Міністерство освіти і науки України
Львівський національний університет імені Івана Франка

В.Ю. Курляк, Л.Т. Карплюк, М.Р. Тузяк

Практикум з курсу “АТОМНА ФІЗИКА”

Навчально-методичний посібник

Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка
Львів 2008

© В.Ю. Курляк, Л.Т. Карплюк. Практикум з курсу “АТОМНА ФІЗИКА”

УДК 539.18(075.8)
ББК В360.3я73-1
К 93

Рецензенти:

д-р фіз.-мат. наук *В.С. Овечко*
(Київський національний університет імені Т. Шевченка);

д-р фіз.-мат. наук *М.А. Рувінський*
(Прикарпатський національний університет ім. В.Стефаника);

д-р фіз.-мат. наук *П.С. Кособуцький*
(Національний університет “Львівська політехніка”)

Курляк В.Ю., Карплюк Л.Т., Тузяк М.Р.
К 93 Практикум з курсу “Атомна фізика”: Навчально-методичний посібник. – Львів: Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка, 2008. – 112 с.

У навчально-методичному посібнику запропоновано 12 лабораторних робіт із загального курсу “Атомна фізика”. В описі кожної лабораторної роботи міститься огляд наукових джерел, експериментальна частина та список рекомендованої літератури.

Для студентів фізичних та радіофізичних спеціальностей, а також молодих спеціалістів, які працюють у галузі оптики та спектроскопії.

УДК 539.18(075.8)
ББК В360.3я73-1

Рекомендовано до друку Вченою Радою
Львівського національного університету імені Івана Франка.
Протокол № 4 від 29 травня 2007 р.

© Курляк В.Ю., Карплюк Л.Т., Тузяк М.Р., 2008
© Львівський національний університет
імені Івана Франка, 2008

Вступ

Атомна фізика – розділ загального курсу фізики, в якому вивчається будова і властивості атома, а також елементарні процеси на атомному рівні. Для атомної фізики найбільш властивими є відстані ~ 10^{-8} см (тобто такі як розміри атома) і енергії зв’язку та елементарних процесів порядка декількох електрон-вольт. Будова речовини і елементарні процеси на атомарному рівні зумовлені електромагнітною взаємодією. З метою пояснення цих процесів використовують квантово-механічні уявлення про будову атома. Вивчення будови атома як квантової системи, яка складається з ядра і електронів, рівнів енергії атома, їх характеристик, випромінювальні та безвипромінювальні квантові переходи в атомі, збудження атома й атомні зіткнення, а також електричні і магнітні властивості атомів та їх поводження у зовнішніх полях здійснюється з допомогою низки експериментальних методів, описаних у цьому практикумі, серед яких особливе значення мають спектральні.

Посібник складений відповідно до програми загального курсу фізики, практикуму для фізичних факультетів університетів. Він складається з 12 лабораторних робіт. Опис кожної лабораторної робота містить короткий теоретичний огляд досліджуваної проблеми, посилання на літературу, виведення робочої формули, порядок виконання лабораторної роботи.

Лабораторні роботи охоплюють такі розділи: рух заряджених частинок в електричному та магнітному полях, закони теплового випромінювання, спектральні закономірності станів атомів та молекул, в тому числі складних атомів, елементи квантової електроніки та сучасні уявлення про будову атома, оптичні квантові генератори.

Навчальний посібник може бути корисним для студентів та аспірантів фізичних та радіофізичних спеціальностей вищих навчальних закладів.

Лабораторна робота № 1
Дослідження випромінювальної здатності вольфраму

Прилади та матеріали: амперметр, вольтметр, джерело живлення, лампа розжарення.

Теоретичні відомості

Тіла випромінюють світло під час переходів атомів і молекул із станів з більшими значеннями енергії у стани з меншими. Якщо випромінювальне тіло має температуру вищу, ніж температура навколишнього середовища, то таке випромінювання називають тепловим. Особливістю теплового випромінювання є те, що його джерело знаходиться в стані термодинамічної рівноваги (незалежно від його агрегатного стану). Тому теплове випромінювання – єдиний вид рівноважного випромінювання, основна властивість якого полягає у тому, що в стані термодинамічної рівноваги кількість переходів з стану один у стан два повинна становити рівну кількість зворотних переходів. Тобто у стані термодинамічної рівноваги будь-яке тіло має випромінювати в навколишнє середовище рівно стільки фотонів, скільки воно їх поглинуло.

Будь-яке випромінювання характеризують об’ємною та спектральною густинами енергії випромінювання. Під об’ємною густиною енергії випромінювання розуміють сумарну енергію одиниці об’єму електромагнітних хвиль усіх можливих частот ($0 \le \nu \le \infty$). Під спектральною густиною енергії випромінювання – енергію в одиниці об’єму електромагнітних хвиль вузького інтервалу частот $\nu, \nu + d\nu$. Для рівноважного випромінювання спектральна густина енергії є функцією частоти і температури $U(\nu, T)$.

Об’ємна густина енергії рівноважного випромінювання є універсальною функцією лише температури і визначається інтегруванням функції $U(\nu, T)$ в усьому інтервалі частот:

$$U = \int_0^\infty U(\nu, T) d\nu .$$

Введемо деякі необхідні поняття.

Випромінювальна здатність $E(T)$ чисельно дорівнює енергії, яку випромінює тіло за цієї температури з одиниці поверхні за одиницю часу в усьому інтервалі частот $0 \le \nu \le \infty$.

Спектральна випромінювальна здатність тіла $e(\nu, T)$ чисельно дорівнює енергії, що випромінюється при заданій температурі одиницею поверхні за одиницю часу в інтервалі частот $\nu, \nu + d\nu$.

Повну (сумарну, інтегральну) випромінювальну здатність тіла визначають так:

$$E(T) = \int_0^\infty e(\nu, T) d\nu .$$

Поглинальна здатність тіла $A(T)$ показує, яку частину падаючого випромінювання поглинає тіло при заданій температурі.

Спектральна поглинальна здатність тіла $\alpha(\nu, T)$ показує, яку частину падаючого випромінювання в інтервалі частот $\nu, \nu + d\nu$ тіло поглинає при заданій температурі. Тіла, які здатні повністю поглинати все падаюче на них випромінювання довільних довжин хвиль за будь-яких температур, називають абсолютно чорними. Для них поглинальна здатність

$$A(T) = \alpha(\nu, T) = 1 .$$

Між спектральною об’ємною густиною енергії рівноважного випромінювання і спектральною випромінювальною здатністю абсолютно чорного тіла існує такий зв’язок:

$$U(\nu, T) = \frac{4}{c} e(\nu, T) .$$

Абсолютно чорних тіл у природі немає. Однак є тіла, які за своїми властивостями наближаються до абсолютно чорних (чорна сажа, чорний оксамит та ін.). Випромінювальна здатність і розподіл енергії випромінювання за довжинами хвиль реальних тіл залежить від температури, хімічного складу і фізичного стану тіла та його поверхні.

Незважаючи на прояв індивідуальних особливостей різних тіл, їх випромінювання має підпорядковуватись певним загальним законам. Одним з таких законів є закон Кірхгофа, за яким відношення випромінювальної здатності тіла до його поглинальної здатності – це універсальна функція частоти та температури тіла, що дорівнює випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла за тієї ж температури, тобто

$$\frac{E(\nu,T)}{A(\nu,T)} = \frac{e(\nu,T)}{1} = f(\nu,T)\,,$$

де $f(\nu,T)$ – функція Кірхгофа.

Оскільки для реальних тіл $A(T) < 1$, то за однієї і тієї самої температури абсолютно чорне тіло має найбільшу випромінювальну здатність. За законом Кірхгофа будь-яке тіло при заданій температурі випромінює хвилі переважно тих довжин, які воно при тій самій температурі більше поглинає.

Залежність випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла від температури визначає закон Стефана–Больцмана. Випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна до четвертого степеня температури:

$$E(T) = \sigma T^4\,, \tag{1}$$

де $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м^{2}К^4 називається сталою Стефана–Больцмана. Цей закон визначає залежність інтегральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла від температури, але не розкриває характеру розподілу енергії випромінювання за частотами, тобто як виглядає функція Кірхгофа $f(\nu,T)$, залишається невідомим.

В. Він, застосовуючи закони термодинаміки й електродинаміки, з’ясував, що величина спектральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла $e(\nu,T)$ прямо пропорційна до кубу частоти і є функцією відношення ν/T, тобто

$$e(\nu,T) = \nu^3 F(\nu/T)\,,$$

де $F(\nu/T)$ – функція, вигляд якої В. Віну був невідомий.

Звідси було встановлено закон зміщення Віна:

$$\lambda_{\max} T = b\,, \tag{2}$$

де $b = 2{,}89 \cdot 10^{-9}$ м·К – стала Віна.

За цим законом максимум спектральної випромінювальної здатності за умови підвищення температури зміщується у бік коротких довжин хвиль (рис.1). На заштрихованій ділянці показано частину енергії, яка потрапляє у видиму область залежно від температури.

Закони теплового випромінювання намагалися пояснити Дж. Релей та Дж. Джінс, використовуючи методи статистичної фізики. Вони встановили співвідношення

$$e(\nu,T)=\frac{2\pi\nu^2}{c^2}kT\,,$$

яке називається формулою Релея–Джінса. Ця формула вдало описує розподіл енергії випромінювання для малих частот ν. Для великих частот вона непридатна.

М. Планк зумів визначити справжній вигляд функції $e(\nu,T)$, використовуючи такі припущення: випромінювання є результатом коливання атомних лінійних осциляторів, які збуджують електромагнітні хвилі будь-яких частот; осцилятор випромінює енергію не безперервно, а певними порціями – квантами; енергія кванта, яка випромінюється осцилятором, залежить від частоти випромінювання. Цю формулу записують у вигляді:

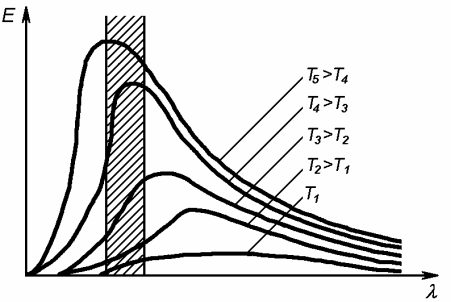


Рис. 1. Закон зміщення Віна

$$e(\nu,T)=\frac{2\pi\nu^2}{c^2}\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}\,.$$

Ця формула справджується для будь-яких частот і температур.

Випромінювання всіх твердих тіл, рідин і газів характеризується нерівномірним розподілом енергії у спектрі випромінювання, а їх інтегральні й спектральні поглинальні здатності завжди менші, ніж в абсолютно чорного тіла.

Якщо спектр випромінювання тіла суцільний, а розподіл енергії за довжинами хвиль подібний до розподілу енергії у спектрі абсолютно чорного тіла, то такі тіла називаються сірими. Для сірих тіл при заданій температурі

$$\frac{E(\nu,T)}{e(\nu,T)}=\text{const}=A(T)\,.$$

Інакше кажучи, це тіла, в яких коефіцієнт поглинання залишається приблизно сталим в широкому інтервалі частот.

Тіла, для яких ця умова не виконується, називають селективними. Випромінювання реальних тіл деякою мірою має селективний характер. Найбільша селективність випромінювання характерна для газів, оскільки вони випромінюють у певних порівняно вузьких ділянках спектра.

Сірих тіл, так само, як і абсолютно чорних, у природі не існує. В інтервалі довжин хвиль від фіолетової до далекої інфрачервоної області спектра для жодного тіла ця умова не виконується. Однак для деяких тіл у певних областях спектра ця умова виконується з певною точністю.

Закони теплового випромінювання досить часто застосовують на практиці, зокрема, в оптичних методах вимірювання високих температур (оптична пірометрія), а також у розробці й створенні джерел світла.

Оптична пірометрія об’єднує в собі комплекс методів, за допомогою яких можна вимірювати температуру тіла у досить широкому інтервалі. Діапазон температур, які вимірюються в оптичній пірометрії, теоретично необмежений. Нижню межу визначають здебільшого чутливістю приймачів випромінювання. Більшість методів оптичної пірометрії ґрунтується на вимірюванні інтенсивності випромінювання або поглинання досліджуваного тіла в ультрафіолетовій, видимій або інфрачервоній областях спектра. Інтенсивність випромінювання або поглинання пов’язують звичайно з температурою за допомогою законів теплового випромінювання або законів термодинамічної рівноваги.

Усі методи, що застосовуються в оптичній пірометрії, є непрямими, тому надійність результатів, одержаних з їх допомогою, залежить передусім від ступеня застосовності до досліджуваного об’єкта закону, що зв’язує температуру з вимірюваною величиною. Методи оптичної пірометрії не потребують безпосереднього контакту вимірювальної апаратури з досліджуваним тілом. Завдяки цьому вони дають змогу, по-перше, без шкоди для приладів вимірювати дуже високі температури, по-друге, вимірювати температуру віддалених тіл і, по-третє, їх застосування не спотворює стан досліджуваного об’єкта, до чого часто призводить термометричне тіло, що застосовується в інших методах.

Залежно від того, який із законів теплового випромінювання покладено в основу методу вимірювання температур, розрізняють три умовних температури: енергетичну або радіаційну; яскравісну; колірну. Вони функціонально пов’язані з справжньою температурою тіла і його випромінювальною здатністю.

Під радіаційною розуміють температуру абсолютно чорного тіла, за якої його випромінювальна здатність $e(T)$ однакова з випромінювальною здатністю $E(T)$ тіла, температуру якого визначають. Відповідно до

означення радіаційної температури та закону Стефана–Больцмана для сірих тіл маємо

$$E(T) = \sigma T_{\text{р}}^4 = A(T)\sigma T^4 ,$$

звідки

$$T_{\text{р}} = T\sqrt[4]{A(T)} .$$

Значення $A(T)$ добре вивчені для багатьох технічно важливих матеріалів. Для металів значення $A(T)$ невеликі (від 0,1 до 0,3), а для оксидів металів і вугілля вони значні (від 0,5 до 0,9). Оскільки $A(T)$ для нечорних тіл менше ніж одиниця, то справжня температура завжди більша від радіаційної.

Радіаційну температуру вимірюють радіаційним пірометром. Оптичну схему пірометра рефлекторного типу показано на рис. 2. За допомогою об’єктива *4*, дзеркал *1* і окуляра *5* пірометр візуально наводять на досліджуваний об’єкт. При цьому зображення об’єкта має повністю перекрити весь приймач *3*, сигнал з якого реєструється приладом *2*. В якості приймача в радіаційних пірометрах найчастіше застосовуються термопари або болометри. Іноді використовують біметалеву спіраль, яка згинається при нагріванні. Пірометри попередньо градуюють за допомогою абсолютно чорного тіла, температура якого відома.

Радіаційні пірометри прості у виробництві й експлуатації. З їх допомогою легко здійснити автоматичний запис і контроль температури.

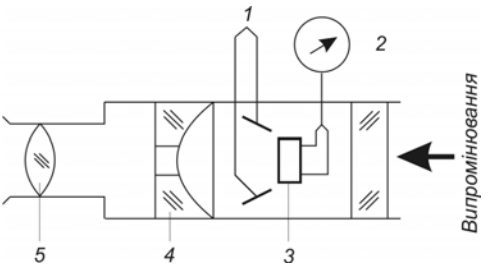


Рис. 2. Оптична схема радіаційного пірометра рефлекторного типу

Під яскравісною розуміють температуру абсолютно чорного тіла, за якої його спектральна випромінювальна здатність $e(\lambda, T)$ дорівнює спектральній випромінювальній здатності досліджуваного тіла для тієї самої довжини хвилі, тобто

$$e(\lambda, T_{\text{я}}) = E(\lambda, T) ,$$

де T – справжня температура тіла. Звичайно для цього використовують ділянку, що лежить в околі 6 600 Å.

Яскравісну температуру найчастіше вимірюють за допомогою пірометрів із зникаючою ниткою (рис. 3). Об’єктив *4* дає дійсне зображення в місці розміщення нитки пірометричної лампи *3*. Нитка лампи має форму півкола і розміщена у площині, перпендикулярній до осі приладу. Фільтр *2* монохроматизує випромінювання лампи і об’єкта. За цієї сили струму для λ=6 600 Å яскравості випромінювання нитки і джерела збігаються, а отже, збігаються їх випромінювальні здатності. Коли нитка зникає, проводять відлік за шкалою вимірювального приладу *5*.

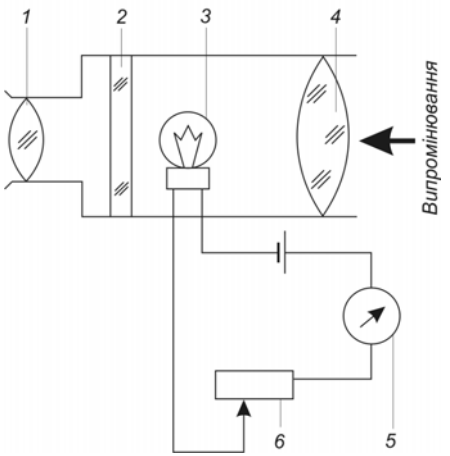


Рис. 3. Оптична схема яскравісного пірометра із зникаючою ниткою

Якщо попередньо шкалу приладу проградуювати по випромінюванню абсолютно чорного тіла, тобто визначити залежність сили струму від температури абсолютно чорного тіла, при якій нитка зникає, то за показами вимірювального приладу можна дізнатися, якій температурі абсолютно чорного тіла відповідає випромінювання досліджуваного об’єкта. Якщо джерело було б також абсолютно чорним тілом, то відшукана температура була б його справжньою температурою. В іншому випадку виміряна температура характеризує температуру абсолютно чорного тіла, яке має при λ=6 600 Å ту ж яскравість, що й досліджуване тіло за умов спостереження. Тому така температура має назву яскравісної.

Очевидно, що яскравісна температура $T_я$ тіла для різних ділянок спектра різна. Щоб визначити справжню температуру за допомогою яскравісної, потрібно знати відношення $e(\lambda,T)$ енергетичної яскравості досліджуваного тіла для λ=6 600 Å до енергетичної яскравості абсолютно чорного тіла при цій же температурі. Зв’язок між справжньою і яскравісною температурами виражає така формула:

$$\ln \alpha_{\lambda,T} = \frac{hc}{k\lambda}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_я}\right),$$

яку можна одержати, скориставшись формулою Планка.

Справжня температура T нечорних тіл завжди більша ніж яскравісна температура $T_я$.

Верхня межа температур, які можна вимірювати яскравісним методом, обмежена гранично допустимою температурою нитки пірометричної лампи. Вона може бути підвищена за допомогою нейтральних фільтрів з відомим пропусканням.

Іншим методом для визначення температури є колірний.

Якщо відомий розподіл енергії у спектрі абсолютно чорного тіла, то за положенням максимуму кривої на підставі закону зміщення Віна (2) можна визначити температуру. У тих випадках, коли випромінювальне тіло не є абсолютно чорним, застосування формули Планка недоцільне, оскільки для таких тіл розподіл енергії за частотами відрізняється від планківського. Виняток становлять так звані сірі тіла, до яких належить вугілля, деякі метали, оксиди. Якщо тіло не є сірим, але його спектр випромінювання не дуже відрізняється від спектра абсолютно чорного тіла за певної температури, то за максимумом випромінювання визначають його температуру, яку називають колірною. Отже, колірною температурою є температура абсолютно чорного тіла, максимум випромінювання якого збігається з максимумом випромінювання досліджуваного тіла.

З метою вимірювання температури колірним методом використовують колірні пірометри (рис. 4). Перед об’єктивом *2* поміщається модулятор – диск, що обертається, із закріпленими на ньому світлофільтрами *3* і *4*. Отже, на приймач *5* почергово фокусується випромінювання двох довжин хвиль λ_1 і λ_2. Реєструюча система *1* вміщує синхронний детектор, який керується модулятором, і прилад для вимірювання відношення сил струмів. Градуювання пірометра виконують по абсолютно чорному тілу.

Щоб відшукати справжню температуру за колірною температурою нечорного тіла, потрібно знати його монохроматичну випромінювальну здатність ε_λ для різних довжин хвиль, тобто відношення випромінювальної здатності досліджуваного тіла $E(\lambda,T)$ і абсолютно чорного тіла $e(\lambda,T)$ для даної довжини хвилі λ і температури T. Звичайно для цього використовують дві довжини хвиль λ_1=6 600 Å і λ_2=4 700 Å. Тоді

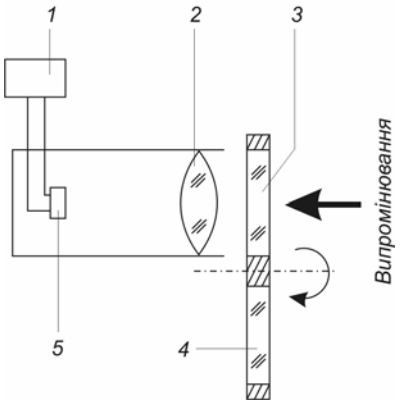


Рис. 4. Оптична схема колірного пірометра

$$\varepsilon_1 = E_{\lambda_1,T} / \varepsilon_{\lambda_1,T};$$

$$\varepsilon_2 = E_{\lambda_2,T} / \varepsilon_{\lambda_2,T}.$$

Колірна температура $T_{\text{кол}}$ є приблизно температурою абсолютно чорного тіла, для якого відношення випромінювальних здатностей для двох довжин хвиль дорівнює такому ж відношенню для досліджуваного тіла, справжня температура якого T, тобто

$$E_{\lambda_1,T} / E_{\lambda_2,T} = \varepsilon_{\lambda_1,T_{\text{кол}}} / \varepsilon_{\lambda_2,T_{\text{кол}}} .$$

Скориставшись формулою Віна, можна одержати такий вираз:

$$\frac{1}{T_{\text{кол}}} - \frac{1}{T} = \frac{\ln(\varepsilon_1 / \varepsilon_2)}{(hc/k)(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)},$$

що дає змогу обчислити справжню температуру тіла.

Для тіл, тип випромінювання яких значно відрізняється від випромінювання абсолютно чорного тіла (наприклад тіла з яскраво вираженими областями селективного випромінювання), поняття колірної температури втрачає зміст.

Для несірих тіл здебільшого колірна температура вища за справжню. Колірна температура більшості твердих тіл і рідин значно менше відрізняється від справжньої температури, ніж радіаційна, або яскравісна.

Для реальних, “нечорних” тіл співвідношення Стефана–Больцмана є іншим ніж для абсолютно чорного тіла. Проте, вимірявши два значення температури досліджуваного тіла за допомогою пірометра, можна встановити явний вигляд закону Стефана–Больцмана для досліджуваного тіла. Як свідчать дослідження, загалом показник при T не лише відрізняється від чотирьох, але й залежить від температури. Коефіцієнт при T також є функцією температури:

$$E(T) = B(T) \cdot T^{n(T)} . \qquad (3)$$

Зокрема, для чистих металів n=5. Випромінювальна здатність значною мірою залежить від стану поверхні, тому для кожного зразка практично можна одержати своє значення n, залежне від T.

У цьому дослідженні за допомогою електричних вимірювань визначають B і n для досить вузьких інтервалів температур, де їх можна вважати сталими.

Закон збереження енергії для тіла, розжареного електричним струмом, можна записати у вигляді:

$$I^2R = A(T - T_0) + B(T^n - T_0^n)\,, \tag{4}$$

де T_0– кімнатна температура.

Ліва частина цього рівняння виражає повну енергію, одержану тілом, крізь яке проходить електричний струм, протягом секунди.

Перший доданок правої частини рівняння – це енергія, витрачена тілом за рахунок теплопровідності. Другий доданок – енергія, витрачена тілом через випромінювання.

Відомо, що опір металевого провідника в досить широких температурних межах змінюється за лінійним законом (R=R_0(1+αT)). Тому можна перейти від змінної T до змінної R і рівняння (4) переписати у такому вигляді:

$$I^2R = A'(R - R_0) + B'(R^n - R_0^n)\,, \tag{5}$$

де A' і B' – нові постійні, R_0 – опір досліджуваного тіла за кімнатної температури. Таку залежність показано на рис. 5.

При низьких температурах переважають втрати енергії за рахунок теплопровідності (перший доданок у формулі (5)). Тому на графіку одержуємо прямолінійну ділянку АВ. Точку А, яка відповідає опору за кімнатної температури, позначимо R_0.

У випадку збільшення температури втрати на випромінювання збільшуються і крива втрачає прямолінійність (ділянка ВС на рис. 5).

Для визначення енергії, витраченої тілом за рахунок випромінювання, потрібно відкинути з цього графіку втрати енергії за рахунок теплопровідності. Для цього продовжимо прямолінійну ділянку АВ до перетину з прямою CR_C. Одержимо пряму AD. Тепер для кожної точки з ділянки ВС від значення ординати точки віднімемо значення ординати прямої AD у цій точці. З отриманих результатів зможемо побудувати криву залежності випромінювальної енергії вольфрамової

нитки W ($W = I^2R - A'(R - R_0)$) від її опору (рис. 6). Аналітично можна записати так:

$$W = B'(R^n - R_0^n)\,. \tag{6}$$

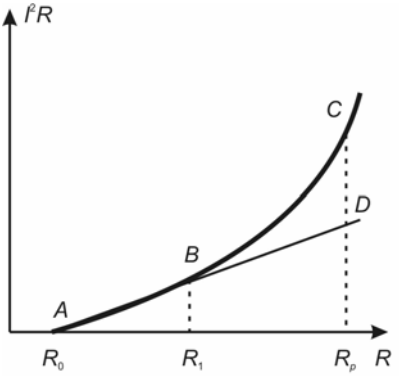


Рис. 5. Залежність повної енергії вольфрамової нитки від опору

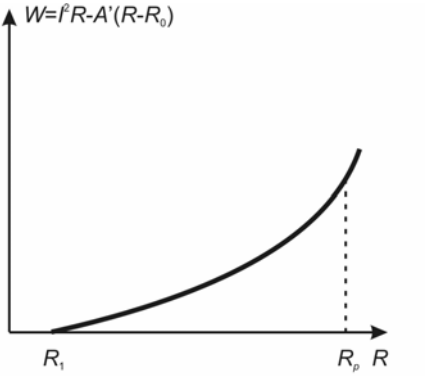


Рис. 6. Залежність випромінювальної енергії вольфрамової нитки від опору

Користуючись графіком на рис. 6, визначимо показник степеня в рівнянні (6), яке можна записати у вигляді:

$$W = B'R^n - B'R_0^n\,. \tag{7}$$

Оскільки, другий доданок правої частини є величиною сталою, то користуючись рис. 6 виконаємо таке: виберемо певний масштаб R_1 і відкладемо на осі відрізки R_1, $R_2=kR_1$, $R_3=k^2R_1$, ..., $R_p=k^{p-1}R_1$ (рис. 7). Значення k і R_1 виберемо так, щоб використати весь інтервал температур від R_B до R_C, беручи в ньому не менше п’яти точок (Наприклад, $R_1=R_B$, k=1,1).

Напишемо значення W для кожної точки:

$$\begin{aligned} &W_1 = B'R_1^n - B'R_0^n, \\ &W_1 + W_2 = B'(kR_1)^n - B'R_0^n, \\ &W_1 + W_2 + W_3 = B'(k^2R_1)^n - B'R_0^n, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned} \tag{8}$$

Віднімаючи від кожного наступного рівняння попереднє, одержимо

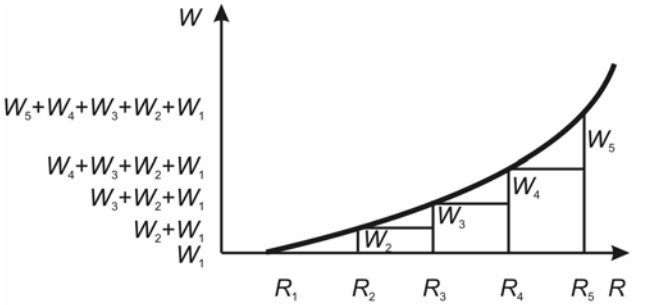


Рис. 7. Вибір масштабу для розрахунку показника степеня *n* у рівнянні (3)

$$W_p = B'(k^n - 1)(k^{p-1}R_1)^n\,, \tag{9}$$

де *p* означає номер відрізка *W*. Або це можна переписати так:

$$W_p = B'(k^n - 1)R_p^n\,. \tag{10}$$

Логарифмуючи цей вираз (наприклад, десятковим логарифмом), одержимо:

$$\lg W_p = n\lg R_p + \lg[B'(k^n - 1)]\,. \tag{11}$$

Оскільки другий доданок – величина стала для всіх *p*, то це є рівняння прямої (*y*=*ax*+*b*).

Побудуємо графік (рис. 8), відкладаючи на осі абсцис lg R_p, а на осі ординат – lg W_p. Тоді з нахилу прямої відшукаємо величину показника степеня $n = \dfrac{\Delta\lg W_p}{\Delta\lg R_p} = \dfrac{\lg W_5 - \lg W_1}{\lg R_5 - \lg R_1}$ (тангенс кута нахилу). Також з графіку визначаємо $\lg[B'(k^n - 1)] = \text{OM}$. Знаючи *n*, з цього виразу можемо знайти B'. Далі, знаючи кімнатну температуру T_0 і опір за кімнатної температури R_0, знаходимо *B*, користуючись виразом

$$B'(R^n - R_0^n) = B(T^n - T_0^n). \tag{12}$$

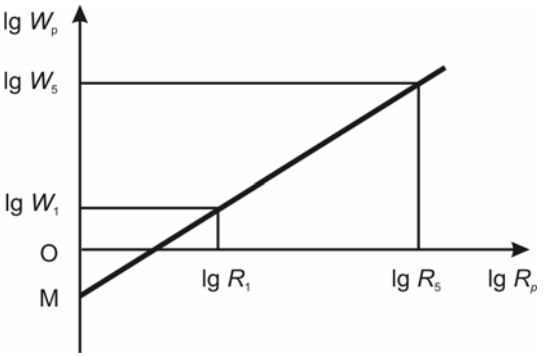


Рис. 8. Графік визначення параметрів *B* і *n*

Експериментальна частина

1. Скласти схему для вимірювань спаду напруги на нитці лампи розжарення при різних силах струму. Увімкнути блок живлення.
2. Виміряти силу струму *I* при різних значеннях напруги *U* на лампі розжарення. Виміри повторити тричі для кожного значення *U* і обчислити середнє значення *I*. Потрібно мати на увазі, що *I* та *U* слід визначати з великою точністю, щоб точки графіка добре вкладалися в лінію в межах обраних температурних інтервалів.
3. Обчислити *R* та I^2R, побудувати графіки $I^2R=f(R)$, $W=f(R)$ та $\lg W_p=f(\lg R_p)$.
4. Визначити *n* і *B* для двох значень температури (*T*=800°C – 450 мА, *T*=1 100°C – 500 мА).

Література

1. *Белый М.У., Охрименко Б.А.* Атомная физика. – К.: Вища школа, 1984. – 272 с.
2. *Кучерук І.М., Дущенко В.П.* Загальна фізика. – К.: Вища школа, 1991. – 460 с.
3. *Лансберг Г.С.* Оптика. – М.: Физматлит, 2003. 848 с.
4. *Саржевский А.М.* Оптика. – Минск: Издательство “Университетское”. 1986. – 316 с.
5. *Шпольский Г.В.* Атомная физика. – М.: Наука, 1984. – Т.1. – 552 с.

Лабораторна робота № 2
Визначення питомого заряду електрона

Прилади та матеріали: магнетрон, блок живлення магнетрона, мікроамперметри, вольтметр.

Теоретичні відомості

Дослідження руху заряджених частинок в електричних та магнітних полях покладено в основу методів визначення їх питомих зарядів, тобто відношення заряду q до маси m. На частинку із зарядом q, що рухається в електричному і магнітному полях з швидкістю υ, діє сила

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\left[\vec{\upsilon}\vec{B}\right], \qquad (1)$$

де $\vec{E}$ і $\vec{B}$ – вектори електричної напруженості і магнітної індукції поля.

Пучок вільних електронів уперше був одержаний у вигляді катодних променів, які випромінюються катодом розрядної трубки при тиску в ній близько 10^{-3} мм. рт. ст., в результаті його бомбардування позитивними іонами. Сьогодні користуються не катодними променями, а пучком електронів, отриманих унаслідок термоелектронної емісії і прискорених електричним полем. З метою збільшення виходу термоелектронів вибирають спеціальні катоди – торовані та оксидні. Торований катод – це вольфрамова дротина, вкрита тонкою плівкою металевого торію. В оксидному катоді на металеву основу нанесено шар лужноземельних металів. Той емісійний струм, який чистий вольфрам утворює при 2 400°С, торований катод – при 1 500°С, а оксидний – при 900°С.

Щоб вивести формули для визначення питомого заряду вважатимемо, що $q = -e$. Оскільки рух частинки в електричному чи магнітному полі залежить не лише від її питомого заряду $\frac{q}{m}$, але і від швидкості υ, використаємо формули, які виведені в лекційних курсах атомної фізики. Для практичного застосування ми не будемо обчислювати траєкторію, а знайдемо лише відхилення паралельного пучка.

При русі електрона в поперечному однорідному магнітному полі відхилення пучка електронів визначається як

$$Z_H = A\frac{e}{m\upsilon}, \qquad (2)$$

а відхилення в поперечному електричному полі

$$X_E = B\frac{e}{m\upsilon^2}, \qquad (3)$$

де A і B – константи приладу.

Якщо користуватися пучком електронів, який виникає унаслідок термоелектронної емісії, то можна з достатньою точністю вважати, що внаслідок малих швидкостей електронів, які виходять з гарячого катода, їх кінетичну енергію повністю визначають за допомогою прискорюючого потенціалу V між катодом і анодом:

$$\frac{m\upsilon^2}{2} = eV, \text{ звідси } \quad \upsilon = \sqrt{\frac{2eV}{m}}. \qquad (4)$$

З багатьох методів визначення питомого заряду електрона ми розглянемо лише деякі.

а) **Метод Томсона**. Електрони вириваються з розжареного катода К (рис. 1), поміщеного в трубку з високим вакуумом, і прискорюються електричним полем, створеним батареєю Б у напрямі до анода А. Частина електронів потрапляє в отвір у центрі анода, і, рухаючись вздовж осі трубки, зумовлює появу на флуоресцентному екрані S плями F.На відтинку від А до F ці електрони проходять ділянку між пластинками конденсатора C_1C_2, до яких можна прикласти напругу від батареї $Б_1$.

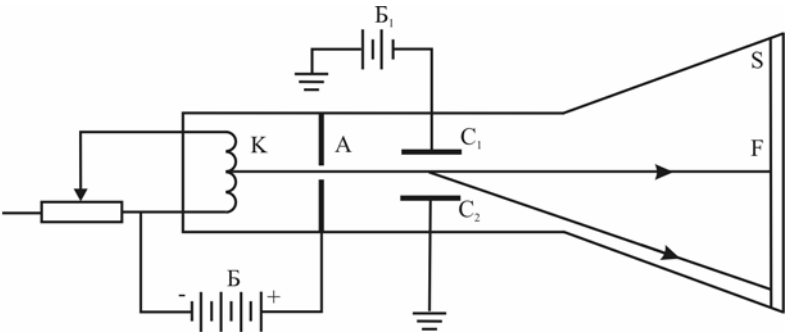


Рис. 1. Схема досліду Томсона для визначення питомого заряду електрона

Трубка розташовується між полюсами електромагніту так, щоб в ділянці між пластинками C_1 і C_2 утворилось магнітне поле, перпендикулярне і до напрямку руху електронів, і до напруженості електричного поля. Вимірявши відхилення пучка, яке спричинене електричним та магнітним полями, та користуючись формулами (2) і (3), можна визначити швидкість електрона υ та його питомий заряд $\frac{e}{m}$.

б) **Метод двох конденсаторів**. На шляху пришвидшеного потенціалом V і колімованого двома діафрагмами (D_1 і D_2) електронного пучка розміщено два конденсатори K_1 і K_2, сполучені між собою паралельно і приєднані до джерела змінної напруги V_1 (рис. 2).

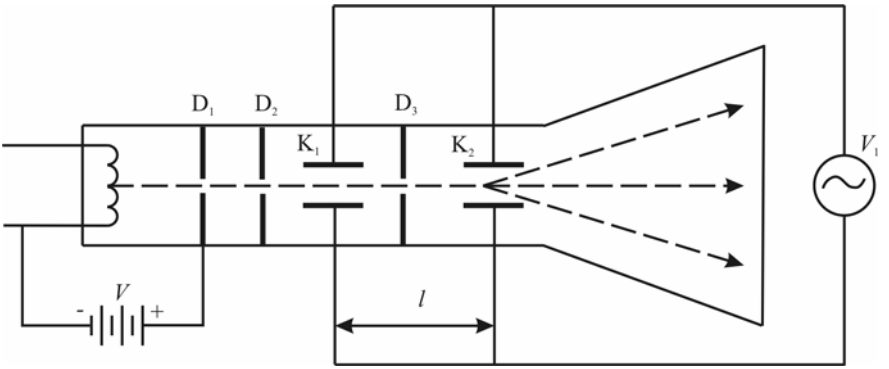


Рис. 2. Схема досліду для визначення питомого заряду електрона методом двох конденсаторів

Діафрагма D_3 пропустить в ділянку між пластинами другого конденсатора тільки ті електрони, які потраплять в перший конденсатор у момент часу, коли напруга V_1=0. Зрозуміло, що протягом кожного періоду в K_2 потраплять дві порції електронів, причому одна відстає від другої на $\frac{T}{2}$. Тому електричні поля, які діють на дві такі послідовні групи електронів у конденсаторі K_2, мають протилежні фази і відхиляють електрони у протилежні напрямки; на екрані видно дві плями. Однак у тому випадку, коли час $t = \frac{l}{\upsilon}$, що витрачають електрони для подолання відстані l між конденсаторами, дорівнює $\frac{T}{2}$, або взагалі $n\frac{T}{2}$ (n – ціле

число), то в другому конденсаторі електрони не відхиляються і дві плями на екрані зливаються в його центрі в одну світну точку. Отже, коли домогтися через поступову зміну величини прискорювального потенціалу V (а отже, і швидкості υ) або зміною частоти електричного поля злиття слідів на екрані, то можна записати співвідношення

$$n\frac{T}{2}=\frac{l}{\upsilon}, \quad \text{звідси} \quad \upsilon=\frac{2l}{nT}.$$

Підставляючи цей вираз у формулу (4), одержуємо:

$$\frac{e}{m}=\frac{2l^2}{n^2T^2V}. \tag{5}$$

Точність методу двох конденсаторів пов’язана з тим, що він є “нульовим” методом, тобто в ньому не застосовують жодних вимірювань відхилень, що зазвичай допускають значні помилки.

в) **Метод парабол.** У тому випадку, коли пучок заряджених частинок не є моноенергетичним (як, наприклад, для β – променів, що випромінюються радіоактивними елементами), треба користуватися іншими методами, зокрема методом парабол. Цей метод став особливо важливим: завдяки йому було визначено залежність маси електрона від його швидкості і виявлено існування ізотопів легких елементів. Розглянемо потік електронів (або заряджених частинок) з різними швидкостями, що рухаються в напрямі осі Oy і входять у поперечні електричне і магнітне поля, які між собою антипаралельні (рис. 3). Легко знайти експериментальне місце точок на площині xOz, в які потрапляють частинки з різними швидкостями. Для цього з рівнянь (2) і (3)

$$x=B\frac{e}{m\upsilon^2}\,;\; z=A\frac{e}{m\upsilon}$$

для відхилень у поперечних електричному і магнітному полях потрібно забрати швидкість υ

$$\frac{z^2}{x}=\frac{A^2}{B}\frac{e}{m}.$$

Отже, сліди частинок з усіма швидкостями на люмінесцентному екрані, вміщеному в площині xOz, повинні утворити параболу, рівняння якої має вигляд:

$$z^2=2px\,,$$

причому параметр параболи p залежить від величини питомого заряду частинок:

$$p = \frac{1}{2}\frac{A^2}{B}\frac{e}{m}. \qquad (6)$$

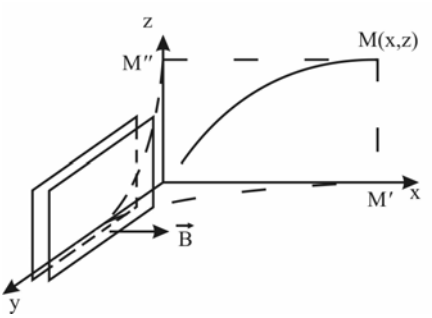


Рис. 3. Рух зарядженої частинки у поперечних електричному і магнітному полях

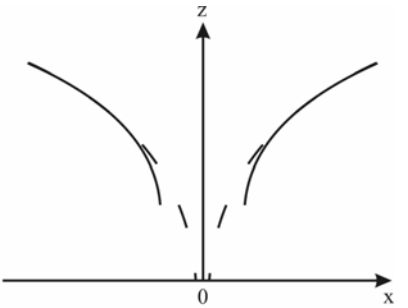


Рис. 4. Графік для визначення питомого заряду електрона методом парабол

Змінюючи напрям електричного поля на протилежний, одержимо другу параболу, яка є дзеркальним відображенням першої відносно площини yOz (рис. 4, пунктирні криві). Вимірювання параметра одержаної на досліді параболи дає змогу за співвідношенням (6) знайти питомий заряд, а отже, і масу частинки.

Визначення питомого заряду електрона методом магнетрона

Суть методу магнетрона полягає у тому, що двохелектродна лампа з коаксіальними циліндричними анодом радіуса r_a і катодом радіуса r_k поміщається в аксіальне магнітне поле.

Поле створюється за допомогою соленоїда, який живиться постійним струмом. Електронну лампу поміщають в середину соленоїда, і напрям напруженості магнітного поля збігається з віссю симетрії лампи, вздовж якої розміщений катод. При такому розміщенні катода *K* і циліндричного анода лампи *A* електрони, які вилітають з поверхні катода у відсутності магнітного поля, рухаються до анода *A* прямо за радіусами (рис. 5).

Якщо увімкнути магнітне поле, на електрони починає діяти сила Лоренца, яка завжди перпендикулярна до напряму швидкості руху

електрона. Сила Лоренца відхиляє пучок електронів у площині рисунка. За певного критичного значення магнітної індукції $\vec{B}$ електрони починають рухатися за коловими траєкторіями, не досягаючи анода (рис. 6). Для такого випадку справджується співвідношення:

$$e\upsilon B_{kp.} = \frac{m\upsilon^2}{r}.$$

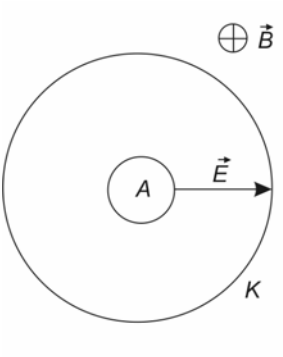


Рис. 5. Траєкторія руху електронів у двохелектродній лампі за відсутності магнітного поля

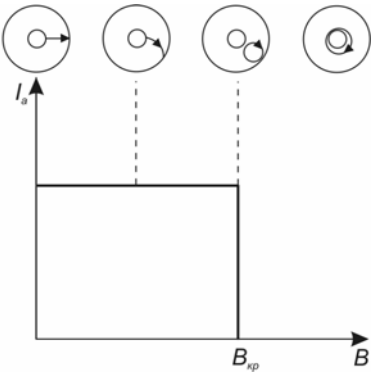


Рис. 6. Залежність траєкторії руху електронів у двохелектродній лампі від величини магнітного поля

Враховуючи, що $\upsilon = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$, одержимо

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{r^2 B_{kp.}{}^2},$$

де $B_{kp.}$ – критичне значення індукції магнітного поля B.

Якщо $B < B_{kp.}$, то анодний струм у вакуумному діоді не змінюється за будь-якого значення B. При $B > B_{kp.}$ електрони повертаються на катод, не долетівши до анода, і анодний струм зменшується до нуля. Щоб дотриматись при дослідженні зазначеної вище умови, повільно збільшуючи магнітне поле в лампі намагаються зафіксувати таку напруженість, за якої починає різко зменшуватись анодний струм.

Індукцію магнітного поля соленоїда визначають за законом Біо–Савара–Лапласа:

$$B = k\frac{IN}{L},$$

де I – сила струму, що проходить через соленоїд, N – число витків соленоїда, L – його довжина, k – коефіцієнт пропорційності, який залежить від конструкції соленоїда.

Досліджуючи залежність анодного струму від струму в обмотці соленоїда ми мали б одержати хід кривої, показаний на рис. 6. Насправді те, що спостерігаємо на досліді, дещо відрізняється від теоретичного ходу залежності анодного струму від індукції магнітного поля. Це зумовлено головно тим, що електрони за такої температури катода мають неоднакові швидкості. Реальні електронні лампи не мають тієї ідеальної геометричної правильності електронної системи, як це приймається при математичному розгляді питання. Це означає, що катод не строго коаксіальний до аноду. Крім того, анод, зазвичай, не є ідеальним циліндром. Теоретично можна припустити, що як емітер, так і колектор електронів мають нескінченну довжину. Ця умова, звичайно, не виконується в реальних лампах. Усе це призводить до того, що анодний струм змен–шується до нуля не стрибком, а у певному інтервалі (рис. 7).

Якщо вважатимемо, що для вакууму $k = \mu_0$, то при $r_k \to 0$, $r = \frac{r_a}{2}$ отримаємо:

$$\frac{e}{m} = \frac{8VL^2}{\mu_0^2 r_a^2 N^2 I_{kp.}^2}. \qquad (7)$$

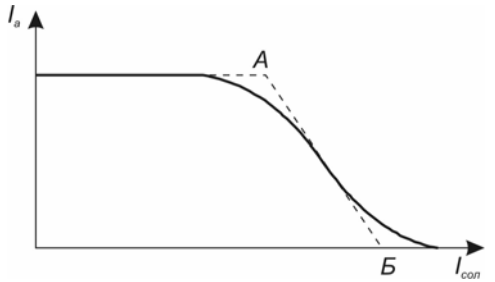


Рис. 7. Експериментальна залежність величини анодного струму I_a в двохелектродній лампі від величини струму соленоїда $I_{сол}$

Експериментальна частина

1. Скласти робочу схему, подану на рис. 5. Увімкнути її.
2. Встановити анодну напругу 150 В. Змінюючи силу струму через соленоїд, дослідити залежність анодного струму від сили струму в обмотці соленоїда. Виміри провести для анодних напруг 200, 250 300 В.
3. З графіків $I = f(I_{сол.})$ для всіх виміряних значень U_a визначити $I_{сол.\ кр.}$, за якої I_a=0. Це можна зробити так (рис. 7): відрізок найбільш крутого спаду анодного струму екстраполюють до перетинання з віссю абсцис, на якій відкладено величини сили струму в обмотці електромагніта. Потім через точки, які відповідають анодному струму, за малих значень індукції магнітного поля проводять пряму, паралельну до осі абсцис. Із середини відрізка АБ опускають перпендикуляр на вісь $I_{сол.}$, точка перетину якого з віссю – $I_{сол.\ кр.}$.
4. Обчислити критичне значення індукції магнітного поля. Підставивши результати вимірювань у формулу (7) обчислити $\frac{e}{m}$ і взяти його середнє значення.

Література

1. *Белый М.У., Охрименко Б.А.* Атомная физика. – К.: Вища школа, 1984. – 272 с.
2. *Гайда Р.П.* Атомна фізика. – Львів, 1965. – 365 с.
3. *Савельев И.В*. Курс общей физики. Электричество. – М.: Наука. 1970. – Т.2. – 432 с.
4. *Шпольский Г.В*. Атомная физика. – М.: Наука, 1984. – Т.1. – 552 с.

Лабораторна робота № 3
Вимірювання потенціалу збудження методом Франка і Герца

Прилади та матеріали: газонаповнений тріод, осцилограф, амперметр, вольтметр, джерело живлення.

Теоретичні відомості

Постулат Бора про існування стаціонарних станів атомів був експериментально підтверджений у дослідах Д. Франка і Г. Герца (1913 р.). У дослідах вивчали зіткнення електронів з атомами газів методом затримувального потенціалу. Ідея дослідів полягала у тому, що пучок електронів, які прискорювались в електричному полі, проходив через газ, і електрони залежно від своєї енергії зазнавали пружних або непружних зіткнень з атомами газу.

Схема досліду зображена на рис. 1. Трьохелектродна лампа заповнена парами одноатомного газу за невеликого тиску. Електрони, що вилітають із катода внаслідок термоелектронної емісії, прискорюються різницею потенціалів U_1, прикладеною між катодом і сіткою. Ця різниця потенціалів називається прискорювальною і її можна плавно змінювати за допомогою потенціометра R. Між сіткою і анодом створюється слабке електричне поле, що гальмує рух електронів на шляху до анода, і ця різниця потенціалів U_2 називається запірною.

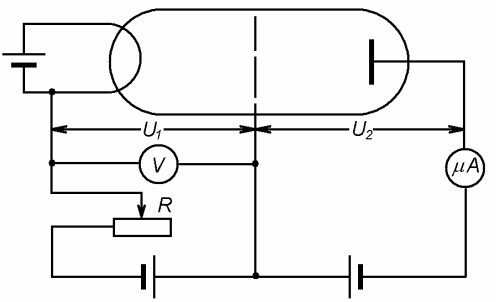


Рис. 1. Схема досліду Франка і Герца

Електрони, що вилетіли з катода, на своєму шляху до анода зазнають зіткнень з атомами газу. Ці зіткнення бувають двох типів. Перший тип зіткнень – пружні зіткнення, в результаті яких енергія електронів не зміню–ється, а змінюєть–ся лише напрям руху електронів. Такі пружні зіткнення, хоч і усклад–

нюють потрапляння електронів на анод, проте, не можуть бути причиною практично повної відсутності анодного струму в лампі, котрий повинен зростати з збільшенням різниці потенціалів U_1. Другий тип можливих співударів електронів з атомами газу – непружні зіткнення – пов’язаний з втратою електронами їх енергії і передачі цієї енергії атомам газу

Розглянемо залежність анодного струму від прикладеної до сітки напруги (рис. 2). Такий вигляд кривої $I=f(U_1)$ пояснюють тим, що за наявності дискретних енергетичних станів атома останні можуть одержувати енергію лише певними порціями, і переходити при цьому в один з збуджених енергетичних станів. Доти, поки енергія електронів, що вилетіли із катода, менша від різниці енергій двох сусідніх енергетичних рівнів електрона в атомі газу, зіткнення електрона з атомом газу буде пружним. Оскільки маса електрона у сотні тисяч разів менша від маси атома газу, то електрон при такому зіткненні практично не втрачає енергії і сила струму зростатиме. У разі збільшення напруги між катодом і сіткою енергія електрона зростає і коли вона стане такою, як і енергія, яку необхідно затратити, щоб перевести атом газу в збуджений стан, між електроном і атомом газу біля сітки можливий непружний удар. Електрон з таким значенням енергії повністю віддає її атому газу, зумовлюючи перехід одного з електронів атома газу із нормального енергетичного стану на збуджений енергетичний рівень. Зрозуміло, що електрон, котрий втратив свою кінетичну енергію, не може подолати затримуюче поле і не досягає анода. Тому за різниці потенціалів між катодом і сіткою, що дорівнює V_1, відбувається різкий спад струму. Ця енергія (eV_1) називається першим потенціалом збудження. Подальше збільшення напруги між катодом і сіткою зумовлює просторове зміщення місця наступних непружних зіткнень електронів з атомами газу від сітки до катоду (рис. 1). Після таких ударів електрона на шляху від місця непружного удару до сітки його енергія збільшуватиметься у разі збіль–шення U_1. Сила струму знову зростатиме. При різниці потен–ціалів $U_1=V_2=2V_1$, $U_1=V_3=3V_1$ і, зокрема, при $U_1=V_n=nV_1$, електрони можуть зазнати два,

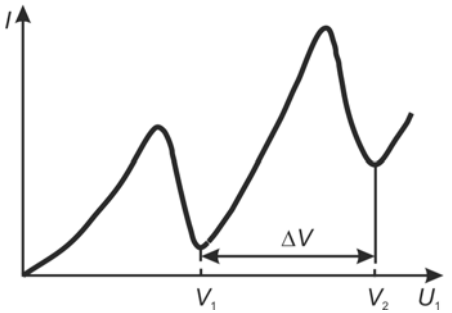


Рис. 2. Графік визначення першого потенціалу збудження

три і більше непружних зіткнення з атомами газу, втратити при цьому повністю свою енергію і не досягнути анода. Оскільки електронів, які зазнають багаторазових зіткнень, є відносно мало, то і зменшення сили струму менш значне. Отож, у дослідах Франка і Герца безпосередньо доведено наявність в атомах дискретних енергетичних рівнів, тобто атом у разі бомбардування електронами може набувати лише дискретних значень енергії.

Іншим типом дослідів, що підтверджують дискретність станів електронів в атомі, є досліди із визначення енергії іонізації.

Енергію іонізації визначають мінімальною роботою, яку необхідно виконати, щоб нейтральний атом перетворити в іон, тобто щоб один із електронів атома став вільним. Зазвичай користуються потенціалом іонізації, що дорівнює мінімальному значенню прискорювального потенціалу, що надає початково нерухомому електронові енергії достатньої для вибивання з атома одного з його електронів.

Іони атомів з порядковим номером $Z > 1$ можуть бути різної кратності, що визначається кількістю електронів, відірваних від атома. Тому розрізняють потенціали іонізації різних порядків. Іонізаційний потенціал k-го порядку визначається роботою, яку виконує бомбардуючий електрон при відокремленні k-го за порядком атомного електрона, тобто при вириванні електрона з іона (k-1)-ї кратності. У наукових джерелах, якщо окремо не зроблено застережень, мають на увазі перший потенціал іонізації.

Опишемо найпростіші методи вимірювання потенціалів іонізації.

Метод Герца. Схема досліду Герца для вимірювання першого потенціалу іонізації зображена на рис. 3. У циліндричну металеву посудину A, заповнену досліджуваним газом або парами, поміщають циліндричну сітку B. Для розжарення катода K_2 через нього пропускають струм силою I_2, що спричинює термоелектронну емісію. Якщо між катодом K_2 і сіткою B утворити невелику різницю потенціалів V_2 і приєднати сітку до циліндра A, сполученого через гальванометр G з землею, то в колі гальванометра потече струм I. Збільшення сили струму розжарення I_2 при незмінній напрузі V_2 веде до зростання струму I, однак лише до певної межі; дальше нагрівання катода K_2 на струм не впливає. Це пояснюють тим, що у разі великого струму розжарення у просторі навколо нитки K_2 утворюється просторовий негативний заряд (“хмаринка” електронів), який протидіє дальшому виходу електронів з катода і веде до встановлення такої динамічної рівноваги, за якої термоелектронний струм є сталим.

Уявімо собі тепер, що за такої рівноваги досліджувані атоми всередині посудини *A* бомбардуються електронами, які вилітають з термокатода K_1, прискорюються різницею потенціалів *V*, що прикладена між катодом K_1 і сіткою *C*, і проходять через сітку *C*. Якщо кінетична енергія цих електронів *eV* достатня для виконання роботи з іонізації атомів, то всередині посудини *A* виникають позитивні важкі іони, які внаслідок малої рухливості зумовлять утворення біля катода K_2 позитивно зарядженої хмаринки, яка компенсує частину негативного просторового заряду. Внаслідок цього термоелектронний струм між K_2 і *B* різко зростає. Те мінімальне значення *V* прискорювального потенціалу між K_1 і *C*, за якого починається це зростання струму, і буде потенціалом іонізації досліджуваних атомів. На рис. 4 показано для ілюстрації криву, одержану для неону: відразу помітне різке зростання струму біля *V*=21 В.

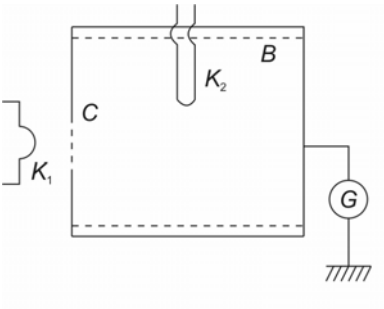


Рис. 3. Схема досліду Герца для вимірювання першого потенціалу іонізації

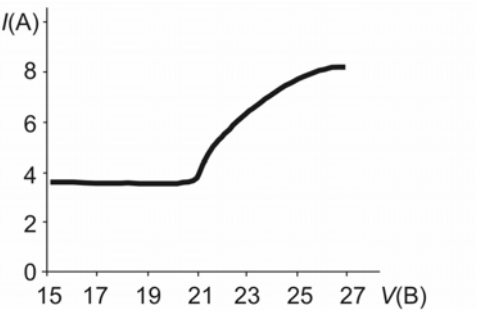


Рис. 4. Визначення потенціалу іонізації атомів неону

Метод фотоіонізації. В основу другого методу визначення потенціалів іонізації покладене явище фотоефекту в атомних газах або парах досліджуваного елементу. Оскільки у цьому випадку фотони виривають електрони з атомів, то рівняння Айнштайна можна записати у вигляді:

$$h\nu = eV_i + w_k ,$$

де V_i – потенціал іонізації, ν – частота фотона, w_k – кінетична енергія фотоелектрона.

Мінімальна частота світла ν_0, здатного спричинити іонізацію атомів, визначається умовою

$$h\nu_0 = eV_i,$$

звідси

$$V_i = \frac{h\nu_0}{e} = \frac{hc}{e\lambda_0}.$$

Якщо поступово зменшувати довжину хвилі світла λ і виміряти те її значення λ_0, за якого в газі з’являються іони (виникає фотопровідність газу), то за останньою формулою можна обчислити потенціал іонізації V_i. Результати добре узгоджуються з даними, одержаними шляхом електронного бомбардування.

На підставі описаних експериментальних досліджень робимо висновок, що атоми не можуть змінювати свою енергію неперервно, а лише стрибкоподібно, на скінченні порції ΔE_1, ΔE_2 що визначаються природою атома. Звідси бачимо, що кожний атом може перебувати тільки в певних – так званих стаціонарних, або квантових, станах, з певними значеннями енергії, сукупність яких утворює характерний для кожного елемента дискретний набір: E_1, $E_2 \ldots E_n \ldots$

Найменше можливе значення енергії атома E_1 відповідає нормальному, або основному станові, в якому атом перебуває доти, поки якийсь зовнішній агент (наприклад, електрон з достатнім запасом кінетичної енергії) не переведе його в один із збуджених станів з енергією $E_n > E_1$. У тому випадку, коли енергія, увібрана атомом, більша або рівна енергії іонізації eV_1, атом перетворюється в систему двох незв’язаних частинок – іона і електрона, енергія якої може набувати неперервної множини значень унаслідок того, що кінетична енергія вільного електрона може бути довільною.

Дослідження непружних співударів електронів з атомами дає змогу визначити різницю енергій різних стаціонарних станів. Для того, щоб приписати енергіям цих станів певні значення, треба узгодити вибір початку відліку енергії атомів. Його можна зробити по-різному, однак – зазвичай найзручніше прийняти за нуль енергію незв’язаної системи іон + електрон у стані, коли кінетична енергія електрона дорівнює нулю. Такий вибір еквівалентний до умови, що енергія

“атомного залишку” (іона, утвореного з нейтрального атома в результаті відриву від нього одного електрона) і потенціальна енергія електрона в полі залишку на безмежній відстані вважаються рівними нулеві.

Оскільки для переведення атома з будь-якого стану, в якому всі електрони зв’язані, в стан, енергію якого ми прийняли за нуль, необхідно виконати певну роботу за рахунок зовнішнього джерела енергії, то енергія будь-якого зв’язаного стану атома є негативною. Тому наведені вище результати можна сформулювати так: негативні значення енергії атомів утворюють дискретний набір (або, як його ще називають, дискретний енергетичний спектр), а позитивні – неперервний ряд (або, по-іншому, суцільний спектр енергії).

Узагальнимо викладене у вигляді правила: коли електрон в атомі переходить на один з збуджених рівнів, то він отримує чітко визначену кількість енергії, яка дорівнює різниці енергій початкового і кінцевого рівнів. Під час іонізації атома, тобто при вибиванні електрона з атома, електрон може поглинути будь-яку кількість енергії аби вона була не менша від енергії іонізації. Інакше кажучи, електрон, який знаходиться в атомі, може набувати дискретний спектр енергії, а вільний електрон – неперервний спектр.

Експериментальна частина

Для досліду беруть запаяну лампу, заповнену інертним газом. Джерелом електронів є протяжний катод. Як сітку використовують спіраль, що оточує катод. Анодом слугує металевий циліндр, співвісний з катодом і сіткою.

Дослідження виконують у двох режимах: статичному і динамічному. В статичному режимі, змінюючи напругу між катодом і сіткою (рис. 1) спостерігають за змінами струму в колі анода. У динамічному режимі замість джерела постійного струму між катодом і сіткою використовують джерело змінного струму ($U_{зм}$ = 50 В) з частотою 50 Гц. У разі зміни напруги від 0 до $U_{зм}$ за 1/4 періоду на екрані осцилографа одержується уся залежність $I=f(U_1)$ (рис. 2). За наступну 1/4 періоду відбувається спад напруги на сітці від $U_{зм}$ до 0, і за цей час ми знову одержуємо на екрані залежність $I=f(U_1)$, але тепер в зворотному напрямі. Другий півперіод електрони не долітають до сітки, оскільки там відносно катода є негативний потенціал. Щоб спостерігати динамічний режим на осцилографі, потрібно вхід горизонтальної розгортки приєднати до

катода. На вхід вертикальної розгортки подають спад напруги на резисторі, який вмикається замість мікроамперметра (рис. 1). Синхронізувавши осцилограф від мережі 50 Гц, ми отримуємо чітку залежність $I=f(U_1)$ (якщо вхід X є нерегульованим, що характерно для більшості осцилографів, то для спостереження потрібно поміняти місцями входи X і Y, отримавши при цьому зображення кривої, повернуте на 90°).

1. Для дослідження в динамічному режимі між катодом і сіткою приєднують джерело змінного струму. Змінюючи напругу розжарення, підбирають відповідний режим, для якого досліджувана залежність буде найчіткіша.
2. Зафіксувавши оптимальний режим, схему переводять у статичний режим (для цього потрібно замість джерела змінного струму між катодом і сіткою приєднати джерело постійної напруги). Змінюючи напругу між катодом і сіткою за допомогою потенціометра R, фіксують різні значення анодного струму. За отриманими результатами будують залежність $I=f(U_1)$ при U_2=const.
3. За отриманою залежністю визначають енергію збудження першого рівня.

Література

1. *Белый М.У., Охрименко Б.А.* Атомная физика. – К.: Вища школа, 1984. – 272 с.
2. *Шпольский Г.В*. Атомная физика. – М.: Наука, 1984. – Т.1. – 552 с.
3. *Гайда Р.П.* Атомна фізика. – Львів, 1965. – 365 с.
4. *Савельев И.В*. Курс общей физики. Оптика, атомная физика, физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука. 1971. – Т.3. – 528 с.

Лабораторна робота № 4
Спектральні терми атома водню

Прилади і матеріали: воднева лампа тліючого розряду, генератор дуги, електроди, спектрограф ИСП-28, спектропроектор, атлас спектральних ліній заліза, вимірювальний мікроскоп, фотопластинка.

Теоретичні відомості

Атом водню є єдиним у природі атомом, про який можна сказати точно: у цьому атомі один електрон рухається в кулонівському полі одного позитивного ядра, залежність потенціалу від відстані r до ядра точно відома e/r. У його спектрі були знайдені сукупності спектральних ліній, які отримали назву спектральних серій. Ці серії називають іменами вчених, що досліджували їх. Історично першою була досліджена серія Бальмера (1885 р.):

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

де $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$, λ – довжина хвилі в сантиметрах, $\tilde{\nu}$ – хвильове число, R – постійна Рідберга (R=10 9678 см$^{-1}$), n – головне квантове число. Ця серія найбільш доступна для досліджень, оскільки її лінії розташовані у видимій і ближній ультрафіолетовій області спектра. При n=2,3,4,... отримуємо серію Лаймана, при n=4,5,6,... – серію Пашена, при n=5,6,7,.. – серію Брекета, при n=6,7,8,.. – серію Пфунда. Перша лінія кожної серії відповідає мінімальному значенню n і має мінімальну частоту. По мірі збільшення n лінії кожної спектральної серії згущуються, частота їх зростає. Межі кожної серії відповідає випадок $n \to \infty$. З короткохвильової сторони до межі кожної спектральної серії примикає суцільний спектр. Інтенсивність суцільного спектра максимальна біля самої межі серії, а потім поступово зменшується до нуля.

Узагальнена формула Бальмера для різних спектральних серій водню має вигляд:

$$\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right),$$

де m=1,2,3..., n=m+1, m+2,... (де m– головне квантове число).

Число m зберігає постійне значення в межах однієї серії і змінюється в разі переходу від однієї серії до другої.

Бор у своїй теорії пояснив формулу Бальмера за допомогою введення правила квантування моменту імпульсу атома, постулатів про стаціонарні стани і частоту випромінювання при переходах між ними.

Враховуючи рух ядра в атомі, можна з більшою точністю обчислити сталу Рідберга у формулі Бальмера і показати, що різні ізотопи повинні мати спектральні лінії, які відрізняються за довжиною хвилі – *ізотопічний зсув*.

В ході розвитку експериментальної техніки було відшукано *тонку структуру* спектральних ліній атома водню. Її пояснили, врахувавши релятивістську залежність маси електрона від його швидкості й увівши принципово нову характеристику електрона – власного *моменту імпульсу* (спіна) і власного (спінового) *магнітного моменту*. У теорії тонкої структури введено новий вид взаємодії – *спін-орбітальну взаємодію*, що зумовлює наявність однакової енергії електрона у станах з однаковими головним квантовим числом n і квантовим числом повного моменту імпульсу j.

В основу теорії Бора покладено два постулати.

П е р ш и й п о с т у л а т – постулат стаціонарних станів. Електрони в атомах обертаються навколо ядра по колових стаціонарних орбітах. Ядро розміщене в одному з фокусів еліптичної орбіти (або в центрі колової орбіти). Рухаючись по цих орбітах, електрон не випромінює і не поглинає енергії. Кожній стаціонарній орбіті відповідає стаціонарний стан атома з певним визначеним значенням енергії. Момент імпульсу M (або момент кількості руху) електрона, який рухається по стаціонарній орбіті, кратний $h/2\pi$ (h – стала Планка).

$$M = nh/2\pi, \qquad (n = 1, 2, \ldots),$$

n – називається головним квантовим числом.

Стаціонарні стани характеризуються дискретними значеннями імпульсів електронів і дискретними рівнями енергії атома.

Д р у г и й п о с т у л а т – постулат частот. Атом випромінює або поглинає енергію порціями (квантами) у разі переходу електрона з одного стаціонарного стану в другий. Величина кванта

$$h\nu = W_1 - W_2,$$

де W_1 і W_2 – рівні енергії атома до і після переходу електрона, h – стала Планка (h=6,625·10^{-34} Дж·с).

Сформульовані в такому вигляді постулати Бора є універсальними і можуть застосовуватися до довільної атомної системи. Перше їх формулювання, яке запропонували Нільс і Бор у 1913 р. на підставі аналізу лише спектральних закономірностей, було менш точним та універсальним. Зазначимо, що описані раніше результати дослідів Франка–Герца були одержані після першої праці Бора і відіграли свою роль завдяки експериментальному підтвердженню ідей Бора.

Згідно з теорією Бора про будову атома повна енергія

$$W=V+T, \tag{1}$$

де V – потенціальна енергія, T – кінетична енергія.

Потенціальна енергія електрона в кулонівському полі ядра дорівнює:

$$V = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r}. \tag{2}$$

Кінетична енергія становить:

$$T = \frac{mv^2}{2}, \tag{3}$$

де Z – заряд ядра, e – заряд електрона, ε_0 – діелектрична стала, r – відстань електрона від ядра. Кулонівська сила $\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$ урівноважується відцентровою силою, яка в нашому випадку становить $\frac{mv^2}{r}$. Тому можна записати, що

$$\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = mv^2. \tag{4}$$

Тобто повна енергія з урахуванням формул (2)–(4)

$$W = -\frac{Ze^2}{8\pi\varepsilon_0 r}. \tag{5}$$

Керуючись борівським правилом квантування колових орбіт $M = nh$ (n – ціле число, h – стала Планка), з урахуванням формул (3) та (5) можна отримати такий вираз:

$$r = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2 Z} n^2 . \qquad (6)$$

Величина $a_0 = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2} = 0,529$ Å є радіусом першої (найближчої до ядра) колової орбіти в атомі водню – б о р і в с ь к и й р а д і у с. Вираз для енергії електрона, який обертається навколо ядра з зарядом $+Ze$:

$$W = -\frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \varepsilon_0{}^2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2} . \qquad (7)$$

Повна енергія електрона залежить від квантового числа n, яке набуває значення 1, 2, 3,....

Для хвильового числа маємо вираз:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \frac{W_2}{hc} - \frac{W_1}{hc} . \qquad (8)$$

Використовуючи формулу (7), одержимо вираз для $\tilde{\nu}$:

$$\tilde{\nu} = RZ^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \qquad (9)$$

де R – стала Рідберга:

$$R = \frac{Z^2 e^4 m}{32\pi^2 \varepsilon_0^2 \hbar^3 c} . \qquad (10)$$

Для водню стала Рідберга дорівнює R=109677,59 $\pm$ 0,01 см$^{-1}$. Рідберг довів, що не лише у спектрі водню, а й у спектрах інших елементів, наприклад лужних, лінії підпорядковані серіальним закономірностям. Рідберг визначив, що частоти (або хвильові числа) ліній можна подати у вигляді різниці двох функцій від цілих чисел n_1 і n_2:

$$\tilde{\nu} = T_1(n_1) - T_2(n_2) . \qquad (11)$$

Для кожної серії $T_1(n_1)$ має стале значення, $T_2(n_2)$– змінне. Функції $T_1(n_1)$ і $T_2(n_2)$ називають *спектральними термами.* З’ясуємо фізичний

зміст поняття *терм*, який може бути пояснений на підставі формули (11). Враховуючи, що $h\nu = h\tilde{\nu}c$, перепишемо формулу (11) у вигляді

$$h\nu = hcT_1(n_1) - hcT_2(n_2) = hcR(1/n_1^2 - 1/n_2^2)$$

З цієї формули бачимо, що різниця термів визначає енергію кванта, який випромінюється, або відповідно до закону збереження енергії, різниця енергій атома до і після випромінювання кванта світла. Отже, з точністю до множника *hc* терм визначає запас енергії атома. Числове значення терма визначає положення енергетичного рівня атома.

Ця формула (11) дає змогу пояснити *комбінаційний принцип Рітца*. Він полягає в тому, що коли відомі хвильові числа двох спектральних ліній належать до однієї серії, їх різниця виражає хвильове число деякої третьої лінії спектра цього ж атома. Для бальмерівської серії водню

$$T_1(n_1) = \frac{R}{2^2}, \quad T_2(n_2) = \frac{R}{n^2}. \tag{12}$$

Як відомо, до межі кожної серії ($n \to \infty$) примикає суцільний спектр. Границя серії відповідає такій енергії електрона, перевищення якої зумовлює іонізацію атома водню. Отже, **терм** – це глибина залягання (см$^{-1}$) енергетичного рівня, відрахована від межі іонізації. Є ще одне визначення терма. Сукупність станів атома з даною електронною конфігурацією при заданому значенні чисел *L* і *S* називають **термом**.

У спектрах лужних металів окремі серії за зовнішнім виглядом нагадують серію Бальмера. Спираючись на цей факт, Рідберг намагався надати спектральним термам різних елементів такого вигляду, як і спектральні терми для водню. Він позначив

$$T(n) = \frac{R}{(n+\alpha)^2}, \tag{13}$$

де *R* – стала Рідберга; *n* – ціле число; α – деяка поправка. Ця поправка, як з’ясувалося, для всіх ліній однієї серії наближено стала.

При *z*=1 формула (9) збігається з емпіричною формулою Бальмера для атома водню. Спектральні лінії водню розміщуються серіями: в ультрафіолетовій (серія Лаймана), видимій (серія Бальмера), інфрачервоній (серія Пашена), в далекій інфрачервоній частинах спектра (серії Бреккета і Пфунда) (рис.1).

У поясненні походження *серії Пікерінга* (за ім’ям астронома Пікерінга, який відкрив цю серію у спектрі зорі) результативною стала

теорія Бора. Як свідчать дослідження, лінії цієї серії можна розбити на дві групи: лінії однієї групи, розташовані через одну, майже збігаються з лініями серії Бальмера, а проміжні лінії не мають аналогів серії Бальмера. Рідберг довів, що цю серію може характеризувати формула Бальмера, але в ній *n* має як цілі, так і напівцілі значення

$$\tilde{\nu} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n=2{,}5;\ 3;\ 3{,}5;\ldots..). \tag{14}$$

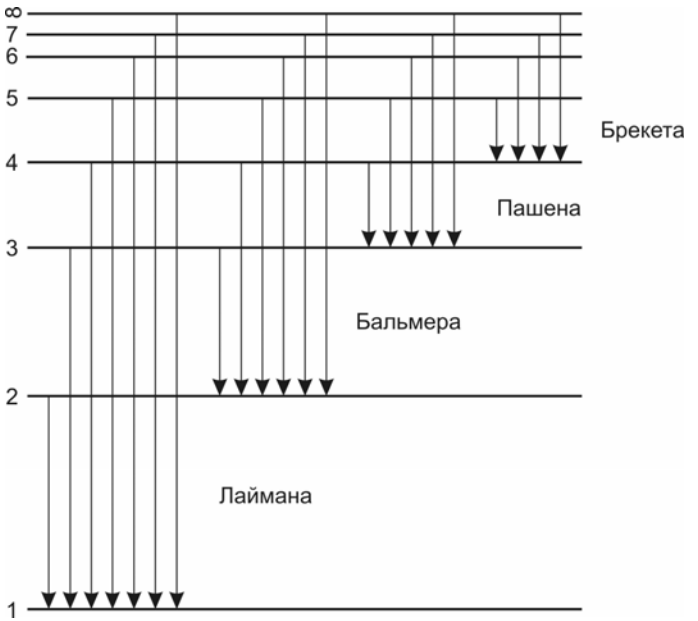


Рис. 1. Спектральні терми атома водню

Бор припустив, що серія Пікерінга належить не водню, а іонізованому гелію. Справді, для іона гелію (Z=2) спектральні серії повинні описуватися формулою

$$\tilde{\nu} = 4R_{He}\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right). \tag{15}$$

Якщо *m*=4, то формула набуде вигляду

$$\tilde{\nu} = 2R_{He}\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right) \quad (n=5,6,7,....), \tag{16}$$

або

$$\tilde{\nu} = R_{He}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{\left(\frac{n}{2}\right)^2}\right). \tag{17}$$

Це і є формула серії Пікерінга. Через відмінність мас водню і гелію константа Рідберга R_{He} має трохи відрізнятися від R, тому для парних значень n лінії серії Пікерінга будуть трохи зміщені відносно ліній серії Бальмера. При непарних значеннях n виникають лінії серії Пікерінга, яких немає у спектрі атома водню.

Відповідно до сучасної теорії атома стан електрона в атомі може бути заданий сукупністю чотирьох квантових чисел, наприклад:

$$n,\ l,\ j,\ m_j.$$

Головне квантове число n визначає у першому наближенні енергію електрона в атомі і набуває значення з натурального ряду:

$$n=1,\ 2,\ 3,...$$

Орбітальне квантове число l, що визначає величину квадрата моменту кількості руху $h^2 l(l+1)$, обмежено умовою

$$l=0,\ 1,\ 2,\ ...n-1.$$

При заданому n маємо n станів, що відрізняються величиною квантового числа l. Стани одного електрона, які відрізняються величиною орбітального квантового числа, позначають латинським літерами відповідно до схеми:

l =	0	1	2	3	4	5…
символ стану	s	p	d	f	g	h…

Квантове число повного моменту імпульсу j (внутрішнє квантове число) визначає величину квадрата повного моменту імпульсу електрона в атомі $h^2 j(j+1)$ і набуває значення $j=l\pm 1/2$.

Магнітне квантове число m_j визначає величину проекції повного момента імпульсу електрона на який-небудь напрям (наприклад, на напрям магнітного поля) і набуває, при заданому j значення:

$$m_j = j, j-1, ..., -j,$$

тобто є $2j+1$ значення.

Якщо зовнішніх полів немає, то незважаючи на те, що стан руху електрона в атомі характеризується чотирма квантовими числами, енергія електрона в атомі водню залежить від двох квантових чисел n і j.

З метою позначення стану **одного** електрона в атомі використовують спеціальну символіку, тобто певну форму запису сукупності квантових чисел. **Записують головне квантове число, потім латинську літеру, що відповідає орбітальному квантовому числу, внизу праворуч від цієї літери – значення внутрішнього квантового числа j**:

$$n\,l_j.$$

Основний стан електрона в атомі водню – $1s_{1/2}$, цьому стану віповідають квантові числа: n=1, l=0, j=1/2.

Експерементальна частина

1. Щоб вивчити особливості спектра випромінювання атома водню з допомогою спектрографа ИСП-28, фотографують спектр водневої лампи тліючого розряду ДВС-25. На фотопластинку разом зі спектром водню в ділянці серії Бальмера (660–390 нм) фотографують два дугові спектри заліза (спектри порівняння), лінії яких можна знати з точністю до сотих часток нанометра. Важливо перед експонуванням фотопластинки домогтися найбільшої інтенсивності зображення спектра випромінювання, який можна спостерігати з боку касетної частини спектрографа за допомогою лупи. Освітлення вхідної щілини спектрографа виконують з допомогою стандартної трилінзової системи. Особливої уваги та точного виконання правил експлуатації потребує робота з дуговим генератором ДГ-2 та штативом для закріплення електродів.
2. Після проявлення, закріплення, ретельного промивання та просушування фотопластинки розшифровують спектрограму за допомогою вимірювального мікроскопа. Спектрограма з кареткою мікроскопа та хрест ниток у полі зору окуляра повинні бути орієнтовані так, щоб вертикальна нитка була точно

перпендикулярно до спектра, а одна чи дві горизонтальні нитки – паралельно до спектра. Під час переміщення каретки спектр повинен лишатися паралельним до ниток.

3. За експериментально визначеними довжинами хвиль трьох перших ліній серії Бальмера розраховують за формулою (9) три значення R сталої Рідберга і порівнюють знайдене усереднене значення R з розрахованим за формулою (10). Вихідними даними до сформульованої задачі є вказівки викладача: 1) місцезнаходження у спектрі водню першої лінії Бальмера H_α (n_2=3); 2) місцезнаходження у спектрі заліза лінії з довжиною λ=310,0 нм.
4. Для знаходження постійної Рідберга за формулою (9) потрібні значення довжин хвиль лінії серії Бальмера. Користуючись спектропроектором та атласом спектральних ліній заліза, знаходять довжину хвилі λ_α першої лінії серії Бальмера. Далі обчислюють за формулою (9) перше значення сталої Рідберга, середнє значення та відносну похибку при визначенні сталої Рідберга. Порівнюють одержану величину з табличним значенням.

Література

1. *Белый М.У., Охрименко Б.А.* Атомная физика. – К.: Вища школа, 1984. – 272 с.
2. Оптика и атомная физика. Лабораторный практикум по физике / Под ред. Р.И. Солоухина. – Новосибирск: Наука, 1976. – 454 с.
3. *Колінько М.І., Крочук А.С.* Атомна спектроскопія. – Львів: Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка, 2005. – 192 с.

Лабораторна робота № 5
Енергетична будова та спектр випромінювання ртуті

Прилади і матеріали: ртутна лампа, спектрограф ИСП-28, генератор дуги, електроди, вимірювальний мікроскоп, фотопластинка, фотохімікати.

Теоретичні відомості

При дослідженні атомних спектрів випромінювання за допомогою приладів високої роздільної здатності можна виявити, що лінії, наприклад, атомів водню або іонізованого гелію, складаються з кількох близько розташованих компонентів – так званої тонкої структури.

Перша спроба пояснити цю тонку структуру належить Зомерфельду, який, скориставшись моделлю Бора, відповідно до теорії відносності врахував залежність маси електрона від швидкості.

Насправді тонку структуру ліній водню і подібних до нього іонів можна пояснити, лише одночасно враховуючи принцип відносності і магнітні (спінові) властивості електрона. Якщо цього не взяти до уваги, то формула для енергії електрона у воднеподібних атомах матиме вигляд:

$$W = \frac{Rhc}{n^2} Z^2 , \qquad (1)$$

де $R = \dfrac{me^4}{8\varepsilon_0 h^3 c}$ – стала Рідберга, m – маса електрона, e – заряд електрона, ε_0 – діелектрична стала, h – стала Планка, c – швидкість світла, n – головне квантове число, Z – заряд іона.

Можна показати, що формула, яка правильно описує тонку структуру спектрів воднеподібних атомів має вигляд:

$$W = -\frac{Rhc}{n^2} Z^2 \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right] , \qquad (2)$$

де $\alpha = 2\pi \frac{e^2}{hc}$ – стала тонкої структури, j – внутрішнє квантове число. До цієї формули не входить орбітальне квантове число l, звідки робимо висновок, що рівні з однаковими n, i, j збігаються. Орбітальні числа j і l характеризують величини повного та орбітального моментів кількості руху електрона у воднеподібному атомі відповідно. Крім цих чисел, розрізняють квантове число S, яке характеризує величину спіну електрона (власного моменту кількості руху).

У загальному випадку атома з довільною кількістю електронів квантове число j при заданих L і S може набувати таких значень:

$$J = L + S, L + S - 1, ... \qquad |L - S|. \tag{3}$$

Загальноприйняті позначення рівнів енергії такі: $1^2S_{1/2}$, $2^2S_{1/2}$, $2^2P_{1/2}$, $3^2S_{1/2}$, … . Цифра на початку позначає головне квантове число. Літери S, P, D, F, … означають величини орбітального моменту атома $\vec{L}$. Індекс внизу праворуч показує значення квантового числа j, а індекс вгорі ліворуч – скільки значень може набувати повний момент атома $\vec{j}$ при заданому L. Загалом цей індекс – число можливих орієнтацій спіну, тобто мультиплетність, що дорівнює $\chi = 2S+1$, де S – значення спіну атома.

Для багатоелектронних атомів, тобто таких, які на зовнішній орбіті мають не один електрон, а більше (N), кожен електрон характеризується своїм орбітальним l_i та своїм спіновим s_i моментами (i=1, 2, 3, ... , N).

У випадку так званого нормального зв’язку (зв’язку Рассела–Саундерса) атом в цілому характеризується орбітальним $\vec{L}$ та спіновим $\vec{S}$ моментами:

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^{N} \vec{l}_i, \tag{4}$$

$$\vec{S} = \sum_{i=1}^{N} \vec{s}_i, \tag{5}$$

де $\vec{l}_i$, $\vec{s}_i$ – орбітальні та спінові моменти окремих електронів, які утворюють зовнішню оболонку. Внутрішні оболонки не беруть до уваги, оскільки для заповненої оболонки властива повна компенсація орбітальних і спінових моментів окремих електронів.

У випадку двох зовнішніх електронів N=2 (атом ртуті), які характеризуються орбітальними моментами $\vec{l}_1$ та $\vec{l}_2$, сумарний момент буде визначатися числом L, що може набувати таких значень:

$$L = l_1 + l_2,\ l_1 + l_2 - 1,\ \ldots,\left|l_1 - l_2\right|, \tag{6}$$

тобто $(2l_1 + 1)$ значень при $l_1 \le l_2$ або $(2l_2 + 1)$ при $l_2 \le l_1$. Сукупність рівнів із заданим значенням L та S називають мультиплетними термами.

Зазначимо, що при парному числі електронів спін атома набуває лише цілочисельних значень (мультиплетність при цьому є непарною); у разі непарного числа електронів спін набуває напівцілих значень і мультиплетність буде парною. У випадку атома водню або водневих атомів $S=\frac{1}{2}$ і $\chi=2S+1=2$.

Число рівнів у мультиплетному термі згідно з формулою (3) дорівнює (2S+1) при $S \le L$ і (2L+1) при $L \le S$. У цьому випадку одержують неповні мультиплетні терми, для яких число рівнів менше, ніж (2S+1). Зокрема, для всіх термів з L=0 (S– терми) одержують лише один рівень (див. табл. 1). Максимальну кількість рівнів (2S+1), можна отримати лише для термів з $L \ge S$.

Таблиця 1

Кількість рівнів N у мультиплетних термах

L	Синглети S=0		Дублети S=1/2		Триплети S=1		Квартети S=3/2		Квінтети S=2	
	терм	№	терм	№	терм	№	терм	№	терм	№
0	^1S	1	^2P	1	^3S	1	^4S	1	^5S	1
1	^1P	1	^2P	2	^3P	3	^4P	3	^5P	3
2	^1D	1	^2D	2	^3D	3	^4D	4	^5D	5
3	^1F	1	^2F	2	^3F	3	^4F	4	^5F	5
4	^1G	1	^2G	2	^3G	3	^4G	4	^5G	5

Отже, мультиплетність χ=2S+1 визначає максимальне число рівнів у мультиплетних термах із заданим значенням спіну S.

При заданих значеннях L і S залежність мультиплетного розщеплення від квантового числа J у випадку нормального зв’язку має вигляд:

$$E_{L,S,J} = A\frac{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)}{2}\ , \qquad (7)$$

де A – фактор мультиплетного розщеплення, який слабко залежить від L і S і визначає абсолютну величину розщеплення. Записавши рівняння (7) для двох сусідніх рівнів мультиплетного терму з квантовими числами J та J+1, легко отримати вираз відстані між ними

$$\Delta E_{\ J,J+1} = A(J+1)\ , \qquad (8)$$

тобто ця відстань пропорційна до більшого значення квантового числа. Формула (8) також відома як **правило інтервалів**.

Наприклад, відстань між триплетними термами $^3D_3$ – $^3D_2$ у півтора раза більша за відстань $^3D_2$ – $^3D_1$. Правило інтервалів, звичайно, добре виконується для глибоких термів. Хоча воно є наближеним, проте суттєво допомагає при розшифруванні мультиплетів.

Із формули (7) робимо висновок, що загальна ширина мультиплетного терму, тобто відстань між рівнями з J=L+S та J=L-S становить

$$\begin{aligned} &\Delta W = A(2L+1)S \ \text{ при } \ L \geq S, \text{ або} \\ &\Delta W = A(2S+1)L \ \text{ при } \ L < S. \end{aligned} \qquad (9)$$

Цікаво зазначити, що для легких елементів мультиплетне розщеплення порівняно мале, тоді як для важких атомів воно досягає одиниць електронвольт. Часто лінії, які належать до одного мультиплету, розміщені на протилежних кінцях видимої області. Саме це і простежують для атома ртуті, у спектрі якого інтенсивна зелена, синя і друга фіолетова лінії належать до одного мультиплету. Атом ртуті (Z=80) має на зовнішній оболонці два електрони (зовнішня оболонка $5d^{10}6s^2$), тобто загальний спін атома ртуті може набувати значення S=0 і S=1, і терми є синглетними або триплетними.

Спектр випромінювання атомів ртуті характеризується наявністю трьох інтенсивних ліній:

1. λ=253,65 нм, що відповідає переходу $6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$;
2. λ=184,95 нм, що відповідає переходу $6^1P_1 \rightarrow 6^1S_0$;
3. λ=407,78 нм, (перша фіолетова лінія), що відповідає переходу $7^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$.

Крім того, відомо, що інтенсивні лінії – зелена, синя і друга фіолетова – відповідають переходам зі стану 7^3S_1 у стани 6^3P.

Експериментальна частина

1. Керуючись схемою енергетичних рівнів атома ртуті, бачимо, що правило інтервалів (8) можна перевірити, визначивши довжини хвиль трьох спектральних ліній, які належать до групи переходів $^3S_1$-^3P_J (J=0, 1, 2).
   Ці спектральні лінії знаходяться орієнтовно в таких ділянках спектра: 530–550 нм – зелена, 430–450 нм – найбільш інтенсивна лінія – синя, 400–420 нм – короткохвильова фіолетова.
2. Від’юстувати освітлювальну систему спектрографа ИСП-28 відповідно до схеми юстування.
3. Сфотографувати за допомогою діафрагми Гартмана спектр випромінювання ртутної лампи і спектр випромінювання заліза.
4. Проявити та висушити фотопластинку.
5. Визначення довжин хвиль спектральних ліній ртуті:

   Спосіб 1. Використовуючи те, що лінійна дисперсія спектрографа типу ИСП-22 наближено описують за формулою :

$$\frac{dl}{d\lambda} = \frac{A}{\lambda^3}, \tag{10}$$

   де A – слабко залежить від довжини хвилі λ, можна запропонувати такий вираз для аналітичного опису залежності $l = f(\lambda)$, l – відстань у міліметрах на фотопластинці між лінією спектра з довжиною хвилі λ і лінією спектра з довжиною хвилі λ_0 = 310,0 нм (рис. 1).

$$\lambda_X = \lambda_0 + \frac{d\lambda}{dl} \cdot \Delta l. \tag{11}$$

   Тут λ_X отримуємо в нанометрах. Користуючись вимірювальним мікроскопом, визначаємо координати $X_З$, X_C та $X_Ф$ зеленої, синьої та другої фіолетової лінії спектра ртуті і за формулою (11) розраховуємо відповідні довжини хвиль $\lambda_З$, λ_C та $\lambda_Ф$.

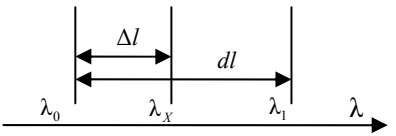


Рис.1. Визначення довжини хвилі спектральної лінії

   Спосіб 2. Знаючи місцезнаходження в спектрі заліза лінії з довжиною хвилі

λ=310,0 нм, з допомогою спектропроектора та атласа спектральних ліній заліза визначають їх довжини хвиль $\lambda_З$, λ_C та $\lambda_Ф$.

6. Знаючи, що всі три лінії належать до одного мультиплетного переходу $7^3S_1 \to 6^3P$, відшукують за правилом інтервалів значення квантового числа J для термів ^3P.
7. Будують дійсну енергетичну схему рівнів атома ртуті, розшифрувавши мультиплет. При цьому беруть до уваги, що за лінію λ=184,95 нм відповідає перехід $6^1P_1 \to 6^1S_0$, за лінію λ=253,65 нм – перехід $6^3P_1 \to 6^1S_0$ і за лінію λ=407,78 нм – перехід $7^1S_0 \to 6^3P_1$. Визначивши енергії відповідних переходів, будують спочатку терми 6^1S_0, 6^1P_1, 6^3P_1 і 7^1S_0. Решту рівнів (6^3P_0, 6^3P_2, 7^1S_1) будують з урахуванням енергії переходів, що відповідають зеленій, синій та другій фіолетовій лініям.

Література

1. *Белый М.У., Охрименко Б.А.* Атомная физика. – К.: Вища школа, 1984. – 272 с.
2. *Ельяшевич М.А*. Атомная и молекулярная спектроскопия. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 896 с.
3. *Зайдель А.Н.* Основы спектрального анализа. – М.: Наука, 1965.– 232 с.
4. *Шпольский Г.В*. Атомная физика. – М.: Наука, 1984. – Т.2. – 438 с.

Лабораторна робота № 6
Якісний спектральний аналіз

Прилади та матеріали: спектрограф ИСП-28, дуговий генератор ИВС-28 або іскровий генератор ИВС-23, вугільні та залізні електроди, агатова ступка, фотоматеріали, таблиці та атласи спектральних ліній.

Теоретичні відомості

Спектральний аналіз – фізичний метод кількісного та якісного визначення хімічного складу речовини за спектрами поглинання або випромінювання цієї речовини. Спектральний аналіз залежно від стану атомної системи поділяють на атомний та молекулярний спектральні аналізи. Загалом спектральний аналіз поділяється на якісний та кількісний. Завдання якісного спектрального аналізу – виявити хімічні елементи, які входять до складу досліджуваного зразка. Залежно від поставлених перед експериментатором завдань, спектральний аналіз поділяють на повний або головний (склад досліджуваної речовини невідомий) та частковий (визначають наявність в зразку конкретних наперед відомих хімічних елементів).

Для отримання атомного спектра речовину випаровують у джерелах світла: у полум’ї , електричних дугах та іскрах за допомогою лазерів тощо. За високої температури в джерелах світла відбувається плавлення і випаровування речовини та спостерігається свічення її парів. Випромінювання збуджених атомів речовини за допомогою спектрального приладу розкладається у спектр – лінійчастий спектр, адже кожний атом періодичної системи Менделєєва характеризується лише для нього властивою сукупністю (схемою) енергетичних рівнів. Не існує двох таких елементів, які мали б тотожні системи ліній в атомному спектрі.

Кожна спектральна лінія має певну частоту чи довжину хвилі та відповідає певному хімічному елементові і, зрозуміло, має своє постійне місце в спектрі оптичного діапазону, якщо лише випромінювання поширюється від джерела світла, яке знаходиться в стані спокою відносно детектора. Тому за характерними лініями у спектрі є можливість визначити хімічний склад досліджуваної речовини (якісний аналіз), а за інтенсивностями спектральних ліній – концентрацію в досліджуваній пробі (кількісний аналіз).

З метою швидкого і правильного вирішення поставлених завдань використовують поняття “останні” лінії хімічних елементів, яким притаманні цінні аналітичні властивості: у разі зменшення концентрації елемента в пробі ці лінії зникають останніми. Зазвичай, “останні” лінії – це резонансні лінії відповідних атомів, вони є найбільш інтенсивними у спектрі за невеликої концентрації елемента в пробі. Потрібно зазначити, що порядок зникнення спектральних ліній за умови зменшення концентрації у зразку не буде строго постійним і залежить від багатьох факторів: джерела збудження, чутливості фотопластинок та ін. “Останні” лінії добре відомі для всіх елементів і є в спеціальних таблицях.

До цього часу немає універсального методу визначення якісного та кількісного хімічного складу речовини. Найкращим і оптимальнішим універсальним методу є мас-спектрометричний. Інші методи мають як переваги, так і недоліки.

Переваги спектрального аналізу над іншими:

Універсальність. Спектральний аналіз дає змогу аналізувати речовину у будь-якому агрегатному стані (твердому, рідкому чи газоподібному) без суттєвої попередньої підготовки проб, використовуючи одну і ту ж апаратуру (відмінності можуть бути лише в різних джерелах світла). Метод дає змогу одночасно визначити велику кількість (більше 40) елементів в одній пробі аналізованого зразка.

Чутливість. Спектральний метод перевищує чутливість хімічних методів. Більшість елементів, крім неметалів, можуть бути визначеними з точністю 10^{-3}–10^{-4}%, а при використанні проб з великими кількостями можна підвищити чутливість до 10^{-5}–10^{-7}%.

Точність. У спектральному аналізі точність залежить від багатьох факторів: мінерального складу речовини, концентрації, способів реєстрації й ін. У разі фотоелектричної реєстрації точність становить 1–2%, при концентраціях – ~10^{-5} – 10–30 %. Спектральний аналіз не забезпечує високої точності під час дослідження великої кількості речовини. У цьому випадку методи хімічного аналізу точніші.

Швидкість визначення. Тривалість аналізу спектральним методом становить 10–20 хв, а за допомогою сучасних квантометрів можна визначити концентрацію її елементів одного зразка протягом 5–6 хв у разі застосування одного спектроскопіста-аналітика. Це в сотні разів швидше і, відповідно, економічніше, ніж хімічні методи.

Документальність. Спектрограма, що може зберігатись тривалий час, є документом, за яким можна багаторазово перевірити правильність виконаного аналізу.

До інших переваг методу належить можливість аналізувати вироби без їх пошкодження, можливість локального аналізу й ін.

Крім переваг спектральний аналіз має і недоліки. Зокрема, обов’язковим є використання еталонів, хімічний склад яких має відповідати кожній пробі. Крім того, емісійний метод спектрального аналізу не дає інформації щодо молекулярного складу речовини, оскільки в дузі чи полум’ї ці сполуки руйнуються.

З метою визначення хімічного елемента необхідно із кількості останніх ліній як аналітичні вибрати найінтенсивніші. Це, зазвичай, резонансні лінії, які мають найменший потенціал збудження.

Техніка якісного аналізу

Виконання емісійного якісного аналізу охоплює такі операції: вибір спектрального приладу та джерел і умов збудження, випаровування проби і фотографування спектра, проявлення, фіксування, розшифрування спектрограм.

Підготовка проби. Є певні відмінності у підготовці до аналізу зразків, які можуть бути монолітними, електропровідними пробами, порошками або розчинами. Найпростіше з першими з них, сам зразок (сталь, будь-який сплав) може виконувати роль одного з електродів. Отже, уся підготовка зводиться до зачистки невеликої поверхні ∅3 мм та закріплення його у держаку електродів штатива. У разі використання переносної спектральної апаратури до зразка (наприклад, металоконструкція, станок та ін.) підключають один із провідників генератора дуги чи іскри. Як другий електрод, використовують вугільний стержень. Спектр очищених вугільних електродів майже не містить ліній, це дає змогу визначити за допомогою цих електродів більшість елементів. У спектрі простежують молекулярні смуги ціану (радикали CN) в області 3 600–4 200 Å. Спектрально чисті електроди можуть мати лише сліди бору (лінії 2 496,8 і 2 947,7 Å), інколи магнію (3 795,5 і 2 552,1 Å) і літію (3 933,7 і 3 968,5 Å). Негативну сторону спектра (фону) від розжарених кінців електродів екранують за допомогою діафрагми конденсорної лінзи освітлювальної системи.

Геологічні зразки, солі і багато сипучих матеріалів, зазвичай, вводяться у розряд між вугільними електродами у вигляді порошку. Основним етапом підготовки таких зразків є їхнє розтирання в агатовій ступці до отримання дрібнозернистої системи. Порошок вводять у розряд одним із таких способів:

1) випаровування з кратера вугільного електрода; 2) випаровування методом пересипання порошку через полум’я розряду; 3) випаровування тонкого шару порошку на рухомому електроді. Найчастіше користуються першим способом.

Під час аналізу розчинів зразок у плазму дуги можна вводити кількома способами:

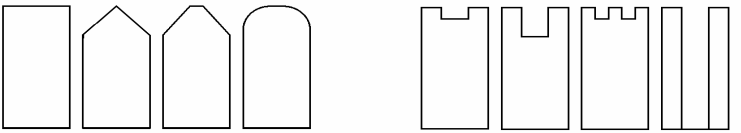
1) нанесенням кількох крапель розчину у кратер попередньо прокаленого вугільного електрода;

2) заповненням кратера зволоженим розчином вугільного порошку;

3) прокапуванням у розрядник досліджуваного розчину;

4) розміщенням нижнього кінця нижнього електрода, в якому висвердлений малий отвір уздовж і який заповнений вугільним порошком – стружкою, в кювету з досліджуваним розчином та ін. Перші два способи найпростіші і найпоширеніші у спектральній практиці.

На рис. 1 показано форми верхніх (*а*) та нижніх (*б*) вугільних електродів, що використовують під час аналізу сплавів, порошків та розчинів. Висота електрода ~ 4–6 см.



а *б*

Рис. 1. Форми верхніх (*а*) та нижніх (*б*) вугільних електродів, які використовуються для спектрального аналізу залежно від агрегатного стану речовини

Підготовка електродів (заточування, виготовлення кратерів й ін.) є підготовчим періодом аналізу.

Вибір джерела збудження та спектрального приладу. В якісному аналізі використовують найчастіше дугові джерела збудження. За необхідності проведення локального аналізу (сторонні включення в деталь, неоднорідність якого-небудь зразка й ін.) використовують високочастотну іскру чи лазер. Маючи змогу змінювати сили струму дуги, вибирають різні режими для збудження спектрів елементів з малими та високими потенціальними енергіями збудження. Сучасні генератори дають змогу збудити спектри практично всіх елементів періодичної системи.

Найпоширенішими приладами, які використовують для якісного аналізу, є кварцові спектрографи середньої дисперсії ИСП-28, ИСП-30.

Ці прилади дають змогу отримати спектри елементів в ділянці 2 000–6 000 Å. Саме в цій ділянці спектра розміщені чутливі лінії більшості елементів. За необхідності роботи у видимій та інфрачервоній (ближній) областях спектра, де розміщені чутливі лінії, наприклад, лужних елементів, використовують спектрографи зі скляною оптикою, зокрема, прилад ИСП-51. Якщо спектр досліджуваної речовини містить близько розташовані спектральні лінії, то використовують прилади з великою дисперсією типу КСА-1, ДФС-13 тощо.

Випаровування проби і фотографування спектра. Тверда речовина, яка поміщена в кратері електрода або є одним із електродів, під час нагрівання плавиться, випаровується та потрапляє у хмаринку розряду. За температури джерела збудження газ, що утворюється, дисоціює на атоми, які збуджуються та випромінюють. Щоб отримати спектрограми цього випромінювання необхідно:

1. Встановити ширину щілини ~ 0,010 мм, від’юстувати освітлювану систему, перед щілиною встановити діафрагму Гартмана.
2. Зарядити касету спектрографа фотопластинкою 9×12, розмістивши її на відстані 4–6 см від правої рамки касети. Якщо потрібно провести повний якісний аналіз, в касету поміщають фотопластинку 9×24 або дві 9×12.
3. Перевірити електричну схему дуги разом з викладачем, оцінити умови збудження і фотографування: міжелектродна відстань, сила струму, експозиції для фотографування заліза, проб, вугілля.
4. За допомогою діафрагми Гартмана впритул сфотографувати спектр заліза, спектри досліджуваних зразків з двома-трьома різними силами струму і експозиціями, за необхідності спектр чистих вугільних електродів (з метою врахування і виключення ліній, які характеризують домішки).

Розшифрування спектрограм. Щоб розшифрувати спектральні лінії використовують планшети атласів спектральних ліній, на яких зображені ділянки спектра заліза, а також показано розшифрування спектральних ліній різних хімічних елементів. Атласи дають змогу проводити грубу кількісну оцінку вмісту елемента в зразку. З цією метою лінії елементів на планшетах розташовані на різних рівнях за висотою із вказаними чутливостями. У нижньому ряді розміщені найчутливіші лінії, які з’являються у разі концентрації елемента в пробі 10^{-3}–10^{-4}%. Їх чутливість становить 10 одиниць і ці покази зображені індексом у правому верхньому куті біля назви хімічного елемента. Лінії, які з’являються при концентрації більше 10%, мають чутливість ~1.

Крім того, під час проведення спектрального аналізу в спектрі одночасно існують як лінії, що належать збудженим атомам досліджуваної речовини, так і іонізованим атомам. Для цього у правому нижньому куті біля назви хімічного елемента індексом I позначають спектральну лінію нейтрального атома в збудженому стані, II – однократно іонізовані атоми, III – двократно іонізовані атоми і т.д.

Отже, після фотографування, проявлення та фіксації фотопластинку поміщають емульсією вверх на столик спектропроектора ПС-18 чи ДСП-1, а на екран спектропроектора – планшет атласу спектральних ліній. Збільшене зображення ділянки спектра суміщають з відповідною ділянкою атласу і відшукують лінії хімічних елементів у досліджуваній пробі. Розшифровувати спектрограми можна з будь-якої ділянки спектра, але рекомендується починати з планшета №15, на якому розміщена характерна група з 5-ти майже рівновіддалених ліній заліза і найбільш інтенсивна з яких становить 3100 Å. Над спектром заліза нанесені лінії з символами елемента. Під символами наведені останні дві цифри довжини хвилі. За кількістю та інтенсивністю простежуваних ліній встановлюється елемент, який є основою зразка і елементи домішок в зразку.

Визначення довжини хвилі спектральних ліній. Під час проведення спектрального аналізу особливе значення має точність визначення спектральної лінії досліджуваного зразка. Щоб ідентифікувати хімічний елемент, потрібно знайти довжину хвилі з точністю до сотої чи тисячної ангстрема, що не забезпечують атласи спектральних ліній.

Для цього обидва спектри – досліджуваний і порівняння – фотографують так, щоб вони частково або повністю накладалися, з допомогою діафрагми Гартмана. Можливі методи визначення довжини хвилі спектральної лінії: метод лінійної інтерполяції, з допомогою формули Гартмана, методом інтерполяції відрізком параболи й ін.

Зупинимось на найпростішому методі – лінійної інтерполяції. При відносно простій лінійній дисперсії приладу у вузькому спектральному діапазоні для визначення довжини хвилі достатньо виміряти відстань між двома відомими лініями в спектрі заліза λ_1 і λ_2 з допомогою вимірювального мікроскопа МИР-12 або компаратора ИЗА-2 та відстань між λ_1 і λ_x, які забезпечують точність вимірів 0,01 мм. Тоді, керуючись умовою постійності дисперсії

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_x}{n_1 - n_x} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{n_1 - n_2}, \qquad (1)$$

де n_1, n_2, n_x – покази вимірювального приладу.

Довжини хвиль спектральних ліній λ_1 і λ_2 уточнюються з допомогою таблиць спектральних ліній. На підставі (1)

$$\lambda_x = \lambda_1 - \frac{n_1 - n_x}{n_1 - n_2}(\lambda_1 - \lambda_2). \qquad (2)$$

Потрібно врахувати, що дисперсія не буває постійною і тому інтервал λ_1–λ_2 потрібно вибирати якомога меншим і лінія з довжиною хвилі λ_x має бути розміщена в середині цього інтервалу. За кількістю спостережуваних ліній та інтенсивністю можна визначити елемент, який є основою зразка, і елементи домішок в ньому. Достатньо виявити дві – три останні лінії елемента, щоб довести його наявність у досліджуваному зразку.

Експериментальна частина

1. Визначити, які легуючі елементи та домішки входять до складу досліджуваного зразка сталі.
2. Визначити природу елементів, якими відрізняються між собою два сплави з однаковою основою (два зразки зі сталі, бронзи чи латуні).

Література

1. *Зайдель А.Н.* Основы спектрального анализа. – М.: Наука, 1965. – 232 с.
2. *Прокофьев В.К., Нагибина И.М.* Спектральные приборы и техника спектроскопии. – М.: Машиностроение, 1967. – 325 с.

Лабораторна робота № 7
Вивчення ефекту Зеемана

Прилади та матеріали: джерело випромінювання лінійчатого спектра, електромагніт, інтерферометр Фабрі–Перо, поляризатор, спектрограф ИСП-51 , камера УФ-90, фотоапарат, комп’ютер.

Теоретичні відомості

Явище розщеплення спектральних ліній під дією зовнішнього магнітного поля називають ефектом Зеемана. Якщо одноатомний газ, який світиться, помістити в магнітне поле, то спектральні лінії, що випромінюються цими атомами, розщеплюються на декілька компонент. Це явище виявив голландський фізик Зееман спостерігаючи свічення парів натрію. Розщеплення дуже невелике – при H=2–3 Тл воно досягає лише декількох десятих часток ангстрема.

Залежно від геометрії експерименту можливі два варіанти спостереження поширення світла відносно силових ліній магнітного поля. Якщо спостерігати світло, що поширюється перпендикулярно до напряму силових ліній магнітного поля, то спектральна лінія розщеплюється на три компоненти, утворюючи симетричну картину. Розщеплені компоненти лінійно поляризовані: крайні – поляризовані перпендикулярно до поля, середня – вздовж поля (**поперечний ефект Зеемана**). Досліджуючи світло, що поширюється вздовж силових ліній поля, середньої компоненти не буде, а крайні – поляризовані по колу з протилежним напрямом обертання (за годинниковою стрілкою і проти годинникової стрілки) (**повздовжній ефект Зеемана**). Це два випадки нормального ефекту Зеемана (рис. 1). Водночас з’ясувалося, що є низка випадків, коли розщеплення відбувається складніше. Кількість компонент більша від трьох. Це – аномальний або складний ефект Зеемана.

Причиною зееманівського розщеплення рівнів енергії згідно з наочними уявленнями є те, що магнітні моменти атомів можуть розташовуватися по-різному відносно магнітного поля. Додаткова енергія у магнітному полі довільної атомної системи, яка характеризується магнітним моментом, залежить від величини проекції цього моменту на напрям поля. Проекція магнітного моменту пропорційна до проекції механічного моменту і квантується разом з нею. Тому кожному значенню проекції моменту кількості руху відповідає

певне значення проекції магнітного моменту і своє значення додаткової енергії в магнітному полі.

Дослідження ефекту Зеемана для різних елементів засвідчило, що нормальний ефект є досить рідким явищем і трапляється лише серед елементів з парним порядковим номером *Z*, тобто з парним числом електронів в атомі. Він простежується тоді, коли спектральні терми мають однакові фактори Ланде.

Розглянемо розщеплення в постійному зовнішньому полі $\vec{B}$ рівня енергії атома, який характеризується магнітним моментом $\vec{\mu}$.

Додаткову енергію ΔE, яку отримує атом з магнітним моментом $\vec{\mu}$ під час введення у зовнішнє магнітне поле $\vec{B}$, визначають рівнянням:

$$\Delta E = -\mu B \cos\alpha, \qquad (1)$$

де α – кут між векторами $\vec{\mu}$ і $\vec{B}$.

Беручи до уваги, що $\vec{\mu} = \mu_Б \vec{l}$, маємо

$$\Delta E = -\mu_Б \vec{B}\vec{l}\cos\alpha = \mu_Б \vec{B}\vec{l}\cos\theta, \qquad (2)$$

де $\theta = 180 - \alpha$, $\mu_Б$ – магнетон Бора (власний мінімальний магнітний момент електрона), який дорівнює $\mu_Б = 9,27276 \cdot 10^{-24}$ Дж $\cdot$ Т$^{-1}$.

Оскільки добуток $\vec{l}\cos\theta$ визначає проекцію магнітного моменту на напрям $\vec{B}$, то маємо

$$\Delta E = \mu_Б m B, \qquad (3)$$

де m – магнітне квантове число.

Отже, магнітну енергію взаємодії атома з зовнішнім магнітним полем визначають квантовим числом m.

Отже, енергетичний рівень атома розщеплюється в магнітному полі на низку рівнів, число яких дорівнює кількості можливих значень числа m.

Запишемо енергію фотона, що випромінюється атомом у полі під час переходу зі збудженого рівня E' на нижчий рівень E'':

$$h\nu = E' - E'' = (E_{n'} + \Delta E') - \left(E_{n''} + \Delta E''\right) = E_{n'} - E_{n''} + \mu_Б B(m' - m''). \qquad (4)$$

Тут n' і m' – головне і магнітне квантові числа збудженого рівня, n'' і m'' – нижчого рівня.

Враховуючи, що $\nu_0 = \dfrac{(E_{n'} - E_{n''})}{h}$ – частота лінії за відсутності поля і $m' - m'' = \Delta m$, то для частоти зееманівської компоненти отримуємо:

$$\nu = \nu_0 + \frac{\mu_Б}{h} B\Delta m . \qquad (5)$$

Згідно з правилами відбору для магнітного квантового числа Δm ($\Delta m = 0, \pm 1$) за наявності поля замість однієї початкової лінії мають випромінюватися три близькі компоненти з частотами:

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{\mu_Б}{h} B\Delta m = \nu_0 \pm \frac{eB\Delta m}{2m_e}, \qquad (6)$$

де $\Delta\nu \approx 1,4 \cdot 10^{10}$ В·сек$^{-1}$.

Розглянемо поширення світла в напрямку, перпендикулярному до напрямку поля. Середня компонента з $\Delta m = 0$, яка поляризована паралельно до силових ліній магнітного поля, називається π-компонентою; крайні компоненти з $\Delta m = \pm 1$, що поляризовані перпендикулярно до силових ліній магнітного поля – σ-компонентами. У разі поздовжнього ефекту Зеемана отримуємо тільки дві зміщені компоненти: обидві поляризовані по колу – одна компонента зміщена у бік менших частот – проти годинникової стрілки, інша компонента зміщена у бік більших частот – за годинниковою стрілкою (рис. 1).

Як приклад нормального поперечного ефекту Зеемана розглянемо розщеплення в магнітному полі енергетичних рівнів $^1P_1$ і $^1D_2$ і можливі переходи між компонентами розщеплення (рис. 2).

Ефект Зеемана, що полягає у складному розщепленні спектральних ліній, називається аномальним або складним ефектом. Він спостерігається для всіх несинглетних ліній і полягає в тому, що спектральні лінії розщеплюються на значно більшу кількість компонент, ніж три.

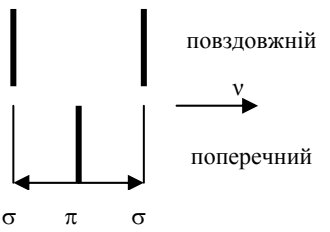


Рис. 1. Спостереження розщеплення спектральних ліній при нормальному ефекті Зеемана

У випадку аномального ефекту Зеемана величина розщеплення енергетичних рівнів залежить від співвідношення між квантовими

числами L, S, J і може бути подана у вигляді:

$$\Delta E_j = \frac{e\hbar}{2m_e} B m_j g = \mu_Б B m_j g,$$

де $g = \left(1 + \frac{j(j+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2j(j+1)}\right)$ – фактор Ланде.

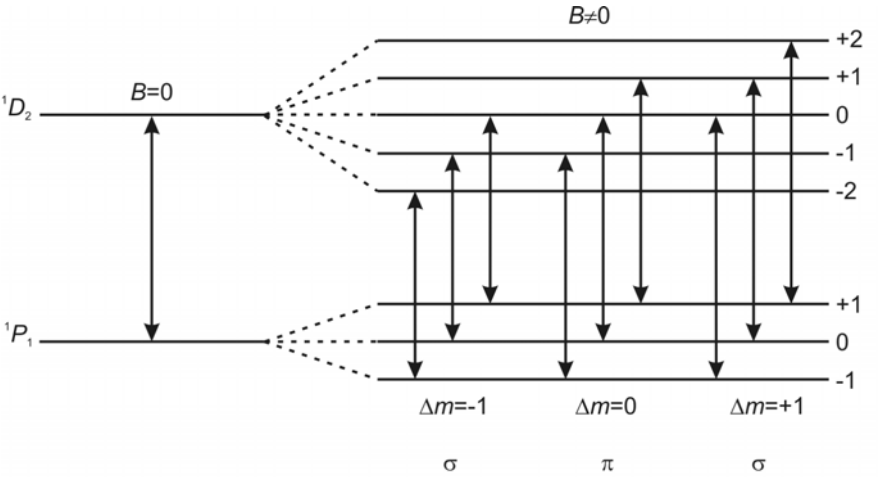


Рис. 2. Розщеплення спектральних ліній в магнітному полі для нормального поперечного ефекту Зеемана

У випадку аномального ефекту Зеемана величина розщеплення енергетичних рівнів залежить від співвідношення між квантовими числами L, S, J і може бути подана у вигляді:

$$\Delta E_j = \frac{e\hbar}{2m_e} B m_j g = \mu_Б B m_j g,$$

де $g = \left(1 + \frac{j(j+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2j(j+1)}\right)$ – фактор Ланде.

Легко переконатись, що для синглетних ліній при S=0, L=J фактор Ланде g=1 і величина розщеплення буде такою самою, як і за нормального ефекту Зеемана.

На рис. 3 наведена схема енергетичних рівнів для жовтого дублету натрію у випадку аномального ефекту Зеемана.

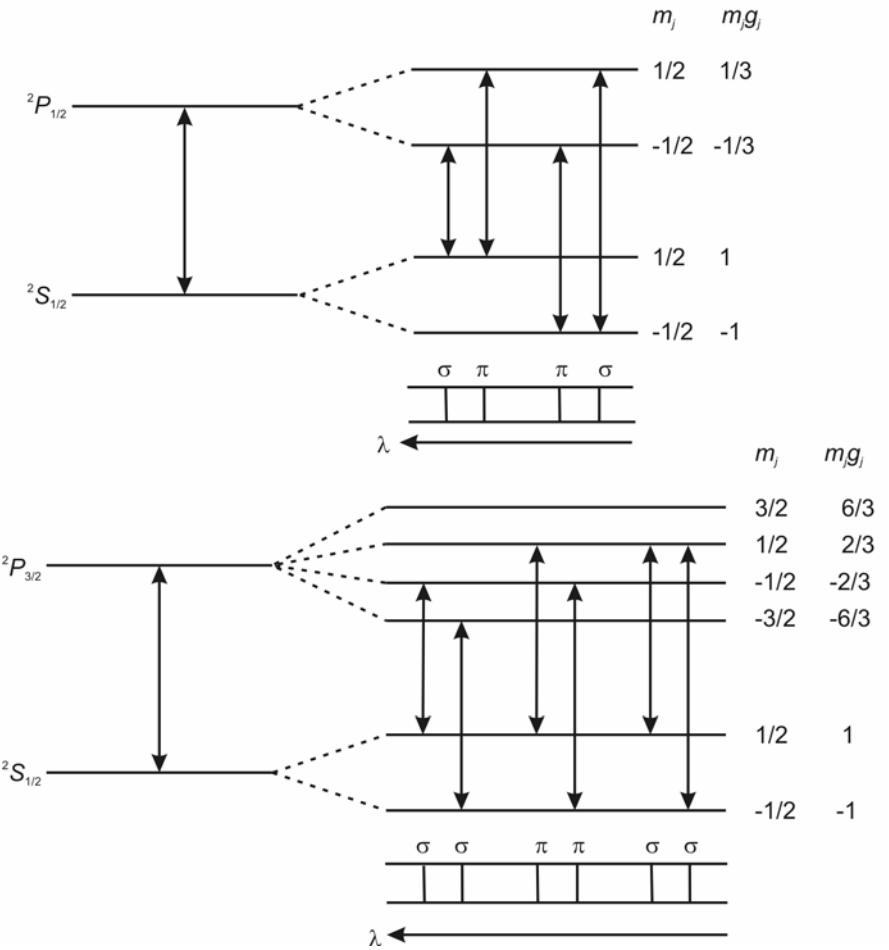


Рис. 3. Схема енергетичних рівнів для жовтого дублету натрію у випадку аномального ефекту Зеемана

Спостережувані різниці в розщепленні $^2P_{1/2} \to {}^2S_{1/2}$ і $^2P_{3/2} \to {}^2S_{1/2}$ свідчать про те, що $^2P_{1/2}$ і $^2P_{3/2}$ – рівні відрізняються величиною повного моменту кількості руху за однакової величини орбітального моменту.

Замість двох резонансних ліній у магнітному полі виникає десять ліній, чотири з яких належать до π -компонент ($\Delta m = 0$), а решта – до σ -компонент ($\Delta m = \pm 1$).

Аномальний ефект характеризується важливою особливістю: у разі збільшення магнітного поля розщеплення зростає пропорційно B доти, поки окремі компоненти розщеплення двох сусідніх ліній мультиплету не почнуть перекриватися. Починаючи з цього моменту, який відповідає переходу від слабкого поля до сильного, картина розщеплення суттєво змінюється. Деякі компоненти зливаються, інтенсивність інших у разі збільшення поля зменшується, унаслідок чого при достатньо сильному полі замість мультиплета з його складним розщепленням виникають три лінії з нормальним розщепленням, тобто нормальний ефект Зеемана. Це явище називають ефектом Пашена–Бака.

Класична теорія не пояснює складне явище Зеемана, а дає елементарне і наочне пояснення простого явища Зеемана. Справді, нехай маємо електрон, що під дією квазіпружної сили коливається з частотою ν_0 у напрямі, який утворює деякий кут θ з напрямом магнітного поля (рис. 4). Це лінійне коливання можна розкласти на коливання вздовж напряму поля і коливання в площині, перпендикулярній до напряму поля.

На коливання вздовж напряму магнітного поля це поле не діє і частота коливання ν_0 залишається незмінною. Маємо лінійний осцилятор, скерований за напрямом поля. Тому він максимально випромінює у площині, перпендикулярній до поля. Випромінювання в напрямі поля не буде. Цьому осцилятору і відповідає перехід при $\Delta m_j = 0$: π -складова зееманівського триплету з лінійною поляризацією вздовж напряму поля.

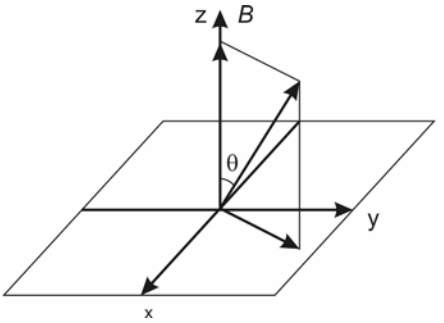


Рис. 4. Проекція коливань лінійного осцилятора на площину ⊥B

Лінійне коливання, перпендикулярне до поля, можна розкласти на два колові коливання з протилежними напрямами обертання. Користуючись уявленнями про ларморову прецесію електронних орбіт і зв’язаних з ними орбітальних моментів у магнітному полі, легко пересвідчитися, що для циркулярних

коливань з напрямом обертання, який збігається з напрямом прецесії, виникає частота $\nu_0 + \Delta\nu$, де $\Delta\nu = \frac{o}{2\pi}$. Тут o – ларморова кутова швидкість; $o = \frac{eB}{2m}$. Для коливання з протилежним напрямом обертання утворюється частота $\nu_0 - \Delta\nu$. Унаслідок цього виникають дві частоти коливання, зміщені відносно початкової частоти на

$$\Delta\nu = \frac{eB}{4\pi m} = \frac{\mu_Б B}{h}.$$

На підставі квантової теорії коловим осциляторам у площині xOy з частотами $\nu_0 \pm \Delta\nu$ відповідають переходи $\Delta m_j = \pm 1$: σ-складові зееманівського триплету, поляризованого по колу.

У магнітному полі простежують розщеплення спектральних ліній не лише під час випромінювання світла, але і під час його поглинання. Якщо речовину, наприклад пари металів, що поглинають у вузькому спектральному діапазоні, розташувати між полюсами електромагніту, то у разі ввімкнення магнітного поля вид спектра поглинання змінюється. Під час дії магнітного поля в напрямі, паралельному до вектора напруженості, спостерігаються дві лінії поглинання, зсунуті у бік більших і менших частот симетрично по обидві сторони відносно положення початкової спектральної лінії на $\Delta\nu$. Величину зсуву визначають співвідношенням Лоренца, як у випадку нормального ефекту Зеемана, причому $\Delta\nu$ збільшується пропорційно до напруженості магнітного поля. У напрямі, перпендикулярному до вектора напруженості, крім початкової лінії ν_0 простежуються ще дві лінії меншої і більшої частот, розташовані на відстані $\Delta\nu$, що визначається тим же співвідношенням Лоренца. Інтенсивність поглинання залежить від характеру поляризації падаючого світла.

Описане явище – розщеплення спектральних ліній у магнітному полі під час поглинання – називають о б е р н е н и м е ф е к т о м З е е м а н а. Експериментально установка для спостереження оберненого ефекту така сама, як установка для вивчення прямого ефекту Зеемана. Але при цьому джерело світла мусить бути винесене з простору між полюсами магніту, а на його місце ставлять поглинаючу речовину.

Методика розрахунку величини розщеплення спектральних ліній

Нормальний і аномальний ефекти Зеемана експериментально досліджують, використовуючи спектральні прилади високої роздільної здатності, наприклад, інтерферометр Фабрі–Перо та спектрограф. Такі дослідження дають змогу правильно визначити терм рівня, значення квантового числа *j*, величину множника Ланде.

У цій лабораторній роботі вивчається нормальний поперечний ефект Зеемана.

Спектральна лінія в магнітному полі розщеплюється на три компоненти: дві σ-компоненти і π-компоненту. Всі три компоненти лінійно поляризовані. Оскільки величина розщеплення спектральних ліній у магнітному полі досить мала, в експерименті використовують принцип **схрещених приладів, а саме – інтерферометр Фабрі–Перо і трипризмовий спектрограф ИСП-51**. Граничну дисперсійну область інтерферометра Фабрі–Перо (або постійну інтерферометра) визначають за допомогою співвідношення:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2t},$$

в нашому випадку для жовтої лінії неону $\lambda = 0,576$ мкм і *t*=3 мм (*t*– стала інтерферометра).

Світло, пройшовши інтерферометр, потрапляє на вхід спектрального приладу, у фокальній площині якого отримуємо набір спектральних ліній неону, розрізаних по висоті інтерференційними максимумами різних порядків.

На рис. 6 показано вигляд спектральної лінії при спостереженні її у фокальній площині спектрографа.

Нехай A_1, B_1, A_2, B_2, A_3, B_3 – розташування компонент розщепленої спектральної лінії. Введемо позначення:

$$A_2 - A_1 = \Delta_{1A}, \quad B_3 - B_2 = \Delta_{2B},$$
$$A_3 - A_2 = \Delta_{2A}, \quad B_1 - A_1 = \Delta_1,$$
$$B_2 - B_1 = \Delta_{1B}, \quad B_2 - A_2 = \Delta_2.$$

Тоді відстань між компонентами A і B у частках дисперсійної області інтерферометра можна визначити з співвідношення:

$$dn_{AB} = \frac{\dfrac{1}{\Delta_{1A}} + \dfrac{1}{\Delta_{1B}}}{\dfrac{1}{\Delta_1} + \dfrac{1}{\Delta_2}} = \frac{\dfrac{1}{\Delta_{2A}} + \dfrac{1}{\Delta_{2B}}}{\dfrac{1}{\Delta_2} + \dfrac{1}{\Delta_3}}.$$

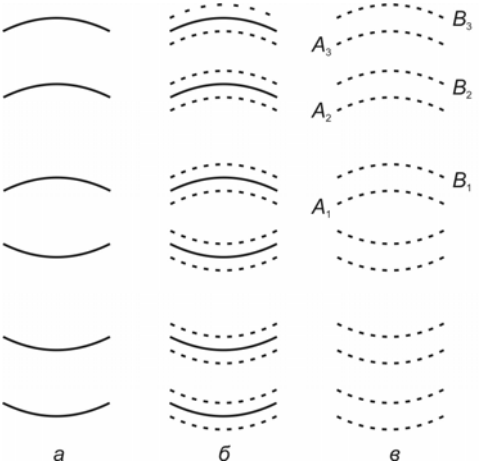


Рис. 6. Спостереження нормального поперечного ефекту Зеемана з допомогою вимірювального мікроскопа:
а – без поля,
б – з полем,
в – з полем і поляризатором

Розрахована з цього рівняння величина розщеплення виражена в частках дисперсійної області інтерферометра (безрозмірна величина розщеплення). Щоб знайти величину розщеплення спектральної лінії потрібно домножити її на сталу інтерферометра. У зв’язку з тим, що розраховану з цього рівняння величину розщеплення подано в частках дисперсійної області, величина розрахованого розщеплення відповідає відстані між двома крайніми σ-компонентами (π-компонента екранується з допомогою поляризатора). Реальне значення величини розщеплення спектральної лінії в магнітному полі буде вдвічі меншим і дорівнюватиме:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{4t} dn_{AB}. \tag{7}$$

З формули (5) отримуємо:

$$h\Delta\nu = \mu_Б B. \tag{8}$$

Враховуючи, що $\mu_Б = \dfrac{eh}{4\pi m_e}$ маємо:

$$h\Delta\nu = \frac{eh}{4\pi m_e} B. \tag{9}$$

Оскільки, $\nu = \frac{c}{\lambda}$, то беремо похідну по λ:

$$\delta\nu = -\frac{c}{\lambda^2}\delta\lambda. \qquad (10)$$

Знаючи, що реальне значення величини розщеплення $\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2t} dn_{AB}$, отримуємо вираз для розрахунку індукції магнітного поля:

$$B = \frac{\pi m_e c}{te} dn_{AB}. \qquad (11)$$

Для порівняння, магнітне поле Землі приблизно становить 10^{-4} Тл або 1 Гаус. Магнітні поля близько 10 Тл трапляються в середині атомів і важливі в аналізі атомних спектрів. Найсильніше стабільне магнітне поле, яке можна створити нині у лабораторії – близько 45 Тл. Деякі електромагніти можуть створювати поля приблизно 120 Тл на короткий проміжок часу близько однієї мілісекунди. Вважають, що магнітне поле на поверхні нейтронної зорі становить близько 10^8 Тл (у системі СІ 1 Гаус=10^{-4} Тл).

Експериментальна частина

1. Ознайомитися з установкою для вивчення нормального поперечного ефекту Зеемана за допомогою інструкцій до приладів.
2. Від’юстувати установку і візуально спостерігати розщепленння спектральних ліній у фокальній площині збільшувальної лінзи.
3. Сфотографувати з допомогою фотоапарата спектр випромінювання неонової лампи для різних значень струму в обмотці електромагніту.
4. Перенести отримані зображення на комп’ютер та одержати за допомогою графічного редактора величини розщеплень між компонентами спектральних ліній.
5. Користуючись методикою розрахунку величин розщеплення спектральних ліній, визначити величини розщеплень для різних значень індукції магнітного поля.
6. Розрахувати напруженість магнітного поля.

Література

1. *Белый М.У., Охрименко Б.А.* Атомная физика. – К.: Вища школа, 1984. – 272 с.
2. *Герцберг Г.* Атомные спектры и строение атомов. – М.: Иностр. лит., 1948. – 280 с.
3. *Савельев И.В.* Курс общей физики. Оптика, атомная физика, физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука. 1971. – Т.3. – 528 с.
4. *Саржевский А.М.* Оптика. – Минск: Издательство “Университетское”. 1986. – 316 с.
5. *Шпольский Г.В.* Атомная физика. – М.: Наука, 1984. – Т.1. – 552 с.

Лабораторна робота № 8
Вивчення роботи газових лазерів

Прилади та матеріали: гелій-неоновий лазер, активний елемент He-Ne лазера, поляроїд, два фотодіоди, напівпрозоре дзеркало, мікроамперметр.

Теоретичні відомості

Оптичні квантові генератори або лазери за режимом роботи поділяють на генератори неперервного (одномодові, багатоходові, одночастотні) й імпульсного випромінювання (режим вільної генерації, режим модульованої добротності резонатора).

Як активні елементи лазерів використовують дуже багато речовин. За активними речовинами лазери поділяють на чотири групи:

а) твердотільні (на активованому склі, на іонних кристалах, на флюоритах, активовані рідкісноземельними елементами);

б) газові (атомарні, іонні, молекулярні, газо-динамічні, на парах металів, хімічні, ексимерні);

в) рідинні (на розчинах органічних та неорганічних сполук);

г) напівпровідникові.

Для створення інверсії заселення в активній речовині застосовують різні методи накачування: оптичний, хімічний, газорозрядний, електронний, тепловий, механічний, електроіонізаційний, високочастотний та ін.

Збуджений активний елемент поміщають у відкритий резонатор. Це система двох дзеркал, між якими виникають стоячі світлові хвилі. Оптичний резонатор слугує для створення умов, за яких індуковане випромінювання, що виникає в робочому тілі, багаторазово відбиваючись від дзеркал, проходило б довший шлях через активне середовище і, внаслідок неодноразової взаємодії з ним, підсилювалось.

Випромінювання лазера утворюється на переходах між робочими рівнями: n_2 (верхній робочий рівень) і n_1 (нижній робочий рівень).

Різниця

$$N = n_2 - \left(\frac{g_2}{g_1}\right) n_1$$

називається густиною інверсної заселеності робочих рівнів. Тут g_1 і g_2 – кратності виродження відповідних рівнів (для спрощення будемо вважати, що $g_1 = g_2$).

Якщо виконується умова $N > 0$, то наявна інверсія активного середовища. У термодинамічно-рівноважному середовищі N завжди від’ємне:

$$n_2 < n_1 .$$

Для створення інверсії потрібно перевести активне середовище в нерівноважний стан.

Вибір схеми рівнів активних центрів і методу нагнітання суттєво впливає на коефіцієнт корисної дії лазера. Найбільш часто в газових лазерах використовують 4-рівневу модель лазера.

Умова інверсії для 4-рівневої моделі (стаціонарне нагнітання). На рис. 1 показано схему 4-х рівнів і ті переходи, які беруться до уваги. F і R – імовірності відповідних переходів за одиницю часу в одиниці об’єму. Якщо генерації немає, то в робочому каналі 2-1 враховано лише спонтанне випромінювання (A_{21} – коефіцієнт Айнштайна для спонтанного випромінювання).

Рівняння балансу для стаціонарних заселеностей має такий вигляд:

для рівня 3: $$F_3 \cdot n_0 - \left(R_3 + R_3'\right) n_3 = 0 ;$$

для рівня 2: $$R_3 \cdot n_3 + F_2 \cdot n_0 - \left(R_2 + A_{21}\right) n_2 = 0 ; \qquad (1)$$

для рівня 1: $$F_1 \cdot n_0 + A_{21} \cdot n_2 - R_1 \cdot n_1 = 0 ,$$

де n_0, n_1, n_2, n_3 – заселеності відповідних рівнів.

Позначимо $\frac{n_0}{n_1} = x$; $\frac{n_2}{n_1} = y$; $\frac{n_3}{n_1} = z$, отримаємо три рівняння з трьома невідомими:

$$\begin{cases} F_3 \cdot x = \left(R_3 + R_3'\right) z \\ F_2 \cdot x + R_3 \cdot z = \left(R_2 + A_{21}\right) y. \\ F_1 \cdot x + A_{21} \cdot y = R_1 \end{cases} \qquad (2)$$

Умова інверсії:

$$y > 1 . \qquad (3)$$

Розв’яжемо систему (2), підставивши значення y з рівняння (3), отримаємо

$$R_1 > \left[A_{21} + F_1 \frac{A_{21} + R_2}{F_2 + F_3 \cdot R_3 / \left(R_3 + R_3' \right)} \right]. \tag{4}$$

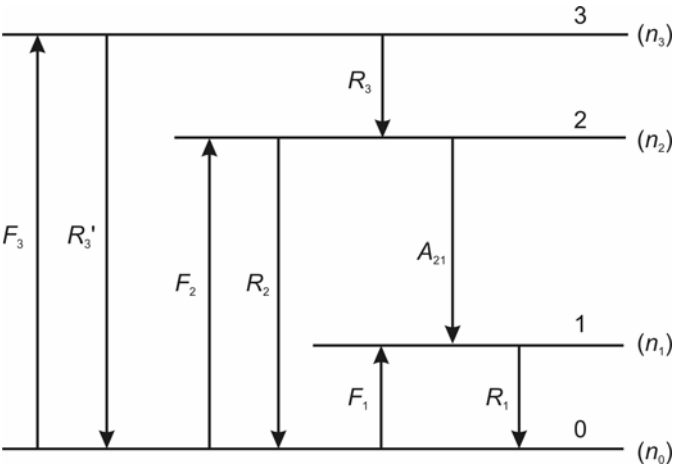


Рис. 1. Схема 4-рівневої моделі лазера

Відношення $\frac{R_3}{R_3 + R_3'}$ є відносною імовірністю того, що активний центр, який знаходився на рівні 3, перейде на рівень 2. Отже $F_3 \frac{R_3}{R_3 + R_3'}$ – імовірність заселення рівня 2 через рівень 3. На рівень 2 можна перейти і за рахунок переходу $0 \to 2$. Тоді вираз

$$F = F_2 + \left[\frac{F_3 \cdot R_3}{\left(R_3 + R_3' \right)} \right] \tag{5}$$

є повною імовірністю заселення верхнього робочого рівня. Вираз

$$R = A_{21} + R_2 \tag{6}$$

є повною імовірністю очищення (релаксації) верхнього рівня.

Отже умову інверсії (4) перепишемо у вигляді

$$\frac{R_1 - A_{21}}{R} > \frac{F_1}{F}. \qquad (7)$$

Які ж загальні принципи створення інверсії ?

Щоб створити стаціонарну інверсію повинні виконуватися такі нерівності:

а) $$R_1 > A_{21}. \qquad (8)$$

Повна імовірність очищення нижнього робочого рівня має бути більшою від імовірності його заселення в результаті спонтанних переходів з верхнього робочого рівня.

б) $$F >> F_1. \qquad (9)$$

Повна імовірність заселення верхнього робочого рівня має суттєво перевищувати повну імовірність заселення нижнього робочого рівня.

в) $$R_1 >> R. \qquad (10)$$

Повна імовірність релаксації нижнього робочого рівня має суттєво перевищувати повну імовірність релаксації верхнього робочого рівня. Отже, розглядаючи методи накачування, необхідно брати до уваги співвідношення між імовірностями механізмів заселення і очищення робочих рівнів.

Гелій-неоновий лазер на нейтральних атомах

Уперше інверсію і генерацію в газовому розряді в суміші He-Ne було виявлено у 1961 р. Відтоді генерацію отримано більше ніж на 500 переходах між рівнями нейтральних атомів 34 елементів – представників всіх груп періодичної системи елементів. Газове активне середовище характеризується оптичною однорідністю, що дає змогу одержати пучки з найменшим кутом розходження і з високою монохроматичністю випромінювання. Активний елемент газового лазера є скляною або кварцевою трубкою (кюветою), діаметром від 1 мм до кількох сантиметрів, а довжина становить від кількох сантиметрів до кількох метрів. На кінцях трубки газорозрядного ОКГ розміщені металеві електроди, до яких під’єднують джерела накачування. Якщо розряд високочастотний, електроди роблять у вигляді металевих поясків, які

натягують на трубку. Газорозрядна трубка і електроди зазнають достатньо складної технологічної обробки. Трубка відкачується на вакуумній установці і наповнюється сумішшю газів. На рис. 2 показано типову конструкцію He-Ne лазера.

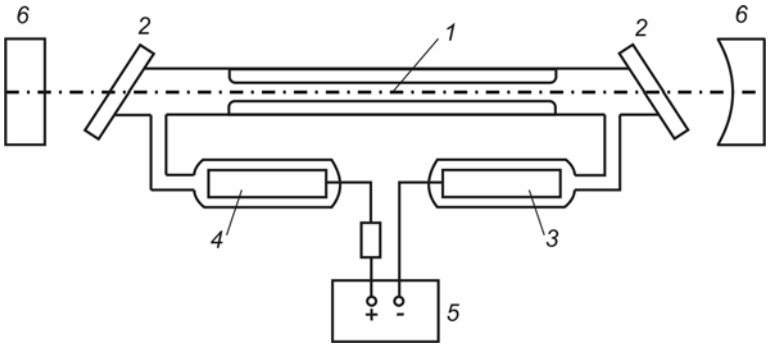


Рис. 2. Будова гелій-неонового лазера: *1* – розрядний капіляр; *2* – оптичні вікна, встановлені під кутом Брюстера; *3* – катод; *4* – анод; *5* – джерело живлення; *6* – напівконфокальний резонатор

На рис. 3 зображено схеми енергетичних рівнів He і Ne. Генерація відбувається на переходах між рівнями нейтрального атома неону. Разом з неоном до складу активного газового середовища входить буферний газ – гелій. Тиск газової суміші становить 1 мм. рт. ст., причому парціальний тиск гелію приблизно в 5–10 разів більший від тиску неону.

Як видно з рис. 3, рівні He 2^3s і 2^1s близькі до рівнів Ne $2s$ і $3s$, відповідно. Оскільки рівні 2^3s і 2^1s метастабільні, використовують принцип резонансної передачі енергії збудження від буферного газу He до робочого Ne

$$He^{*}+Ne \rightarrow He+Ne^{+}.$$

В He-Ne лазері цей процес домінує для отримання інверсної заселеності, хоча в накачуванні беруть участь і прямі зіткнення електронів з атомами Ne. Інверсній заселеності сприяє і те, що час життя *s*-станів неону ($\tau_s \approx 100$ нс) на порядок більше часу життя *p*-станів ($\tau_p \approx 10$ нс). Нижчі рівні неону (1*s*) спустошуються шляхом зіткнень зі стінками трубки, тому збільшення поперечного розміру капіляра різко зменшує інверсну заселеність.

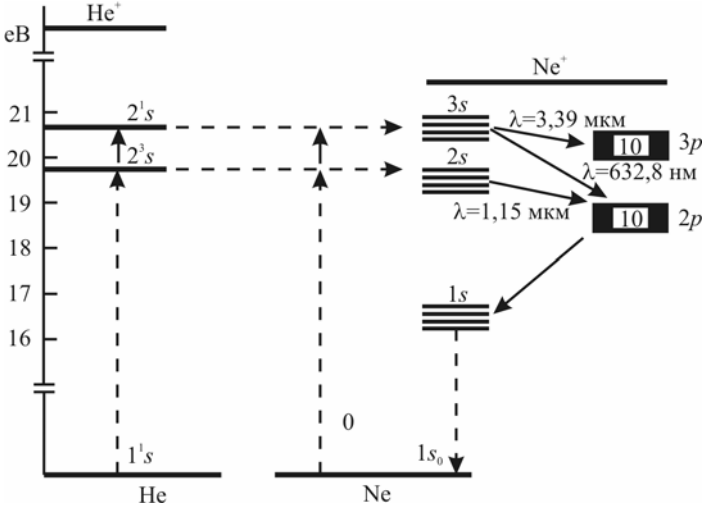


Рис. 3. Схема енергетичних рівнів та можливих переходів у гелій-неоновому лазері

Іонний аргоновий лазер

У випадку іонізованих атомів шкала енергетичних рівнів розширюється. Це зумовлено тим, що потенціал збудження іонізованого атома майже в два рази вищий від потенціалу збудження нейтрального атома. Звідси робимо висновок, що іонні лазери, зазвичай, генерують у видимій і ультрафіолетовій областях спектра.

На рис. 4 наведено схему основних енергетичних рівнів іона Ar^+. Верхній робочий рівень ($4p$) лазерного переходу може бути заселений завдяки двом послідовним зіткненням з електронами в електричному розряді. Під час першого зіткнення утворюються іони з нейтральних атомів, а під час другого відбуваються збудження цих іонів.

Рівень $4p$ може бути заселений унаслідок трьох різних процесів:

а) електронних співударів з іонами Ar^+, які перебувають в основному стані;

б) електронних співударів з іонами, які розміщені на метастабільних рівнях;

в) випромінювальних каскадних переходів з більш високих рівнів.

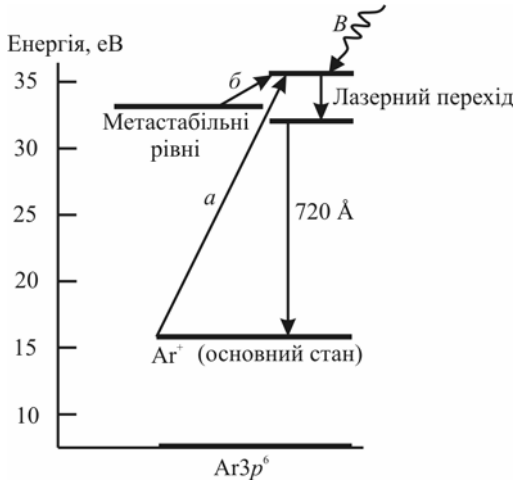


Рис. 4. Основні енергетичні рівні іона Ar^+

Особливості конструкції аргонового лазера зумовлені тим, що для його роботи потрібно пропускати через газ струм великої густини, оскільки спочатку треба іонізувати нейтральні атоми аргону. Тому потрібно застосувати ефективну систему охолодження газорозрядної труб–ки. Газовий розряд створюється в тонкому капілярі діаметром до 5 мм (рис. 5) і довжиною до 100 см, який охолоджується водою.

Робочий тиск газу становить ~ 220 Па. У стаціонарному розряді густина струму досягає ~1 000 А/см^2, вона спричиняє перекачування газу від анода до катода (явище катафорезу), унаслідок чого виникає великий

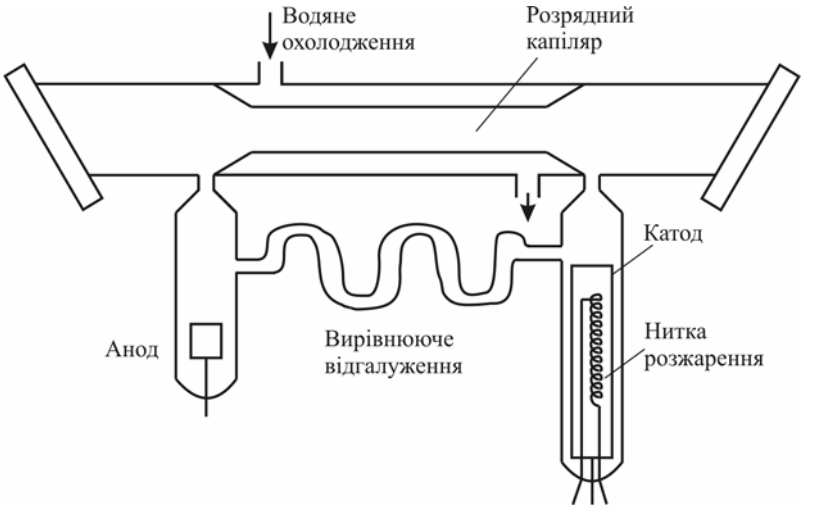


Рис. 5. Будова іонного аргонового лазера

перепад тисків, що призводить до припинення розряду і генерації. Тиск між катодом і анодом вирівнюється з застосуванням обвідного каналу. Для збільшення концентрації електронів у центрі капіляра в розрядному проміжку з допомогою магнітів створюється магнітне поле, яке стискає розряд і не дає йому торкатися стінок. У перших іонних лазерах використовували кварцеві капіляри, термін служби яких не перевищував 100 годин. В нинішніх конструкціях застосовують металокерамічні капіляри чи капіляри з графіту. Перспективними є капіляри на основі окису берилію BeO, які функціонують близько 3 000 годин.

Молекулярний лазер на CO_2

Уперше генерацію на молекулах CO_2 отримав Пател. Упродовж двох років з 1964 по 1965 рр. він проводив експерименти зі збільшення потужності неперервного випромінювання газового лазера спочатку до 220 Вт, потім до 450 Вт і 925 Вт на суміші CO_2–N_2–He з ККД $\approx$ 10 %.

На відміну від більшості лазерних середовищ у цьому випадку при випромінюванні відбувається зміна енергії молекули загалом (деформаційні коливання), а не одного оптичного електрона атома. Для CO_2 такі коливання можна поділити на три типи (рис. 6): Θ_1 – симетрична валентна мода; Θ_2 – деформаційна мода (таке коливання є двічі виродженим, оскільки є два незалежних напрями деформації – у площині рисунка і перпендикулярно до неї); Θ_3 – асиметричне коливання, атом вуглецю коливається вздовж лінії зв’язку.

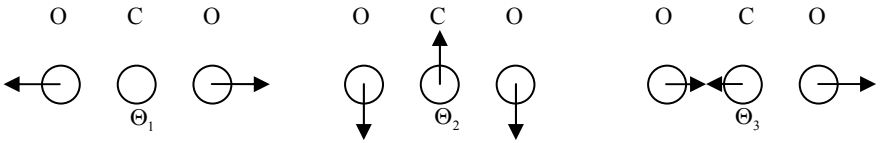


Рис. 6. Типи коливань молекули CO_2

Тому коливання молекули CO_2 описують за допомогою трьох квантових чисел n_1, n_2, n_3, кожне з яких дорівнює числу квантів у кожній коливній моді.

Активне середовище лазера CO_2 – суміш декількох компонент: CO_2– робочий газ; молекули азоту – буферний газ, молекули якого резонансно

передають енергію збудженим молекулам CO_2; гелій, атоми якого використовуються для спустошення нижнього робочого рівня.

Діаграму нижніх коливних енергетичних рівнів, які відповідають основним електронним станам молекул CO_2 і N_2 показано на рис. 7. Для спрощення обертові рівні тут не показані.

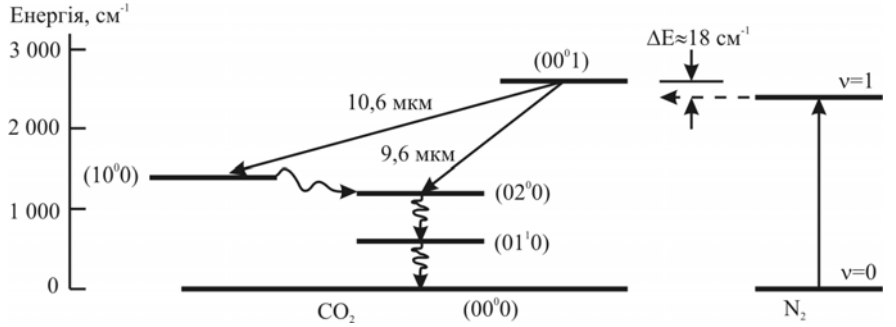


Рис. 7. Процес генерації молекулярного лазера на суміші молекул CO_2 і N_2

Генерація відбувається між рівнями 00^01 і 10^00 ($\lambda \approx 10,6$ мкм) і між 00^01 і 02^00 ($\lambda \approx 9,6$ мкм).

Для функціонування перших молекулярних CO_2-лазерів застосовували суміш CO_2, N_2 і He в розрядній трубці завдовжки близько 100 см і діаметром декілька сантиметрів. Використовувались внутрішні металічні дзеркала. Випромінювання основної лінії з довжиною хвилі 10,6 мкм може вийти з оптичного резонатора через отвір у металічному дзеркалі. Цей отвір загерметизовано кристалом NaCl, який пропускає інфрачервоне випромінювання. Дзеркала можуть бути виготовлені з чистого германію (рис. 8).

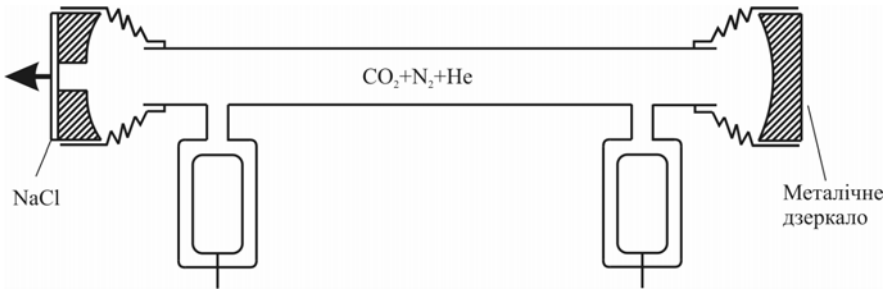


Рис. 8. Будова молекулярного лазера

Типова напруга трубки становить від декількох кіловольт до декількох сотень кіловольт, середня густина розрядного струму – 10 мА/см^2, що відповідає концентрації електронів 10^9–10^{10} см$^{-3}$, електронній температурі і температурі газу близько 400 К.

Експериментальна частина

Завдання 1. Дослідження поляризації випромінювання лазера

1. Спрямувати світло від лазера через поляроїд на фотоприймач і досягти максимального струму.
2. Поступово повертаючи поляроїд через 2°, дослідити залежність інтенсивності світла, що пройшло через нього, від кута повороту поляроїда.
3. Отримані дані оформити у вигляді графіка, виконаного в полярних координатах. На графік попередньо нанести криву, що відповідає закону $I \sim \cos^2 \alpha$, яка порівнюється з експериментальними результатами.

Із отриманих графіків визначити напрям площини коливань електричного вектора і зіставити його з розташуванням брюстерівських вихідних вікон активного елемента.

4. Визначити ступінь поляризації лазерного променя:

$$\Pi = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} - I_{\min}} \cdot 100\,\%,$$

де $I_{\max}$ і $I_{\min}$ – інтенсивності при відповідних взаємноперпендикулярних орієнтаціях аналізатора.

Завдання 2. Визначення коефіцієнта підсилення активного елемента.

1. Ознайомитися зі схемою установки для визначення коефіцієнта підсилення активного елемента (АЕ) (рис. 9), що використовується як оптичний квантовий підсилювач. Лазерний промінь від лазера виведений строго співвісно з оптичною віссю АЕ. За допомогою поворотного дзеркала ПД пучок світла від лазера з інтенсивністю I_0 розділяється на два пучки з інтенсивностями I_1 та I_2, що потрапляють на фотодіоди, відповідно, ФД$_1$ і ФД$_2$. Обертаючи поляроїд, можна плавно змінювати освтленість ФД$_2$.

З метою визначення коефіцієнта підсилення потрібно виміряти інтенсивність випромінювання на виході активного елемента у двох

випадках: коли АЕ увімкнутий і коли він вимкнений. Тоді відношення цих інтенсивностей (без урахування втрат на вхідному і вихідному вікнах АЕ) відповідатиме коефіцієнту підсилення

$$K = \frac{I_2^{'}}{I_2}.$$

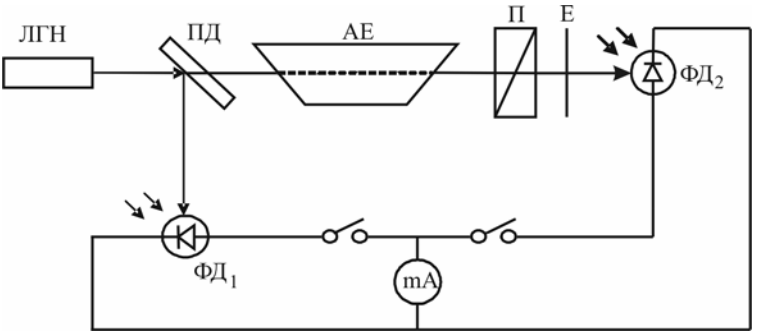


Рис. 9. Схема установки для визначення коефіцієнта підсилення АЕ

Випромінювання з інтенсивностями I_1 та I_2 зумовлює появу у фотоприймачах $ФД_1$ і $ФД_2$ фотострумів j_1 та j_2. Якщо S_1 та S_2 коефіцієнти перетворення фотоприймачів, то

$$j_1 = S_1 I_1, \qquad j_2 = S_2 I_2.$$

Взявши до уваги коефіцієнти прозорості α_1 та α_2 ($\alpha_1 + \alpha_2 \le 1$), запишемо:

$$j_1 = \alpha_1 S_1 I_0, \qquad j_2 = \alpha_2 S_2 I_0,$$

де I_0 – інтенсивність вихідного лазерного пучка.

Струм Δj вимірювального приладу становитиме

$$\Delta j = j_2 - j_1 = \alpha_1 S_1 I_0 \left(\frac{\alpha_2 S_2}{\alpha_1 S_1} - 1 \right).$$

2. Відкрити шторку екрана Е і переконатися у тому, що промінь від лазера потрапляє на вхідне віконце $ФД_2$. На шляху променя встановити поляроїд П. За допомогою вимикачів $В_1$ і $В_2$ увімкнути

обидва фотоприймачі. При вимкненому АЕ обертати поляроїд, виконуючи балансування електричної схеми. При цьому

$$\Delta j = j_2 - j_1 = 0$$

і, відповідно, $j_2 = j_1$, $\alpha_1 S_1 = \alpha_2 S_2$.

3. Увімкнути активний елемент. Це призводить до розбалансування вимірювальної схеми через збільшення освітленості ФП$_2$. Освітленість ФП$_2$ збільшується, по-перше, унаслідок зростання інтенсивності світлового пучка після проходження через активний елемент

$$\Delta j' = kj_2 \qquad \text{(ефект підсилення)}$$

і, по-друге, внаслідок некогерентної засвітки, створеної випромінюванням шару плазми активного елемента. У цьому випадку струм через вимірний прилад становитиме

$$\Delta j' = j_2' - j_1 + j^* ,$$

де j^* – струм, створений некогерентною засвіткою. За умови $j_1 = j_2$ отримуємо:

$$\Delta j' = I_0 \alpha_1 S_1 \left(\frac{k\alpha_2 S_2}{\alpha_1 S_1} - 1 \right) + j^* = j_2 \left(k - 1 \right) + j^* .$$

Звідси

$$k = \frac{\Delta j' - j^*}{j_2} + 1 .$$

4. Для визначення j^* необхідно перекрити первинний пучок світла від лазера. При цьому $I_0 = 0$ і покази вимірного приладу відповідають струму j^*.

5. Значення струму j_2 визначають у разі вимкнутого активного елемента АЕ і вимикача. При цьому вимірний прилад покаже струм j_2.

6. Такі операції повторюють не менше п’яти разів. Знаючи $\Delta j'$, j^* та j_2, відшукують k. Визначають середнє значення.

7. Після виконання роботи вимкнути B_1 і B_2, зняти поляроїд, закрити шторку екрана, вимкнути лазер та активний елемент.

Література

1. *Вакарчук І.О.* Квантова механіка. – Львів: Львівський національний університет імені Івана Франка, 2007. – 848 с.
2. *Бирнбаум Д.* Оптические квантовые генераторы. – М.: Сов. радио, 1967. – 353 с.
3. Справочник по лазерной технике / Под ред. Ю.В.Байбородина – Киев: Техніка, 1978. – 288 с.
4. *О’Шиа Д., Коллен Р., Родс. У.* Лазерная техника. – М.: Атомиздат. 1980. – 256 с.

Лабораторна робота № 9
Визначення температури дугового розряду за молекулярним спектром

Прилади та матеріали: спектрограф КСА-1, мікрофотометр МФ-4, компаратор МИР-12, фотопластинки, електроди.

Теоретичні відомості

1.1. Температура плазми за відносними інтенсивностями атомних ліній. Температуру T, що характеризує стан оптично тонкої плазми в локальній термодинамічній рівновазі (ЛТР), можна визначити, якщо виміряти інтенсивність будь-якої з випромінюваних плазмою спектральних ліній в абсолютних одиницях. Використовуючи відношення інтенсивностей двох ліній, можна уникнути вимірювання абсолютних значень, і не потрібно знати абсолютні величини концентрацій атомів чи іонів.

Відносні інтенсивності спектральних ліній можна подати за допомогою такого співвідношення:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1}{A_2} \cdot \frac{g_1}{g_2} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \exp\{-(E_1 - E_2)/kT\}. \qquad (1)$$

Тут A_1 і A_2 – імовірності спонтанних переходів відповідних ліній; g_1 і g_2, E_1 і E_2 – статистичні ваги й енергії верхніх рівнів; λ_1 і λ_2 – довжини хвиль. З рівняння (1) можна визначити температуру T.

Оцінимо точність розрахунку температури продиференціювавши (1). Одержимо:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{kT}{E_1 - E_2} \cdot \frac{\Delta(I_1/I_2)}{I_1/I_2}. \qquad (2)$$

З (2) видно, що точність знаходження T тим вища, чим більша різниця енергій рівнів E_1-E_2. Величини E_1 і E_2 визначаються розташуванням рівнів в енергетичній схемі атомів чи іонів. Бажано підібрати спектральні лінії, що є в зручній для вимірів області спектра і мають велику різницю енергій верхніх рівнів. Крім того, необхідно вибирати лінії з відомими величинами імовірностей спонтанних переходів.

Точність знаходження температури T можна поліпшити, якщо використовувати не дві, а кілька ліній. У цьому випадку шукану величину T одержують за графіком, побудованим за інтенсивностями всіх досліджуваних ліній. Прологарифмувавши формулу (1), одержуємо:

$$T = \frac{E_1 - E_2}{k \cdot \ln\left({I_2}/{I_1} \cdot C \right)}. \qquad (3)$$

Тут C – безрозмірна константа, що містить у собі концентрацію частинок N_o, статистичні ваги рівнів та імовірності переходів.

Усі спектральні лінії атома чи іона того самого елемента задовольняють це рівняння, якщо для них відомі значення ймовірностей та правильно виміряні інтенситвності.

1.2. Визначення температури дугового розряду (плазми) за молекулярним спектром. Молекулярні спектри можна досліджувати у свіченні різних видів газового розряду. Їх спостерігають з допомогою приладів з невеликою дисперсією і вони мають вигляд смуг, з одного боку обмежених різким краєм – кантом, а з іншого – поступово слабшають до нуля.

Складність молекулярних спектрів порівняно з атомними зумовлена тим, що в молекулі, яка складається з ядер і оточуючих їх електронних хмар, крім переходів електронів, відбуваються коливання ядер і обертання молекули як цілого щодо її центра ваги. Енергії коливального й обертального рухів квантовані. Сумарна внутрішня енергія молекули складається з обертальної, коливальної й електронної енергії. Зміни енергії молекули за участю електронного переходу спричиняють випромінювання чи поглинання у видимій і ультрафіолетовій областях спектра. Кожна смуга в молекулярному спектрі складається з великої кількості окремих спектральних ліній, розташованих дуже близько одна від одної. Значення частот ліній найкраще представляти у вигляді параболічної залежності (формули Деландра):

$$\nu = c + dm + em^2, \qquad (4)$$

де c, d і e – сталі для даної смуги. Цілому числу m, що позначає номер лінії, відповідають як додатні, так і від’ємні значення.

Для смуги з кантом λ_0=388,3 нм у випадку однієї з найпростіших молекул – радикала ціану CN формула (4) має вигляд:

$$\nu = 25797{,}85 + 3{,}848m + 0{,}0675m^2. \qquad (5)$$

На рис. 1 наведений графік (парабола Фортрата), обчислений за формулою (5). За точками перетину горизонтальних ліній при m=0,±1,±2,... з параболою визначаємо хвильові числа ліній спектра. З рисунка видно як утворяться канти смуги. Кантом є крайня лінія, що розміщена на вершині параболи. Окремі частини параболи називають гілками. Парабола Фортрата, зображена на рис. 1, має R-гілку (при позитивних значеннях m) і P-гілку (при негативних значеннях m). В області вершини параболи лінії утворюють згущення. Область згущення ліній іноді називають головою смуги, область розрідження – хвостом.

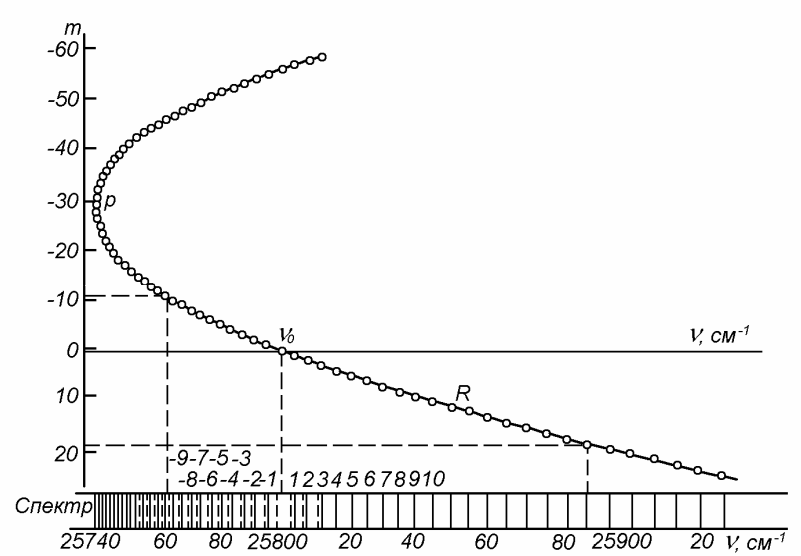


Рис. 1. Парабола Фортрата, обчислена за формулою (5)

Смугастий спектр випромінювання молекул можна використовувати для визначення температури плазми. Однак унаслідок складності спектральних властивостей молекул задовільні результати одержують лише у випадку двохатомних молекул.

Для виміру температури часто використовують фіолетові смуги CN 388,3/387,2 і 421,6/419,7 нм, що з’являються у спектрі вугільної дуги. На рис. 2 показано частину схеми енергетичних рівнів молекули CN, коливальні переходи, що відповідають окремим смугам фіолетової системи і подані довжини хвиль кантів смуг.

Інтенсивність окремої лінії обертального спектра, випромінюваної в умовах оптично тонкого шару під час переходу з верхнього стану з коливальним і обертальним квантовими числами v' *і* j' на нижній з квантовими числами v'' *і* j'', виражається добутком величини енергії кванта hv на заселеність верхнього рівня переходу $N_{v,j}$ і на ймовірність переходу $A^{',''}$

$$I_{v',j'} = hv \cdot N_{v'j'} \cdot A^{',''}. \qquad (6)$$

З огляду на умови, що наявні у плазмі при локальній термодинамічній рівновазі, можна виразити заселеність $N_{v'j}$- верхнього рівня через температуру T плазми, квантові числа рівнів і обертальну постійну B_v, зумовлену моментом інерції даної молекули. Тоді вираз (6) можна подати у вигляді:

$$I_{v',j'} = \mathrm{const}(J' + J'' + 1)\exp\left[-B_{v'}J' \cdot (J'+1)/kT\right]. \qquad (7)$$

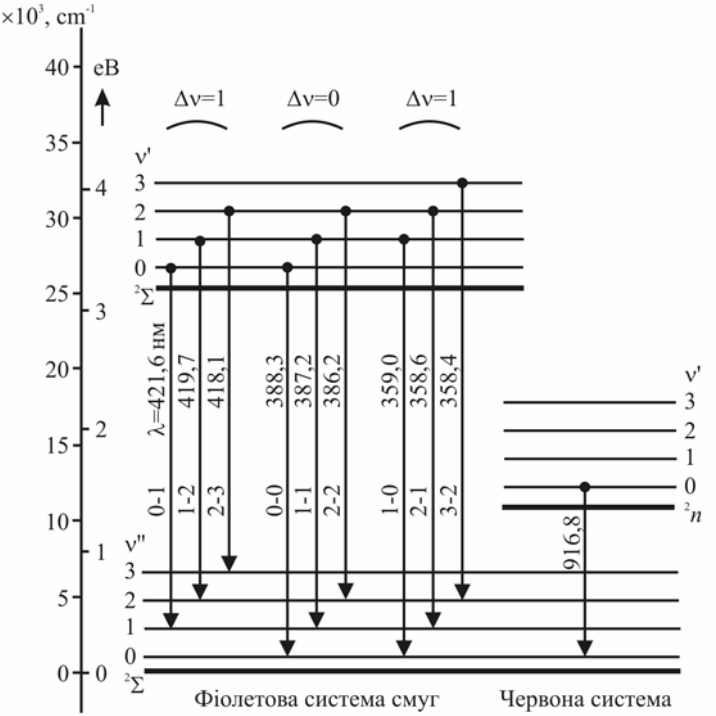


Рис. 2. Схема енергетичних рівнів молекули CN

З допомогою виразу (7) можна відшукати температуру плазми за відносними інтенсивностями окремих обертальних ліній у межах будь-якої однієї коливальної смуги. Після переходу до інтегрування (7) за всіма обертальними станами коливальної смуги одержуємо:

$$I_{v'} = \mathrm{const}\left|R_{v'}^{v''}\right|^2 \cdot \nu^4 \cdot \exp\left(-E_{v'} / kT\right). \qquad (8)$$

Тут $\left|R_{v'}^{v''}\right|$ – величина матричного елемента цього коливального переходу.

Формула (8) дає змогу визначати температуру плазми за коливальним спектром молекули. При експериментальному вимірюванні I_v'' необхідно підсумовувати інтенсивності всіх обертальних ліній у межах розглянутої коливальної смуги.

На практиці часто трапляється випадок, коли обертальна структура молекулярного спектра виявляється лише на хвості коливної смуги. У голові ж смуги обертальні лінії накладаються одна на одну, по-перше, через згущення ліній поблизу вершини параболи Фортрата (рис. 1), по-друге, через значну величину спектральної ширини приладу відносно ширини самих ліній. З огляду на всі чинники, що призводять до взаємного накладення обертальних ліній у максимумі коливної смуги, можна розраховувати температуру плазми за співвідношенням інтегральних інтенсивностей (площ під кривими), або співвідношенням інтенсивностей у максимумах коливних смуг. Розглянемо методику таких розрахунків.

2. Визначення температури за фіолетовими коливальними смугами 388,3/387,2 і 421,6/419,7 нм молекули CN. Щоб визначити температуру плазми використовують коливний спектр випромінювання молекули ціану CN. Порівнюють відносні інтенсивності у максимумах коливних смуг з λ_1=3 883 Å, λ_2=3 872 Å. На рис. 3 показані криві відношення інтенсивностей смуг молекули CN залежно від температури дугового розряду (плазми).

Криві (рис. 3) ілюструють залежності інтенсивностей у максимумах другої і першої коливних смуг молекули CN від спектральної ширини щілини *d* і температури *T*.

Використовуючи залежність, зображену на рис. 3, можна отримати температуру дугового розряду, якщо керуватися такими міркуваннями: нехай почорніння пластинки у максимумі смуги з λ_1 і λ_2 дорівнює:

$$S_1 = \gamma \lg I_1, \qquad S_2 = \gamma \lg I_2,$$

де γ – коефіцієнт контрастності фотопластинки, тоді:

$$\Delta S = S_1 - S_2 = \gamma \lg \frac{I_1}{I_2}.$$

Звідси:

$$\frac{I_2}{I_1} = 10^{-\frac{\Delta S}{\gamma}}.$$

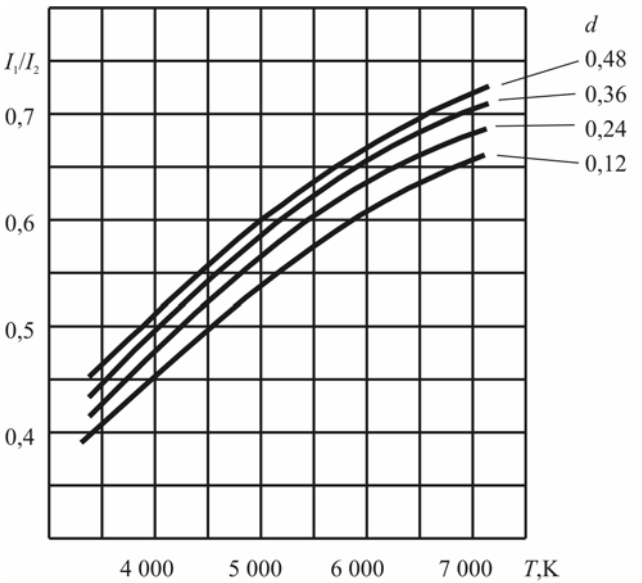


Рис. 3. Визначення інтенсивностей смуг в максимумах почорніння молекули CN залежно від температури дугового розряду

Експериментальна частина

1. Підготувати та від’юстувати освітлювальну систему спектрографа КСА-1 згідно зі схемою до юстування.
2. Сфотографувати декілька спектрів випромінювання молекули CN в області 3 883–3 872 Å, використовуючи вугільні електроди.
3. Поруч сфотографувати спектр випромінювання заліза.
4. Проявити та висушити фотопластинку.
5. Використовуючи мікрофотометр МФ-4, визначити залежність $S=f(l,\lambda)$ і побудувати смуги з максимумами в області 3 883–3 872 Å.

6. З експериментальних кривих визначити S_1 і S_2.
7. Розрахувати відношення I_2/I_1.
8. Користуючись кривими на рис. 3 по відношенню I_2/I_1 визначити температуру дугового розряду.

Література

1. *Білий М.У.* Атомна фізика. – К.: Вища школа, 1973. – 396 с.
2. *Ельяшевич М.А*. Атомная и молекулярная спектроскопия. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 896 с.
3. *Зайдель А.Н.* Основы спектрального анализа. – М.: Наука, 1965. – 232 с.

Лабораторна робота № 10
Визначення ширини забороненої зони напівпровідників за розміщенням смуги власного поглинання

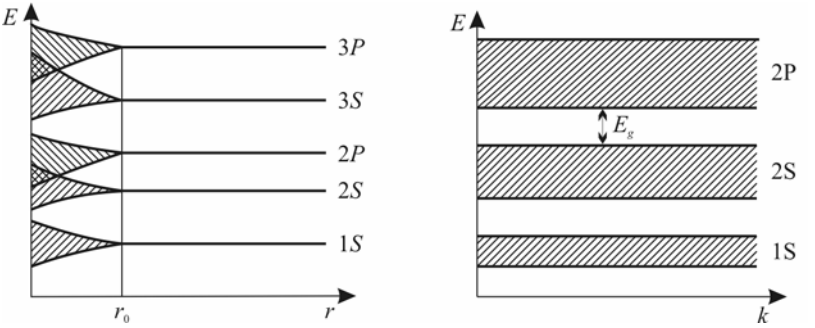
Прилади та матеріали: спектрофотометр СФ-16 або монохроматор з джерелом випромінювання неперервного спектра, монокристали напівпровідників.

Теоретичні відомості

Згідно з законами квантової механіки на кожному енергетичному підрівні може бути строго визначена кількість електронів. У твердому тілі, в якому атоми утворюють кристалічну ґратку, необхідно враховувати взаємодію атомів, що зумовлює розщеплення кожного енергетичного рівня на стільки нових підрівнів, скільки є взаємодіючих атомів. Нові підрівні розташовані між собою так близько, що утворюють смугу, або енергетичну зону. Ширина енергетичної зони залежить від віддалі r між атомами. У разі зменшення міжатомних віддалей ширина зон збільшується і сусідні зони можуть навіть перекриватися. На рис. 1, а показано перетворення дискретних рівнів електронів в атомі на енергетичні зони в процесі зменшення міжатомних віддалей.

Розглядаючи енергетичні зони у твердому тілі, зручно користуватися одномірною побудовою (рис. 1, *б*). У заштрихованих зонах є велика кількість електронів, енергії яких відрізняються на дуже малі величини $\sim 10^{-22}$ еВ. Ширина зони сягає кількох електронвольт. Зона може бути заповнена повністю або частково. Можливі й вільні незаповнені зони (на верхніх рівнях). Зони розділені енергетичними інтервалами, які називають забороненими зонами. У заборонених зонах електронів немає. Ширина заборонених зон може змінюватися від долей електронвольта до кількох електронвольт.

Якщо всередині енергетичної зони є незаповнені рівні, електрони можуть вільно переходити з одного рівня на другий, оскільки різниця рівнів у межах зони твердого тіла незначна (порядку 10^{-22}еВ). Перехід електрона в сусідню енергетичну зону можливий лише за умови, що ці дві сусідні енергетичні зони перекриваються, і в одній з них є незайняті енергетичні рівні. Якщо енергетичні зони не перекриваються і розділені забороненою зоною шириною в кілька електронвольт, то міжзонні переходи електронів можливі лише за наявності зовнішнього джерела енергії.



а *б*

Рис. 1. Зонна енергетична будова твердих тіл: *а* – перетворення дискретних рівнів електронів в атомі на енергетичні зони в процесі зменшення міжатомних віддалей; *б* – одномірна побудова енергетичних зон

Ширина забороненої зони є критерієм, за яким тверді тіла поділяють на провідники (метали), напівпровідники і діелектрики. У металах верхня енергетична зона частково заповнена електронами і є, отже, зоною провідності. Найвищу енергетичну зону, повністю заповнену електронами, називають валентною.

У провідниках повністю заповнена валентна зона перекривається із сусідньою незаповненою зоною провідності. На рис. 2, *а* подано схему енергетичних рівнів Na, де зони 3*S*, 3*P* і більш високі – n*S* і n*P* у твердому тілі перекриваються. Відповідно у лужних і лужно–земельних елементів зона n*P* є зоною провідності, куди легко переходять електрони із заповненої валентної зони n*S*.

У напівпровідниках валентна зона відділена від зони провідності вузькою забороненою зоною, енергетична ширина якої не більша 2–3 еВ (рис. 2, *б*).

При ширині забороненої зони близько трьох електронвольт і більше тверді тіла зачислюють до класу діелектриків (наприклад, лужно-галоїдні кристали, кварц, сегнетоелектрики та ін.) (рис. 2, *в*).

Власне поглинання у напівпровіднику зумовлене переходами електронів з валентної зони в зону провідності. Частоту фотона, що відповідає краю поглинання, визначають з умови $E_g = h\nu_{гр}$, де E_g – ширина забороненої зони, $\nu_{гр}$ – частота, що відповідає краю фундаментального поглинання. Край поглинання не має чітко вираженої межі, але його положення може бути знайдене з точністю в межах 0,1 еВ.

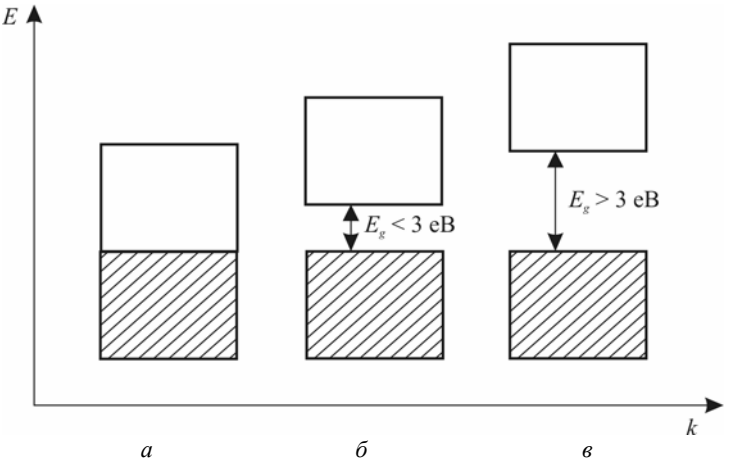


Рис. 2. Схема зонної енергетичної структури речовини залежної від ширини забороненої зони:*а* – метали; *б* – напівпровідники; *в* – діелектрики

У разі енергії кванта, більшій від ширини забороненої зони, у напівпровіднику простежяують сильне поглинання, зумовлене міжзонними переходами. Для квантів з енергією, меншою за E_g, поглинання, пов’язане з міжзонними переходами, немає. Залежність відношення потоку енергії I, що пройшов через зразок, до потоку I_0, що падає на зразок, як функція довжини хвилі має вигляд, показаний на рис. 3.

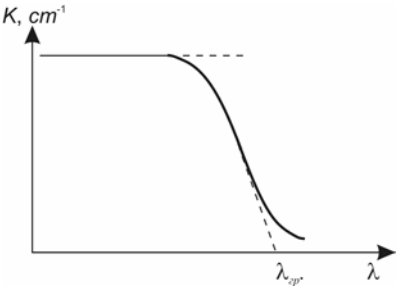


Рис. 3. Визначення ширини забороненої зони напівпровідника за положенням межі смуги власного поглинання

Зазначимо, що енергія електрона в зоні ідеального напівпровідника залежить від хвильового вектора k і може бути подана у вигляді співвідношення

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \qquad (1)$$

де m^* – ефективна маса електрона.

Розглядають два типи міжзонних оптичних переходів: прямі і непрямі. Прямий перехід відбувається спонтанно або під дією електро-магнітного поля. Імпульс

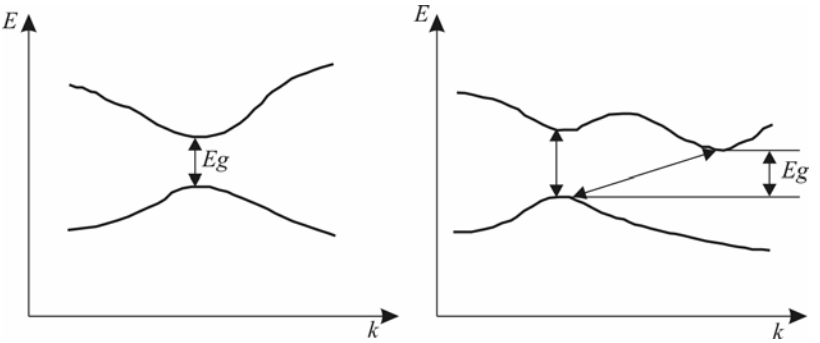
електрона при цьому залишається практично без змін (рис. 4, *а*). У випадку непрямого переходу імпульс електрона змінюється. При непрямому фотопереході електрон взаємодіє не лише з фотонами, але й з дефектами ґратки (фононами, домішковими атомами, дислокаціями) (рис. 4, *б*).

Коефіцієнти поглинання у випадку прямих і непрямих дозволених фотопереходів можна подати у вигляді:

$$K_n = \alpha_1 (h\nu - E_g)^{1/2} \text{ – прямий фотоперехід;} \quad (2)$$

$$K_n = \alpha_2 (h\nu - E_g)^{2} \text{ – непрямий фотоперехід;} \quad (3)$$

$$K_n = \alpha_3 (h\nu - E_g)^{3/2} \text{ – заборонений фотоперехід.} \quad (4)$$



а *б*

Рис. 4. Міжзонні енергетичні переходи: *а* – прямі; *б* – непрямі

Отже, аналіз спектрів поглинання кристалічного напівпровідника дає змогу оцінити, окрім ширини забороненої зони E_g, тип фотопереходів, що реалізується в межах границі фундаментального поглинання. Тобто, якщо поглинання описують залежністю (2), то фотоперехід – прямий, якщо залежністю (3), то фотоперехід непрямий, якщо залежністю (4), то фотоперехід заборонений.

Експериментальна частина

1. Ознайомитися з інструкцією та оптичною схемою установки. У разі необхідності виконати (або перевірити) градуювання спектрального приладу.

2. Увімкнути джерело суцільного спектра і виміряти інтенсивності падаючого I_0 та послабленого I зразком випромінювання. Виміри провести в діапазоні довжин хвиль 300–700 нм з інтервалом 2–3 нм.
3. Для кожної довжини хвилі розрахувати: коефіцієнт пропускання $T = \frac{I}{I_0}$, оптичну густину $D = \ln\frac{I_0}{I}$, коефіцієнт поглинання $K_n = \frac{1}{l}\ln\frac{I_0}{I}$ (l – товщина зразка).
4. Криву $K_n = f(\lambda)$ в області інтенсивного поглинання екстраполювати прямою лінією до перетину з віссю енергії фотонів. Точка перетину визначатиме положення границі поглинання і ширину забороненої зони E_g.
5. Побудувати залежності $(K_n \cdot h\nu)^p = f(h\nu)$, де p =1/2; 3/2; 2, і проаналізувати тип фотопереходів у досліджуваному напівпровіднику.

Література

1. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. – М.: Наука. 1977. – 679 с.
2. Оптика и атомная физика. Лабораторный практикум по физике / Под ред. Р.И. Солоухина – Новосибирск: Наука, 1976. – 454 с.
3. *Стильбанс Л.С.* Физика полупроводников. – М.: Сов. радио, 1967. – 452 с.
4. *Шалимова К.В.* Физика полупроводников. – М.: Энергия, 1976. – 416 с.

Лабораторна робота № 11
Визначення квантових дефектів і меж серій у спектрі Al

Прилади і матеріали: спектрограф ИСП-28, спектропроектор, атлас спектральних ліній.

Теоретичні відомості

Наближення центрального поля в моделі багатоелектронного атома використовують як основу. У цьому наближенні вважається, що кожен з електронів атома рухається в деякому ефективному потенціальному полі, що створюється ядром та іншими електронами. Причому це поле є центрально-симетричним і однаковим для всіх електронів.

Енергія електрона в центральному полі визначається головним квантовим числом n та орбітальним квантовим числом l. Енергія атома в цілому, що дорівнює сумі енергій окремих електронів, визначається квантовими числами n_i, l_i, m_l, m_s всіх електронів (i=1, 2, 3,..., N, де N– кількість електронів в атомі). Сукупність квантових чисел n_1l_1, n_2l_2, n_3l_3,... визначає електронну конфігурацію атома. У центральному полі енергія електронів не залежить від орієнтації орбітальних і спінових моментів електронів. Тому в наближенні центрального поля всі стани конфігурації мають однакову енергію, тобто є виродженими.

У реальному атомі, завдяки нецентральним силам електростатичної взаємодії електронів, а також магнітній взаємодії, енергія цих станів виявляється різною. Внаслідок цього кожній конфігурації належить певна сукупність енергетичних рівнів.

Електрони з заданим значенням головного квантового числа n утворюють шар, що містить, у разі повного його заповнення, $2n^2$ електронів. Електрони з різним значенням l при заданому значенні n відрізняються своєю енергією і просторовим розподілом. При цьому значенні орбітального квантового числа l вони утворюють підоболонку, що містить, у разі повного її заповнення, $2(2l+1)$ еквівалентних електронів.

З наочної векторної моделі атома бачимо, що взаємодія електронів спричинює прецесію векторів їх моментів кількості руху навколо сумарних моментів. Величини сумарних моментів, що характеризують взаємну орієнтацію моментів електронів і енергію їх взаємодії, визначають стан атома загалом. Різні схеми складання моментів

електронів в сумарні відповідають різним типам зв’язку електронів в атомі.

Для більшості елементів основну роль відіграє електростатична взаємодія, яка зумовлює так званий нормальний тип зв’язку. Для нормального типу зв’язку вектори орбітальних моментів електронів і вектори їх спінових моментів окремо складають в сумарні вектори L і S:

$$\vec{L} = \vec{l}_1 + \vec{l}_2 + ... + \vec{l}_n, \tag{1}$$

$$\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2 + ... + \vec{s}_n. \tag{2}$$

Терми нормального зв’язку характеризуються квантовими числами L і S, які визначають довжини векторів L і S.

Унаслідок взаємодії магнітних моментів електронів, яка у випадку нормального зв’язку є слабкою, відбувається прецесія векторів L і S навколо вектора J повного моменту кількості руху атома:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}. \tag{3}$$

У результаті терм з даними L і S розщеплюється на низку мультиплетних рівнів з різними значеннями квантового числа J:

$$J = L + S, \quad L + S - 1, ..., |L - S|. \tag{4}$$

Мультиплетність термів $\chi = 2s + 1$ може набувати різних цілочисельних значень. Терми з $\chi = 1$ ($s = 0$) називають синглетними, терми з $\chi = 2$ ($s = 1/2$) – дублетними, з $\chi = 3$ ($s = 1$) – триплетними тощо. Для термів з $L \geq S$ мультиплетність χ дорівнює числу рівнів тонкої структури.

У заповнених підоболонках моменти окремих електронів компенсують один одного. Тому для них $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i = 0$, $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i = 0$ і, отже, $\vec{J} = 0$. З огляду на це, заповнені оболонки не беруть участі в утворенні термів. Отже, стан атома можна характеризують квантовими числами n, L, S, J. Окремі рівні можна позначити символом

$$^{\chi}L_j. \tag{5}$$

Замість L використовують латинську букву, тобто позначають

L=0, 1, 2, 3,... S P D F, відповідно. (6)

Дозволеним оптичним переходам між мультиплетними термами нормального зв’язку відповідають такі правила відбору:

$$\Delta L = 0, \pm 1; \;\; \Delta S = 0; \;\; \Delta J = 0, \pm 1. \qquad (7)$$

Правило $\Delta S = 0$, носить назву інтеркомбінаційної заборони. Воно забороняє переходи між термами різної мультиплетності.

У незбудженому стані алюміній (Z=13) має електронну конфігурацію $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p$. Оптичні властивості атома Al зумовлені переходами зовнішнього електрона $3p$. Два електрони $3s^2$ залишаються незбудженими, а всі решта 10 електронів утворюють атомний залишок, оскільки його сумарний орбітальний і спіновий моменти дорівнюють нулю.

Схема термів алюмінію (рис. 1) складається із серії дублетних рівнів. Енергія рівнів визначається за формулою:

$$E_n = -\frac{RZ_a^{\,2}}{n^{*2}} = -\frac{RZ_a^{\,2}}{\left(n+\Delta\right)^2}. \qquad (8)$$

Тут n^* – ефективне квантове число: $n^* = n + \Delta$, де n – істинне головне квантове число (ціле), а Δ – нецілочисельна поправка, що називається квантовим дефектом. Квантовий дефект виражає відмінність рівнів енергії атома Al від рівнів одноелектронної системи із зарядом ядра, що дорівнює Z_a. Основна відмінність схеми рівнів атома Al від лужних елементів полягає в тому, що нижнім термом алюмінію є терм ^2P, а не ^2S, як це трапляється в лужних металах.

При переходах оптичного електрона в атомі Al виникають наступні основні серії спектральних ліній

$4\,^2S - n^2P$	n = 4, 5, 6, …	головна серія;
$3\,^2P - n^2D$	n = 3, 4, 5, …	перша побічна (дифузна) серія;
$3\,^2P - n^2S$	n = 4, 5, 6, …	друга побічна (різка) серія;
$3\,^2D - n^2F$	n = 4, 5, 6, …	серія Бергмана.

Унаслідок великого квантового дефекту нижнього терму 3^2P він розташований досить глибоко. Резонансні лінії Al відповідають переходам 3^2P–4^2S і 3^2P–3^2D і розміщені у ближній УФ-частині спектра. Інші лінії обох бічних серій є ще більше короткохвильовими. Зазначимо, що терм 4^2S розташований значно нижче від терму 3^2D, хоч головне квантове число в останнього менше. Мультиплетна структура ліній обох бічних серій залежить від дублетного розщеплення нижнього 3^2P-терму

(розщеплення ^2D-термів мале). Тому лінії мають вигляд дублетів, спектральна відстань між компонентами яких залишається постійною для всіх серій.

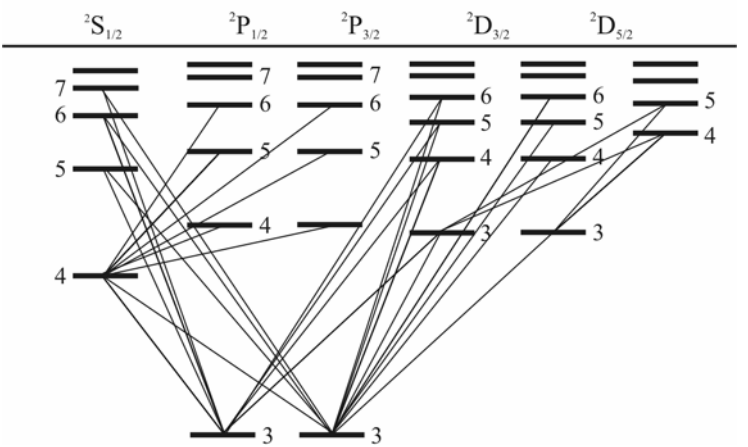


Рис. 1. Схема термів алюмінію

Експериментальна частина

З метою вивчення основних закономірностей серіальної структури спектра алюмінію фотографують спектр випромінювання і визначають довжини хвиль його спектральних ліній за допомогою спектра випромінювання заліза. Оскільки основні лінії алюмінію розміщені в ультрафіолетовій частині спектра, то для фотографування його спектра використовують кварцовий спектрограф ИСП-28. У дузі застосовують електроди з чистого алюмінію. На робочій пластинці за допомогою гартманівської діафрагми фотографують один під одним спектри алюмінію і заліза. Експозиції для спектра алюмінію вибирають достатньо великими, щоб на пластинці фіксувались не тільки інтенсивні, але і слабкі лінії серій високих термів.

Розшифрування спектрограм проводять на спектропроекторі ПС-18, користуючись атласом спектральних ліній.

Групують лінії алюмінію в спектральні серії за допомогою діаграми переходів (рис. 1). Після того, як серії встановлені, визначають ефективні квантові числа верхніх рівнів ліній серій. При цьому використовують співвідношення:

$$\nu_{n+1} - \nu_n = \frac{R}{n^{*2}} - \frac{R}{(n^*+1)^2}. \qquad (9)$$

Тут визначається різниця хвильових чисел ліній, що випромінюються з рівнів n+1 і n на спільний нижній рівень і її, очевидно, підраховують, оскільки довжини хвиль ліній відомі.

Для відшукування n* використовують графічний метод. По осі абсцис відкладають значення n*, а по осі ординат – величину $\Delta\nu_n = \nu_{n+1} - \nu_n$. Побудувавши графік, за відомими із експерименту значеннями $\Delta\nu_n$ знаходять n* для цього рівня. Знаючи істинні головні квантові числа, обчислюють квантові дефекти рівнів $\Delta = n^* - n$.

За співвідношенням

$$\nu_\infty = \nu_n + \frac{R}{(n+\Delta)^2} \qquad (10)$$

знаходять межі ν_∞. За їх значенням визначають ефективне квантове число і квантовий дефект нижнього терму атома алюмінію.

Література

1. *Белый М.У., Охрименко Б.А.* Атомная физика. – К.: Вища школа, 1984. – 272 с.
2. *Ельяшевич М.А*. Атомная и молекулярная спектроскопия. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 896 с.
3. *Зайдель А.Н.* Основы спектрального анализа. – М.: Наука, 1965. – 232 с.

Лабораторна робота № 12
Визначення питомого заряду електрона за допомогою мас-спектрометра

Прилади і матеріали: мас-спектрометр МСХ-6, балон з досліджуваним газом.

Теоретичні відомості

Мас-спектрометрія – фізичний метод, що дає змогу з’ясувати хімічний склад речовини шляхом визначення мас атомів та молекул, які входять до її складу, а також їхніх концентрацій. На сьогодні це найдосконаліший метод кількісного та якісного складу речовини.

Завдяки відкриттю явища радіоактивності було з’ясовано, що ядра атомів того самого елемента мають постійний заряд, проте маса і кількість елементарних частинок, які їх створюють, можуть коливатися у певних межах. Атоми, заряди в яких однакові, а маси – різні, називають **ізотопами**. Нині існує більше ніж 1000 різних ізотопів. До певного різновиду атомів належать також **ізобари** – атоми різних хімічних елементів, які мають однакову масу (Hg^{204}, Pb^{204}, Ar^{40}, K^{40}, Ca^{40} та ін.). Узагальнюючи зазначене, можемо подати ще одне визначення мас-спектроскопії – це іонооптичний метод визначення ізотопів та ізотопного складу речовини. Тому досліджувана речовина спочатку іонізується, а згодом її досліджують. Термін “мас-спектроскопія” підкреслює аналогію між цим методом і оптичними методоми. Але спектроскопія мас з експериментального погляду дещо складніша. В оптичному спектрі кожна компонента (спектральна лінія) характеризується двома величинами: інтенсивністю I і частотою ν. В мас-спектроскопії маємо чотири величини: масу m, заряд e, інтенсивність пучка I, швидкість руху частинок υ. Якщо заряд однаковий, а інтенсивність визначається приймальним пристроєм, то залишається визначити два параметри: масу і швидкість. Для цього потрібна система двох аналізуючих полів. З огляду на це за принципом дії розрізняють два класи мас-спектрометричних приладів: **статичні** та **динамічні**.

У статичних приладах застосовують незмінні або майже незмінні у часі електричні й магнітні поля. В динамічних мас-спектрометрах використовують фактор часу в процесі аналізу мас, а також змінні електричні й магнітні поля.

Залежно від способу реєстрації розрізняють два типи мас-спектральних приладів: **мас-спектрографи** – прилади з фотографічною реєстрацією, **мас-спектрометри** – з фотоелектричною реєстрацією.

Мас-спектральні прилади складаються з трьох основних частин:

- джерела іонів або електронів, з допомогою якого відбувається іонізація досліджуваної речовини і формування слабкорозбіжного пучка (якщо досліджують тверді тіла, то використовують джерело іонів, якщо газоподібні зразки – то джерело електронів);
- аналізатора, в якому пучок іонів розділяється на іонні “пакети” з однаковими значеннями m/e у межах одного пакета;
- приймального пристрою, сигнал з якого виводиться на екран осцилографа або самописця.

За аналогією до оптичних мас-спектральні прилади характеризуються такими величинами:

- лінійна дисперсія, яка визначається як $\Delta l/(\Delta m/m)$, де Δl – відстань між лініями, що відповідають частинкам з масами m і $m+\Delta m$;
- роздільна здатність визначається як $m/\Delta m_{\min}$, де $\Delta m_{\min}$ – мінімальна різниця мас іонів, яка може бути зафіксована для двох ліній, що відповідають масам m і $m+\Delta m_{\min}$;
- чутливість – відношення сили струму, створюваного іонами цієї маси досліджуваної речовини до парціального тиску цієї речовини в іонному джерелі. Ця величина для різних типів мас-спектрометрів є в діапазоні 10^{-6}–10^{-3} А/мм. рт. ст.;
- відносна чутливість – мінімальний вміст речовини, який ще може бути виявлений в суміші. Залежно від тиску мас-спектрометра ця величина є в діапазоні 10^{-7}–10^{-3}%.

Типи мас-аналізаторів

Статичні мас-аналізатори

У статичних мас-аналізаторах іони з різними значеннями m/e рухаються за різними траєкторіями і фокусуються на приймальну щілину індикатора іонів. Як індикатор використовують вторинний електронний помножувач (ВЕП). При плавній зміні магнітного або електричного полів на щілину послідовно виводять пучки іонів з різними значеннями

m/*e*. Якщо записують струм неперервно, то отримаємо графік з іонними піками – мас-спектр.

Зупинимося коротко на найрозповсюдженішому статичному мас-аналізаторі з однорідним магнітним полем (рис. 1). Іони, утворені в джерелі, виходять з щілини завширшки S_1 у вигляді розбіжного пучка. Цей пучок у магнітному полі розділяється на низку пучків з різними значеннями m_i/e (m_a/e, m_b/e, m_c/e), причому пучок іонів з масою m_b/e фокусується на щілину S_2 індикатора іонів. Величину m_b/e визначають як:

$$\frac{m_b}{e} = 4,72 \cdot 10^{-5} \frac{H^2 r^2}{V}, \qquad (1)$$

де m_b – маса іона, e – заряд, r – радіус центральної траєкторії іонів, H – напруженість магнітного поля в ерстедах, V – прискорювальний потенціал, вимірюваний в вольтах.

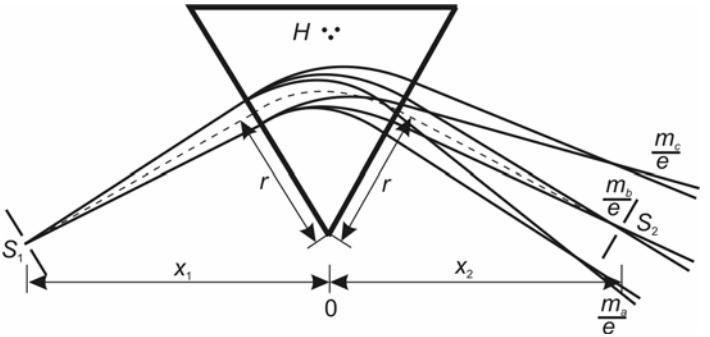


Рис. 1. Принцип дії статичного мас-аналізатора з однорідним магнітним полем

Розгортка мас-спектра відбувається через плавну зміну величини магнітного або електричного полів.

Динамічні мас-аналізатори

У динамічних мас-аналізаторах для розділення іонів з різними *m*/*e* використовують відмінність часу прольоту іонами певних відстаней і дію на іони імпульсних і радіочастотних електричних полів з періодами меншими або рівними часу руху іонів через аналізатор (рис. 2). Існує більше ніж десять типів динамічних мас-аналізаторів: часопрольотний, радіочастотний, квадрупольний, фарвітрон, омегатрон, магніторезонансний та ін.

Зупинімось коротко на принципі роботи часопрольотного аналізатора та омегатрона. В часо-прольотному аналізаторі іони, які утворюються в джерелі, дуже короткими електричними імпульсами вводяться у вигляді “іонного пакета” (рис. 2) через сітку 1 в аналізатор 2, який є еквіпотенціальним простором. В процесі дрейфу до колектора 3 початковий пакет розшаровується на низку пакетів, кожен з яких складається з іонів з однаковими *m/e*.

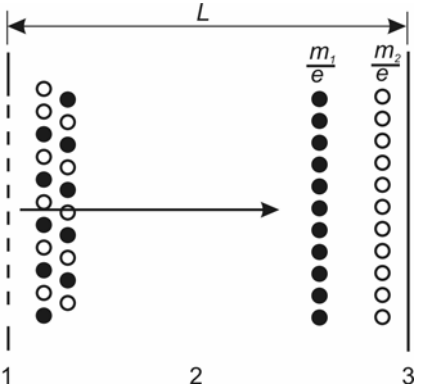


Рис. 2. Формування пакету іонів з однаковими масами в часопрольотному мас-аналізаторі

Розшаровування зумовлене тим, що у початковому пакеті енергії всіх іонів майже однакові, а швидкості υ при їхньому русі (за рахунок різної маси) і, відповідно, час прольоту t через аналізатор довжиною L різні і пропорційні $\sqrt{m}$. З загального курсу фізики відомо, що

$$\frac{m\upsilon^2}{2} = eV\,. \tag{2}$$

Швидкість поширення іонів в аналізаторі визначають як

$$\upsilon = \frac{L}{t}\,. \tag{3}$$

Враховуючи (2) та (3), отримаємо формулу для знаходження питомого заряду:

$$t = L\sqrt{m/2eV} \;\Rightarrow\; \frac{m}{e} = \frac{2t^2V}{L^2}\,, \tag{4}$$

де V – різниця потенціалів.

Послідовність іонних пакетів, які реєструються індикатором, утворюють мас-спектр.

Омегатрон – високочастотний мас-спектрометр, який є мініатюрним циклотроном, схему якого показано на рис. 3. Фізична ідея роботи омегатрона полягає у створенні спіральної траєкторії зарядженої

частинки в схрещених однорідних постійному магнітному і змінному електричному полях. При цьому виявляється, що іон цієї маси (точніше Ze/m) буде досягати в кінці траєкторії заданої координати (положення приймального пристрою-детектора) лише за певної частоти змінного електричного поля. Змінюючи цю частоту, можна послідовно підводити іони різної маси до детектора, тобто аналізувати їх.

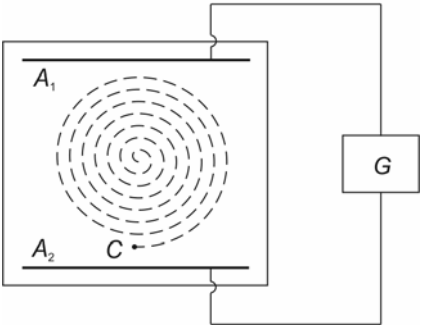


Рис. 3. Будова омегатрону

Між полюсами постійного магніту розміщують камеру низького тиску, в якій унаслідок бомбардування утворюються іони. У камеру вмонтовано два електроди A_1 і A_2, під’єднані до високочастотного генератора G. Як відомо, іон, який рухається в поперечному магнітному полі, описуватиме колову траєкторію з періодом

$$T_{об} = 2\pi \frac{m}{gB}.$$

Під дією електричного поля іони прискорюються протягом одного півперіоду $T_{ген}/2$ вгору, в напрямку до електрода A_1 ($T_{ген}$ – період коливань генератора), протягом наступного півперіоду – вниз, до електрода A_2. Припустимо, що для певних значень B і m виконується умова синхронізму, тобто $T_{об}=T_{ген}$. Тоді за час $T_{об}/2$, протягом якого іон описує півколо і змінює напрям свого руху на протилежний, напрям електричного поля також змінюється на протилежний. Розглянемо рух іона, вертикальна складова швидкості якого спрямована вгору протягом деякого півперіоду обертання $T_{об}/2$. Припустимо, що протягом цього самого проміжку часу електричне поле спрямоване вгору і швидкість іона збільшується. Тоді протягом наступного півперіоду електричне поле також прискорюватиме іон, але вже вниз. Цей процес періодично повторюється, внаслідок чого швидкість іона, а з нею і радіус обертання, неперервно підвищується. Отже, іони з такою масою m, щодо яких виконується умова синхронізму, рухаються по спіралі, яка розкручується від центра камери. Ці іони вловлюються колектором C, з’єднаним з реєструючим пристроєм. Іони з іншими масами повертаються до центра. Змінюючи величину магнітного поля або частоту генератора, можна реєструвати

іони з різними масами. Роздільна здатність обмежується кінцевими розмірами детектора іонів і рівнем однорідності поля.

Експериментальна частина

1. Увімкнення вакуумної системи.
   1.1. Механічний високовакуумний клапан встановіть в положення “ЗАКР”.
   1.2. Перед включенням вакуумної системи всі кнопки встановіть в положення:
   - кнопки всіх перемикачів пульта керування в відтиснуте положення – “вимкнено”;
   - перемикач блоку індикації форвакууму в положення “ТОК ФН”;
   - перемикач блоку вимірювання тиску в положення “ОТКЛ”.

   1.3. Увімкніть кнопку “СЕТЬ ФН”. При цьому має увімкнутися форнасос і засвітитися індикатор сигналізації включення сітки і “ПЛОХОЙ ВАКУУМ”, а також індикатор “СЕТЬ” на блоці індикації форвакууму.
   1.4. Через 10 хв після ввімкнення кнопки “СЕТЬ ФН” виміряти тиск. Вимірюють тиск за допомогою термопарного манометричного перетворювача ПМТ-4М і блоку індикації форвакууму, що входить до складу мас-спектрометра.
   1.5. При тиску не вище 6,66 Па натисніть кнопку “ВЕНТИЛЬ ВВН” і відкачайте високовакуумний насос на форвакуум до тиску не вище ніж 6,66 Па.
   1.6. Подайте в мас-спектрометр охолоджуючу воду.
   1.7. Увімкніть електронагрівач високовакуумного насоса кнопкою “ВВН”.
   1.8. Через 15–20 хв після ввімкнення електронагрівача високовакуумного насоса запустіть нагрівач високовакуумної пастки через кнопку “ПРОГРЕВ ЛОВ” на 10–15 хв і нагрівач “ПРОГРЕВ МИД” на 60 хв.
   1.9. Через 30 хв після ввімкнення прогрівання високовакуумної пастки залийте рідкий азот у два етапи: спочатку – 0,5 л, а через 15 хв – повну. Доливати рідкий азот один раз через кожні 8 год.

У роботі цього приладу можна не використовувати рідкий азот. Граничний вакуум при цьому буде нижчим, а фон залишкових газів – вищим.

Примітка. Після перерви в роботі прогрівати пастки обов’язково щоб видалити сконцентровані пари.

Виміряйте вакуум після вимкнення прогріву “МИД”. Відповідно попередньо підключіть високовольтний кабель живлення “МИД”. Тиск повинен становити не більше $5\cdot10^{-5}$ Па.

1.10. Відкачайте аналізатор до рівня форвакууму: ввімкніть кнопку “ВЕНТИЛИ ОТКЛ”, а згодом кнопку “ВЕНТИЛИ А”.

Відкачайте аналізатор до тиску не вище 6,66 Па.

Натисніть кнопку “ВЕНТИЛИ ОТКЛ”, а потім – “ВЕНТИЛИ ВВН”.

1.11. Відкачайте аналізатор до високого вакууму. Встановіть механічний високовакуумний клапан в положення “ОТКР”. Прогрійте “МИД” аналізатора протягом 20–30 хв. Заміряйте тиск в аналізаторі після вимкнення прогріву “МИД”.

1.12. Вимірюють робочий тиск в аналізаторі за допомогою блока вимірювання тиску, що є складовою мас-спектрометра.

Увімкніть блок вимірювання тиску, встановивши перемикач в положення “10^{-3}”. При цьому засвітиться індикатор “СЕТЬ”.

Значення шкали приладу 10^{-3}, 10^{-4}, 10^{-5} Па встановіть перемикачем блоку.

Натисніть кнопку “БЛОКИРОВКА” і по приладу блока виміряйте тиск в аналізаторі, вибравши необхідну шкалу вимірювання перемикачем.

При тиску в аналізаторі більше ніж $7\cdot10^{-3}$ Па вмикається дзвінок сигналізації поганого вакууму, який можна вимкнути, натиснувши кнопку перемикача “ЗВОНОК ОТКЛ”, і продовжує світитися індикатор “ПЛОХОЙ ВАКУУМ”.

У разі досягнення в аналізаторі тиску менше ніж $7\cdot10^{-3}$ Па індикатор “ПЛОХОЙ ВАКУУМ” гасне, дзвінок не працює, і можна знову братися до вимірювання вакууму. Натиснути кнопку “БЛОКИРОВКА” і, вибравши перемикачем необхідну шкалу вимірювання, виміряти тиск.

1.13. Відкачайте аналізатор до тиску не більше $1{,}33\cdot10^{-3}$ Па.

1.14. Натисніть кнопку “ВЕНТИЛИ ОТКР”, а далі кнопку “ВЕНТИЛИ СН”. Відкачайте балон напуску до тиску не вище

6,66 Па, вимкніть “ВЕНТИЛИ СН” і натисніть кнопку “ВЕНТИЛИ ВВН”.

1.15. Прогрійте елементи вакуумної системи: натисніть кнопку “ПРОГРЕВ” і протягом 30–60 хв прогрійте аналізатор. Не допускайте збільшення тиску в аналізаторі при його прогріванні вище ніж $1 \cdot 10^{-3}$ Па. При досягненні цього тиску тимчасово відімкніть прогрів аналізатора; натисніть кнопку “ПРОГРЕВ МИД” і протягом 30 хв прогрійте “МИД”.

2. Включення стійки-індикатора і спостереження спектра залишкових газів.

2.1. Натисніть кнопку “СЕТЬ”, яка розміщена у верхній частині стійки. При цьому повинен засвітитися індикатор сигналізації увімкнення мережі, розміщений поряд з вимикачем.

2.2. Натисніть кнопку “СЕТЬ” на блоці живлення. При цьому повинен засвітитися індикатор сигналізації увімкнення мережі, розміщений на блоці.

2.3. Через 2–3 хв натисніть кнопку “АНОД ЭЛТ ”. При цьому має засвітитися індикатор сигналізації увімкнення блоку.

2.4. Ручку яскравості поверніть за годинниковою стрілкою до появи на екрані “ЭЛТ” променя. Встановіть оптимальну яскравість променя.

2.5. За допомогою ручок “↕” і “↔” встановіть промінь у центрі екрана “ЭЛТ ”.

2.6. За допомогою ручок “⊙” і “АСТИГМАТИЗМ” оптимально сфокусуйте промінь.

Увага! Для забезпечення стабільного функціонування мас-спектрометра необхідно вимірювання почати через 0,5 год після увімкнення індикаторної стійки.

2.7. Перевірте тиск в аналізаторі відповідно до п. 1.12 і у випадку його відповідності до вказаного значення подайте на джерело іонів і електронний помножувач необхідні напруги живлення.

2.8. Натисніть кнопку “КАТОД”. При цьому має засвітитися індикатор сигналізації увімкнення катода.

2.9. Налаштуйте перемикач “ШКАЛА ИНДИКАТОРА” в положення “10 А” і ручкою “КАТОД” встановіть по шкалі приладу струм 4–4,5 А. При цьому контролюйте тиск в аналізаторі.

2.10. Послідовно перемикачами “ШКАЛА ИНДИКАТОРА” “ФОКУС”, “УПРАВЛЯЮЩИЙ”, “АНОД”, “ОТКЛОНЕНИЕ”, встановіть такі значення напруг:

“ФОКУС”	мінус (0–20) В;
“УПРАВЛЯЮЩИЙ”	- 75 В;
“АНОД”	- 150 В;
“ОТКЛОНЕНИЕ”	- 200 В.

2.11. Натисніть кнопку “ИОНИЗАТОР”. При цьому має засвітитися індикатор сигналізації увімкнення напруг іонізатора.

2.12. Послідовно встановіть перемикач “ШКАЛА ІНДИКАТОРА” в положення “ОТРАЖАЮЩИЙ”, “ТОРМОЗЯЩИЙ”, “ИОНИЗАТОР”. Встановити цими ручками на шкалі приладу такі значення напруг:

“ОТРАЖАЮЩИЙ”	600 В
“ТОРМОЗЯЩИЙ”	1 050 В
“ИОНИЗАТОР”	1 500 В

2.13. Увімкніть кнопку “ВЭУ”. При цьому має засвітитися індикатор сигналізації увімкнення живлення електронного помножувача. Ручкою “НАПРЯЖЕНИЕ ВЭУ” встановіть напругу 3,5–4 кВ.

Вказані вище значення напруг і струму розжарення катода орієнтовні і мають бути оптимально підібрані по зображенню спектра мас залишкових газів.

2.14. Ручкою “НАПРЯЖЕНИЕ ВЭУ” встановіть мінімальне значення напруги, за якого амплітуда піків спектра залишкового газу на екрані “ЭЛТ” буде достатньою для спостереження.

Під час обертання ручки потенціометра “ЗАДЕРЖКА РАЗВЕРТКИ МКС” за годинниковою стрілкою, спектр на екрані “ЭЛТ” має змінювати час затримки.

Встановіть таке положення ручки “ЗАДЕРЖКА РАЗВЕРТКИ МКС”, щоб можна було спостерігати спектр.

2.15. За допомогою перемикача “ДЛИТЕЛЬНОСТЬ РАЗВЕРТКИ МКС” встановіть необхідне значення тривалості розгортки: 2, 10, 20, 50.

2.16. Перевірте як працює калібратор розгортки, натиснувши кнопку “МЕТКИ” і “МКС”. При цьому на горизонтальній

розгортці простежуватиметься розрив лінії розгортки, який чергується через 1 мкс.

2.17. Перевірте як працює мас-спектрометр в разовому режимі запуску. Для цього перемикач режиму роботи встановіть в положення “ВНЕШНИЙ ЗАПУСК” і натисніть кнопку “ОДНОКР”. При кожному натиску кнопки, на екрані “ЭЛТ” з’являтиметься спектр залишкового газу, або спектр досліджуваних зразків.

Література

1. *Белый М.У., Охрименко Б.А.* Атомная физика. – К.: Вища школа, 1984. – 272 с.
2. *Савельев И.В*. Курс общей физики. Электричество. – М.: Наука, 1970. – Т.2. – 432 с.
3. *Стасюк З.В., Козак М.М.* Фізична електроніка. Лабораторний практикум. – Львів: Львівський національний університет імені Івана Франка, 2003.
4. *Шпольский Г.В*. Атомная физика. – М.: Наука, 1984. – Т.1. – 552 с.

Додаток 1. Значення фундаментальних сталих

Назва	Позначення, формула	Значення	Похибка, 10^{-6}
Швидкість світла у вакуумі	c	$2{,}99\ 792\ 458 \cdot 10^{8}$(м · с$^{-1}$)	0,004
Заряд електрона	e	$1{,}60\ 219 \cdot 10^{-19}$(Кл)	3
Стала Планка	h	$6{,}6\ 262 \cdot 10^{-34}$(Дж · с)	5
Стала Рідберга	$R_\infty = m_e e^4 / 4\pi\hbar^3 c$	$1{,}09\ 737\ 315 \cdot 10^{7}$(м$^{-1}$)	0,003
Стала тонкої структури	$\alpha = e^2 / \hbar c$	$7{,}29\ 735 \cdot 10^{-3}$	0,8
Атомна одиниця маси	1а. о. м.= 10^{-3} кг · моль$^{-1}$/N_A	$1{,}66\ 057 \cdot 10^{-27}$(кг)	0,2
Маса спокою електрона	m_e	$9{,}10\ 953 \cdot 10^{-31}$(кг)	0,6
Маса спокою протона	m_p	$1{,}67\ 265 \cdot 10^{-27}$(кг)	0,2
Відношення мас протона та електрона	m_p / m_e	$1{,}836\ 152 \cdot 10^{3}$	0,4
Маса спокою нейтрона	m_n	$1{,}67\ 495 \cdot 10^{-27}$(кг)	0,2
Питомий заряд електрона	e / m_e	$1{,}75\ 880 \cdot 10^{11}$(Кл · кг$^{-1}$)	3
Магнітна стала	μ_0	$1{,}2\ 566\ 370 \cdot 10^{-6}$(Г · м$^{-1}$)	-
Діелектрична стала	$\varepsilon_0 = 1 / \mu_0 c^2$	$8{,}8\ 541\ 878 \cdot 10^{-12}$(Ф · м$^{-1}$)	0,008
g-фактор електрона	$g_e / 2 = \mu_e / \mu_B$	$1{,}00\ 115\ 966 \cdot$	0,004
Магнетон Бора	$\mu_B = e\hbar / 2(c)m$	$9{,}2\ 741 \cdot 10^{-24}$(Дж · Т$^{-1}$)	4
Ядерний магнетон	$\mu_N = e\hbar / 2(c)m_p$	$5{,}0\ 508 \cdot 10^{-27}$(Дж · Т$^{-1}$)	4
Магнітний момент електрона	μ_e	$9{,}2\ 848 \cdot 10^{-24}$(Дж · Т$^{-1}$)	4
Магнітний момент протона	μ_p	$1{,}41\ 062 \cdot 10^{-26}$(Дж · Т$^{-1}$)	4
Універсальна газова стала	R	8,314·Дж · моль$^{-1}$К$^{-1}$	30
Стала Больцмана	$k = R / N_A$	$1{,}3\ 807 \cdot 10^{-23}$(Дж · К$^{-1}$)	30

Додаток 2. Чутливі лінії хімічних елементів

Позначення: λ – довжина хвилі, *A*,*B* – яскравість; *A* – дуга, *S* – іскра; (*E*) – газорозрядні трубки; *R* – самообернена лінія.

λ , Å	*B*		*
	A	*S*(*E*)	
47 Ag			
5 465,5	1 000R	500R	U4
5 209,1	1 500R	1 000R	U3
3 382,9	1 000R	700R	U2
3 280,7	2 000R	1 000R	U1
2 437,8	60	500	V2
2 246,4	25	300	V3
13 AL			
6 243,4	–	800	V3
6 231,8	–	35	–
3 961,5	3 000	2 000	U1
3 944,0	2 000	1 000	U2
3 092,7	1 000	1 000	U3
3 082,2	800R	800R	U4
2 816,2	10	100	V2
2 669,2	3	100	V1
2 631,6	–	60	–
18 Ar			
8 115,3	–	(500)	U2
7 503,9	–	(700)	U4
7 067,2	–	(400)	V3
6 965,4	–	(400)	V3
79 Au			
2 802,1	–	200	–
2 676,0	250R	100	U2
2 428,0	400R	100	U1
6 C			
4 267,3	–	500	V2
4 267,0	–	350	V3
2 837,6	–	40	V5
2 836,7	–	200	V4
2 478,6	400	(400)	U2
2 296,9	–	200	–
27 Co			
4 121,3	1 000R	25	–
4 118,8	1 000R	–	–

3 995,3	1 000R	20	–
3 529,8	1 000R	30	U3
3 502,3	2 000R	20	–
3 465,8	2 000R	25	U2
3 453,5	3 000R	200	U1
3 412,3	1 000R	100	–
3 405,1	2 000R	150	–
2 519,8	40	200	–
2 388,9	10	35	–
2 378,6	25	50	–
2 363,8	25	50	–
2 307,9	25	50	–
2 286,2	40	300	V1
24 Cr			
5 208,4	500R	100	U4
5 206,0	500R	200	U5
5 204,5	400R	100	U6
4 289,7	3 000R	800R	U3
4 274,8	4 000R	800R	U2
4 254,3	5 000R	1 000R	U1
3 605,3	500R	400R	–
3 593,5	500R	400R	–
3 578,7	500R	400R	–
2 860,9	60	100	V5
2 855,7	60	200	V4
2 849,8	80	150R	V3
2 843,2	125	400R	V2
2 835,6	100	400R	V1
55 Cs			
8 943,5	2 000r	–	U2
8 521,	5 000R	–	U1
4 593,2	1 000R	50R	U4
3 555,3	2 000R	100	U3
29 Cu			
5 218,2	700	–	U3
5 153,2	600	–	U4
5 105,5	500	–	U5
3 274,0	3 000R	1 500R	U2
3 247,5	5 000R	2 000R	U1
2 247,0	30	500	V3
2 192,3	25	500	V2
2 136,0	25	500	V1

2 He			
5 875,6	–	(1 000)	U3
4 685,8	–	(300)	-
3 888,6	–	(1 000)	U2
80 Hg			
5 460,7	–	(2 000)	–
4 358,3	300	500	–
4 046,6	200	300	–
3 663,3	500	400	U5
3 654,8	–	(200)	U4
3 650,2	200	500	U3
2 536,5	2 000R	1 000R	U2
25 Mn			
4 034,5	250R	20	U3
4033,1	400R	20	U2
4030,8	500R	20	U1
2801,1	600R	60	–
2798,3	800R	80	–
2794,8	1 000R	5	–
2605,7	100R	500R	V3
2593,7	200R	1 000R	V2
2576,1	300R	2 000R	V1
12 Mg			
5183,6	500	300	–
5172,7	200	100	–
5167,3	100	50	–
3838,3	300	200	U2
3882,3	250	200	U3
3829,3	100	150	U4
2852,1	300R	100R	U1
2802,7	150	300	V2
2795,5	150	300	V1
10 Ne			
6402,2	–	(2 000)	–
5852,5	–	(2 000)	–
5400,6	–	(2 000)	–
30 Zn			
6362,3	1 000	500	–
4810,5	400	300	–
4722,2	400	300	–
4680,1	300	300	–

3345,0	800	300	U2
3302,6	800	300	U3
3283,3	500R	300	U4
2558,0	10	300	V3
2502,0	20	400	V4
2138,6	800R	500	U1
2061,9	100	100	V2
2025,5	200	200	V1

*

U1 – найбільш чутлива лінія нейтральних атомів; U2 – наступна за нею чутлива лінія; V1 – найбільш чутлива лінія іонізованих атомів; V2 – наступна за нею за чутливістю лінія. Якщо U1 або V1 не наводяться, це означає, що найбільш чутлива лінія цього елемента знаходиться за межами області.

Список літератури

1. *Белый М.У., Охрименко Б.А.* Атомная физика. – К.: Вища школа, 1984. – 272 с.
2. *Бирнбаум Д.* Оптические квантовые генераторы. – М.: Сов. радио, 1967. – 353 с.
3. *Білий М.У.* Атомна фізика. – К.: Вища школа, 1973. – 396 с.
4. *Болеста І.М.* Фізика твердого тіла. – Львів: Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка, 2003. – 478 с.
5. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977. – 679 с.
6. *Вакарчук І.О.* Квантова механіка. – Львів: Львівський національний університет імені Івана Франка, 2007. – 848 с.
7. *Гайда Р.П.* Атомна фізика. – Львів, 1965. – 365 с.
8. *Герцберг Г.* Атомные спектры и строение атомов. – М.: Иностр. лит., 1948. – 280с.
9. *Ельяшевич М.А.* Атомная и молекулярная спектроскопия. – М.: Эдиториал УРСС, 2001. – 896 с.
10. *Зайдель А.Н.* Основы спектрального анализа. – М.: Наука, 1965. – 232 с.
11. *Зайдель А.Н.* и др. Таблицы спектральных лний. – М: Физматгиз, 1962. – 607 с.
12. Інструкції до приладів (знаходяться в лабораторії).
13. *Кучерук І.М., Дущенко В.П.* Загальна фізика. – К.: Вища школа, 1991. – 460 с.
14. *Колінько М.І., Крочук А.С.* Атомна спектроскопія. – Львів: Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка, 2005. – 192 с.
15. *Лансберг Г.С.* Оптика. – М.: Физматлит, 2003. – 848 с.
16. Оптика и атомная физика. Лабораторный практикум по физике / Под ред. Р.И. Солоухина. – Новосибирск: Наука, 1976. – 454 с.
17. *О’Шиа Д., Коллен Р., Родс. У.* Лазерная техника. – М.: Атомиздат, 1980. – 256 с.
18. *Прокофьев В.К., Нагибина И.М.* Спектральные приборы и техника спектроскопии. – М.: Машиностроение, 1967. – 325 с.
19. *Савельев И.В.* Курс общей физики. Электричество. – М.: Наука, 1970. – Т.2. – 432 с.
20. *Савельев И.В.* Курс общей физики. Оптика, атомная физика, физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука, 1971. – Т.3. – 528 с.
21. *Саржевский А.М.* Оптика. – Минск: Издательство “Университетское”, 1986. – 316 с.
22. Справочник по лазерной технике / Под ред. Ю.В.Байбородина. – Киев: Техніка, 1978. – 288 с.
23. *Стасюк З.В., Козак М.М.* Фізична електроніка. Лабораторний практикум. – Львів: Львівський національний університет імені Івана Франка, 2003.
24. *Стильбанс Л.С.* Физика полупроводников. – М.: Сов. радио, 1967. – 452 с.
25. *Шалимова К.В.* Физика полупроводников. – М.: Энергия. 1976, – 416 с.
26. *Шпольский Г.В.* Атомная физика. – М.: Наука, 1984. – Т.1.– 552 с.
27. *Шпольский Г.В.* Атомная физика. – М.: Наука, 1984. – Т.2.– 438 с.

Зміст

Вступ 3
*Лабораторна робота №*1. Дослідження випромінювальної здатності вольфраму 4
Лабораторна робота №2. Визначення питомого заряду електрона 17
Лабораторна робота №3. Вимірювання потенціалу збудження методом Франка і Герца 25
Лабораторна робота №4. Спектральні закономірності атома водню 32
Лабораторна робота №5. Енергетична будова та спектр випромінювання ртуті 41
Лабораторна робота №6. Якісний спектральний аналіз 47
Лабораторна робота №7. Вивчення ефекту Зеемана 54
Лабораторна робота №8. Вивчення роботи газових лазерів 65
Лабораторна робота №9. Визначення температури дугового розряду за молекулярним спектром 78
Лабораторна робота №10. Визначення ширини забороненої зони напівпровідників за розміщенням смуги власного поглинання 85
Лабораторна робота №11. Визначення квантових дефектів і меж серій у спектрі Al 90
Лабораторна робота №12. Визначення питомого заряду електрона за допомогою мас-спектрометра 95
Додатки
Додаток 1. Значення фундаментальних сталих 104
Додаток 2. Чутливі лінії хімічних елементів 105

© В.Ю. Курляк, Л.Т. Карплюк. Практикум з курсу “АТОМНА ФІЗИКА”

Навчальне видання

КУРЛЯК Василь Юрійович,
КАРПЛЮК Лідія Теодорівна,
ТУЗЯК Микола Романович

ПРАКТИКУМ З КУРСУ “АТОМНА ФІЗИКА”

Навчально-методичний посібник

Редактор *А. Габрук*
Технічний редактор *С. Сеник*
Коректор _____
Комп’ютерне верстання _____

Підп. до друку _____2008. Формат 60х84/16. Папір друк.
Гарнітура_____. Друк_____. Умовн. друк. арк. 6,5.
Обл.-вид. арк. 6,8. Тираж_____прим. Зам.

Видавничий центр
Львівського національного університету імені Івана Франка.
79000 Львів, вул. Дорошенка, 41

Свідоцтво про винесення суб’єкта видавничої справи до державного реєстру
видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої продукції
Серія ДК №3059 від13.12.2007р.