

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет України
„Київський політехнічний інститут”

Загальна фізика

Квантова фізика

Методичні вказівки

до лабораторних робіт для студентів денної форми навчання факультету
інформатики та обчислювальної техніки

Затверджено Методичною радою НТУУ „КПІ”

Київ
НТУУ”КПІ”
2009

Загальна фізика. Квантова фізика : методичні вказівки до виконання лабораторних робіт для студентів денної форми навчання факультету інформатики та обчислювальної техніки / Уклад.: В.П.Бригінець, О.О.Гусева, І.В. Лінчевський, Н.О.Якуніна. - К.: НТУУ "КПІ", 2009.- 60 с.

*Гриф надано Методичною радою НТУУ „КПІ”
(Протокол № від 2009 р.)*

Навчальне видання

Загальна фізика

Квантова фізика

Методичні вказівки

до виконання лабораторних робіт
для студентів денної форми навчання
факультету інформатики та обчислювальної техніки

Укладачі: *Бригінець Валентин Петрович, к.ф.-м.н, доцент*
 Гусева Ольга Олександрівна, к.ф.-м.н, доцент
 Лінчевський Ігор Валентинович, к.т.н, доцент
 Якуніна Ольга Олександрівна, к.ф.-м.н, доцент

Відповідальний редактор В.М.Локтєв, д-р фіз.-мат.наук, акад.

Рецензент: **В.І.Ужва, канд. фіз.-мат. наук., доцент**

Лабораторна робота № 3-08

Вивчення законів теплового випромінювання

Мета роботи: експериментальне дослідження закону Стефана-Больцмана.

Прилади та обладнання: лампа розжарення з вольфрамовою спіраллю в захисному кожуху, блок живлення, оптичний пірометр.

Короткі теоретичні відомості

Тепловим випромінюванням називається випромінювання тілами електромагнітної енергії за рахунок їх внутрішньої енергії.

На відміну від інших видів випромінювання, котрі потребують зовнішніх джерел енергії, теплове випромінювання існує завжди, в тому числі, коли тіло перебуває в тепловій рівновазі з навколишнім середовищем. У цьому випадку теплове випромінювання називається *рівноважним*. За таких умов утрати енергії тіла на випромінювання компенсуються за рахунок енергії падаючого на нього випромінювання зовнішніх тіл. Тому інтенсивність рівноважного випромінювання залишається незмінною. Температура тіла також лишається незмінною й рівною температурі зовнішніх тіл.

Кількісною інтегральною характеристикою випромінювання є *енергетична світність* R , яка визначається енергією, що випромінюється за одиницю часу з одиниці площі поверхні тіла по всіх напрямках назовні:

$$R = \frac{\Phi}{S} \text{ (Вт/м}^2\text{)}, \quad (1)$$

де Φ – енергія, що випромінюється тілом за одиницю часу (потік енергії), S – площа випромінюючої поверхні тіла.

У тепловому випромінюванні присутні всі можливі довжини хвиль. Його спектральний склад, тобто, розподіл енергії випромінювання по довжинах хвиль λ при заданій температурі T , визначається *випромінювальною здатністю* $r(\lambda, T)$:

$$r(\lambda, T) = \frac{dR_{\lambda}}{d\lambda},$$

де dR_{λ} - енергетична світність тіла в спектральному інтервалі $d\lambda$.

Енергетична світність і випромінювальна здатність тіла пов'язані очевидним співвідношенням:

$$R = \int_0^{\infty} r(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

Тіла не лише випромінюють, а й поглинають падаюче на них випромінювання інших тіл. Поглинання тілом випромінювання з даною довжиною хвилі λ і при заданій температурі T , визначається *поглинальною здатністю* $a(\lambda, T)$:

$$a(\lambda, T) = \frac{d\Phi_{\lambda_{\text{пог.}}}}{d\Phi_{\lambda_{\text{пад.}}}},$$

де $d\Phi_{\lambda_{\text{пог.}}}$ – енергія з довжинами хвиль в заданому інтервалі $d\lambda$, що поглинається тілом за одиницю часу, $d\Phi_{\lambda_{\text{пад.}}}$ – те саме для падаючої на тіло енергії. Інакше кажучи, $a(\lambda, T)$ показує, яка частка енергії, що падає на тіло в спектральному інтервалі $d\lambda$, поглинається.

Названі характеристики теплового випромінювання залежать від температури, довжини хвилі (крім R) та властивостей речовини тіла. Останнє, зокрема, спричинює те, що поглинальна здатність різних тіл не однаково залежить від довжини хвилі. Цим зумовлені кольори тіл – тіло має колір, якому відповідає довжина хвилі, що поглинається слабше, ніж інші. Але в

теорії провідну роль відіграє так зване *абсолютно чорне тіло* (АЧТ), поглинальна здатність якого на всіх довжинах хвиль і при всіх температурах дорівнює одиниці:

$$a_{\text{АЧТ}} \equiv 1.$$

У природі таких тіл не існує, це є фізична модель. Непоганим наближенням до АЧТ є тіло, вкрите сажею, поглинальна здатність якої близька до одиниці в широкому діапазоні довжин хвиль аж до далекої інфрачервоної області. Серед звичайних тіл зустрічаються й такі, в яких поглинальна здатність менша від одиниці, але практично не залежить від довжини хвилі : $a_{\text{т}} = \text{const} < 1$. Такі тіла називаються *сіримі*.

Теплове випромінювання належить до квантових оптичних явищ, тобто, до явищ, які принципово неможливо пояснити, виходячи з положень класичної фізики, зокрема, – з уявлення про випромінювання як про електромагнітний хвильовий процес. Правильну теорію теплового випромінювання створив Планк у 1900 р. на основі висунутої ним квантової гіпотези, згідно з якою електромагнітне випромінювання випускається не безперервно, а окремими порціями – квантами. При цьому енергія кванта визначається тільки частотою випромінювання:

$$E = h\nu ,$$

де ν – частота випромінювання (Гц); $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка, котра є однією з універсальних фізичних констант.

Невдовзі квантова гіпотеза була підтверджена і в інших явищах, пов'язаних із процесами випускання випромінювання та його взаємодією з речовиною, і відтак стала наріжним каменем квантової фізики.

Основним завданням теорії є встановлення виду функції випромінювальної здатності $r(\lambda, T)$, оскільки з неї можна отримати всі інші властивості теплового випромінювання, що спостерігаються в експерименті. Виходячи із

квантової гіпотези, Планк вивів наступний вираз $r(\lambda, T)$ для рівноважного випромінювання абсолютно чорного тіла (формула Планка):

$$r_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}, \quad (3)$$

де c – швидкість світла у вакуумі, λ – довжина хвилі випромінювання, T – абсолютна температура тіла (K), k – стала Больцмана.

На рис. 1 показано вид спектрів випромінювання АЧТ (графіків функції (3)) для декількох температур.

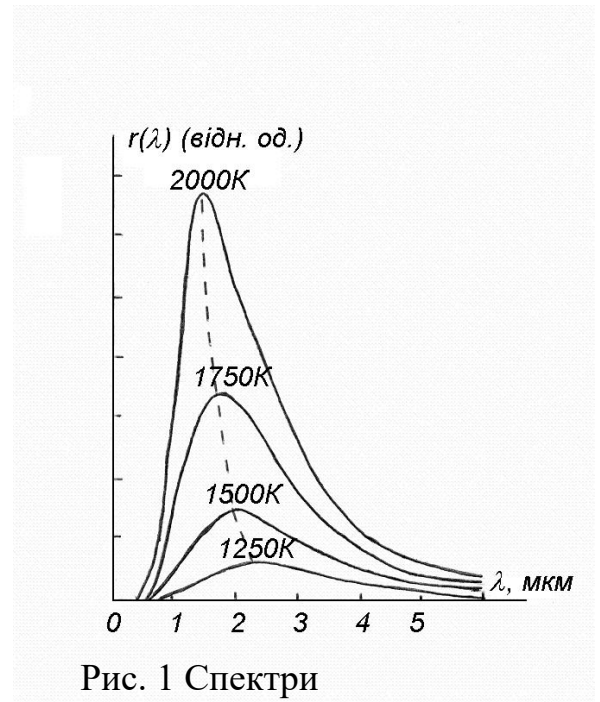


Рис. 1 Спектри випромінювання АЧТ

З формули Планка (3) випливають установлені експериментально ще до створення теорії закони *теплового випромінювання АЧТ*.

1. Підстановка в (2) виразу (3) після інтегрування дає закон Стефана-Больцмана, згідно з яким енергетична світність АЧТ є прямо пропорційною четвертому степеню температури:

$$R_{\text{АЧТ}} = \int_0^{\infty} r_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} d\lambda = \sigma T^4, \quad (4)$$

де $\sigma = \frac{2\pi^2}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$ – стала Стефана-Больцмана.

2. Закон зміщення Віна полягає в тому, що довжина хвилі, на якій випромінювальна здатність АЧТ максимальна, є обернено пропорційною температурі тіла:

$$\lambda_m = \frac{b}{T},$$

де $b=2.9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – стала Віна. Отже, при підвищенні температури максимум випромінювання зсувається в бік коротших хвиль. Проте, навіть при досить високих температурах 1000÷2000 К, які використовуються в роботі, тільки незначна частка випромінювання потрапляє у видиму область ($\lambda < 0.8 \text{ мкм}$), як це добре видно з рис.1.

Закон Віна теж можна отримати з формули Планка (3), якщо продиференціювати її по λ і прирівняти похідну до нуля. Тоді з отриманого рівняння виходить:

$$\lambda_m = \frac{hc}{4,965k} \cdot \frac{1}{T},$$

при чому, $\frac{hc}{4,965k} = b = 2,9 \cdot 10^{-3} (\text{м} \cdot \text{К})$

3. Закон Кірхгофа. У стані термодинамічної рівноваги в системі різні тіла випромінюють і поглинають різні енергії, але кожне окреме тіло при заданій температурі T у будь-якому інтервалі довжин хвилі $d\lambda$ повинно випромінювати стільки енергії, скільки воно поглинає в цьому інтервалі. Звідси випливає закон Кірхгофа, згідно з яким відношення випромінювальної здатності до поглинальної здатності ($r(\lambda, T)/a(\lambda, T)$) для всіх тіл визначається однією й тією ж (універсальною) функцією довжини хвилі та температури. Для абсолютно чорного тіла $a_{\text{АЧТ}} \equiv 1$, отже, вказаною універсальною функцією є випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла $r_{\text{АЧТ}}(\lambda, T)$. Тому для довільного тіла

$$r(\lambda, T) = a(\lambda, T) \cdot r_{\text{АЧТ}}(\lambda, T) \quad (5)$$

Для сірих тіл поглинальна здатність практично не залежить від довжини хвилі й при заданій температурі T дорівнює сталій величині $a_{\text{т}} < 1$. Тому сіре тіло при кожній температурі має спектр теплового випромінювання такої ж форми, що й АЧТ, але меншу енергетичну світність R . Згідно з (2), (5) і (4),

$$R(T) = a_T \sigma T^4 \quad (6)$$

Цей вираз можна розглядати як закон Стефана-Больцмана для сірих тіл. Але слід зауважити, що коли поглинальна здатність тіла залежить від температури ($a_T = f(T)$), то енергетична світність уже не є прямо пропорційною четвертому степеню температури.

Експеримент

Перевірка закону Стефана-Больцмана. В даній лабораторній роботі досліджується залежність від температури потужності теплового випромінювання лампи розжарювання з вольфрамовою спіраллю. Вольфрам можна вважати сірим тілом, для якого виконується закон (5).

Коли лампа не горить, і температура спіралі дорівнює температурі навколишнього середовища ($T = T_c$), теплове випромінювання спіралі є рівноважним. Через це потік енергії, що поглинається спіраллю дорівнює випромінюваному потоку, і, згідно з (1) і (6), визначається виразом

$$\Phi_{\text{ног}} = SR = Sa_T \sigma T^4$$

де S – площа випромінюючої поверхні.

При цьому спіраль практично не випромінює у видимій області спектра. Але при пропусканні струму I спіраль нагрівається до високої температури $T \gg T_c$, і, згідно (4) випромінюваний нею потік $\Phi_{\text{вип}} = Sa_T \sigma T^4$

сильно зростає, причому помітна його частка потрапляє у видиму область. Однак, величина $\Phi_{\text{ног}}$ не змінюється, тому що температура в лабораторії T_c практично залишається постійною, й інтенсивність теплового випромінювання навколишніх тіл не змінюється. За таких умов випромінювання спіралі є не рівноважним, але стаціонарним, оскільки втрати

енергії на випромінювання компенсуються тепловою потужністю струму $P = IU$, що виділяється в спіралі. Отже,

$$\Phi_{\text{вип}} = \Phi_{\text{ноз}} + IU$$

Коли лампа горить, то $T \gg T_c$, $\Phi_{\text{вип}} \gg \Phi_{\text{ноз}}$ і $\Phi_{\text{ноз}} \ll IU$. Тому можна вважати, що

$$P = IU = Sa_T \sigma T^4, \quad (7)$$

де I , U – сила струму в лампі та напруга на ній.

Вираз (6) дозволяє перевірити виконання закону Стефана-Больцмана для сірих тіл у такий спосіб:

1. Маючи площу випромінюючої поверхні S і табличні дані для поглинальної здатності спіралі $a_T(T)$, і, вимірюючи I та U , можна визначити сталу Стефана-Больцмана:

$$\sigma = \frac{P}{Sa_T T^4} \quad (8)$$

і порівняти його з теоретичним значенням .

2. Перевірити виконання закону $R \sim T^4$ можна, проаналізувавши експериментально отриману залежність (6). Якщо подати її у вигляді:

$$P = S \sigma a_T T^n, \quad (9)$$

то можна записати:

$$\lg \left(\frac{P}{a_T} \right) = \lg(\sigma S) + n \lg(T).$$

Отже, залежність

$$\lg\left(\frac{P}{a_T}\right) = f(\lg(T))$$

є лінійною залежністю з кутовим коефіцієнтом n . Тому величину n можна визначити, побудувавши за експериментальними даними графік цієї функції, і, порівнявши отриманий результат із теоретичним значенням $n = 4$, зробити висновок про застосовність закону (6) для вольфраму.

Вимірювання температури спіралі лампи. Температуру сильно нагрітих тіл, коли помітна частка енергії випромінюється у видимій області спектра, можна визначати на відстані за допомогою оптичних пірометрів.

Принцип дії пірометра, що використовується в цій роботі, полягає у візуальному порівнянні яскравості досліджуваного тіла (спіраль досліджуваної лампи) із яскравістю еталонного тіла (нитка розжарення еталонної лампи всередині пірометра), яке можна вважати абсолютно чорним тілом. Змінюючи струм в еталонній лампі, отже, її температуру $T = T_{\text{ачт}}$, яку можна зняти зі шкали пірометра, домагаються візуального вирівнювання яскравостей нитки пірометричної лампи досліджуваної спіралі.

Співставлення яскравостей робиться у вузькому інтервалі довжин хвиль, який виділяється червоним світлофільтром ($\lambda_0 \cong 0,66$ мкм). За таких умов яскравість є пропорційною до випромінювальної здатності на заданій довжині хвилі $r(\lambda_0)$.

Температура абсолютно чорного тіла $T_{\text{ачт}}$, при якій його яскравість дорівнює яскравості досліджуваного тіла, називається *яскравісною температурою* $T_{\text{я}}$. Отже, пірометр дає яскравісну температуру $T_{\text{я}}$ спіралі досліджуваної лампи. Але ця температура не співпадає з абсолютною температурою T досліджуваної спіралі, котра фігурує у виразах законів теплового випромінювання. У момент вимірювання абсолютна температура нитки еталонної лампи дорівнює $T_{\text{я}}$, і, якщо позначити абсолютну

температуру досліджуваної спіралі T , то з рівності випромінювальних здатностей ламп і виразу (5) впливає що

$$r_{\text{ачт}}(\lambda_0, T_{\text{я}}) = a_{\text{т}} r_{\text{ачт}}(\lambda_0, T) \quad (10)$$

Оскільки для сірого тіла, яким є досліджувана спіраль, $a_{\text{т}} < 1$, то $T > T_{\text{я}}$, і можна записати:

$$T = T_{\text{я}} + \Delta T \quad (11)$$

де ΔT – поправка до показів пірометра, яку для кожного значення $T_{\text{я}}$ можна розрахувати за допомогою (3), (5) і (9).

Результат такого розрахунку у вигляді графіка $\Delta T = f(T_{\text{я}})$ поданий на робочому місці, що дозволяє за формулою (10) визначати термодинамічну температуру досліджуваної спіралі через результати прямих вимірів $T_{\text{я}}$.

Опис експериментальної установки:

Принципова схема установки й будова пірометра зображені на рис. 2, де:

- 1 – джерело світла (лампа розжарювання);
- 2 – об'єктив пірометра;
- 3 – нейтральний (димчастий) світлофільтр;
- 4 – ручка введення димчастого світлофільтра;
- 5 – пірометрична лампа,
- 6 – реостат для регулювання струму пірометричної лампи;
- 7 – окуляр;
- 8 – червоний світлофільтр ($\lambda_0 = 0,66$ мкм);
- 9 – барабан, сполучений з реостатом.

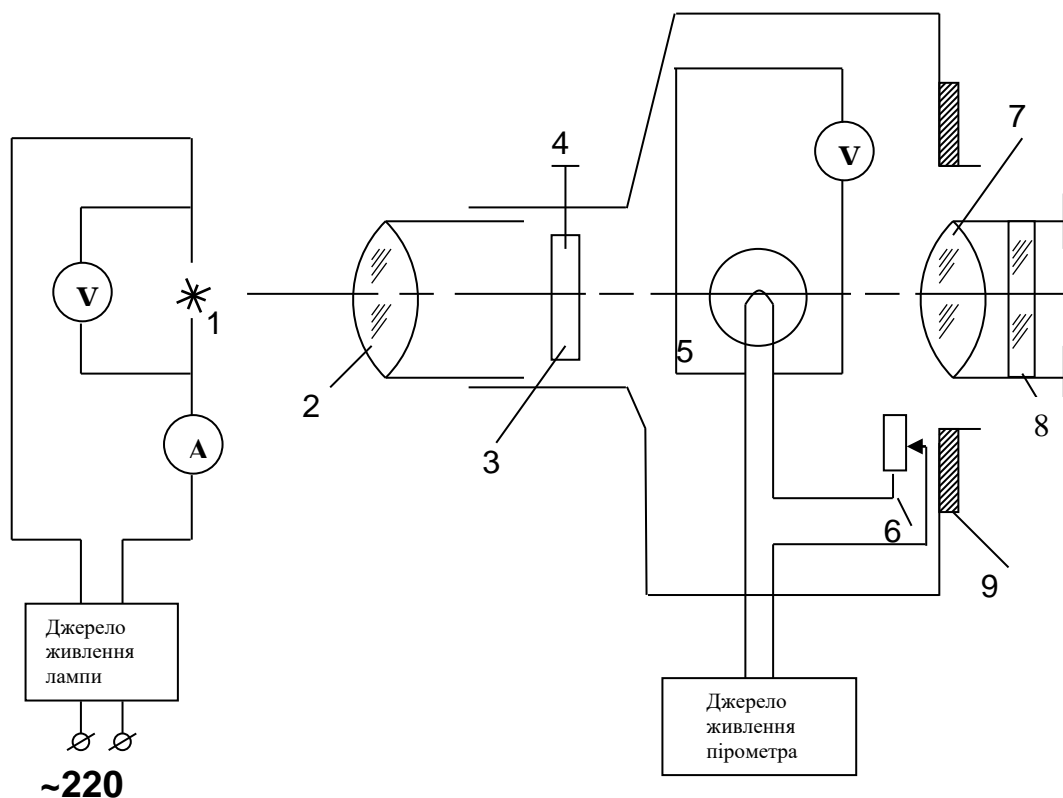


Рис. 2 Принципова схема установки й будова пірометра

Джерело світла й пірометр установлені на оптичній лаві й підключені до блоку живлення.

Об'єктив пірометра 2 встановлюють так, щоб зображення об'єкта (спіраль досліджуваної лампи) накладалося на нитку розжарення пірометричної лампи 5. Яскравість зображення спіралі, створюваного об'єктивом, дорівнює яскравості самої спіралі. Яскравість пірометричної лампи 5 регулюється зміною струму розжарення за допомогою реостата 6 поворотом барабана 9.

Поступово збільшуючи розжарення, яскравість пірометричної лампи змінюють доти, поки вона не зрівняється з яскравістю зображення спіралі досліджуваної лампи, і знімають покази зі шкали пірометра, що проградуєрована в градусах Цельсія ($^{\circ}\text{C}$).

Примітка. При досягненні рівності яскравостей вершина нитки розжарення пірометричної лампи перестає розрізнятися на тлі спіралі досліджуваної лампи.

Для розширення діапазону вимірюваних температур використовується нейтральний (димчастий) світлофільтр, який послаблює яскравість досліджуваного тіла і застосовується, коли температура перевищує 1400 °С. Відповідно, пірометр має дві шкали: 700÷1400 °С при роботі без димчастого фільтра, і 1200÷2000 °С для роботи з фільтром.

Порядок виконання роботи

1. Відповідно до інструкції на робочому місці увімкнути установку й налаштувати пірометр.
2. За допомогою регулятора на блоці живлення встановити струм у досліджуваній лампі, при якому з'являється її світіння, й виміряти яскравісну температуру $t_{\text{я}}$ °С. Величину струму I , напруги U та температури $t_{\text{я}}$ занести до табл. 1.
3. Поступово збільшуючи напругу та струм, виконати виміри п. 2 ще 7 – 10 разів у всьому діапазоні пірометра й занести їх результати до табл. 1.

Примітка. В області $t_{\text{я}} = 1200\div 1400$ °С у 2 – 3 точках виміри провести два виміри – без, та з димчастим фільтром, – і в колонку $t_{\text{я}}$ табл. 1 занести середні значення з кожної пари вимірів.

4. Для кожного виміру обчислити значення $T_{\text{я}} = (t_{\text{я}} + 273)$ К і занести в табл. 1.
5. За вміщеним на робочому місці графіком $\Delta T(T_{\text{я}})$ для кожного значення $T_{\text{я}}$ визначити поправку ΔT і занести її до табл. 1. Обчислити термодинамічну температуру $T_{\text{К}}$ і теж занести до табл. 1.
6. За наведеними на робочому місці даними для поглинальної здатності вольфраму заповнити табл. 2.

Таблиця 1

№ п/п	I, A	U, B	P, B_T	$t_{я}, ^\circ C$	$T_{я}, K$	$\Delta T, K$	T, K	a_T	$\sigma, \frac{B_T}{M^2 K^4}$	$\lg T$	$\lg \left(\frac{P}{a_T} \right)$
1											
2											
3											
4											
5											
6											
7											
8											
9											
10											

Таблиця 2

T										
a_T										

Обробка результатів

1. Розрахувати й занести в таблицю 1 значення потужності P .
2. Використовуючи значення a_T із табл. 2, побудувати на міліметровому папері графік залежності $a_T(T)$, за яким визначити та занести до табл. 1 величину a_T для всіх значень температури T .
3. Використовуючи дані табл. 1 і вказану на робочому місці величину площі випромінюючої поверхні S , за формулою (7) для кожної температури розрахувати значення сталої Стефана-Больцмана σ , і занести результати до табл. 1. Обчислити середнє значення σ і подати його в протоколі роботи:

$$\langle \sigma \rangle =$$

4. Розрахувати значення $\lg T$ й $\lg\left(\frac{P}{a_t}\right)$ і занести їх до табл. 1. На міліметровому папері побудувати графік залежності $\lg\left(\frac{P}{a_t}\right) = f(\lg T)$, по ньому визначити показник степеня n у виразі (8), як $n = \frac{\Delta \lg(P/a_t)}{\Delta \lg T}$. Навести результат у протоколі роботи:

$$n =$$

5. Зробити висновок про виконання закону Стефана-Больцмана для вольфраму та про причини можливого відхилення від нього.

Контрольні запитання

1. Що називається тепловим випромінюванням? Дати означення понять “енергетична світність” та “випромінювальна здатність” тіла. Який існує зв'язок між ними?
2. Що називається поглинальною здатністю тіла? Сформулюйте закон Кірхгофа. Що таке абсолютно чорне тіло? Сіре тіло?
3. На яких уявленнях про випромінювання ґрунтується формула Планка (3)?
4. Як із формули Планка (3) можна одержати закон зміщення Віна?
5. Як із формули Планка (3) можна одержати закон Стефана-Больцмана?
6. Як записується закон Стефана-Больцмана для сірого тіла?
7. Пояснити принцип роботи оптичного пірометра, що використовується в роботі.
8. Що називається яскравісною температурою тіла? Чому та як вона відрізняється від термодинамічної температури тіла?

9. Чи може яскравісна температура залежати від довжини хвилі пропускання світлофільтра, що використовується в пірометрі:
а) узагалі і б) у даній роботі?
10. Випромінювання розжареної спіралі досліджуваної лампи не є рівноважним. Тоді, чому воно має задовольняти закону Стефана-Больцмана?
11. Поясніть, як у роботі визначається стала Стефана-Больцмана?
12. Поясніть, як у роботі визначається n .
13. Проаналізуйте можливі причини відхилення знайденої величини показника степеня n у температурній залежності $R(T)$ вольфраму від значення 4.

Література

1. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики, Т.3. К.: Техніка, 1999, §§ 11.1 – 11.4
2. Савельєв И.В. Курс общей физики. Т.3. М.: Наука, 1979, §§ 1, 2, 4, 6, 7.

Лабораторна робота № 3-09 Вивчення зовнішнього фотоефекту

Мета роботи: експериментальна перевірка закономірностей зовнішнього фотоефекту та визначення сталої Планка методом затримуючого потенціалу.

Прилади та обладнання: лампа розжарювання, монохроматор, вакуумний фотодіод, гальванометр, блок живлення.

Короткі теоретичні відомості

Одним із явищ, в яких виявляються квантові властивості електромагнітного випромінювання, є зовнішній фотоефект – випускання

електронів речовиною під дією світла. На практиці використовують зовнішній фотоефект у металах.

Експериментальні дослідження дозволили встановити такі закономірності зовнішнього фотоефекту:

1. При сталій частоті опромінюючого світла кількість електронів, що вириваються з металу (фотоелектронів) за одиницю часу, є прямо пропорційною до його інтенсивності.
2. Максимальна кінетична енергія фотоелектронів при виході з металу лінійно залежить від частоти опромінюючого світла ν , при заданій частоті, не залежить від його інтенсивності.
3. Для кожної речовини існує своя *червона межа* фотоефекту, тобто мінімальна частота ν_0 (максимальна довжина хвилі λ_0) опромінюючого світла, при якій ще можливий фотоефект.
4. Фотоефект є безінерційним, тобто фотоелектрони з'являються практично одночасно з початком опромінення (час запізнення складає порядку 10^{-9} с).

Теоретичне пояснення фотоефекту дав Ейнштейн на основі квантових уявлень. Згідно з Ейнштейном, у кожному елементарному акті фотоефекту якийсь електрон металу поглинає квант світла (фотон) з енергією $h\nu$ і, за рахунок отриманої енергії, виходить за межі металу. При цьому електрон витрачає частину енергії на роботу виходу з металу A , тому, згідно із законом збереження енергії, на виході електрон має максимальну кінетичну енергію

$$\frac{mV^2}{2} = h\nu - A \quad \text{або} \quad h\nu = A + \frac{mV^2}{2}, \quad (1)$$

де V – максимальна швидкість фотоелектрона; $h\nu$ – енергія поглинутого фотона ($h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка); A – робота виходу електрона з металу, котра дорівнює *найменшій* енергії, яку має витратити електрон, аби відірватися від поверхні металу.

З рівняння (І), яке називається *рівнянням Ейнштейна*, випливають усі перераховані вище закономірності фотоефекту. Зокрема, оскільки вихід електрона можливий лише за умови $h\nu \geq A$, очевидно, що існує червона межа фотоефекту, котра визначається, як

$$\nu_0 = \frac{A}{h}. \quad (2)$$

Опис експерименту

Експериментальні дослідження закономірностей фотоефекту й перевірка рівняння Ейнштейна (1) зводиться до вивчення вольт-амперних характеристик (ВАХ) вакуумного фотоелемента при різних умовах опромінення. Вольт-амперною характеристикою будь-якого електричного чи електронного приладу називається залежність струму в приладі від поданої на нього напруги $i = i(U)$

Принципова схема вимірювання ВАХ фотоелемента показана на рис. 1, а.

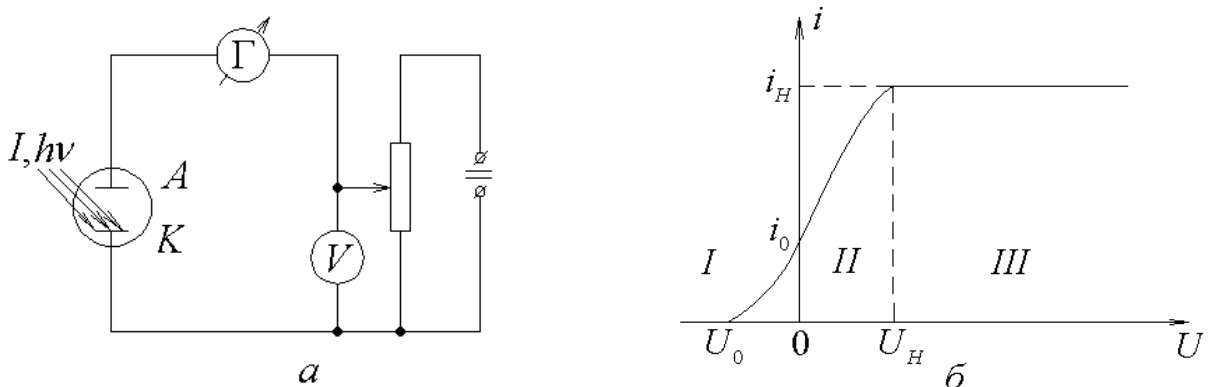


Рис. 1

Фотоелемент являє собою вакуумну двохелектродну лампу (діод), із катодом K із матеріалу, що має невелику роботу виходу ($A \sim 1$ еВ). Катод є світлочутливим елементом і називається *фотокатодом*. На фотоелемент від

джерела подається напруга, величину та полярність якої можна змінювати на свій розсуд і вимірювати вольтметром. Фотострум, який виникає при опроміненні фотокатода, вимірюється чутливим мікроамперметром (який на схемі позначено як Г-гальванометр).

Загальний вигляд ВАХ показаний на рис. 1, б. При збільшенні прямої напруги $U \geq 0$ (“+” на аноді і “-” на катоді) струм поступово зростає від значення i_0 при $U = 0$ до певної величини i_n , яка називається *струмом насичення* фотоелемента, і при подальшому збільшенні напруги практично не змінюється. При подаванні на фотоелемент зворотної (гальмівної) напруги $U < 0$ (“+” на катоді і “-” на аноді) струм поступово зменшується, аж до повного припинення. Значення зворотної напруги $|U| = U_0$, при якому у фотоелементі припиняється струм, називається *затримуючим потенціалом*.

Описаний вигляд ВАХ (характер залежності $i(U)$) пояснюється двома причинами. По-перше, фотони поглинаються електронами не тільки на поверхні металу, а й у приповерхневій зоні, котра має товщину порядку довжини хвилі опромінюючого світла і включає $\sim 10^3$ атомних шарів. Тому при виході з металу електрон, окрім роботи виходу A , витрачає додаткову енергію, внаслідок взаємодії з іншими електронами та кристалічною ґраткою металу на шляху до поверхні. Як наслідок, електрони вилітають із фотокатода в різних напрямках і з різними швидкостями – від 0 до максимального значення V , яке й фігурує в рівнянні (1). По-друге, у результаті неперервної втрати електронів під час опромінення світлом, фотокатод виявляється позитивно зарядженим, і навколо нього виникає локальне електричне поле, що перешкоджає вильоту фотоелектронів і повертає більшість із них назад на катод. Але ті фотоелектрони, що виходить із катода зі швидкостями, близькими до максимальної, мають достатню кінетичну енергію, аби перебороти “повертаюче” поле катода й “самотужки” дістатись анода. Такі електрони створюють деякий струм i_0 навіть за відсутності напруги на

фотоелементі (рис. 1, б). При подаванні на фотоелемент зворотної напруги такі “швидкі” електрони для потрапляння на анод повинні долати не тільки локальне поле катода, а й гальмівне поле анода. Тому із збільшенням зворотної напруги кількість електронів, які потрапляють на анод, і струм фотоелемента поступово зменшуються. Це пояснює хід ВАХ в області $U < 0$. Зрозуміло, що фотоелектрон зможе потрапити на анод тільки за умови, що його початкова кінетична енергія буде достатньою для виконання роботи проти гальмівного поля анода: $(mV^2/2) \geq eU$ ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – елементарний заряд). Тому затримуючий потенціал визначається умовою:

$$eU_0 = \frac{mV^2}{2} \Rightarrow U_0 = \frac{mV^2}{2e}. \quad (3)$$

Узявши до уваги ці вирази, рівняння (1) можна записати, як

$$eU_0 = h\nu - A.$$

Звідси випливає, що затримуючий потенціал визначається тільки матеріалом фотокатода (A) та частотою опромінюючого світла ν . При використанні видимого світла ($\lambda = 750 \div 400$ нм) величина U_0 лежить у межах $0,1 \div 2,5$ В.

При подаванні на фотоелемент прямої напруги ($U > 0$) для фотоелектронів створюється прискорююче поле, яке примушує їх рухатися до анода. Тому із збільшенням прямої напруги на анод потрапляє все більша кількість електронів, і струм зростає (область II ВАХ).

Сила струму фотоелемента визначається тільки кількістю електронів n' , що потрапляють на анод за одиницю часу: $i = en'$. Оскільки число n' не може бути більшим, ніж кількість фотоелектронів n , які вириваються світлом із катода за одиницю часу, на ВАХ спостерігається *насичення* струму: при певній напрузі U_H струм досягає граничного значення i_H (струму насичення), яке рівне

$$i_H = en, \quad (4)$$

де n – кількість електронів, які вилітають із катода за одиницю часу.

У режимі насичення $U > U_H$ (область III ВАХ) у фотоелементі створюється настільки сильне прискорююче поле, що всі фотоелектрони, незалежно від напрямку та величини швидкості вильоту, потрапляють на анод. Напруга насичення U_H залежить від речовини фотокатода та конструкції фотоелемента й звичайно складає кілька десятків вольтів.

Таким чином існує однозначний зв'язок між параметрами ВАХ фотоелемента U_0 і i_H , з одного боку, й фізичними характеристиками фотоелектронів $mV^2/2$ і n – з іншого (співвідношення (3), (4)). Тому, вимірюючи U_0 і i_H при різних інтенсивностях I та частотах ν опромінюючого світла, можна спостерігати й перевіряти основні закономірності фотоефекту: закон Столетова, згідно з яким: при сталій частоті опромінюючого світла струм насичення є прямо пропорційним його інтенсивності, та лінійну залежність затримуючого потенціалу (отже, й кінетичної енергії фотоелектронів) від частоти опромінюючого світла.

Відповідно до (1) – (3)

$$U_0(\nu) = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0). \quad (5)$$

Вигляд графіка залежності $U_0(\nu)$ показано на рис. 2. Згідно з (5), нахил графіка $k = h/e$. Тому, вимірявши значення U_0 при декількох частотах ν , і, побудувавши по експериментальних точках графік $U_0(\nu)$, можна визначити

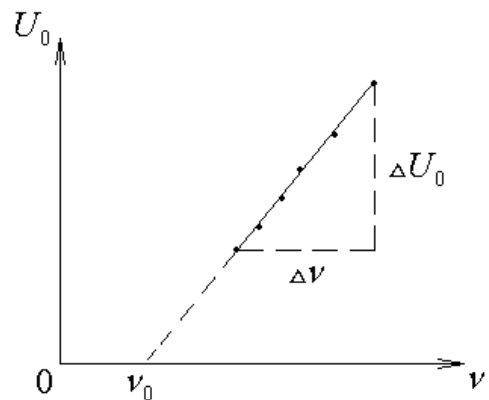


Рис. 2

сталу Планка. Для цього треба спочатку обчислити

$$k = \frac{\Delta U_0}{\Delta \nu}, \quad (6)$$

$$\text{а потім} \quad h = ek \quad (7)$$

Такий метод визначення h називається методом затримуючого потенціалу.

З (5) також випливає, що при $\nu = \nu_0$, $U_0 = 0$. Це дозволяє, у принципі, визначити із залежності $U_0(\nu)$ також червону межу фотоефекту ν_0 (а отже, й роботу виходу $A = h\nu_0$) для матеріалу фотокатода. рис. 2. Однак через наявність контактної різниці потенціалів між катодом і анодом фотоелемента, що співвимірні з U_0 і не може бути врахована, похибка експериментальна величини ν_0 виявляється занадто великою. Тому в даній роботі задача визначення ν_0 і A не ставиться. Точність визначення h в даній роботі теж невелика (похибка $\sim 20\%$), що пов'язано з особливостями ВАХ використаного в роботі промислового фотоелемента.

Експериментальна установка

На рис. 3 показана схема вимірювання ВАХ фотоелемента. Пучок світла від освітлювача O за допомогою конденсорної лінзи K фокусується на вхідну щілину монохроматора M .

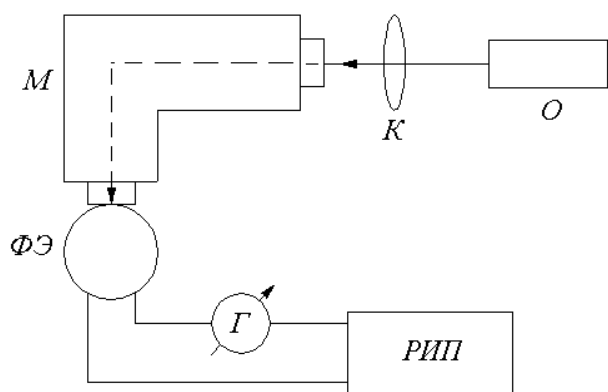


Рис.3

Світловий пучок із заданою частотою, що виходить із монохроматора, потрапляє на катод фотоелемента $\Phi Э$, котрий вміщений у світлонепроникний кожух і закріплений на вихідній щілині монохроматора. Необхідні для проведення вимірів

конкретні відомості про експериментальну установку є в інструкції на робочому місці.

Примітка. При складанні протоколу й підготовки до виконання роботи в обов'язковому порядку необхідно вивчити принцип дії й будову монохроматора УМ-2, подані в Додатку 1.

Порядок виконання роботи

Перед початком вимірів необхідно вивчити інструкцію на робочому місці й діяти відповідно до поданих у ній вказівок.

Завдання 1. Зняття ВАХ фотоелемента

1. Увімкнути установку, переміщенням конденсора сфокусувати світловий пучок від освітлювача на вхідну щілину монохроматора й установити необхідну ширину вхідної та вихідної щілини монохроматора.

2. Установити барабан монохроматора в положенні, що відповідає зазначеній у робочій інструкції частоті (довжині хвилі) світла і вимірити залежність струму фотоелемента від напруги. (Діапазон і крок U ?) Результати вимірів занести до табл. 1.

Завдання 2. Вимірювання залежності $U_0(\nu)$

3. Для вказаних у робочій інструкції (чи заданих викладачем) частот ν_i розрахувати значення довжин хвиль λ_i . За допомогою градуовального графіка, який знаходиться на робочому місці, визначити поділки барабана монохроматора n_i , що відповідають отриманим значенням λ_i . Значення ν_i та n_i занести до табл. 2

4. Для кожного значення ν_i виконати 5 вимірів U_0 та занести результати до табл.2.

5. Установивши на барабані монохроматора значення n_i , що відповідає максимальній величині струму насичення i_n , виміряти затримуючу напругу U_0 для чотирьох різних значень ширини вхідної щілини монохроматора d при незмінній довжині хвилі λ . Дані записати в табл. 3.

Завдання 3. Перевірка закону Столетова

6. Переміщенням конденсора домогтися рівномірної освітленості вхідної щілини монохроматора.

7. За даними табл. 1 (чи за вказівкою викладача) подати на фотоеlement напругу U_n і виміряти струм насичення i_n для п'яти різних значень ширини d вхідної щілини монохроматора. Результати занести до табл. 4.

Обробка результатів

1. За даними табл. 1 на міліметровій шкалі побудувати ВАХ фотоеlementa, вказавши на графіку значення U_0 , U_n , i_n , ν .

2. За даними табл. 2 обчислити середню величину $\langle U_{0i} \rangle$ для кожного значення ν_i й занести її в табл.2.

3. Використовуючи отримані середні значення $\langle U_{0i} \rangle$, побудувати графік залежності $U_0(\nu)$.

4. За допомогою графіка $U_0(\nu)$ по формулах (6) і (6а) визначити сталу Планка h .

5. Знайти відносну похибку отриманого результату, порівнюючи його з табличним значенням h .

6. За даними табл.3 розрахувати середню величину $\langle U_0 \rangle$ для кожного значення ширини щілини d й занести їх у табл.3. Зробити висновок про залежність U_0 від інтенсивності опромінюючого світла.

7. За даними табл. 4 побудувати графік залежності $i_n(d)$ і зробити висновок про виконання закону Столетова. У випадку помітного відхилення залежності $i_n(d)$ від лінійної, проаналізувати можливі причини порушення лінійності.

Частота світла $\nu =$

Таблиця 1

$i, \text{мкА}$								
$U, \text{В}$								

Таблиця 2

$\nu, 10^{14} \text{ Гц}$							
n							
$U_{0i}, \text{ В}$	1						
	2						
	3						
	4						
	5						
$\langle U_{0i} \rangle, \text{ В}$							

Таблиця 3

$U, \text{ В}$								$\langle U_0$
$d, \text{ мм}$								\rangle

Таблиця 4

$d, \text{ мм}$				
$i, \text{ мкА}$				

Контрольні запитання

1. Що таке зовнішній фотоефект? Запишіть і поясніть рівняння Ейнштейна.
2. Що свідчить про наявність у фотоелектронів початкової кінетичної енергії?
3. Чому фотоелектрони виходять із металу з різною швидкістю? Від чого і

як залежить максимальна швидкість фотоелектронів?

4. Від чого і як залежить потік фотоелектронів, тобто кількість електронів, що вибиваються світлом за одиницю часу?

5. Що таке червона межа фотоефекту і від чого вона залежить?

6. Запишіть рівняння Ейнштейна через частоту ν_0 (довжину хвилі λ_0) червоної межі фотоефекту.

7. Зобразіть загальний вигляд ВАХ фотоелемента та поясніть залежність $i(U)$ в області зворотних напруг ($U < 0$). Що таке затримуючий потенціал U_0 і чим він визначається?

8. Зобразіть сімейство ВАХ фотоелемента при опроміненні його світлом постійної інтенсивності I і з частотами $\nu_1 = \nu_0$; $\nu_2 = 2\nu_0$; $\nu_3 = 3\nu_0$. (ν_0 – частота червоної межі фотоефекту).

9. Запишіть вираз залежності $U_0(\lambda)$ для фотокатода з роботою виходу A .

10. Зобразіть графік залежності затримуючого потенціалу від частоти опромінюючого світла. Як по цьому графіку можна визначити сталу Планка h ?

11. Як за графіком залежності $U_0(\nu)$ можна довести, що при опроміненні металу світлом із частотою, меншою за червону межу, фотоефект неможливий?

12. Зобразіть загальний вигляд ВАХ фотоелемента та поясніть залежність $i(U)$ в області прямих напруг ($U \geq 0$). Чим визначається величина струму насичення i_n при заданій інтенсивності світла?

13. Зобразіть сімейство ВАХ фотоелемента при опроміненні світлом постійної частоти ν і з інтенсивностями $I_1 = I_0$; $I_2 = 2I_0$; $I_3 = 3I_0$.

14. Чи можна пояснити закономірності зовнішнього фотоефекту на основі хвильової теорії електромагнітного випромінювання? Відповідь обґрунтувати.

Література

1. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., “Загальний курс фізики”, т. 3, § 9.1, 9.2, 9.3, “Техніка”, К, – 1999 .
2. Иродов И.Е., “КВАНТОВАЯ ФИЗИКА. Основные законы., §§ 1.1, 1.2, “Физматлит”, М – СПб, 2002 , ISBN 5-93208-055-8
3. Савельев И.В., “Курс общей физики”, т. 3, § 9, “Наука”, М, – 1979 .

Лабораторна робота № 3-10

Дослід Франка-Герца

Мета роботи: визначення резонансного потенціалу та першого іонізаційного потенціалу атома гелію методом електронного удару

Прилади та обладнання: тиратрон, блок живлення, мікроамперметр

Теоретичні відомості

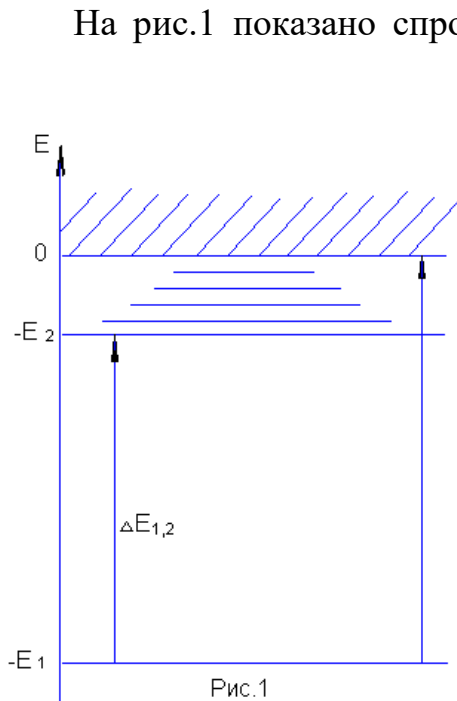
Як відомо, саме існування атомів, а також багато їх властивостей, наприклад, лінійчатий характер спектрів випромінювання та поглинання, принципово суперечать законам класичної фізики. Коректну теорію атома дала тільки квантова механіка. Зокрема, згідно з квантовою теорією в атомі існують так звані *стаціонарні* або *квантові* стани, перебуваючи в яких атом не випромінює електромагнітної енергії. При цьому енергії стаціонарних станів утворюють дискретний набір значень E_n , і тому при переході із стану з енергією E_n у стан з енергією $E_m < E_n$ атом випускає квант електромагнітного випромінювання з частотою ω_{nm} , що визначається умовою:

$$\hbar\omega_{nm} = E_n - E_m, \quad (1)$$

де $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка.

Класичний дослід Франка-Герца (1913 р.) демонструє дискретність енергетичного спектра атомів. Сутність дослідження полягає в експериментальному дослідженні збудження атомів (у даній роботі – гелію) у

газонаповненій електронній лампі при їхніх зіткненнях із прискореними електронами (збудження “електронним ударом”).



На рис.1 показано спрощену енергетичну діаграму атома гелію. У не збудженому стані атома обидва його електрони знаходяться на найнижчому енергетичному рівні E_1 .

Стрілками показані переходи електронів на збуджений рівень E_2 та в найнижчий енергетичний стан, який відповідає іонізації атома, E_i – енергія іонізації, тобто, мінімальна енергія, необхідна для відриву від ядра одного електрона.

Емітовані катодом електрони рухаються в прискорюючому полі лампи і стикаються на своєму шляху з атомами гелію. При цьому є дві можливості. 1. Якщо кінетична енергія електронів $E_e = eU$, набута ними у прискорюючому полі, недостатня для переведення атомів у збуджений стан ($E_e < \Delta E_{12}$), то зіткнення електронів з атомами відбуваються пружно. При цьому електрони майже не втрачають швидкості й лише змінюють напрям руху, оскільки їх маса набагато (приблизно в 10^4 разів) менша за масу атомів. 2. Друга можливість реалізується, коли електрони отримують від поля енергію, достатню для переведення атомів у збуджений або іонізований стан. У такій ситуації при зіткненнях внутрішня енергія атомів збільшується за рахунок кінетичної енергії електронів, і зіткнення стають непружними. Очевидно, що такі зіткнення можливі тільки за умови, коли $E_e = eU \geq \Delta E_{12}$. Найменша напруга на лампі, при якій стають можливими непружні зіткнення електронів із атомами, називаються резонансним потенціалом. Резонансний потенціал визначається умовою

$$U_{рез} = \frac{\Delta E_{21}}{e} = \frac{E_2 - E_1}{e}. \quad (2)$$

Таким чином, при напрузі на лампі $U \geq U_{рез}$ кінетична енергія частини електронів на підльоті до анода суттєво зменшується внаслідок непружних зіткнень з атомами газу, яким заповнено лампу.

Ідея досліду Франка – Герца, ґрунтується на тому, що такі сповільнені електрони можна затримати й не пропустити на анод, створивши біля анода невелике гальмівне поле. В такому разі поява непружних зіткнень призведе до помітного зменшення величини струму в лампі, що можна зареєструвати, вимірюючи вольтамперну характеристику лампи, тобто, – залежність анодного струму від напруги. В даній роботі визначається енергія переходу тільки в перший збуджений стан (“резонансний потенціал”) і енергія однократної іонізації (“перший іонізаційний потенціал”) атома гелію, оскільки визначення енергій переходу в більш високі збуджені стани пов’язане з істотним ускладненням експерименту.

Експеримент

Вимірювальна схема. Найпростіша принципова електрична схема установки

для

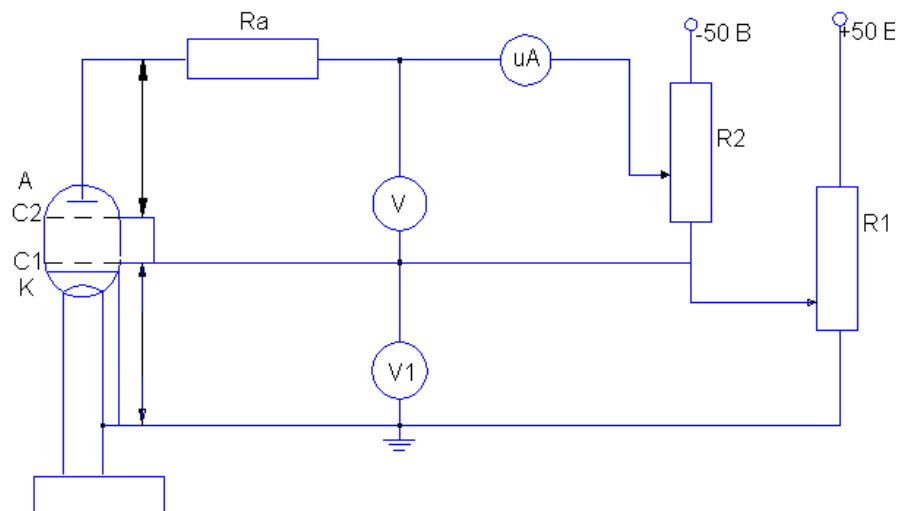


Рис.2

проведення досліду Франка – Герца показана на рис. 2

$$U_{\delta}$$

$$U$$

БНС

Основним елементом схеми є тиратрон – чотирьохелектродна лампа, заповнена досліджуваним газом (гелієм) при малому тиску. Електроди тиратрона мають осьову симетрію: катодом слугує нитка розжарення, а сітки та анод мають форму коаксіальних циліндрів. Нитка розжарення живиться від стабілізованого джерела живлення – БНС. Електрони, випущені катодом K , потрапляють у прискорююче електричне поле між першою сіткою C_1 і катодом. Величина прискорюючої напруги U регулюється потенціометром R_1 і вимірюється вольтметром V_1 . Тиск газу в лампі підбирається таким, аби довжина вільного пробігу електронів була набагато більшою, ніж відстань від катода до сітки C_1 . За такої умови більша частина електронів проходить прискорююче поле без зіткнень з атомами і влітає в простір між сітками C_1 і C_2 з кінетичною енергією $W = eU$. У просторі між сітками, де електричного поля немає, відбувається зіткнення електронів з атомами. На другу сітку C_2 , яка розміщена в безпосередній близькості від анода, подається потенціал, який на невелику величину U_3 нижчий за потенціал анода A . Тим самим у зазорі між цією сіткою та анодом для електронів створюється невелике гальмівне електричне поле. Затримуюча напруга U_3 регулюється потенціометром R_2 і вимірюється вольтметром V_2 . Анодний струм вимірюється мікроамперметром μA .

Вольтамперна характеристика (ВАХ) тиратрона.

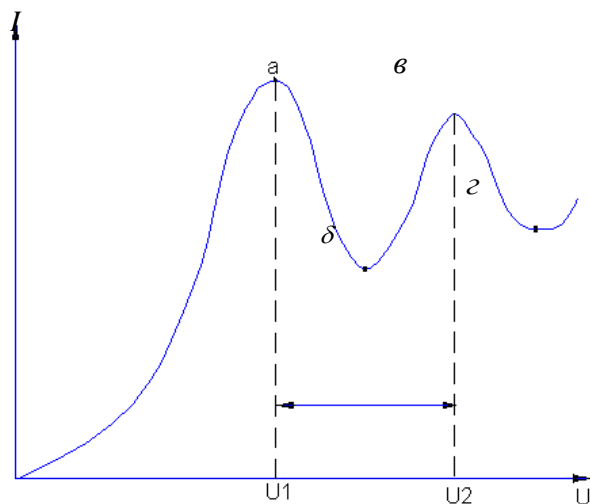


Рис.3

Проаналізуємо вигляд залежності анодного струму I від прискорюючої напруги U при постійній затримуючій напрузі U_3 . Така залежність називається вольтамперною характеристикою (ВАХ). Вигляд ВАХ тиратрона показано на рис. 3. При зміні прискорюючої напруги U від 0 до величини $U_{рез}$, яка визначається

виразом (2), кінетична енергія електронів, із якою вони потрапляють в область між сітками, лишається недостатньою для збудження атомів. Через це зіткнення електронів з атомами, як відзначалося раніше, є пружними. При цьому змінюється тільки напрямок руху електронів, але не їхня кінетична енергія. Тому, з огляду на циліндричну форму анода, практично всі електрони, що проходять крізь сітку C_1 , потрапляють на анод. Отже зіткнення електронів із атомами не впливають на анодний струм, і ВАХ має типовий для електронних ламп вигляд – із збільшенням напруги U струм зростає (ділянка 0 – а на ВАХ). Але коли напруга U стане рівною чи трохи більшою, ніж $U_{рез}$, значна частина електронів почне стикатися з атомами газу непружно, віддаючи їм майже всю кінетичну енергію. Відтак ці електрони виявляються нездатними подолати затримуюче поле між сіткою C_2 й анодом і не потрапляють на анод. Через це анодний струм різко зменшується, й на ВАХ з'являється провал (ділянка аб). Але при подальшому збільшенні напруги U енергія, що залишається в електронів після зіткнення з атомами, теж збільшується і знову стає достатньою для подолання затримуючого поля. Тому струм знову зростає, аж доки прискорююча напруга не досягне величини $U \geq 2U_{рез}$ (ділянка бв на рис. 3). При такій напрузі електрони

отримують енергію, достатню для того, щоб на шляху до анода збудити два атоми. Відтак на ВАХ з'являється другий провал (ділянка *вг* на рис. 3)

Описану ВАХ тиратрона (рис. 3) можна візуально спостерігати за допомогою електронного осцилографа. Для цього на прискорюючу сітку C_1 подається змінна напруга

$$U(t) = U_0 \sin \omega t, \quad (3)$$

і така ж напруга подається на вхід X осцилографа. В такому разі в кожен момент часу зміщення електронного променя на екрані вздовж осі X є прямо пропорційним поданій напрузі: $Y(t) \sim U(t)$. З іншого боку, напруга на резисторі R_a в анодному колі тиратрона (рис. 2) є прямопропорційною до струму: $U_a(t) = I(t)R_a$. Якщо цю напругу подати на вхід Y осцилографа, то зсув променя на екрані вздовж осі Y буде прямо пропорційним силі струму в тиратроні: $Y(t) \sim I(t)$. Тому при одночасному подаванні вказаних напруг на обидва входи осцилографа електронний промінь буде рухатися по траєкторії, форма котрої співпадає з кривою $I(U)$, тобто, – з вольт-амперною характеристикою. Оскільки напруга U (вираз (4)) періодично змінюється з промисловою частотою $\nu = \omega/2\pi = 50$ Гц, траєкторія променя буде точно відтворюватися 50 разів за секунду, й на екрані осцилографа буде спостерігатися стійке зображення ВАХ. Параметри кривої на екрані залежать не лише від напруги та струму в тиратроні, а й від параметрів схеми осцилографа, тому в даній роботі осцилограф використовується тільки для спостереження ВАХ. Кількісні параметри ВАХ визначаються за допомогою включених у схему вимірювальних приладів (див. рис. 3).

Визначення резонансного потенціалу. Резонансному потенціалові (2) на ВАХ відповідає напруга, при якій починається спад струму: $U_1 = U_{рез}$, відповідно, $U_2 = 2U_{рез}$. Напруги U_1, U_2 в роботі вимірюються вольтметром.

У зв'язку з цим необхідно зауважити наступне. Між катодом і сіткою C_1 існує так звана контактна різниця потенціалів, тому покази вольтметра U_v відрізняються від різниці потенціалів U , яку проходять електрони, на невідому величину $U_{\text{конт}}$ так, що

$$U_v = U + U_{\text{конт}}. \quad (4)$$

Але цю похибку легко виключити, знайшовши різницю показів вольтметра, що відповідають точкам a і b на ВАХ (рис. 3)

$$U_{v2} - U_{v1} = U_2 - U_1 \quad \Rightarrow \quad U_{v2} - U_{v1} = U_{\text{рез}} \quad (5)$$

Визначення першого іонізаційного потенціалу. За досить великої енергії електрон при зіткненні з атомом може спричинити ударну іонізацію, при якій атом утрачає один свій електрон і перетворюється на однозарядний іон. Мінімальна необхідна для цього енергія E_{i1} називається *енергією однократної іонізації* або *першим іонізаційним потенціалом* атома. Вона залежить від природи атома (для гелію $E_{i1} = 24,6 \text{ eV}$).

Очевидно, що для іонізації атомів у тиратроні емітовані катодом електрони повинні прискорюватися сіткою C_1 до енергії $eU \geq E_{i1}$. Отже, іонізація спостерігається при напрузі на сітці C_1 $U \geq E_{i1}/e$, числове значення котрої дорівнює величині E_{i1} , вираженій в електрон-вольтах.

Створені іони, потрапляючи на анод, дають внесок у вимірюваний анодний струм. Цей іонний струм можна зареєструвати, і, відтак, експериментально визначити перший іонізаційний потенціал гелію. Для цього треба забезпечити дві умови: 1) виключити електронний струм, який

створюється при великій прискорюючій напрузі, та 2) забезпечити легке потрапляння

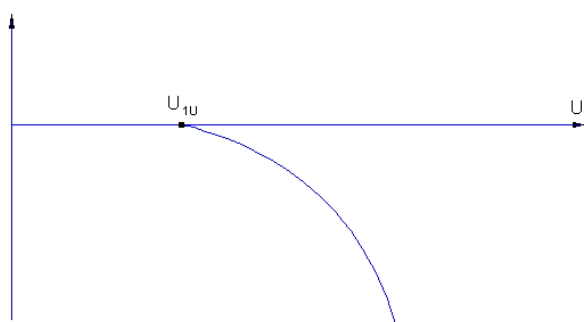


Рис 4

іонів на анод, оскільки прискорююче для електронів поле між катодом і сіткою C_1 спрямовує іони не на анод, а на катод. Обидві умови легко виконуються, якщо при вимірюваннях ВАХ перейти в “режим іонізації”, збільшивши затримуючу напругу U_3 до значення 35 – 40 В, яке істотно перевищує U_{i1} . При цьому між сітками й анодом створюється сильне прискорююче для іонів і гальмівне для електронів поле. В такому режимі анодний струм буде створюватися тільки іонами й залежатиме від прискорюючої напруги, як показано на рис. 4. Тому, вимірявши прискорюючу напругу, при якій з’являється цей іонний струм, можна визначити перший іонізаційний потенціал гелію.

Примітки: 1. Для вимірювання анодного струму в режимі іонізації треба змінити полярність включення мікроамперметра.

2. При визначенні U_{i1} за показами вольтметра треба враховувати контактну різницю потенціалів, про яку говорилося вище.

Порядок виконання роботи

1. Відповідно до інструкції на робочому місці ввімкнути вимірювальний блок і дати йому прогрітися протягом 5 хв.

2. Відповідно до інструкції на робочому місці включити та налаштувати осцилограф. За допомогою потенціометра R_2 установити затримуючу напругу (вольтметр V) $U_3 \cong 5-10$ В і спостерігати на екрані стійку вольт-амперну характеристику тиратрона.

3. Змінюючи потенціометром R_1 прискорюючу напругу U (вольтметр V_1) у межах 0 – 50 В із кроком 2–2,5 В, вимірювати струм I у поділках шкали мікроамперметра й заносити значення U та I до табл. 1. Для підвищення точності визначення напруг U_{e1} і U_{e2} , в області максимумів ВАХ виміри треба проводити з кроком 1 В.

4. Установити затримуючу напругу $U_3 \cong 35 - 40\text{В}$ і змінити полярність включення мікроамперметра. Змінюючи прискорюючу напругу в межах 0–50 В, зняти вольт-амперну характеристику тиратрона в режимі іонізації атомів. Особливо ретельно треба визначати прискорюючу напругу в момент появи анодного струму. Для цього спочатку грубо визначають напругу $U_{\text{в}}$, при якій з'являється струм, а потім цю область проходять з малим кроком. Результати вимірів занести до табл. 2.

Режим збудження $U_3 = \dots$

Таблиця 1

$U_{\text{в}}, \text{В}$																		
$I, \text{под.}$																		

Режим іонізації $U_3 = \dots$

Таблиця 2

$U_{\text{в}}, \text{В}$																		
$I, \text{под.}$																		

Обробка експериментальних даних

1. За даними табл. 1 на міліметрівці побудувати вольт-амперну характеристику тиратрона в режимі збудження атомів. Криву по експериментальних точках треба проводити акуратно, під лекало, враховуючи розкид точок через випадкові похибки вимірів.

2. З побудованої ВАХ знайти значення U_1, U_2 (див. рис. 2) і за формулою (5) визначити $U_{\text{рез}}$. За отриманим значенням $U_{\text{рез}}$ визначити різницю енергії E_2 першого збудженого стану та енергії E_1 основного стану атома гелію (в еВ і Дж).

3. За даними табл. 2 на міліметровці в прийнятному масштабі побудувати потрібну ділянку ВАХ тиратрона в режимі іонізації, та визначити за графіком з максимально можливою точністю напругу $U_с$, при якій з'являється іонний струм.

4. За результатами п.2 і формулою (4) визначити величину та знак контактної різниці потенціалів $V_{конт}$ між катодом і сіткою C_1

5. За даними п.п.4 і 5 визначити перший потенціал іонізації U_{i1} атома гелію.

6. Порівняти отримане значення U_{i1} з теоретичним (24,6 В) і оцінити відносну похибку знайденої в досліді величини першого іонізаційного потенціалу гелію.

Контрольні завдання

1. Які дослідні факти свідчать про неспроможність класичної фізики пояснити будову атома?

2. Які зіткнення частинок називаються абсолютно пружними, а які – непружними? Запишіть закон збереження енергії для абсолютно пружного й абсолютно непружного зіткнення двох тіл.

3. Коли в тиратроні відбуваються тільки пружні зіткнення електронів з атомами, а коли можливі й непружні зіткнення?

4. Зобразіть принципову електричну схему вимірювань вольт-амперної характеристики тиратрона в досліді Франка – Герца в ручному режимі. Поясніть функціональне призначення елементів схеми з огляду на ідею досліді Франка – Герца.

5. Обґрунтуйте те, що крива, яка спостерігається на екрані осцилографа, відображує ВАХ тиратрона $I = I(U)$.

6. Зобразіть і поясніть вигляд вольтамперної характеристики тиратрона в режимі збудження атомів. Чому спостерігається другий провал на ВАХ?

7. Що таке резонансний потенціал атома? Як він визначається в даному досліді?

8. Як можна визначити резонансний потенціал атома, якщо за умовами експерименту можна спостерігати тільки один пік на вольт-амперній характеристиці? Яка при цьому допускається помилка?

9. Покажіть, як за результатами вимірів вольт-амперної характеристики можна визначити контактну різницю потенціалів між катодом і прискорюючою сіткою.

10. Що таке перший іонізаційний потенціал атома? При якій прискорюючій напрузі в тиратроні почнуть утворюватись іони?

11. Що потрібно зробити в установці, щоб перейти від режиму збудження атомів до режиму іонізації? Що в режимі іонізації показує анодний мікроамперметр? Чому?

12. Чому при переході в режим іонізації необхідно змінити полярність включення анодного мікроамперметра? Зобразіть і поясніть вольт-амперну характеристику тиратрона в режимі іонізації.

Література

1. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Загальний курс фізики, т. 3, § 13.4, Техніка, К, 1999.
2. Иродов И.Е., Квантовая физика. Основные законы, § 2.3, Физматлит, М-СП, 2002., ISBN 5-93208-055-8
3. Савельев И.В., Курс общей физики, т. 3, § 15, Наука, М, 1979.

Лабораторна робота № 3-11

Вивчення спектра випромінювання атома водню

Мета роботи: вивчення спектра випромінювання атома водню у видимій області.

Прилади та обладнання: універсальний монохроматор УМ-2, ртутна лампа ДРШ-250, воднева лампа, блок живлення.

Короткі теоретичні відомості

З досліду відомо, що спектри випромінювання й поглинання не взаємодіючих між собою атомів лінійчаті, тобто складаються з окремих вузьких смуг – спектральних ліній. Частоти (довжини хвиль) й інтенсивності спектральних ліній визначаються будовою атома і є строго індивідуальними – кожен сорт атомів має тільки йому властивий спектр. На цьому ґрунтується спектральний аналіз – метод визначення хімічного складу речовини за його оптичним спектром. Вивчення оптичних спектрів є дуже цінним і для теорії, оскільки дає важливу інформацію про внутрішню будову та властивості атомів і молекул.

Атоми й молекули не підпорядковані законам класичної фізики. Теоретичний опис їхніх станів можливий тільки на основі квантової механіки і зводиться до розв'язання основного рівняння квантової механіки – рівняння Шрьодінгера. Для найпростішої системи – атома водню – воно має вигляд :

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}\left(E + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}\right)\psi = 0 \quad ,$$

де ∇^2 – оператор Лапласа, ψ – хвильова функція електрона; $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг – маса електрона; $\hbar = 1,055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка; E – повна енергія і $\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ – потенціальна енергія електрона в атомі; r – відстань до ядра; $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – елементарний заряд.

Розв'язання рівняння Шрьодінгера показує, що зв'язані стани електрона

($E < 0$) в атомі водню є дискретними (“квантованими”) й визначаються квантовими числами:

- головним квантовим числом $n = 1, 2, 3, \dots$;
- орбітальним квантовим числом; $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$;
- магнітним квантовим числом $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$.

Наявність в електрона спіна (власного моменту імпульсу) вимагає врахування ще одного квантового числа, $m_s = \pm 1/2$, але це не розглядається в механіці Шрьодінгера. Кожний можливий набір квантових чисел відповідає хвильовій функції $\psi_{n,l,m}(\vec{r})$ певного квантового стану електрона, котра визначає щільність імовірності перебування електрона в просторі та характеристики його руху навколо ядра. Зокрема, енергія квантових станів залежить тільки від головного квантового числа n , згідно з формулою:

$$E_n = -\frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (1)$$

де $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ – електрична стала.

У незв’язаному, тобто іонізованому, стані ($E \geq 0$) енергія електрона може мати будь-яку величину. На рис. 1 показані можливі значення енергії (енергетичні рівні) електрона в атомі водню, розраховані за формулою (1).

Як видно з формули (1) і рис. 1, при збільшенні головного квантового числа n енергія атома зростає так, що енергетичні рівні розміщуються все щільніше. При $n \rightarrow \infty \Delta E \rightarrow 0$ і $E \rightarrow E_\infty = 0$ так, що при $E \geq 0$ маємо неперервний спектр енергій, котрий відповідає іонізованому станові атомів. Отже, енергія іонізації

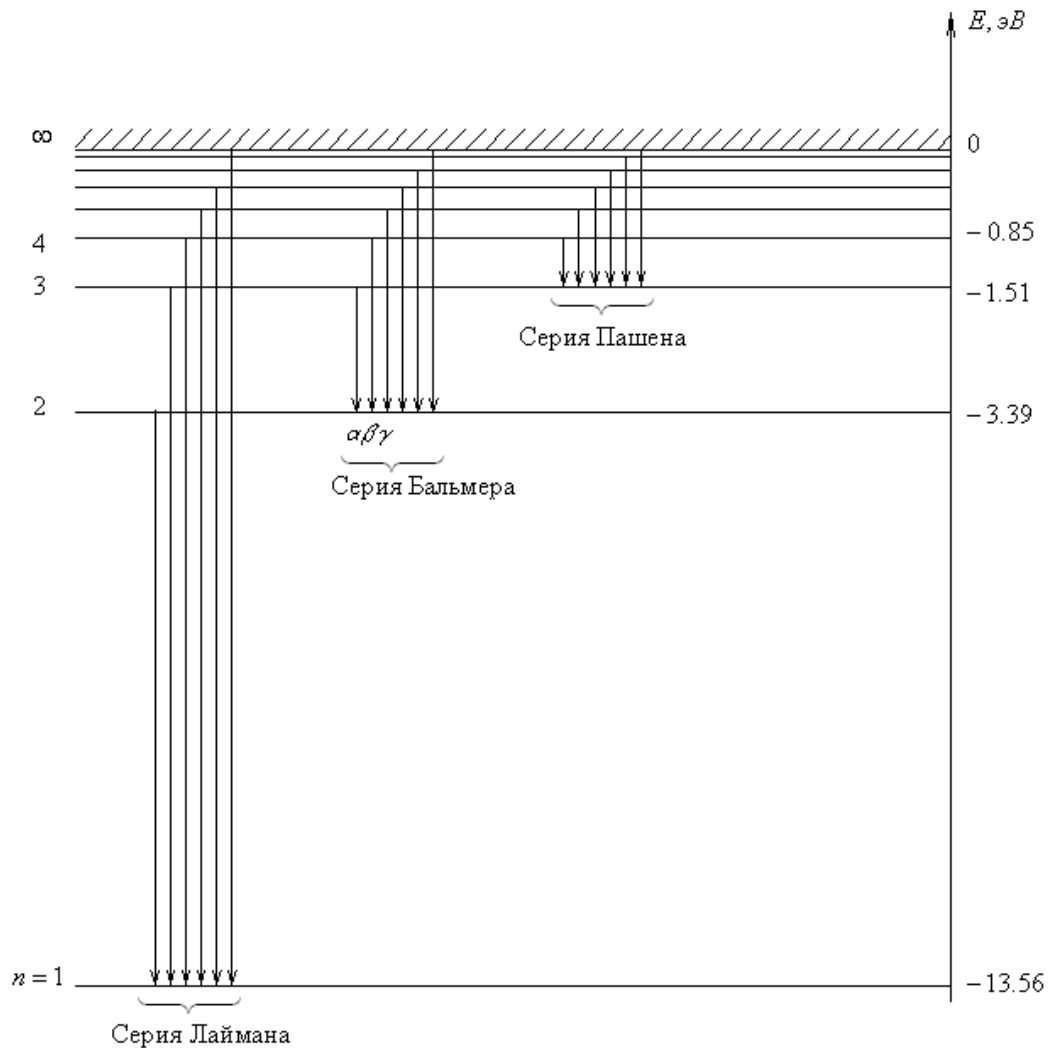


Рис. 1

атома водню, тобто, найменша енергія, необхідна для відриву електрона від ядра, дорівнює $E_i = E_\infty - E_1 = |E_1|$:

$$E_i = \frac{me^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} = 13,6 \text{ eV}$$

Згідно з квантовою теорією, при переході атома зі стану з енергією E_n у стан з енергією E_m випускається фотон із енергією $\hbar\omega_{nm} = E_n - E_m$. Тому, відповідно

до (1), у спектрі атома водню спостерігаються дискретні частоти – спектральні лінії

$$\omega_{nm} = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^3} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2)$$

Цей вираз називається узагальненою формулою Бальмера, а коефіцієнт

$$R = \frac{m_e e^4}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar} = 2,07 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$$

має назву сталої Рідберга. З виразів (1) і (2) випливає, що, вимірюючи положення ліній у спектрі випромінювання атомів водню, можна експериментально визначити енергетичні рівні електрона і відтак з'ясувати, наскільки квантовомеханічна теорія атома узгоджується з дослідними фактами.

Усі лінії у спектрі атома водню можна поділити на окремі групи, що називаються спектральними серіям, рис. 1. Усі переходи на рівень $m = 1$ утворюють першу серію або серію Лаймана, переходи на рівень $m = 2$ дають серію Бальмера, на рівень $m = 3$ – серію Пашена, тощо. Обчислення за формулою (2) показують, що всі лінії серії Лаймана відповідають ультрафіолетовій, а серії Пашена – інфрачервоній області спектра, і тільки в серії Бальмера є декілька ліній у видимій області, котрі можна спостерігати візуально. Згідно з (2), частоти ліній бальмерівської серії визначаються формулою

$$\omega_{2n} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (3)$$

Спектральні лінії цієї серії прийнято позначити символом водню H з індексом $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ у порядку зростання числа n і, відповідно, частоти ω_{2n} : H_α ($n = 3$), H_β ($n = 4$), H_γ ($n = 5$), H_δ ($n = 6$), Довжини хвилі ліній серії Бальмера визначаються через частоти формулою:

$$\lambda_{2n} = \frac{2\pi c}{\omega_{2n}} \quad (4)$$

Опис експерименту

У даній роботі експериментально визначаються довжини хвиль декількох ліній бальмерівської серії в спектрі випромінювання атомарного водню, що спостерігаються у видимій області.

З (3) і (4) одержуємо:

$$n = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{4} - \frac{2\pi c}{\lambda_{2n} R}}} . \quad (5)$$

Визначивши з цієї формули значення n для кожної виміряної лінії випромінювання λ_{2n} , можна віднести її до відповідного електронного переходу в атомі водню, тобто, встановити, з якого рівня n переходить електрон на рівень $m = 2$.

Для дослідження спектра атомарного водню в роботі використовується газорозрядна воднева лампа, що являє собою балон з упаяними в нього електродами, який заповнений воднем при низькому тиску. На електроди подається напруга, достатня для часткової іонізації газу, тобто, для появи заряджених частинок – електронів та іонів. Прискорені полем електрони та іони при зіткненні з молекулами H_2 передають їм свою енергію. При цьому молекули або переходять у збуджений стан, або дисоціюють, тобто, розпадаються на окремі атоми. Утворені атоми водню або в процесі розпаду молекул, або внаслідок зіткнень теж опиняються у збуджених станах, тобто – на енергетичних рівнях із $n > 1$. При поверненні в незбуджений стан, у видимій області випромінюють і атоми Н, і молекули H_2 . Тому спектральні лінії атомів Н спостерігаються на тлі молекулярного спектра H_2 , який має вигляд широких смуг із великої кількості близько розміщених і відносно слабких ліній. При цьому декілька ліній бальмерівської серії атомів Н легко розрізняються, оскільки вони більш яскраві, ніж лінії молекулярного спектра, й розміщені далеко одна від одної.

Зазвичай вдається спостерігати лінії (H_α , H_β , H_γ , H_δ), але лінію H_δ видно не завжди. Приблизне розташування вказаних ліній на шкалі довжин хвиль показано на рис 2:

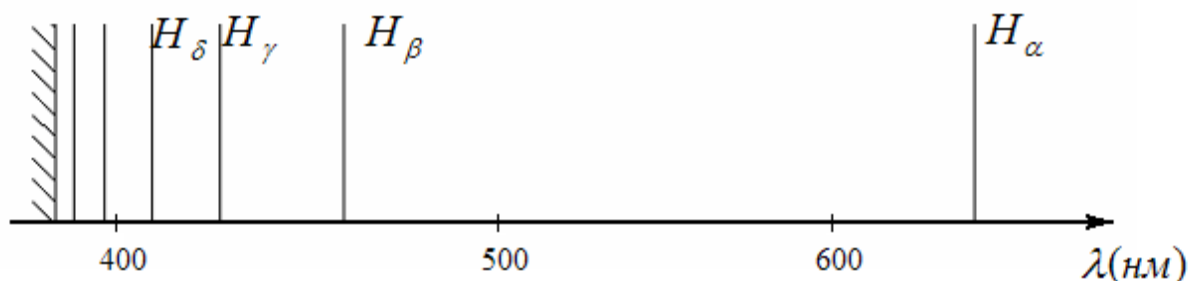


Рис. 2

Експериментальна установка

Для вимірювання довжин хвиль спектральних ліній у даній роботі використовується призмий монохроматор-спектроскоп УМ-2, призначений для спектральних досліджень в діапазоні від 3800 до 10000 Å (1 Å=0.1 нм). Принцип дії монохроматора-спектроскопа та робота з ним описаний в Додатку 2.

Порядок виконання роботи

Відповідно до інструкції на робочому місці та Додатку 2 проградувати спектроскоп УМ-2.

Визначити покази барабана (поділки N'), що відповідають яскравим лініям у спектрі випромінювання водневої лампи (вони явно виділяються на тлі молекулярного спектра). Знайдені значення N' для ліній водню занести до таблиці 1.

Указівка: Дві відносно слабкі лінії потрібно визначати, спостерігаючи їх одночасно з еталонним спектром ртуті (див. Додаток). Одна з цих ліній розташована між синіми (середньою та слабкою) лініями спектра ртуті, друга – праворуч, поруч із фіолетовою лінією ртуті.

Таблиця. 1

λ ртуті							
N							

Обробка експериментальних даних

За допомогою попередньо побудованого градуювального графіка, для кожного значення N' знайти довжину хвилі відповідної лінії випромінювання атомів водню. Результати занести до таблиці 2.

За формулою (5) обчислити значення n і занести до таблиці 2 найближче ціле до отриманого результату.

Зробити висновок про електронні переходи в атомі водню, що відповідають дослідженим лініям випромінювання. Відповідні позначення ліній занести до таблиці. Занести до таблиці також довжини хвиль $\lambda_{теор}$, які відповідають цим переходам, узявши їх із Додатку 1.

Таблиця. 2

N'				
λ				
n				
символ лінії				
$\lambda_{теор}$				

Контрольні запитання

1. Схарактеризуйте енергетичний спектр атома водню. В яких станах енергія електрона від'ємна? Додатна?
2. Запишіть формулу для дискретних енергетичних рівнів атома водню, та обчисліть за нею енергію іонізації атома.

3. Чому спектри атомів лінійчасті? Отримайте з формули для енергетичних рівнів водню узагальнену формулу Бальмера та теоретичний вираз сталої Рідберга.
4. Що таке спектральна серія? Покажіть стрілками на енергетичній діаграмі електронні переходи, що відповідають першим трьом спектральним серіям водню.
5. Запишіть формулу для частот ліній водневого спектра, що утворюють спектральну серію з номером m . Зобразіть характер взаємного розташування ліній однієї спектральної серії у шкалі частот та довжин хвилі (тобто, в полі зору окуляра спектрометра).
6. Запишіть формули для частоти головної лінії та короткохвильової межі спектральної серії з номером m . Розрахуйте ці частоти та відповідні довжини хвилі для трьох перших серій. Чи перекриваються ці серії?
7. Розрахуйте довжини хвиль головної лінії та межі серії для трьох перших серій спектра атома водню. Лінії якої серії можна спостерігати візуально?
8. Визначте кількість ліній випромінювання атомів водню, які теоретично можна спостерігати візуально, вважаючи видимими лінії в інтервалі $400\text{ нм} \leq \lambda \leq 750\text{ нм}$.
9. Зобразіть оптичну схему монохроматора та поясніть його принцип дії.

Література

1. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Загальний курс фізики, т.3, § 13.1, «Техніка», К, 1999.
2. Иродов И.Е., Квантовая физика. Основные законы., § 2.2., «Физматлит», М–СП, 2002., ISBN 5-93208-055-8
3. Савельев И.В., Курс общей физики, т.3, §§ 12, 17, 28. «Наука», М, 1979.

Додаток 1

Довжини хвиль спектральних ліній атома водню у видимій області спектра

	H_{α}	H_{β}	H_{γ}	H_{δ}
λ , нм	656,3	486,1	434,1	410,2

Додаток 2

Принцип дії та будова універсального монохроматора УМ-2

Призначення приладу. Прилад призначений для спектральних досліджень у видимій і ближній інфрачервоній областях спектра в діапазоні довжин хвиль від 3800 до 10000 Å.

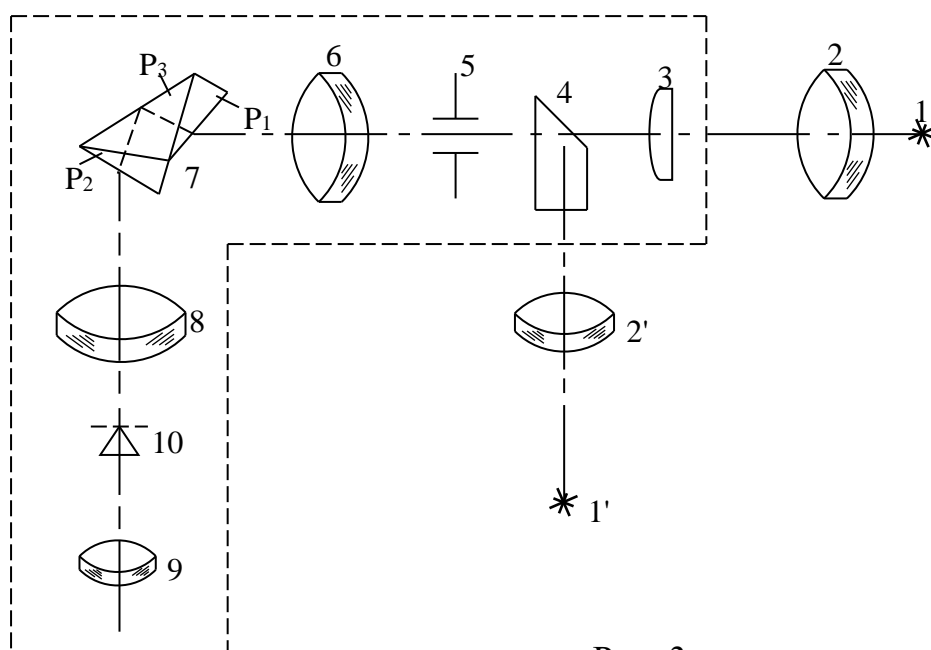


Рис. 3

Принцип дії. Оптична схема монохроматора показана на рис. 3, а конструкція на рис. 4.

Зображення досліджуваного джерела спектра 1 за допомогою конденсорної лінзи 2 і лінзи 3 фокусується на входній щілині 5 приладу. Призма порівняння 4 дозволяє спостерігати разом зі спектром досліджуваного джерела також й

еталонний спектр. Як джерело еталонного спектра 1' використовується ртутна лампа. Конденсорна лінза 2' дозволяє сфокусувати зображення еталонного джерела на вхідну щілину приладу. Грань призми порівняння, звернена до досліджуваного джерела спектра, є непрозорою. Внаслідок цього в полі зору окуляра еталонний і досліджуваний спектри не накладаються і розташовані один над одним.

За допомогою коліматора, що складається з об'єктива 6 і вхідної щілини 5, розміщеної у фокальній площині об'єктива, формується паралельний пучок променів, який далі спрямовується на головний елемент приладу – диспергуючу призму 7 складної конфігурації. Призма розкладає падаючий світловий пучок у спектр і повертає його в напрямку зорової труби, котра складається з об'єктива (лінза 8) і окуляра (лінза 9)¹.

Диспергований світловий пучок збирається у фокальній площині об'єктива, створюючи зображення спектра, котре візуально спостерігається через окуляр. У фокальній площині об'єктива розміщений покажчик 10 у вигляді вістря, котрий дозволяє вимірювати довжини хвилі спектральних ліній. Для цього призма 7 установлена на поворотному столику, котрий можна обертати навколо вертикальної осі за допомогою мікрометричного гвинта, облаштованого відліковим барабаном. Барабан має гвинтову доріжку з градусними поділками та ковзний покажчик кута повороту барабана. Для вимірювання довжини хвилі столик із призмою за допомогою барабана повертають так, щоб потрібна спектральна лінія, що спостерігається, сумістилася з покажчиком 10. Відтак знімають покази барабана, й за спеціальним градуовальним графіком визначають довжину хвилі. Зовнішній вигляд монохроматора з відкритим призмовим столиком зображено на рис. 4.

¹ Окуляр є знімним і може бути замінений на вихідну щілину. Це дозволяє при необхідності використовувати прилад як спектрофотометр або монохроматор.

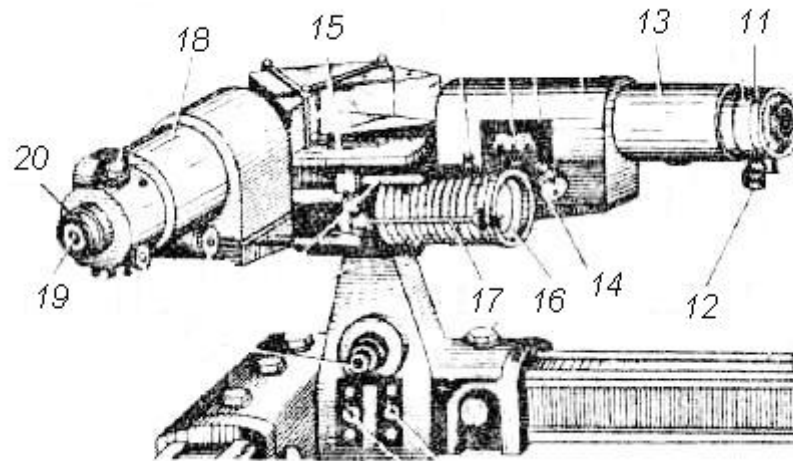


Рис. 4

Основні елементи конструкції монохроматора:

- 11 – вхідна щілина;
- 12 – барабан для регулювання ширини щілини в межах $0 \div 4$ мм з точністю 0,01 мм;
- 13 – коліматор;
- 14 – гвинт фокусування об'єктива коліматора ;
- 15 – призмовий столик з поворотним механізмом;
- 16 – барабан поворотного механізму;
- 17 – штанга з показчиком кута повороту барабана;
- 18 – вихідна труба;
- 19 – окуляр;
- 20 – кільце переміщення окуляра.

Додаткове устаткування. Для градуювання приладу використовується ртутна лампа ДРШ-250, встановлена під кожухом, який можна переміщати по висоті обертанням накатаного кільця. Лампа ДРШ-250 – потужне джерело світла. Під час роботи в лампі розвивається тиск до 300 Н/см^2 , тому поводитися з нею треба обережно.

Нормальна робота ртутної лампи забезпечується пультом живлення

ЕПС-111. Від цього ж пульта подається напруга живлення на лампочки освітлення шкал приладу. На передній панелі пульта живлення розташовані: вимикач мережі, вимикач лампи К-12, вимикач лампи ДРШ-250, пускова кнопка ртутної лампи.

Підготовка приладу до спостережень. Перед спостереженнями та вимірами необхідно домогтися, щоб у полі зору окуляра вістря показчика 10 було сфокусованим, а спектральні лінії мали чіткі межі. Для цього спочатку, переміщуючи окуляр обертанням кільця 20 (рис. 4), слід отримати чітке зображення вістря показчика 10. Потім за допомогою мікрометричного гвинта 14 коліматорного об'єктива треба отримати чітке зображення спектра. Для відліку положення спектральної лінії, обертаючи барабан 16, суміщають її центр із вістрям 10, й знімають покази індикатора кута 17. Для зменшення похибки вимірів установлюють ширину вхідної щілини 0,02 – 0,03 мм (при спостереженні найслабших ліній щілину доводиться розширювати до 0,05 – 0,06 мм).

Градуювання. Для градуювання приладу необхідно:

- відцентрувати ртутну лампу 1 та конденсорну лінзу 2 (рис. 3), розташовані на рейці перед вхідною щілиною, так, щоб на призму порівняння 4 потрапляв сконцентрований пучок світла;
- підготувати прилад до спостереження, як описано вище;
- обертаючи барабан повороту призми монохроматора 16 (рис. 4) і спостерігаючи спектр через окуляр 19, по черзі підвести до вістря 10 добре видимі спектральні лінії ртуті, щоразу знімаючи покази N барабана й заносючи їх до таблиці 1 у протоколі роботи.

Туди ж занести довжину хвилі кожної лінії, взявши її з наведеної нижче таблиці. Найбільш інтенсивні лінії, по яких звичайно роблять градуювання, у таблиці підкреслені.

Довжини хвилі спектральних ліній атомів ртуті ($1 \text{ \AA} = 0,1 \text{ нм}$)

Спектральна лінія	Довжина хвилі, \AA
Темно-червона	6907
Червоно-помаранчева I	6234
Червоно-помаранчева II	6123
Помаранчева	6073
Жовта I	5791
Жовта II	5770
Яскраво-зелена	5461
Зелено-синя	4916
Яскраво-синя	4358
Синя середня	4348
Синя слаба	4339
Фіолетова слаба	4108
Фіолетова яскрава	4046
Фіолетова темна	3984

– за отриманими даними на аркуші міліметрового паперу формату А-5 по точках побудувати градувальну криву – графік залежності $\lambda = f(N)$.

Зауваження. Градувальний графік далі використовується для визначення довжин хвилі спектра водню. Тому криву $\lambda = f(N)$ треба проводити акуратно, добре загостреним м'яким олівцем і за допомогою лекала, слідкуючи за спряженістю окремих ділянок графіка.

Лабораторна робота № 3-12

Вивчення ефекту Рамзауера

Мета роботи: Дослідження особливостей розсіювання електронів на атомах інертного газу, пов'язаних із проявом ефекту Рамзауера.

Прилади та обладнання: тиратрон, джерело регульованої напруги (ДРН)

Теоретичні відомості

Відомо, що мікрочастинки мають не лише корпускулярні, а й хвильові властивості. Тому в багатьох явищах їх поведінка принципово відрізняється від передбачень класичної фізики й підпорядкована законам квантової механіки. Одним із таких квантових явищ є ефект Рамзауера. Суть ефекту полягає в аномально слабкому, з огляду на закони класичної фізики, розсіюванні електронних пучків на атомах важких інертних газів (Ar , Kr , He) при певних відносно малих значеннях кінетичної енергії електронів.

При проходженні пучка електронів крізь заповнену газом область деякі електрони розсіюються на атомах газу, тобто, відхиляються від початкового напрямку руху, внаслідок взаємодії з атомами. Відтак спостерігається послаблення електронного пучка. Зі збільшенням кінетичної енергії E і швидкості електрона зменшується час його прольоту поблизу атома, що, за класичною теорією, повинно зменшувати вплив атома на траєкторію руху електрона. Тому, із збільшенням E мала б монотонно збільшуватися й

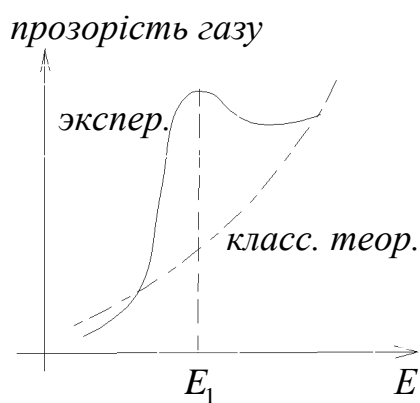


Рис. 1

прозорість газу для електронів, тобто, – частка не розсіяних електронів, як це схематично показано на рис. 1.

Однак К. Рамзауер у 1921 р. виявив, що при проходженні пучка електронів крізь важкі інертні газу прозорість атомів газу із збільшенням енергії електронів E , всупереч

класичній теорії, змінюється немонотонно. В області невеликих енергій вона стрімко зростає, проходячи через максимум при певному значенні енергії електронів $E = E_1$ (E_1 залежить від виду газу), рис. 1.

Квантово-механічна теорія пояснює цей ефект особливостями взаємодії електрона з атомами, зумовленими наявністю в електрона хвильових властивостей. Указані хвильові властивості й визначають описану специфічну (не класичну) залежність прозорості атомів $D(E)$ від енергії пролітаючих електронів. Причому, мовою квантової механіки прозорість атома D – то є імовірність проходження електроном області атома без розсіювання, тобто без зміни напрямку руху.

Дія атома на електрон, що рухається повз нього, визначається електричним полем, яке створюється в околі атома його ядром і електронами. Особливістю атомів інертних газів є сферична симетрія цього поля. Оскільки в цілому атом є електрично нейтральним, то, як це впливає з теореми Гауса, у випадку сферичної симетрії “поза” атомом електричне поле відсутнє. З цієї причини потенціальна енергія взаємодії електрона з атомом відмінна від нуля лише всередині сфери з розмірами атома, і залежить тільки від відстані r до ядра: $U = U(r)$. Інакше говорячи, атом створює для електрона, що пролітає, сферично-симетричну потенціальну яму з різко вираженими межами й шириною, рівною поперечнику атома. Тому для одержання залежності прозорості атома від енергії електрона $D = D(E)$ необхідно визначити ймовірність проходження електрона крізь таку потенціальну яму в залежності від його енергії E .

Точне розв’язування цієї квантово-механічної задачі потребує знання явного виду залежності $U(r)$ і, до того ж, являє значні математичні труднощі. Тому приймемо спрощену модель – сферичну потенціальну яму замінимо одновимірною прямокутною потенціальною ямою з ефективною глибиною U_0 й ефективною шириною d , рис. 2.

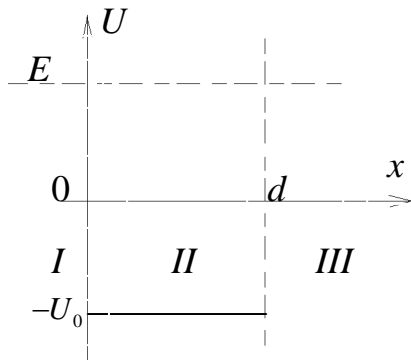


Рис. 2

Отже, замість проходження електрона через плоский шар ширини d порядку розмірів атома, усередині якого потенціальна енергія електрона $U = -U_0$, де $-U_0$ дорівнює усередненій потенціальній енергії електрона, що пролітає поблизу від ядра атома. Така задача є математично простою і, в той же час, якісно правильно відображає поведінку електрона при

проходженні області атома й дозволяє пояснити ефект Рамзауера.

Розглянемо рух електрона з постійною енергією E з області I уздовж осі x , скориставшись стаціонарним рівнянням Шрьодінгера:

$$\psi''(x) + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U(x))\psi(x) = 0. \quad (1)$$

де m – маса електрона, \hbar – стала Планка, $\psi(x)$ – координатна частина хвильової функції електрона.

Оскільки в нашій моделі прямокутної ями залежність потенціальної енергії електрона від координати $U(x)$ неможливо виразити аналітично (формулою), рівняння (1) записують і розв’язують окремо для кожної області I , II й III , а потім об’єднують ці розв’язки. Наведемо вид рівнянь і їхніх загальних розв’язків для областей:

$$\begin{array}{lll} I & U = 0 & \psi_1'' + K_1^2 \psi_1 = 0 & \psi_1 = A_1 e^{iK_1 x} + B_1 e^{-iK_1 x}, \\ II & U = -U_0 & \psi_2'' + K_2^2 \psi_2 = 0 & \psi_2 = A_2 e^{iK_2 x} + B_2 e^{-iK_2 x}, \\ III & U = 0 & \psi_3'' + K_1^2 \psi_3 = 0 & \psi_3 = A_3 e^{iK_1 x} + B_3 e^{-iK_1 x}, \end{array} \quad (2)$$

де введено позначення:

$$K_1^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}, \quad K_2^2 = \frac{2m(E + U_0)}{\hbar^2} \quad (3)$$

Можна показати, що координатні ψ -функції виду $\psi = Ae^{iKx}$ описують електрони, котрі рухаються в додатному напрямку осі x , а функції виду

$\psi = Be^{-iKx}$ – електрони, що рухаються в протилежному напрямку. З цієї причини величина $B_3 = 0$, оскільки в області *III* не може бути електронів, які рухаються ліворуч. Квадрат модуля хвильової функції дорівнює щільності ймовірності перебування електрона в області шириною dx :

$$|\psi|^2 = \psi \cdot \psi^* = (dP/dx).$$

Тому величина $A_1 e^{iK_1 x} \cdot A_1^* e^{-iK_1 x} = |A_1|^2$ є прямо пропорційною щільності потоку електронів, які “налітають” на яму, а $A_3 e^{iK_1 x} \cdot A_3^* e^{-iK_1 x} = |A_3|^2$ – щільності потоку електронів, які пройшли яму й рухаються далі в області *III*. Таким чином, прозорість ями (яка моделює прозорість атома), тобто відсоток електронів, які пройшли область ями, дорівнює:

$$D = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 = |a_3|^2$$

Тут і надалі будемо використовувати позначення:

$$\frac{A_2}{A_1} = a_2; \quad \frac{B_1}{A_1} = b_1; \quad \frac{B_2}{A_1} = b_2; \quad \frac{A_3}{A_1} = a_3$$

Відносну амплітуду a_3 знайдемо з умов неперервності хвильової функції та її похідної на межах областей:

$$\psi_1(0) = \psi_2(0); \quad \psi_2(d) = \psi_3(d); \quad \psi_1'(0) = \psi_2'(0); \quad \psi_2'(d) = \psi_3'(d).$$

Підставивши значення $x = 0$ та $x = d$ у відповідні вирази (1) і поділивши отримані рівняння на A_1 , отримаємо:

$$\begin{cases} 1 + b_1 = a_2 + b_2 \\ a_2 e^{iK_2 d} + b e^{-iK_2 d} = a_3 e^{iKd} \\ iK_1 - iK_1 b_1 = iK_2 a_2 - iK_2 b_2 \\ iK_2 a_2 e^{iK_2 d} - iK_2 b_2 e^{-iK_2 d} = iK_1 a_3 e^{iK_1 d} \end{cases}$$

або, увівши позначення $(K_2 / K_1) = n$,

$$\begin{cases} 1 + b_1 = a_2 + b_2 \\ a_2 e^{iK_2 d} + b e^{-iK_2 d} = a_3 e^{iKd} \\ i - b_1 = n a_2 - n b_2 \\ n a_2 e^{iK_2 d} - n b_2 e^{-iK_2 d} = a_3 e^{iK_1 d} \end{cases} \quad (4)$$

Звідси можна знайти всі амплітуди b_1 , a_2 , b_2 , a_3 . Зокрема, для a_3 та виходить:

$$a_3 = \frac{4n e^{-iK_1 d}}{(n+1)^2 e^{-iK_2 d} - (n-1)^2 e^{iK_2 d}}.$$

Для прозорості ями $D = |a_3|^2 = a_3 a_3^*$ маємо:

$$D = \frac{4n^2}{4n^2 + (1 - n^2)^2 \sin^2 K_2 d} \quad (5)$$

Згідно з (3), величини $K_2 = \sqrt{2m(E - U)} / \hbar$ і $n = (K_2 / K_1)$ для заданої ями визначаються тільки енергією електрона E , тому отриманий результат описує залежність від енергії ймовірності проходження електроном області ями. Як видно з (5), ця залежність не є монотонною і при $\sin K_2 d = 0$ має максимум $D = 1$. При цьому ймовірність відбивання електрона від ями $W = 1 - D$, яка в нашій спрощеній моделі відображає розсіювання на атомі, стає рівною 0. Умова $\sin K_2 d = 0$ виконується при

$$K_2 d = \pi N \Rightarrow \frac{\sqrt{2m(E_N + U_0)}}{\hbar^2} d = N\pi, \quad N = 1, 2, \dots$$

Звідси випливає, що при значеннях енергії електронів

$$E_N = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2md^2} N^2 - U_0 .$$

прозорість атомів має максимуми, і розсіювання електронів зникає. Саме в цьому й полягає ефект Рамзауера. Правда, слід зазначити, що в реальних умовах із деяких причин вдається спостерігати тільки один максимум прозорості ($N = 1$) при енергії електронів

$$E_1 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2md^2} - U_0 . \quad (6)$$

Оскільки енергія електрона $E > 0$, з (6) випливає, що

$$\frac{\pi^2 \hbar^2}{2md^2} - U_0 > 0 \Rightarrow U_0 d^2 < \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m} ,$$

отже, ефект можливий не при будь-яких значеннях U_0 і d . Це пояснює, чому ефект Рамзауера спостерігається тільки для важких інертних газів – лише в цих атомах спостерігається потрібне співвідношення між указаними параметрами. Слід також сказати, що в експерименті розсіювання зникає не повністю, а лише сягає певного мінімуму.

У даній лабораторній роботі експериментально визначається величина E_1 і, з використанням заданої “ефективної” ширини ями d , оцінюється “ефективна” глибина ями U_0 , яка дає уявлення про енергію взаємодії пролітаючих електронів з атомами:

$$U_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2md^2} - E_1 \quad (7)$$

Опис експерименту

Розсіювання електронів у роботі досліджується за допомогою тиратрона – електронної лампи, заповненої розрідженим інертним газом. Принципова схема вимірювань показана на рис. 3.

Електроди тиратрона – катод K , прискорююча сітка C , колектор K_L і анод A з'єднуються між собою. На електроди від джерела регульованої напруги ДРН подається певний позитивний потенціал стосовно катода K . Як наслідок, між катодом і сіткою для електронів створюється прискорююче поле, в той час як між сіткою й анодом поле практично відсутнє. Емітовані катодом електрони прискорюються сіткою і влітають у напрямку анода в область, вільну від поля, де їхній подальший рух визначається тільки розсіюванням на атомах газу. При цьому не розсіяні електрони потрапляють на анод і створюють відповідний анодний струм I .

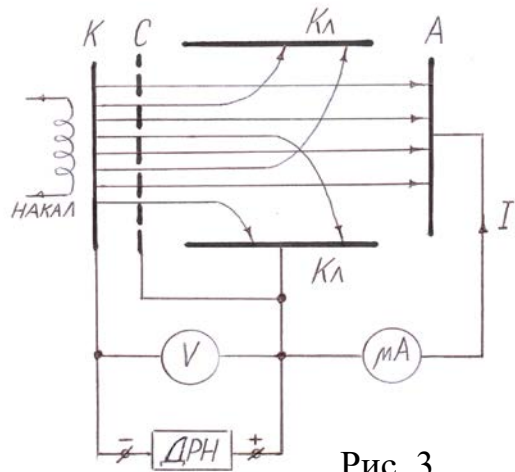


Рис. 3

Ідея експерименту полягає в тому, що, кінетична енергія електронів, які влітають в область між сіткою та анодом, визначається прискорюючою напругою V , що подається на сітку C : $E = eV$. Тому, вимірюючи вольт-амперну характеристику (ВАХ) тиратрона, тобто залежність анодного струму від напруги $I(V)$, можна отримати відомості про залежність розсіювання електронів на атомах від їх (електронів) енергії й спостерігати ефект Рамзауера (рис. 4).

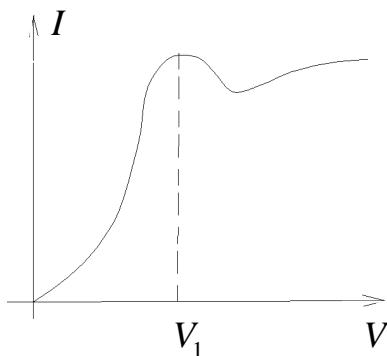


Рис. 4

Анодний струм I пропорційний числу електронів N , що попадають на анод за 1 с, тобто потоку не розсіяних електронів. Кількість таких електронів залежить від:

а) N_0 – кількості електронів, що проходять крізь прискорюючу сітку за 1 с. При малих напругах вона слабо залежить від V (повільно монотонно зростає);

б) імовірності зустрічі електрона з атомом, яка залежить від розмірів атомів газу, їхньої концентрації та відстані між сіткою й анодом. (Усі ці параметри не залежать від V);

в) імовірності того, що при зустрічі з атомом електрон пройде область атома без розсіювання, тобто – від прозорості атома, яка залежить від енергії електронів, а отже, від V .

З розглянутих факторів лише прозорість атомів D істотно залежить від прискорюючої напруги V . Тому, вимірюючи ВАХ тиратрона, ми фактично вимірюємо залежність $D(E)$ і можемо експериментально дослідити ефект Рамзауера й визначити енергію електронів E_1 , при якій вони проходять через газ майже без розсіювання на атомах.

Для вимірювання ВАХ тиратрона в анодне коло (рис. 3) включений мікроамперметр, а між сіткою та катодом – вольтметр. Але покази вольтметра V' відрізняються від прискорюючої напруги V через наявність зовнішньої контактної різниці потенціалів між сіткою і катодом V_c , яка задається в інструкції на робочому місці. Це обов'язково треба враховувати при обробці експериментальних даних і прискорюючу напругу визначати за формулою:

$$V = V' + V_c \quad (8)$$

Примітка. У вимірювальну установку може бути включеним осцилограф для візуального спостереження ВАХ. Однак, виміри й у цьому випадку необхідно робити за допомогою стрілочних приладів.

Порядок виконання роботи

Перед початком роботи необхідно вивчити інструкцію на робочому місці, ознайомитися з вимірювальною установкою й занести до таблиці 1 указані значення величин d , V_c .

1. Уключити установку, дати їй прогрітися протягом 5 хв. і зробити, якщо це передбачено інструкцією, калібрування.

2. Подаючи прискорюючу напругу в інтервалі $V_i' = 0 \dots 1,5 \text{ В}$, виміряти відповідні значення I_i струму (у поділках шкали). Показання вольтметра V_i' (В) й амперметра I_i (под) занести до табл. 2.

Указівка. Для точнішого визначення резонансної напруги в області максимуму ВАХ в інтервалі $\pm 0,2 \text{ В}$ напругу V_i' слід змінювати з кроком $\Delta V_i = 0,05 \text{ В}$. На інших ділянках ВАХ крок $\Delta V_i = 0,1 \text{ В}$.

Обробка результатів

1. За формулою (8) розрахувати дійсні значення напруг V_i і занести їх до табл. 2.

2. На лист міліметрівки нанести точки $I_i(V_i)$ і за допомогою лекала провести по них плавну криву – графік ВАХ.

3. За графіком ВАХ і формулою (8) із максимальною можливою точністю визначити величину V_1 , B і занести її до табл. 1.

4. За виразом (7), у якому $E_1 = eV_1$, розрахувати величину U_0 (еВ) і занести її до таблиці 1.

Таблиця 1

$d, \text{А}$	$V_c, \text{В}$	$V_1, \text{В}$	$U_0, \text{еВ}$

Таблиця 2

$V_i', \text{В}$							
$V_i, \text{В}$							
$I_i, \text{под}$							

Контрольні питання

1. У чому полягає ефект Рамзауера та як його можна експериментально спостерігати?
2. Охарактеризуйте “класичний” механізм розсіювання електрона на атомі й поясніть, як і чому повинна залежати ймовірність розсіювання від швидкості електрона в рамках цього механізму? Яка ця залежність у дійсності?
3. Сформулюйте задачу, розв’язувану у квантово-механічній теорії ефекту Рамзауера. Що називається прозорістю атома D ? Як вона пов’язана з ймовірністю розсіювання W електрона на атомі?
4. Яку особливість має електричне поле атомів інертних газів? Яка спрощена модель потенціальної ями використовується в розглянутій теорії ефекту Рамзауера?
5. Запишіть рівняння Шрьодінгера для використаної моделі та наведіть їх загальні розв’язки.
6. Який зміст мають доданки в ψ -функціях ψ_1 і ψ_3 ? Чому $B_3 = 0$? Як через них виражається прозорість атома D через функції ψ_1 і ψ_3 ?
7. З яких умов впливає система рівнянь (4)?
8. Поясніть, як формула (5) теоретично обґрунтовує ефект Рамзауера?
9. Отримайте робочу формулу (7) для оцінки глибини потенційної ями U_0 .
10. Наведіть принципову схему вимірювань ВАХ тиратрона. Поясніть, як за її допомогою можна досліджувати ефект Рамзауера.
11. Наведіть вид ВАХ тиратрона. Як на ній виявляється ефект Рамзауера?
12. Як по експериментальній ВАХ можна визначити енергію E_1 ? Чому і як покази вольтметра V' відрізняються від прискорюючої різниці потенціалів V ?

Література

1. Савельев И.В., Курс общей физики, т. 3, § 26, “Наука”, М., 1979.
2. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Загальний курс фізики, т. 3, § 12.6, “Техніка”, К, 1999.

З.Иродов И.Е., Квантовая физика. Основные законы, “Физматлит”, М-СП, 2002., ISBN 5-93208-055-8