рахунок явища внутрішньої конверсії енергії (термалізації) за час $10^{-12} - 10^{-13}$ с молекула переходить на нижній коливальний підрівень збудженого електронного стану. Саме з цього рівня при переході на будь-який коливальний підрівень основного стану відбувається випромінювання – флюоресценція.

З такого представлення випливає, що спектр флюоресценції $I_{fl} = f(\lambda)$ та квантовий вихід флюоресценції $\phi = n_{fl}/n_{погл}$ (де n_{fl} та $n_{погл}$ - число квантів флюоресценції і тих, що поглинулись) не залежать від довжини

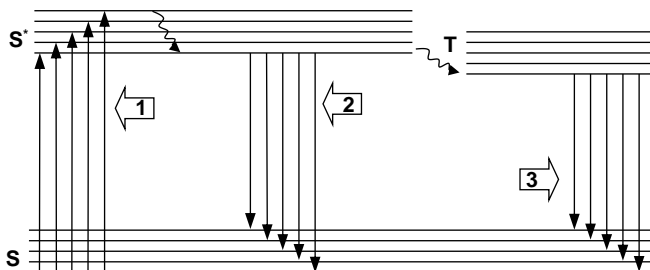


Рис.12. Схема енергетичних рівнів) молекули. 1 – поглинання, 2 – флюоресценція, 3 – фосфоресценція.

хвилі збуджуючого світла (закон Вавілова).

Оскільки енергія поглинутого кванта частково витрачається на теплові коливання, енергія кванта флюоресценції виявляється меншою, тобто спектр флюоресценції зсунутий у довгохвильовий бік відносно найбільш довгохвильової смуги поглинання (закон Стокса).

Форма смуг флюоресценції визначається розподілом коливальних підрівнів основного стану, тобто відображає коливальну структуру основного стану. Для багатьох молекул розподіл коливальних підрівнів за енергіями для основного та збудженого станів однаковий; отже смуги флюоресценції та поглинання будуть дзеркально-симетричними відносно так званого $0-0$ переходу (правило дзеркальної симетрії, рис.13).

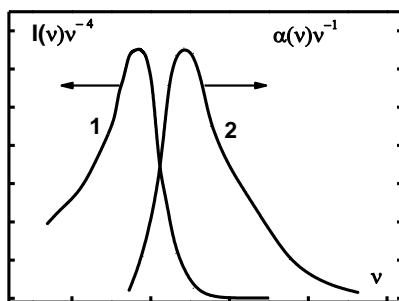


Рис. 13. Взаємне розташування нормованих контурів флюоресценції (1) та поглинання (2).

Одним із шляхів безвипромінювальної дезактивації збудженої молекули є інтеркомбінаційна конверсія в триплетний стан T . Випромінювальний перехід $T \rightarrow S^0$, заборонений за спіном, призводить до появи фосфоресценції зі смугою, розташованою у більш довгохвильовій області, ніж смуга флюоресценції.

В лабораторній роботі для збудження спектрів флюоресценції використовують газорозрядну лампу на парах ртуті високого тиску (типу ПРК). Необхідну ділянку спектра виділяють обрізуючим фільтром (УФС). При дослідженні флюоресценції з поверхні твердого зразка, останній розташовують так, щоб відбитий промінь пішов з оптичної осі (Рис. 14). Розчин досліджують у звичайній 90- градусній геометрії.

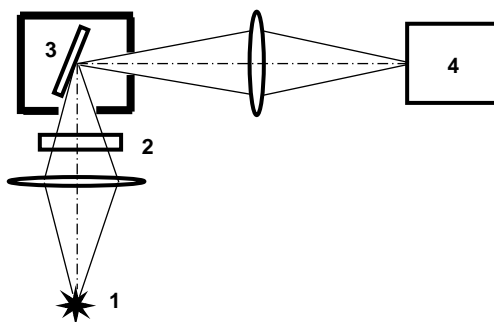


Рис. 14. Оптична схема вимірювання флюоресценції поверхні твердого зразка. 1 – ртутна лампа, 2 – ультрафіолетовий фільтр, 3 – зразок, 4 – призмийний спектрометр.

Порядок виконання роботи

1. Встановити на базі спектрометра ИСП-51 оптичну схему для вимірювання люмінесценції.
2. Від'юстувати освітлювальну систему.
3. Записати спектр люмінесценції досліджуваних зразків твердого люмінофора та розчину барвника Р6Ж.
4. Розрахувати розподіл енергії по спектру випромінювання з урахуванням спектральної чутливості СП (роботи 2-3). Кінцевим результатом для кожного зі зразків має бути таблиця:

Поді- лка ба- рабану, у.о.	Дов- жина хвилі, нм	Експериме- нтальне значення інтенсивно- сті, у.о.	Коефіці- єнт спек- тральної чутливо- сті, в.о.	Виправ- лене зна- чення ін- тенсивно- сті, у.о.	Нормоване виправлене значення ін- тенсивно- сті, в.о.

5. Зіставити нормований спектр флюоресценції Р6Ж із нормованим спектром поглинання (робота 6) того ж розчину. Перевірити, чи виконується правило дзеркальної симетрії.

ДОДАТОК 1. КОМП'ЮТЕРНИЙ САМОПИСЕЦЬ: ІНСТРУКЦІЯ КОРИСТУВАЧА

«Комп'ютерний самописець» - це комп'ютеризована вимірювально-реєструюча система, призначена для заміни морально застарілих електронних самописців з паперовими стрічками типу КСП, КСМ, ЕПС тощо. КП складається з апаратної та програмної частини.

Для нормального функціонування вимірювальної установки передусім потрібно правильно з'єднати її складові частини, як показано на рис. 15. Надійно заземлене джерело високої напруги 1 приєднується до схеми живлення фотоелектронного помножувача 3. З міркувань техніки безпеки корпус спектрометра 2 також слід заземлити. Кабель з аноду фотоелектронного помножувача приєднується до перетворювача струм-напруга 4. Перетворювач з'єднується із самописцем 5 трьохпровідним кабелем (дві лінії диференціального виходу на диференціальний вхід, а також спільний провідник). У випадку, якщо використовуваний попередній підсилювач мав би звичайний одиночинний вихід, негативну лінію входу та спільний провідник слід з'єднати на стороні попереднього підсилювача. До клеми на задній панелі самописця слід приєднати провід заземлення, а до роз'єму «X mark» – пульт із кнопкою 6. Нарешті, USB-кабелем прилад з'єднується із комп'ютером 7, корпус якого бажано заземлити.

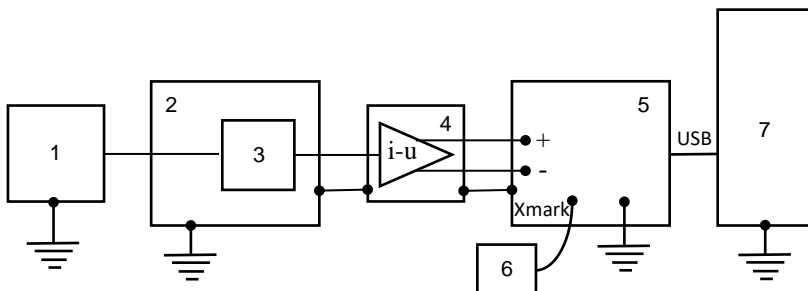


Рис. 15. Схема з'єднань і заземлень спектрометричної установки.
1 – висковольтне джерело живлення, 2 – спектрометр, 3 – фотоелектронний помножувач, 4 – перетворювач струм-напруга, 5 – електронний самописець, 6 – виносна кнопка, 7 – комп'ютер.

Живлення електронного самописця здійснюється безпосередньо від порта **USB**. Одразу після його приєднання до комп'ютера у системі з'являється віртуальний **COM** порт. Вмикання самописця здійснюється кнопкою **POWER**, при цьому **світлодіод** на передній панелі засвічується (зверніть увагу, у вимкненому стані він може усе одно тьмяно світитися внаслідок паразитного живлення схеми через цифрові лінії). На комп'ютері слід запустити програму «**Signal recorder.exe**» (рис.16).

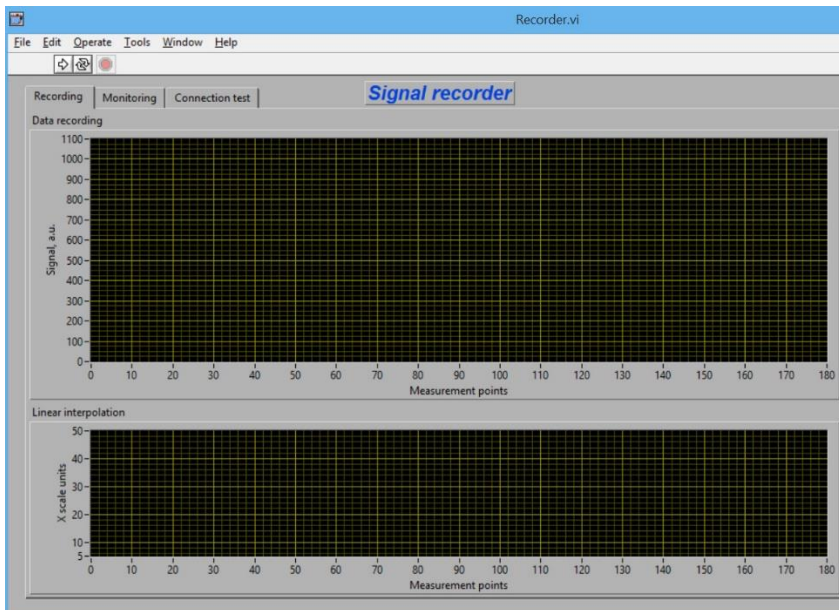


Рис. 16 Інтерфейс головного вікна програми.

У правому нижньому куті її інтерфейсу міститься область, де задаються параметри з'єднання через COM порт (рис.17). Передусім треба обрати потрібний порт у полі **resource name** (за необхідності натиснути **refresh**) і встановити **baud rate** – 4800, **data bits** – 8, **stop bits** – 1, **parity** – none.

Зліва у верхній області сірої зони інтерфейсу можна побачити вкладки, які визначають режим роботи програми: **Recording**, **Monitoring** та **Connection test**. Потрібну вкладку необхідно відкрити перед увімкненням програми (при цьому відображаються відповідні елементи інтерфейсу), після увімкнення переключення вкладок не матиме ефекту.

Вмикання програми здійснюється натисканням **значка із стрілкою**. Аварійне вимикання можна здійснити **червоною кнопкою** (але робити це варто лише у тому випадку, якщо з програмою щось негаразд). Середню кнопку чіпати не потрібно, вона виконує службові функції. Якщо випадково натиснули – слід негайно зупинити програму червоною кнопкою.

Для перевірки справності каналу зв'язку між самописцем та комп'ютером можна виконати наступну процедуру. Перемикач **work/test** на задній панелі приладу перевести у положення **test**, після чого вимкнути і знову увімкнути живлення. У програмі відкрити вкладку **Connection test**, запустити програму та натиснути кнопку **START** для початку прийому інформації. Якщо всі елементи системи, що відповідають за зв'язок (контролер, конвертер USB-UART, драйвери віртуального COM порта) функціонують нормально, то у поле

Terminal щосекунди приходитиме повідомлення типу «test_0001». Після перевірки треба зупинити програму кнопкою **STOP**, перевести перемикач **work/test** назад у положення **work**, і не забути вимкнути/увімкнути живлення.

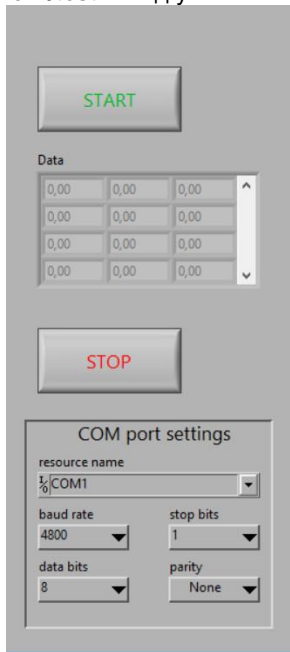


Рис.17 Вікно налаштування

Перед тим, як розпочати записувати який-небудь спектр, потрібно переконатися, що він буде мати правильний масштаб в межах шкали 0...1023 – не обрізатиметься згори і не буде занадто дрібним. Для підбору оптимальних умов вимірювання призначена вкладка **Monitoring** (Рис.18). Слід відкрити її, запустити виконання програми та натиснути кнопку **START**. При цьому на трьох паралельно увімкнених індикаторах на інтерфейсі програми («аналоговий» стрілковий, вертикальний прогрес-бар та цифрове поле) відображатиметься поточний рівень сигналу в реальному часі (з точністю до 0,1 с). Обертанням барабану монохроматора потрібно просканувати спектральний діапазон у пошуках верхівки спектру, а її масштаб відрегулювати положенням та фокусуванням джерела випромінювання, зміною ширини щілин монохроматора, перемиканням діапазонів попереднього підсилювача, а також ручкою **Divider** на панелі самописця, яка дозволяє за потреби ослаблювати сигнал до двох разів. Після завершення налаштувань натиснути кнопку **STOP**.

Коефіцієнт підсилення диференціального підсилювача на вході самописця становить $\times 26,0$, далі стоїть регульований подільник напруги $\times 0,5 \dots \times 1,0$, після нього сигнал надходить на аналого-цифровий перетворювач. Величина опорної напруги, якій відповідають 1023 одиниці АЦП, становить $2,50 \pm 0,06$ В. Звідси можна зробити висновок про величину напруги, яку реєструє електронний самописець. Стала часу схеми – 0,01 с.

Запис спектру відбувається наступним чином. Відкриваємо вкладку **Recording** і запускаємо програму на виконання. Одразу на екрані з'явиться вікно із запитом – вказати файл для збереження даних. У цьому вікні потрібно вибрати папку для збереження і вписати ім'я файлу із розширенням .txt (параметри відображення розширень залежать від налаштувань операційної системи; у разі чого розширення .txt можна дописати до назви файлу потім).

Коли спектрометрична система приведена у відповідний початковий стан і все готово до запису, натискаємо кнопку **START** – тоді розпочинається прийом даних програмою (самописець надсилає їх постійно з частотою 10 разів за секунду). Реєстрований спектр буде відображатися на графіку **Data recording** (залежність рівня сигналу від номеру точки вимірювання).

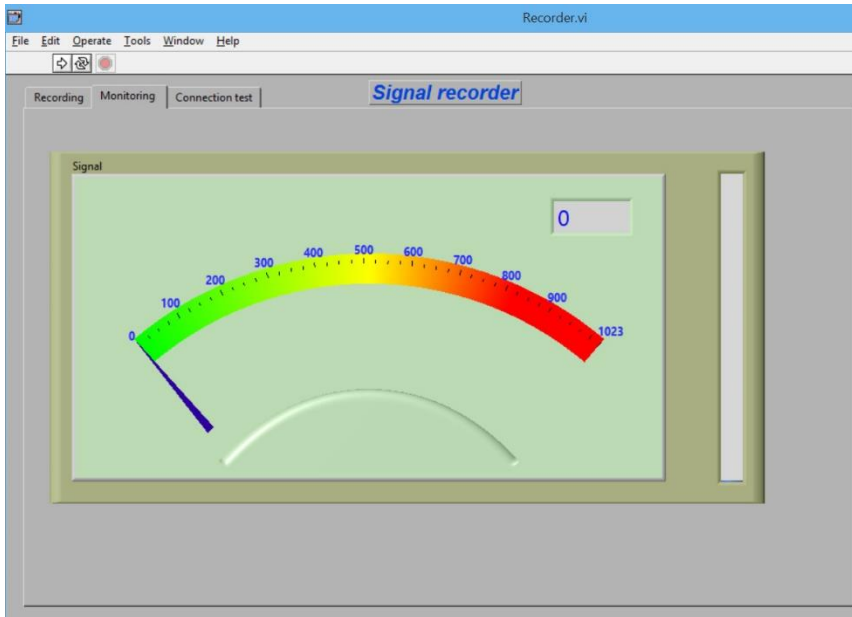


Рис. 18 Вікно моніторингу

В процесі запису потрібно слідкувати за автоматичним обертанням барабану монохроматора. В момент, коли він займатиме положення, що відповідає певній поділці на лімбі, треба натиснути виносну кнопку **X mark**. На екрані комп'ютера спливе віконце, у якому слід вказати кількість одиниць осі X спектру, котрій відповідає ініційована нами мітка на графіку (тобто значення тієї поділки на барабані). Після цього на нижньому графіку **Linear interpolation** з'явиться точка. Такі дії слід повторювати регулярно, тоді на нижньому графіку матимемо залежність кількості поділок барабану від номеру точки вимірювання. Над нею щоразу виконується лінійна інтерполяція, і з кожною новою міткою ця залежність уточнюється. Таким чином одержуємо прив'язку одиниць, у яких проградуйований барабан, до експериментальних точок вимірювання сигналу.

Коли необхідний спектральний діапазон вже пройдений, слід натиснути кнопку **STOP** та зупинити двигун, що обертає барабан монохроматора. У вказаному місці розташування одержимо текстовий файл з таблицею, де перша колонка відповідає номеру точки, друга – одиницям барабану, одержаним у результаті інтерполяції, а третя – величині сигналу.

Додаток 2: Значення функції Планка у безрозмірних одиницях

z	$r(z)$	z	$r(z)$	z	$r(z)$
0,2	7,3544E-6	0,365	0,02717	0,53	0,29068
0,205	1,19095E-5	0,37	0,03051	0,535	0,30273
0,21	1,87936E-5	0,375	0,03411	0,54	0,3149
0,215	2,8954E-5	0,38	0,03801	0,545	0,32719
0,22	4,36242E-5	0,385	0,04218	0,55	0,33958
0,225	6,4378E-5	0,39	0,04666	0,555	0,35206
0,23	9,3186E-5	0,395	0,05144	0,56	0,36461
0,235	1,32472E-4	0,4	0,05652	0,565	0,37723
0,24	1,8517E-4	0,405	0,06191	0,57	0,38991
0,245	2,54775E-4	0,41	0,06762	0,575	0,40262
0,25	3,45392E-4	0,415	0,07364	0,58	0,41537
0,255	4,61779E-4	0,42	0,07997	0,585	0,42813
0,26	6,09378E-4	0,425	0,08663	0,59	0,4409
0,265	7,94339E-4	0,43	0,09359	0,595	0,45366
0,27	0,00102	0,435	0,10088	0,6	0,46641
0,275	0,0013	0,44	0,10847	0,605	0,47914
0,28	0,00165	0,445	0,11637	0,61	0,49182
0,285	0,00206	0,45	0,12457	0,615	0,50446
0,29	0,00255	0,455	0,13307	0,62	0,51705
0,295	0,00312	0,46	0,14186	0,625	0,52957
0,3	0,0038	0,465	0,15093	0,63	0,54202
0,305	0,00459	0,47	0,16028	0,635	0,55438
0,31	0,0055	0,475	0,16991	0,64	0,56665
0,315	0,00655	0,48	0,17979	0,645	0,57883
0,32	0,00775	0,485	0,18992	0,65	0,59089
0,325	0,0091	0,49	0,20029	0,655	0,60284
0,33	0,01063	0,495	0,2109	0,66	0,61467
0,335	0,01234	0,5	0,22173	0,665	0,62638
0,34	0,01425	0,505	0,23276	0,67	0,63794
0,345	0,01637	0,51	0,24399	0,675	0,64937
0,35	0,01871	0,515	0,25541	0,68	0,66065
0,355	0,02128	0,52	0,26701	0,685	0,67178
0,36	0,0241	0,525	0,27877	0,69	0,68275

Додаток 3: Таблиця спектральних ліній ртуті

Колір спектральної лінії	λ (нм)
Фіолетова	404.7
Фіолетова	407.8
Фіолетова	410.8
Синя	434.4
Синя	434.7
Синя	435.8
Бірюзова	491.6
Зелена	546.0
Жовта	576.9
Жовта	579.0

Додаток 4. Довжини хвиль RGB-лазера

Колір складової	λ (нм)
Синій	450
Зелений	520
Червоний	638

Література

Основна

- 1.Макаренко О.В., Одариш В.А., Поперенко Л.В., Якунов А.В. Прикладна оптика. Спектральні прилади та методи спектральних вимірів. – Київ.: «Пульсари», 2013. - 256 с.
2. Григорук В.І., Коротков П.А. Прикладна оптична спектроскопія,- Київ, ВПЦ «Київський університет», 2016. – 574 с.
3. Якунов А.В. Методи спектральних досліджень.- Київ, «РЕПРИНТ», 2021.- 54 с.

Додаткова

1. THORLABS Discovery: Educational Spectrometer Kit. User Guide.- 2020.
2. Tkachenko N. V. Optical spectroscopy: methods and instrumentations. – Elsevier, 2006.
3. Singh D. K., Pradhan M., Materny A. (ed.). Modern techniques of spectroscopy: basics, instrumentation, and applications. – Singapore: Springer, 2021.