

Білет 5

1. Чим відрізняються пружне, непружне і над пружне розсіювання? Приклади.
2. Правила відбору на квантові числа. Як вони встановлюються?
3. За яких умов існує лінійний і квадратичний ефект Штарка?
4. Які фізичні параметри вдається визначити при дослідженні обертальних спектрів молекул?
5. Густина станів у валентній зоні та зоні провідності напівпровідників

Чим відрізняються пружне, непружне і над пружне розсіювання? Приклади.

Розсіюванням мікрочастинок називається процес зіткнення їх із другими частинками, в результаті якого змінюються їх імпульси. Розрізняють три різновиди актів розсіювання, а саме: *пружні, непружні і надпружні.*

Пружними актами розсіювання називається такі акти, при яких змінюються лише імпульси взаємодіючих частинок і не змінюються внутрішні стани складних частинок або не відбувається перетворення простих частинок.

Непружними актами розсіювання називаються такі акти, коли після закінчення акта розсіювання змінюються не тільки імпульси частинок але й внутрішні стани складних частинок або відбуваються їх перетворення. При цьому частина енергії частинки, що налітає, передається на збудження внутрішніх ступенів свободи або на перетворення однієї простої частинки в іншу. Прикладом непружного розсіювання може бути *процес іонізації* $(e + Ek) + A \rightarrow (e + Ek') + A$ або *збудження атома* електроном $(e + Ek) + A \rightarrow (e + Ek') + A^*$ де E_k і $E_{k'}$ - кінетичні енергії електрона до і після його взаємодії з атомом A . При цьому в першому випадку частина кінетичної енергії електрона $\Delta E = E_k - E_{k'} = eV_i$ передається атому A на його іонізацію, тобто на перетворення його в іон A^+ , а в другому випадку частина кінетичної енергії електрона $\Delta E = E_k - E_{k'} = eV_a$ передається на збудження атома A^* . Енергії eV_i і eV_a називаються енергіями іонізації і збудження, величини V_i і V_a - **потенціалами іонізації й збудження.**

Надпружними актами розсіювання (співударами 2-го роду) називаються такі акти розсіювання, коли після завершення акта розсіювання частина потенціальної енергії (внутрішньої енергії) частинок, що розсіюються, перетворюється в їх кінетичну енергію. Наприклад, збуджений атом після розсіювання стає незбудженим, а електрон збільшує свою кінетичну енергію на величину енергії збудження: $(e + Ek) + A^* \rightarrow (e + Ek') + A$ Експериментально процес розсіювання спостерігається за зміною величини й напрямку імпульсу частинки після розсіювання. Для кількісної характеристики актів розсіювання використовують **ефективний переріз розсіювання.** Він характеризує **ймовірність переходу системи двох частинок, що стикаються, із початкового стану в кінцевий.** Експериментально він визначається кількістю розсіяних частинок ΔN , що їх збирає детектор розташований, під певним кутом розсіювання θ до напрямку падаючого пучка, за одиницю часу і віднесений до одиниці тілесного кута збору детектора й одиночної густини потоку первинного (падаючого) пучка частинок,

що розсіюються. При дослідженні пружного розсіяння детектор збирає частинки з кінетичною енергією $E = E_p$, а при непружному $E \neq E_p$. $\sigma = \Delta N / n I \theta$ де ΔN - кількість розсіяних частинок, що їх збирає детектор, розташований під кутом θ до напрямку падаючого пучка, за одиницю часу, $I \theta$ – густина потоку пучка частинок, що розсіюються.

Правила відбору на квантові числа. Як вони встановлюються?

Розглянемо перехід з одного стаціонарного стану з E_n і ψ_n до іншого з E_k і ψ_k . Хвильові функції цих стаціонарних станів мають

$$\text{вигляд } \psi_{t,n,k} = \psi_{n,k}(x) \exp \left\{ -i \frac{E_{n,k}}{\hbar} t \right\} \quad (8.76)$$

Знайдемо середнє значення $\langle x \rangle$ в стаціонарному стані.

$$\langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{t,n,k}^* x \psi_{t,n,k} dx = \int \psi_{n,k}^* x \psi_{n,k} dx. \quad (8.77)$$

в стаціонарних станах середнє значення $\langle x \rangle$ не залежить від часу. Тому й середній дипольний момент $e \langle x \rangle$ не залежить від часу. не відбувається випромінювання електромагнітних хвиль. змішаний стан, який є суперпозицією цих двох станів n і k із хвильовою функцією ψ_t

$$\psi_t = C_n \psi_{t,n} + C_k \psi_{t,k}, \quad (8.78)$$

де $|C_n^* C_n|$ та $|C_k^* C_k|$ - імовірності системи знаходитись в n або k станах. Умова нормування дає $C_n^* C_n + C_k^* C_k = 1$.

$$(8.79)$$

Обчислимо тепер середнє значення $\langle x \rangle$ для змішаного стану

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= \int_{-\infty}^{\infty} (C_n^* \psi_{t,n}^* + C_k^* \psi_{t,k}^*) x (C_n \psi_{t,n} + C_k \psi_{t,k}) dx = \\ &= C_n^2 \int \psi_n^* x \psi_n dx + C_k^2 \int \psi_k^* x \psi_k dx + \\ &+ C_k^* C_n \int \psi_k^* x \psi_n e^{i \frac{t}{\hbar} (E_k - E_n)} dx + C_n^* C_k \int \psi_n^* x \psi_k e^{-i \frac{t}{\hbar} (E_k - E_n)} dx \end{aligned} \quad (8.80)$$

В окремому випадку зв'язаної системи із двома станами цю задачу можна спростити, бо для такої системи

$$\psi_n^* \psi_k = \psi_k^* \psi_n \quad \text{і} \quad C_n^* C_k = C_k^* C_n$$

і формула (8.74) набуває вигляду

$$\begin{aligned} \langle x \rangle &= C_n^2 \langle x \rangle_n + C_k^2 \langle x \rangle_k + C_n^* C_k \langle x \rangle_{n,k} (e^{i \omega_{kn} t} + e^{-i \omega_{kn} t}) = \\ &= C_n^2 \langle x \rangle_n + C_k^2 \langle x \rangle_k + 2 C_n^* C_k \langle x \rangle_{nk} \cos(\omega_{kn} t) \end{aligned}$$

$$\text{де} \quad \omega_{kn} = \frac{1}{\hbar} (E_k - E_n) \quad \langle x \rangle_{kn} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_k^* x \psi_n dx. \quad (8.81)$$

Вираз (8.81) називається *матричним елементом переходу електрона з одного стану із квантовим числом n до іншого стану з квантовим числом k* . Якщо під час цього переходу матричний елемент $\langle x \rangle_{kn}$ не дорівнює нулеві ($\langle x \rangle_{k,n} \neq 0$), то й дипольний момент $e \langle x \rangle_{k,n} \neq 0$. Це означає, що при такому переході диполь

випромінює електромагнітні хвилі із частотою, яка визначається за правилом частот Бора $\hbar\omega = E_k - E_n$.

Таким чином, *матричний елемент визначає дозволені й заборонені переходи, тобто правила відбору*: $x_{kn} = 0$ заборонені переходи;

$$x_{kn} \neq 0 \text{ дозволені переходи.} \quad (8.82)$$

Визначимо для прикладу правило відбору для магнітного числа m для дипольних переходів (при умові $kr = ka = 2\pi a / \lambda < 1$) у випадку хвильових функцій електрона в атомі водню, для якого $\psi_{n,m} = R_n(r)\Theta^m(\theta)\Phi_m(\varphi)$. (8.83)

Знайдемо середнє значення $x = r \sin \theta \cos \varphi$

$$\langle x \rangle = \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} R_n^{*\ell} R_n^\ell \Theta_\ell^{*m} \Theta_\ell^m \cdot r \sin \theta \cos \varphi \cdot \Phi_m^* \Phi_m \cdot r^2 \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (8.84)$$

Інтеграли в (8.78) можна записати як добуток трьох інтегралів по r , θ і φ , тому що функції $R(r)$, $\Theta(\theta)$ і $\Phi(\varphi)$ залежать лише від своєї змінної r , θ або φ . За умовою, що $\langle x \rangle \neq 0$, знаходимо дозволений перехід. Це означає, що всі три інтеграли в (8.84) повинні не дорівнювати нулеві. Обмежимося розглядом інтеграла за змінною φ .

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \Phi_m^* \cos \varphi \Phi_{m'} d\varphi &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(m-m')\varphi} \cos \varphi d\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(m-m')\varphi} (e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}) d\varphi = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} [e^{i(m-m'+1)\varphi} + e^{i(m-m'-1)\varphi}] d\varphi \neq 0 \end{aligned} \quad (8.85)$$

$$\text{Умова (8.85) виконується лише, коли } \Delta m = \pm 1 \quad (8.86)$$

За умовою, що $\langle z \rangle \neq 0$, де $z = r \cos \theta$, таким же способом отримуємо ще одну умову відбору $\Delta m = 0$ (8.86*)

Тому *правило відбору для магнітного квантового числа m для спонтанних дипольних переходів має наступний вигляд* $\Delta m = 0; \pm 1$ (8.87)

Аналогічно, аналізуючи інтеграл за θ , знайдемо *правила відбору для орбітального числа ℓ , яке має такий вигляд для спонтанних дипольних переходів* $\Delta \ell = \pm 1$ (8.88) *Зміна головного квантового числа n не обмежується. Воно може змінюватись на будь-яке число одиниць.*

Ці правила відбору *справедливі лише для спонтанних дипольних переходів*. Вони іноді називаються правилами відбору Лапорта. Для інших випадків більш складних переходів, наприклад, квадрупольних та для вимушених переходів ці правила відбору ускладнюються. Квадрупольне випромінювання значно слабше дипольного (в 10^6 раз). Правила відбору при квадрупольних переходах змінюються: $\Delta l = 0, \pm 2$, $\Delta m_l = 0, \pm 1, \pm 2$. Існує ще одне правило визначення для квантових переходів з випромінюванням.

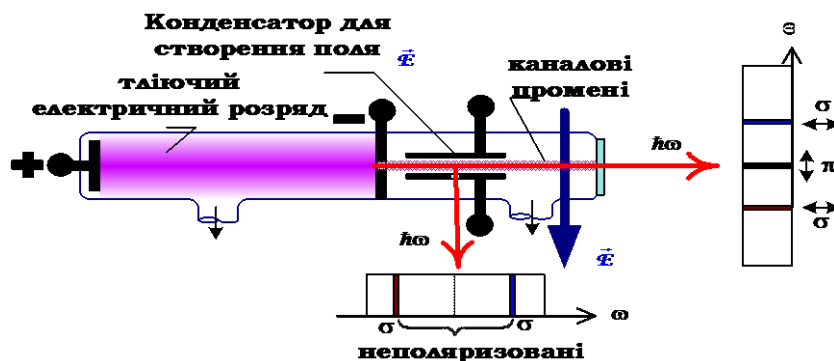
Правило Лапорта: у дипольному наближенні випромінювальний перехід дозволений між станами різної парності. Стан називається парним, якщо ψ -функція не змінює знаку при інверсії системи координат. Наприклад для функцій атома водню ψ -функція є *парною*, якщо вона не змінює знак при заміні аргументу \vec{r} на $-\vec{r}$; у протилежному випадку функція є *непарною*. З конкретного вигляду хвильових функцій для атома водню випливає, що ψ -функція парна, якщо $(-1)^l > 0$, непарна — якщо

$(-1)^l < 0$., де l -орбітальне квантове число. Згідно формули (8.81) матричний елемент переходу $\langle x \rangle_{kn} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_k^* x \psi_n dx$. $\langle x \rangle_{kn}$ не повинен змінюватися при операціях інверсії. Але x (координата) завжди змінює знак при операції інверсії системи, тому добуток хвильових функцій в інтегралі (8.81) повинен бути від'ємним. Звідси випливає, що квантовий перехід з випромінюванням можливий тільки між станами різної парності.

За яких умов існує лінійний і квадратичний ефект Штарка?

Воно полягає в тому, що в зовнішньому електричному полі енергетичні рівні атомів, молекул та кристалів зміщуються й розщеплюються на підрівні, й тому відбувається розщеплення відповідних спектральних ліній у спектрах випромінювання й поглинання. Кількість компонент розщеплення спектральних ліній залежить від номера серії спектральної лінії, тобто від n - головного квантового числа змінного терму. Це явище називається **ефектом Штарка**.

Частина ліній в напрямку спостереження, перпендикулярному напруженості електричного поля виявляється поляризованою вздовж поля (π -компоненти $\Delta m_j = 0$), а частина - поляризована перпендикулярно полю E (σ -компоненти $\Delta m_j = \pm 1$).



Спостерігаються два різновиди розщеплення термів і спектральних ліній в електричному полі: *лінійний (ефект першого порядку)*, коли величина розщеплення лінійно залежить від E ($\Delta \nu \propto E$), і *квадратичний (ефект другого порядку)*, коли розщеплення квадратично залежить від E ($\Delta \nu \propto E^2$). Ці два різновиди називаються *лінійним і квадратичним ефектом Штарка*. Лінійний ефект Штарка простіше спостерігати, ніж квадратичний ефект, проте він зустрічається не досить часто. Він притаманний водню й водневоподібним іонам і дипольним молекулам. Квадратичний ефект Штарка спостерігається для всіх атомів і молекул, проте його можна спостерігати лише при дуже великих напруженостях електричного поля. Зокрема для водню при помірних полях квадратичний ефект непомітний на тлі великого лінійного ефекту. Квадратичний ефект Штарка починає спостерігатись лише при полях $E > 10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$.

Лінійний ефект Штарка має місце, коли збуджені атоми мають не нульовий дипольний момент ($P = \langle ez \rangle \neq 0$). У цьому випадку електричний диполь набуває в зовнішньому електричному полі додаткову енергію

$$\Delta E = -(\vec{P} \cdot \vec{E}) = -(ezE). \quad (17.9)$$

рівняння Шредінгера для стаціонарних станів:

$$\Delta\psi + \frac{2m_0}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2 Z}{r} + |e|(\vec{z} \cdot \vec{E}) \right) \psi = 0. \quad (17.10)$$

Коли $|e^2 Z/r| > |e|(zE)$, можна розв'язувати методом збурень. Ця нерівність завжди виконується, тому що електричне поле всередині атомів значно більше поля, яке можна створювати в речовині, не викликаючи електричного пробоя. Тоді

$$E_n = E_n^0 + E'_n, \quad (17.11) \text{ де } E_n^0 - \text{значення енергії електрона при } E = 0, \text{ а}$$

$$E'_n = -\int \psi_n^{0*} |e| z E \psi_n^0 dv = -|e| E \int \psi_n^{0*} z \psi_n^0 dv = -|e| E \langle z \rangle. \quad (17.12)$$

Із формули (17.12) видно, що зміна енергії під дією електричного поля на дипольний момент атома лінійно залежить від напруженості електричного поля E , тобто **маємо лінійний ефект Штарка**. Більш точні розрахунки показують, що значні величини енергії розщеплення E'_n отримуються в атомі водню й водневих іонах, тому що в них орбіталі ns і np - вироджені за квантовим числом ℓ . Наприклад, в електричному полі електрон атому водню може легко перебудуватись, утворюючи гібридні орбіталі $(\psi_{2s} + \psi_{2p})$ і $(\psi_{2s} - \psi_{2p})$. Перша комбінація $(\psi_{2s} + \psi_{2p})$ дає розподіл сильно зміщений у напрямку з низьким потенціалом, а друга комбінація $(\psi_{2s} - \psi_{2p})$ концентрується з того боку атомного ядра, де потенціал високий. Таким чином, оболонка з $n = 2$ стає не виродженою, і відбувається розщеплення ліній серії Лаймана на три сателіти, як це показано на рис.17.8. Електричне поле, направлене вздовж осі z , не впливає на p_x і p_y орбіталі. Лінії інших серій розщеплюються на більшу кількість сателітів, тому що при їхньому утворенні беруть участь терми з більшим ступенем виродження.

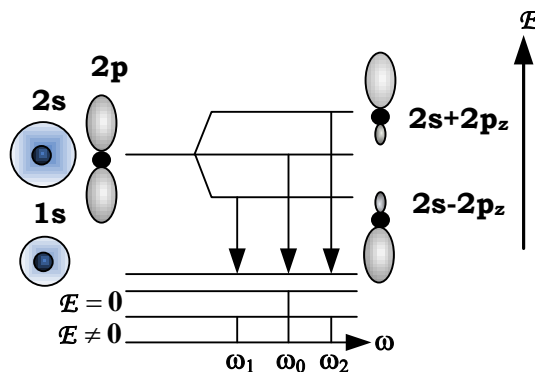


Рис. 17.8 Лінійний ефект Штарка спектра атому водню.

У ефекті Штарка електричне поле не тільки розщеплює спектральні лінії, а ще й збільшує їхні ширини й зсуває у бік менших частот. Ці ефекти зв'язані з тим, що

потенціал для атомного електрона, знаходиться в зовнішньому електричному полі, з обох боків від атомного ядра у напрямку поля різний. З одного боку кулонівський потенціал електрона у полі атомного ядра додається до зовнішнього потенціалу електричного поля, а з другого боку - віднімається.

В атомах, в яких відсутнє виродження таке, як у атома водню, лінійний ефект (ефект першого порядку) відсутній і спостерігається лише **квадратичний ефект Штарка**.

У цьому випадку зовнішнє електричне поле наводить дипольний момент:

$$\vec{P} = \alpha \vec{E}, \quad (17.13)$$

де α - поляризованість атома. Додаткова енергія взаємодії наведеного дипольного моменту із зовнішнім електричним полем квадратично залежить від напруженості поля

$$\Delta E = -\int_0^E P dE = -\int_0^E \alpha E dE = -\frac{\alpha E^2}{2} \quad (17.14)$$

Методом збурень, отримаємо для добавки енергії через взаємодію наведеного дипольного моменту з електричним полем вираз:

$$E'_n = -\int \psi_n^{0*} \frac{\alpha E^2}{2} \psi_n^0 dv = -E^2 \int \psi_n^{0*} \frac{\alpha}{2} \psi_n^0 dv \quad (17.15)$$

Ця залежність називається квадратичним ефектом Штарка. Квадратичний ефект Штарка менший, ніж лінійний, і був експериментально знайдений пізніше лінійного. Проте квадратичний ефект Штарка більш поширений у природі.

Для атомів водню лінійний та квадратичний ефекти існують одночасно. У слабких полях спочатку спостерігається лінійний ефект Штарка. При полях більших, ніж 10^6 В/см^{-1} починає переважати квадратичний ефект Штарка. При ще більших полях відбувається іонізація атомів водню і тому зменшується інтенсивність спектральних ліній атомного спектру водню, а при ще більших полях вони починають зникати. Спочатку зникають лінії з великими квантовими числами n , а потім з меншими n , тому що електрони в станах із великими квантовими числами потребують меншої енергії для іонізації.

Ефект Штарка зручно спостерігати експериментально, коли вхідна щілина спектрографа паралельна до напрямку градієнта електричного поля, яке діє на збуджені атоми джерела світла. Зміна напруженості електричного поля E вздовж щілини дозволяє отримувати на виході спектрометра зображення щілини при різних значеннях E . Тоді кожна точка зображення щілини на виході спектрографа тобто спектральної лінії буде відповідати певному значенню E , а у відсутності поля ($E = 0$)

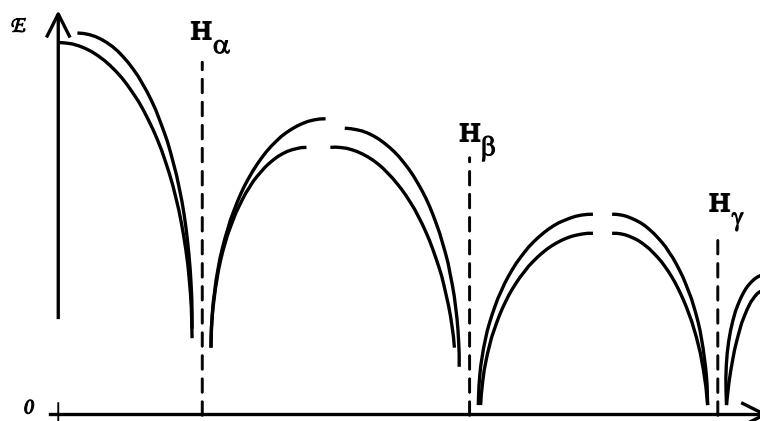


Рис.17.9 Схема розщеплення спектральних ліній атома Н в полі E з великим градієнтом паралельним щілині спектрографа.

– окремі лінії атомного спектру водню H_α , H_β , H_γ відповідно. Коли $\mathcal{E} \neq 0$, з'являється штарківське розщеплення ліній ($\lambda_\alpha \pm \Delta\lambda_\alpha(\mathcal{E})$, $\lambda_\beta \pm \Delta\lambda_\beta(\mathcal{E})$, $\lambda_\gamma \pm \Delta\lambda_\gamma(\mathcal{E})$), як це наведено на рис.17.9. Для атомів Н при малих та помірних електричних полях має місце лінійна залежність $\Delta\lambda$ від \mathcal{E} , яка при більших \mathcal{E} переходить у квадратичну, а при ще більших \mathcal{E} лінії атомарного спектру водню починають зникати. При менших полях зникають короткохвильові спектральні H_γ лінії, а при більших \mathcal{E} починають зникати й довгохвильові спектральні лінії атомного спектра Н.

Які фізичні параметри вдається визначити при дослідженні обертальних спектрів молекул?

1. за допомогою системи ліній обертальних спектрів можна визначити сталу $B = \hbar^2 / 2J$, що дозволяє знайти момент інерції J , або розмір молекули, якщо відомі маси атомів, що входять до її складу. Наприклад, для молекули НСІ $J = 2,6 \times 10^{-40} \text{ г} \cdot \text{см}^2$ і $r_0 = 0,112 \text{ нм}$.
2. ротаційні спектри виявляють ізотопічний зсув ліній, бо момент інерції молекул залежить від мас атомів, що входять до її складу

$$B = \frac{\hbar^2}{2J} = \frac{\hbar^2}{2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} r_0^2}. \quad (19.7)$$

Зростання маси атома молекули зменшує B і зсуває спектральні лінії в область менших частот (більших довжин хвиль).

Інтенсивність ліній залежить від температури, хоча сама ймовірність переходів практично не залежить від температури.

3. при збільшенні енергії збудження (збільшенні квантового числа j) у нежорсткого ротатора внаслідок дії відцентрової сили змінюється відстань між атомами r_0 , що впливає на положення термів, і зсуває спектральні лінії:

$$E_r = B j(j+1) - D j^2(j+1)^2 \quad (19.9)$$

де $B = \hbar^2 / 2J$, $D = \hbar^4 / 2J^2 r^2 K$ - стала відцентрового розтягування, r – довжина зв'язку, а K - коефіцієнт квазіпружної сили. Звичайно, $D > 0$ і $D < B$. Правила відбору для обертального квантового числа j залишаються такі самі $\Delta j = \pm 1$. Нежорсткість ротатора зсуває обертальні лінії в бік менших частот при переходах між термами з великими j (рис.19.4).

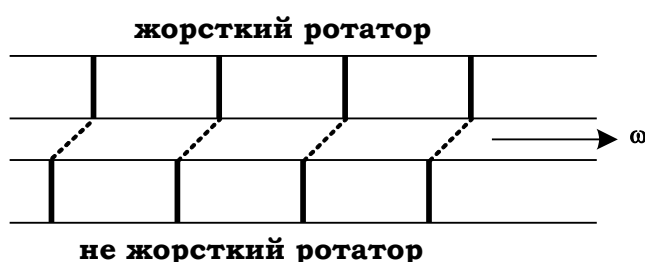


Рис.19.4. Зсув обертальних ліній при не жорсткості ротатора.

4. Багатоатомні молекули мають складні обертальні спектри, які залежать від їхньої атомної будови. **Просторовий розподіл маси у молекулі визначають моменти інерції, від яких залежать обертальні терми, що відкриває шлях до дослідження будови молекул за допомогою аналізу її обертальних спектрів.** Розглянемо *приклад молекул у вигляді дзиг*. Їхній обертальний рух зручно розкласти на три складових обертання навколо головних осей А, В, С. Тоді повна енергія в першому наближенні буде сумою 3-х членів.

$$E = \frac{L_A^2}{2J_A} + \frac{L_B^2}{2J_B} + \frac{L_C^2}{2J_C}$$

$$|L| = \sqrt{L_A^2 + L_B^2 + L_C^2} = \hbar \sqrt{j(j+1)}$$

$$j = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$$
(19.10)

Обмежимося розглядом молекул - дзиг із віссю симетрії А. У цьому випадку $J_B = J_C$, а $L_A = K\hbar$, де квантове число $K = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Тоді згідно (19.10)

$$K^2\hbar^2 + L_B^2 + L_C^2 = \hbar^2 j(j+1)$$
(19.10*)

Комбінуючи (19.10) з (19.10*) за умов, що $J_B = J_C$, а $L_A = K\hbar$, отримаємо

$$E_{j,K} = \frac{\hbar^2 K^2}{2} \left(\frac{1}{J_A} - \frac{1}{J_B} \right) + \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2J_B}$$
(19.11)

Існує три різновиди дзиг: витягнута, сферична й сплющена.

Для *витягнутої дзиги* (рис.19.5), наприклад, молекули метилфториду CH_3F , у якої $J_B > J_A$, маємо таке співвідношення

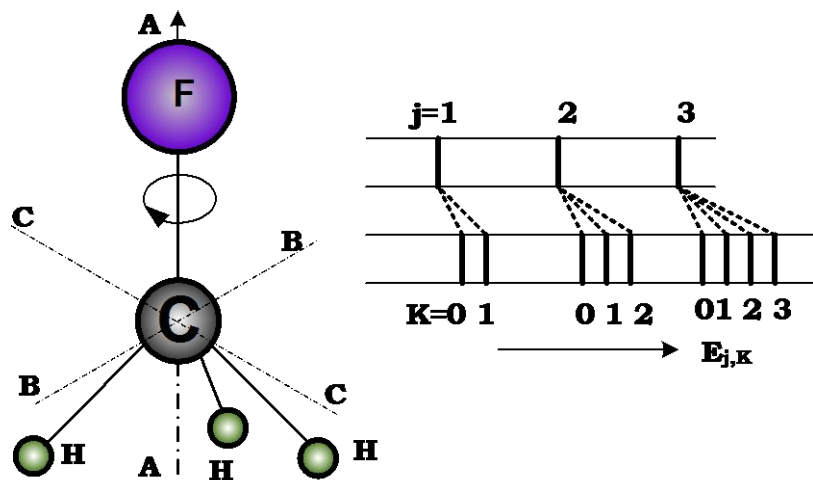


Рис.19.5. Витягнута дзига CH_3F ($J_B > J_A$) та ділянка обертального спектра.

$$E_{j,v} = \frac{\hbar^2 K^2}{2J_A} + \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2J_B}$$

Ця залежність наведена на рис.19.5.с

Прикладом сферичної дзиги є молекула метану CH_4 . Вона має структуру наведену на рис.19.6. Для цієї молекули $J_A = J_B$, тому енергія обертальних станів

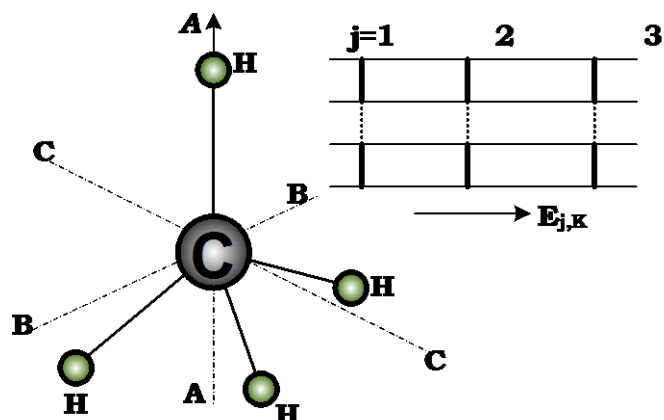
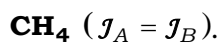


Рис.19.6. Приклад сферичної дзиги - молекула



визначається за формулою

$$E_{j,K} = \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2J_B}.$$

Видно, що енергії термів сферичної дзиги залежать лише від обертального квантового числа j , і не залежить від числа K . Система її обертальних термів має найбільш простий вигляд, як це видно на рис.19.6.

Для сплющеної дзиги, прикладом якої може бути молекула бор трифториду (BF_3), у якої $J_A > J_B$. Енергія її обертальних термів визначатись за формулою,

$$E_{j,K} = -\frac{\hbar^2 K^2}{2J_B} + \frac{\hbar^2 j(j+1)}{2J_B}.$$

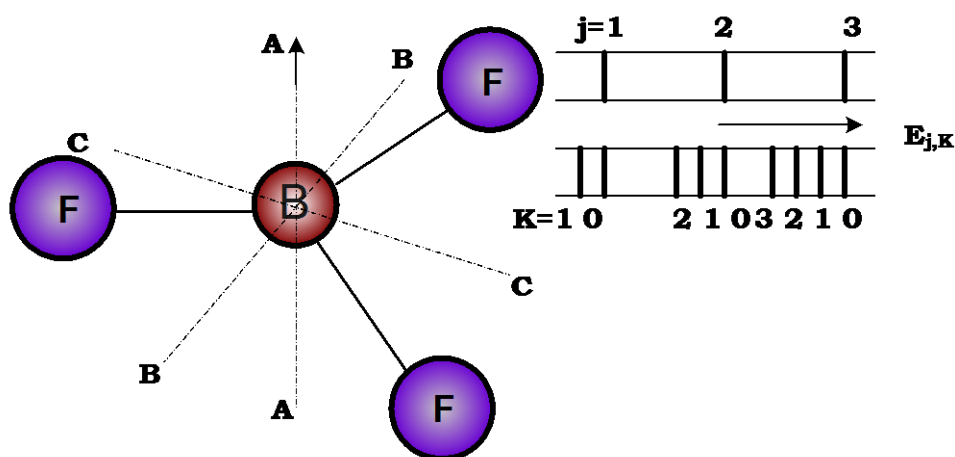


Рис.19.7. Сплющена дзига BF_3 $J_A > J_B$ та ділянка обертального спектру.

Будова молекули BF_3 та система її обертальних термів наведені на рис.19.7.

Таким чином, ці приклади показали, що обертальні спектри молекул виявляються чутливими до розподілу мас у молекулі, що дозволяє, порівнюючи розрахунки з виглядом спектрів, вивчати будову молекул.

Густина станів у валентній зоні та зоні провідності напівпровідників

У залежності від заповнення валентної зони тверді тіла мають

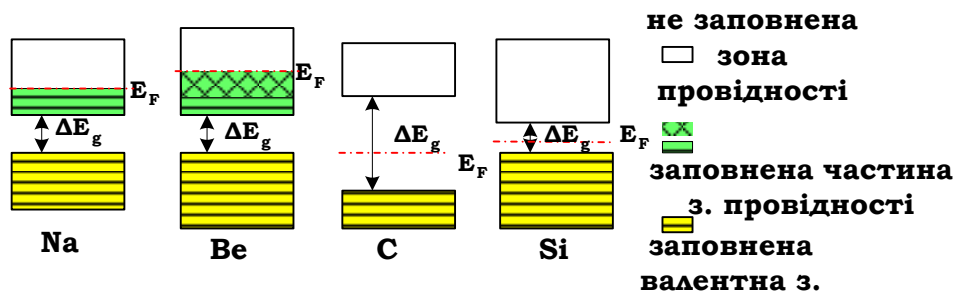
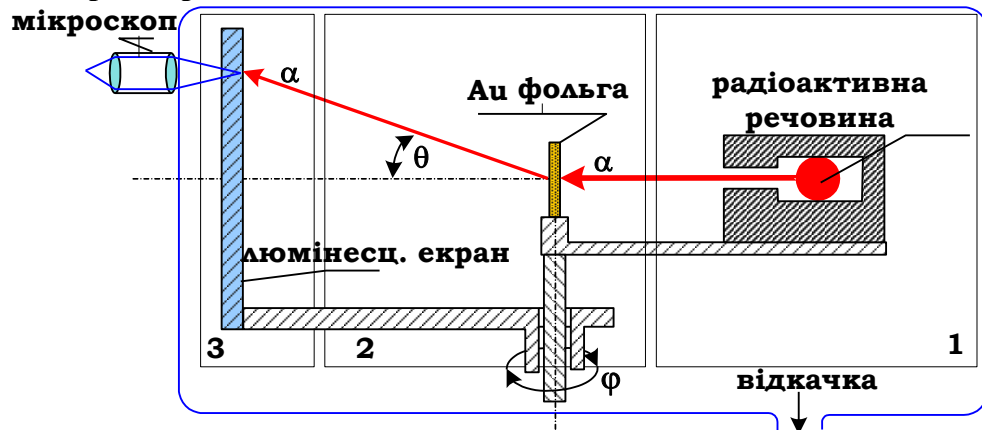


Рис. 20.9. Заповнення зон металів (Na і Be), діелектриків (C -алмаз) і напівпровідників (Si). ΔE_g – заборонена зона, E_F – рівень Фермі.

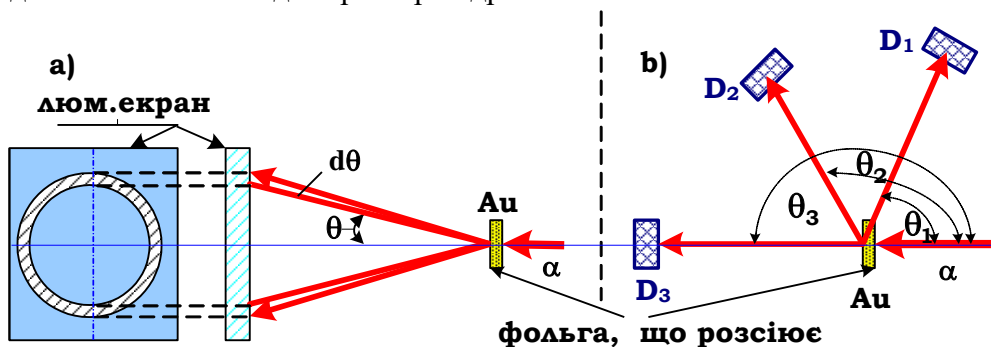
різні електричні властивості. Тверді тіла поділяються на дві великих групи: металів і діелектриків. У металах валентна зона не повністю заповнена електронами або вона перекривається з іншою не заповненою зоною (рис.20.7, 20.8 і 20.9). Її заповнення електронами має місце при нульовій температурі ($T = 0 \text{ K}$) до енергії, котра називається енергією або енергетичним рівнем Фермі (E_F). У діелектриках між повністю заповненою валентною зоною й не заповненою зоною знаходиться заборонена зона (E_g). Найближча до валентної зони не заповнена зона називається зоною провідності. Метали проводять електричний струм, а діелектрики не проводять. Між цими двома групами речовин виділяють широкий клас речовин із менш широкою забороненою зоною, які називаються напівпровідниками. При низьких температурах вони схожі на діелектрики, а при підвищених температурах частина електронів із валентної зони збуджуються в зону провідності, внаслідок чого вони проводять струм. Стає зрозуміло, що поділ речовин на діелектрики й напівпровідники досить умовний.

Білет 35

- 1) Яку модель розсіювання використовував Резерфорд для визначення розміру атомного ядра в досліді про розсіювання α -частинок? Як саме визначити заряд ядра?



малі енергії електронів $E < 500 \text{ кеВ}$, що використовувались у досліді з їх розсіювання атомами, не дали змогу в цих дослідіх позбавитись впливу електронів атома, які досить інтенсивно розсіюють електрони малих енергій, що використовуються в цих дослідіх. Тому розміри атомного ядра не були точно визначені. Зараз за допомогою електронів з енергіями $E > 500 \text{ МеВ}$ досить точно знаходять розміри ядра



Резерфорд розглядав таку модель розсіяння:

- розсіювання на великі кути відбувається внаслідок однократних актів пружного розсіяння;
- α -частинка розглядається як класична корпускула;
- розсіюється лише α -частинка, а атомне ядро майже не змінює свого положення, яке збігається з центром мас, бо $M_\alpha < M_{\text{ядра}}$;
- α -частинка взаємодіє з атомним ядром за законом Кулона ($F = 2e^2Z / R^2$) як точковий заряд із точковим зарядом атомного ядра $+eZ$;
- розсіянням α -частинки атомними електронами в першому наближенні нехтуємо;
- обмежуємо розгляд нерелятивістським випадком, коли $v < c$. Згідно закону руху позитивно зарядженої α -частинки в полі центральних кулонівських сил, можна

визначити однозначний зв'язок між кутом однократного пружного розсіювання θ і прицільною відстанню b (або параметром удару)¹

$$\operatorname{ctg}(\theta / 2) = 2b / d_m, \quad (3.8)$$

де d_m - відстань найменшого наближення α -частинки до ядра при лобовому ударі, коли $\theta = \pi$. Величину d_m можна знайти із закону збереження енергії: кінетична енергія α -частинки витрачається на потенціальну енергію взаємодії α -частинки і ядра.

$$E_\alpha = - \int_{-\infty}^{d_m} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} dr = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d_m}, \quad (3.9)$$

$$d_m = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E_\alpha} = \frac{2Z_2 e^2}{E_\alpha}.$$

формулою Резерфорда. Підставимо в (3.15) значення для d_m з (3.10), тоді

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4 Z^2}{4E_\alpha^2} \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (3.16)$$

Формула Резерфорда досить точно описує експериментальний розподіл пружно розсіяних α -частинок залежно від зміни Z , E_α і θ . Тому вважається, що модель, котра була використана при її доведенні, адекватно відображає властивості пружного розсіювання.

Таким чином, з дослідів Резерфорда можна зробити такі висновки :

- По-перше, закон Кулона справедливий на відстанях $d \geq d_m = 10^{-12}$ см. На менших відстанях починають грати роль ядерні сили.
- По-друге, обробка експериментальних даних дозволяє визначити величину мінімального наближення α -частинки до ядра. Воно виявилось таким, що дорівнює $d_m < 10^{-12}$ см. Це дає право стверджувати, що позитивний заряд атома зосереджений у кульці розміром меншим, ніж 10^{-13} см, тобто це дає можливість оцінити розмір атомного ядра.

Наступні досліді з пружного розсіювання швидких електронів з енергіями 500 MeV показали, що ці оцінки розміру атомних ядер були вірогідними. Електрони великих енергій мають такі особливості: 1) - вони значно ближче доходять до атомного

¹ В полі центральних сил виконуються закони збереження енергії і моменту імпульсу: $\frac{M_\alpha}{2}(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} = E = \text{Const}; M_\alpha r^2 \dot{\varphi} = L = \text{Const}$. Введенням нової змінної $\rho = r^{-1}$,

отримаємо $\frac{d^2 \rho}{dt^2} + \rho = C = -\frac{Z_1 Z_2 e^2 M_\alpha}{L^2}$. Розв'язок цього рівняння має вигляд $\rho = C + A \cos \varphi + B \sin \varphi$, де A і B довільні сталі, котрі знаходяться із умов при $r \rightarrow \infty$ $r \sin \varphi = b$ і $\varphi \rightarrow \pi$, тому $A = C$ і $B = 1/b$. $\frac{1}{r \sin \varphi} = C \cdot \operatorname{ctg}\left(\frac{\varphi}{2}\right) + \frac{1}{b}$. При $r \rightarrow \infty$ $\varphi \rightarrow \theta$ і тому $\operatorname{ctg}(\theta / 2) = 2b / d_{\min}$.

ядра, ніж α -частинки; 2) – їх великі швидкості збільшують масу електронів, яка для $E = 500 \text{ MeV}$ становить $10^3 m_0$

$$\left(m = \frac{E}{c^2} \cong \frac{500 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{9 \cdot 10^{16}} \approx 10^{-27} \cong 10^3 m_0 \right), m_0$$

нерелятивістська маса електрона) внаслідок чого зменшується ймовірність розсіяння та час взаємодії з електронами атомної оболонки, тому розсіянням на атомних електронах можна знехтувати, 3) - довжина хвилі де Бройля швидких електронів менша за розміри ядра, тому можна знехтувати їх хвильовими властивостями, 4) - вони значно слабше взаємодіють з нуклонами за допомогою ядерних сил, ніж за рахунок кулонівських сил і тому *дуже швидкі електрони дають можливість досить точно визначати розміри атомного ядра і розподіл електричного заряду в ядрі. З'ясувалось, що $r_{\text{ядра}} = (1,2 \div 1,3) \times 10^{-13} \times A^{1/3} \text{ см}$, де A - масове число, а густина заряду в центрі ядра стала і швидко зменшується до нуля на його периферії* (Хорштедт 1915 р).

По-третє, застосування формули Резерфорда для обробки експериментальних даних з пружного розсіяння α -частинок атомними ядрами дозволило визначити величину Z .

Виявилось, що Z збігається з атомним номером елемента в періодичній таблиці елементів Д.І. Менделєєва.

Що таке віртуальний перехід? Чим він відрізняється від реального переходу? Де використовуються віртуальні переходи?

Віртуальні переходи в квантовій теорії, переходи фізичної мікросистеми з одного стану в інше, пов'язані з народженням або знищенням віртуальних часток, тобто часток, що існують лише в проміжних, таких, що мають малий час життя, станах (віртуальних станах). Віртуальний (лат. virtualis) - можливий, такий що може або повинен проявитися. Віртуальними станами в квантовій теорії називають проміжні стани мікросистеми з коротким часом життя, в яких порушується звичайний зв'язок між енергією, імпульсом і масою системи. Вони здебільшого виникають при взаємодії мікрочастинок. Віртуальними частинками називають кванти релятивістських полів, котрі беруть участь у вакуумних флуктуаціях. Віртуальні частинки можна розглядати як частинки, котрі виникають у проміжних станах процесів переходу і взаємодії частинок. Віртуальні частинки мають такі самі квантові числа, як і звичайні реальні частинки і формально відрізняються від них тим, що для них не виконується співвідношення $E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4$. Віртуальні частинки є носіями взаємодії. Наприклад, розсіяння частинок і навіть електростатична взаємодія зарядів є результатом обміну частинок

Згідно співвідношення невизначеності $\Delta E \Delta t > \hbar$ енергія частинки вимірюється з невизначеністю ΔE , яка залежить від часу між двома послідовними вимірами, тобто часу перебування системи в збудженому стані. Тому, крім дійсних частинок, для яких має місце закон збереження енергії $E^2 = c^2 p^2 + m_0^2 c^4$, існують *віртуальні частинки*,²

²

які за час Δt , що проходить від їх виникнення до загибелі, можуть мати енергію, яка не визначається законом збереження енергії, бо невизначеність енергії ΔE може бути сумірною й навіть більшою за енергію E при $\Delta t \rightarrow 0$

$$E \sim h\nu = \Delta E \sim h / \Delta t.$$

Віртуальні частинки існують дуже короткий час. Але це не перешкоджає експериментальному визначенню наслідків їх взаємодії з реальними частинками. Для характеристики цієї взаємодії виникло поняття *фізичного вакууму*, якому не надається ніяких механічних властивостей. Фізичний вакуум це не „пустота”. Він заповнений віртуальними фотонами та іншими віртуальними частинками. Згідно квантової теорії поля *фізичним вакуумом називається основний стан квантових полів, який має енергію, мінімальний імпульс, кутовий момент, електричний заряд та інші квантові числа [7]. Він є суперпозицією нульових коливань квантового поля. Вакуум – це своєрідний „резервуар”, із якого беруться різні частинки при їх народженні, й куди вони „переходять” при їх анігіляції.*

Розрізняють декілька фізичних вакуумів: електромагнітний (або фотонний), електронно-позитронний, π -мезонний, тощо. Кожна дійсна частинка у фізичному вакуумі оточена віртуальними частинками – „привидами”. Між дійсними та віртуальними частинками існує взаємодія, наслідки якої виявляються спеціальними експериментами. Для пояснення лембівського зсуву достатньо обмежитися розглядом електромагнітного (фотонного) вакууму. Електромагнітне поле віддає свою енергію квантами $h\nu$ до тих пір, поки їх кількість не стає нульовою, але енергія поля в цьому стані не дорівнює нулю, а дорівнює $\hbar\omega_0 / 2$. Цей стан називається електромагнітним (або фотонним) вакуумом. Кожний електрон у ньому оточений хмарою віртуальних фотонів, які він випромінює та вбирає. Обмін віртуальними фотонами відповідає за появу дальнодіючих кулонівських сил. Поля у вакуумі зсувають дійсні та віртуальні частинки, що призводять до поляризації вакууму.

2) Яке фізичне явище використовується для сучасних вимірювань атомних магнітних моментів?

Сучасні методи вимірювання атомних магнітних моментів засновані або на резонансній взаємодії зі змінним магнітним полем, або на використанні спектрів поглинання електромагнітних хвиль у речовині, що знаходиться в магнітних полях. Енергія резонансно поглинутого кванта витрачається для переходу електрона з одного розщепленого в магнітному полі енергетичного

рівня на інший енергетичний рівень. Вона рівна $\hbar\omega = g_J \Delta m_J \frac{e\mathcal{B}}{2m_0c} = g_J \Delta m_J \omega_L$,

де ω_L - частота прецесії Лармора ($\omega_L = e\mathcal{B}/2m_0c$). В випадку магнітних резонансів магнітне квантове число згідно правил відбору квантових чисел змінюється на плюс мінус одиницю ($\Delta m_J = \pm 1$).

Магнітні моменти атомів, що визначають їхній парамагнетизм, утворюються електронними і ядерними магнітними моментами атомів. Їх дослідження здійснюється такими різновидами методів: 1 - електронного парамагнітного резонансу (ЕПР), 2 -

надтонкої структури ЕПР, 3 - резонансного методу дослідження магнітних моментів атомних ядер Ісидора Айзека Рабі і 4 - методу ядерного магнітного резонансу (ЯМР). Явище ЕПР (ЕСР) це вибіркове (резонансне) поглинання електромагнітних хвиль радіодіапазону (10^9 - 10^{10} Гц) парамагнетиками, обумовлене електронами.

Резонансний метод Рабі дослідження магнітних моментів атомних ядер

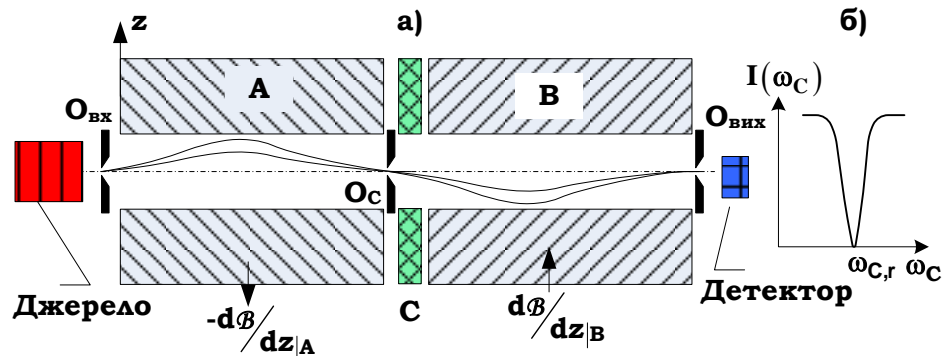


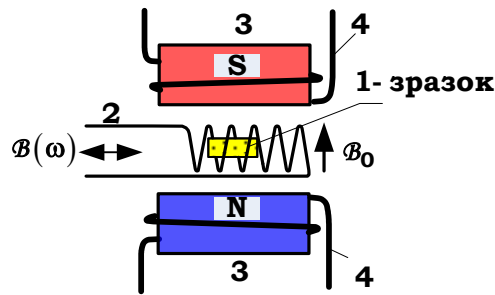
Рис.16.11. Схема приладу для резонансного вимірювання магнітних моментів (а) і сигнал детектора (б).

Камера взаємодії складається із двох областей А і В, у яких створюється стале магнітне поле з великим градієнтом різних знаків ($dB/dz_A < 0$ і $dB/dz_B > 0$), але $(|dB/dz|_A = |dB/dz|_B)$. В ній створюється вакуум, щоб виключити розсіювання атомів (молекул), що досліджуються. Між областями А і В знаходиться область С, де створено однорідне магнітне поле такогож напрямку що і в А або В. Це поле не змінює траєкторію атомного пучка. В цій області за допомогою контура зі струмом можна створювати значно менше змінне магнітне поле $B(\omega, t) \ll B_{A,B}$ направлене перпендикулярно до сталого поля B . Атоми (молекули), що рухаються в області А, відхиляються під дією сили ($F_A = \mu_z dB/dz_A$), яка створюється магнітним полем, як показано на рис.16.11.

Деякі з них проходять крізь проміжну щілину O_C й надходять в область В, де вони відхиляються в протилежний бік силою ($F_B = -\mu_z dB/dz_B$). Можна підібрати такі умови, що деякі атоми (молекули) зможуть пройти крізь вихідну щілину й надійти до детектора. При проходженні магнітного поля в області А магнітні моменти атомів (молекул) здійснюють прецесію із круговою частотою $\omega = g\omega_L = g(eB_A/2mc)$. Коли ω_C - частота слабого змінного магнітного поля B_C стає рівною частоті прецесії ω , тобто при умові, коли $\omega_{C,r} = \omega = g\omega_L = g(eB_A/2mc)$ настає резонансна взаємодія, внаслідок якої змінюється енергія атомів (молекул). У цьому разі їх відхилення в області А не буде компенсуватись відхиленням в області В, і вони не зможуть пройти крізь вихідну щілину і дійти до детектора. Вихідний сигнал детектора в залежності від частоти ω_C наведений на рис.16.11.б. Визначивши $\omega_C = \omega = g\omega_L = g(eB_A/2mc)$ - резонансну частоту і знаючи величину B_A , можна досить точно знайти гіромагнітний фактор $g_P = \omega_{C,r}/\omega_L$.

Резонансне поглинання електромагнітної енергії, обумовлене ядерним парамагнетизмом, називається *ядерним магнітним резонансом* або скорочено (*ЯМР*). Здебільшого ЯМР застосовується для вимірювань:

- гіромагнітного фактора ядра;
- магнітних моментів ядер;
- кількості ядер, що поглинають електромагнітні хвилі, за площею резонансного контуру поглинання;
- напівширину резонансної кривої поглинання, котра дозволяє оцінити величину локального поля, час релаксації, середній час перебування в збудженому стані.



- **Рис.16.14. Принципова схема приладу для дослідження ЯМР: 1- зразок, 2 – контур, що приєднується до генератора і створює $B(\omega)$, 3 – полюси електромагніту, що створює статичне поле B_0 , 4 – котушка для модуляції поля.**

$$\hbar\omega_{\text{ЯМР}} = E(m_I = -1/2) - E(m_I = 1/2) = g_P \mu_P B.$$

4) Чому інтенсивність ліній К-серії рентгенівських характеристичних спектрів здебільшого більша ніж L- та М серій?

1. *характеристичний спектр складається з окремих спектральних ліній, які можна розбити на серії, що отримали назви К -, L -, М - серій відповідно. Лінії К- і L-серій мають найкоротші довжини хвиль. У елементів з $Z < 10$ з'являються лінії тільки К-серії й лише при $Z > 10$ спостерігаються лінії М-серії з більшими довжинами хвиль. Кількість ліній значно менша ніж в оптичному діапазоні.*
2. *інтенсивність ліній характеристичного спектра зростає зі збільшенням напружки прискорення V за степеневим законом $I_n = C(V - V_{\text{кр}})^n$, де C – розмірний коефіцієнт, а $1 < n < 2$;*

У лінійному наближенні зменшення інтенсивності рентгенівських променів описується експоненціальним законом

$$3. \quad I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (15.3)$$

де μ - лінійний коефіцієнт ослаблення рентгенівських променів

$$4. \quad \mu = \sigma + \tau, \quad (15.4)$$

де σ та τ - лінійні коефіцієнти ослаблення рентгенівських променів за рахунок розсіювання (σ) та поглинання (τ) відповідно. Крім лінійних σ та τ

використовуються ще й масові $\sigma_m = \frac{\sigma}{\rho}$ та $\tau_m = \frac{\tau}{\rho}$, а також атомні σ_a та τ_a

$$\begin{aligned}\mu_a &= \mu_m \frac{A}{N_A} = \frac{\mu A}{\rho N_A} \left[\text{см}^2 \right] \\ \sigma_a &= \sigma_m \frac{A}{N_A} = \frac{\sigma A}{\rho N_A} \left[\text{см}^2 \right],\end{aligned}\quad (15.5)$$

де A - атомна вага, N_A - число Авагадро, ρ - густина речовини.

Атомні σ_a та μ_a зручно використовувати для визначення μ_a складних речовин. Наприклад, для сполуки $B_n C_m$

$$\mu_{B_n C_m} = \frac{\mu_B A_\Sigma}{\rho n N_A} + \frac{\mu_C A_\Sigma}{\rho m N_A}, \quad (15.6)$$

де A_Σ - атомна вага сполуки $A_\Sigma = mA_m + nA_n$, а A_m і A_n - атомні ваги окремих компонент сполуки відповідно. Рентгенівські промені поглинаються атомами речовини незалежно один від одного. Ослаблення рентгенівських променів після їх проходження крізь шар речовини товщиною L , що складається з молекул $B_n C_m$, визначається добутком ослаблень від взаємодії з атомами типу B і C

$$I = I_0 \exp\{-\mu_B A_\Sigma L / \rho N_A n\} \exp\{-\mu_C A_\Sigma L / \rho N_A m\} = I_0 \exp\{-\mu_{B_n C_m} L\}.$$

Коефіцієнти σ_a й τ_a по-різному залежать від довжини хвилі рентгенівських променів, а саме:

$$\begin{aligned}\sigma_a &\neq f(\lambda) \\ \tau_a &= KZ^4 \lambda^3,\end{aligned}\quad (15.7)$$

де K - стала, а Z - атомний номер. Ця залежність чітко виповнюється далеко від країв смуги поглинання. Смугою поглинання називається ділянка довжин хвиль, у якій має місце кубічний закон зміни коефіцієнта поглинання (15.7). На краях смуги поглинання τ_a стрибкоподібно змінюється, як це показано на рис.15.6.

використати 1 та 15,7 – висновок чому

характеристичний спектр рентгенівських променів виникає при збудженні електронів глибоких оболонок атома, будова яких однакова в атомах із різними атомними номерами Z і не змінюється при хімічних реакціях і утворенні сплавів. Збудження рентгенівських променів можна розбити на дві стадії.

На **першій** стадії збудження рентгенівських променів електрони або інші елементарні частинки передають свою енергію електронам, що знаходяться на K -, L -, M -, атомних шарах, внаслідок чого на них утворюються вакансії (дірки) (рис.15.3). Це означає, що чим складніший атом (чим більше його Z , тим більше в ньому заповнених електронами шарів, і тим більше він має критичних потенціалів V_K, V_L, V_M, \dots – потенціалів збудження вакансій.

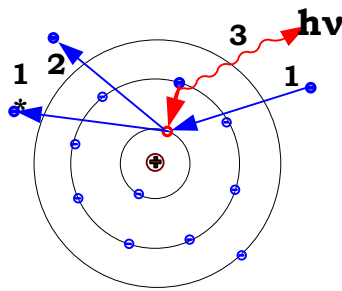


Рис. 15.3. Схема збудження $K\alpha$ лінії: 1 – електрон збуджує вакансію, 2-вилітає електрон, 3- вакансія в К-шарі заповнюється електроном із L-шару з емісією кванта $h\nu$.

*Другою стадією утворення характеристичних спектрів рентгенівських променів є перехід електронів атома з периферичних електронних оболонок на вакансію глибинної електронної оболонки К-, L-, М-....атомних шарів (рис.15.3) із випромінюванням квантів електромагнітних хвиль, що формують відповідні спектральні лінії К-, L-, М-серій характеристичного рентгенівського спектра. При цьому електрон, що переходить із периферичної оболонки на вакансію глибинного шару, рухається в кулонівському полі екранованого ядра з $Z_{ef.} = Z - a$. Згідно закону Пуассона, електричне поле в даній точці створюють лише ті заряди, які знаходяться у внутрішній частині об'єму, на поверхні якого розташована ця точка. Тому на електрон, що переходить із периферичної оболонки на глибинну з вакансією (діркою), діє електричне поле заряду, локалізованого між ядром та електронною оболонкою, на яку переходить електрон. Наприклад, якщо розглядати вакансію на К-шарі, то ефективний заряд ядра буде визначатись $+e(Z - 1)$, бо на К-шарі є ще один електрон, що екранує ядро. Тому в полі цього екранованого ядра з $Z_{ef.} = Z - 1$ буде спостерігатись **одноелектронний перехід***

На відміну від оптичної системи термів, у рентгенівському діапазоні прийнято будувати **обернену систему термів**, тобто **терм К-шару має найбільшу енергію** (рис.15.5). Причина цього лежить в різниці механізму виникнення оптичних і рентгенівських спектрів. Оптичні спектри виникають при збудженні валентного електрона зі стану з найбільшою енергією зв'язку та найменшим головним квантовим числом до стану з меншим значенням енергії зв'язку і більшим квантовим числом. Тому на енергетичній діаграмі для оптичних спектрів терми вказуються знизу вгору зі збільшенням головного квантового числа, враховуючи, що енергія зв'язку має від'ємне значення. У випадку рентгенівських спектрів збудження атома виникає внаслідок звільнення електрона з того чи іншого шару. Перехід електрона, наприклад, з L-шару до К-шару супроводжується випромінюванням фотона – кванта рентгенівських променів, енергія якого дорівнює різниці енергії зв'язку на К- і L-шарі. Оскільки енергія зв'язку електрона в К-шарі більше чим на L-шарі, тому терм К-шару малюється вище ніж терм L-шару.

На рис.15.5 наведена схема рентгенівських термів і переходи між ними. Розглянемо, як будується схема рентгенівських термів.. Мультиплетність

рентгенівських термів впливає на відповідну мультиплетність *критичних потенціалів*, які також матимуть “тонку структуру”, а також на мультиплетність спектральних ліній.

Для того, щоб отримати рентгенівські спектральні серії, необхідно використати правила відбору при дипольних переходах

$$\Delta L = \pm 1. \quad \Delta J = 0; \pm 1. \quad (15.2)$$

Ми бачимо, що, хоча через *спін-орбітальну та електростатичну взаємодії* мультиплетність рентгенівських термів подібна до мультиплетності квазіодноелектронного атома, але спектральні рентгенівські лінії внаслідок правил відбору мають більш складну структуру: К-серії дублетні, L-серія складається з 7 компонент і розбивається на окремі підсерії. L_I і L_{II} - підсерії дублетні, а лінії L_{III} - підсерії триплетні.

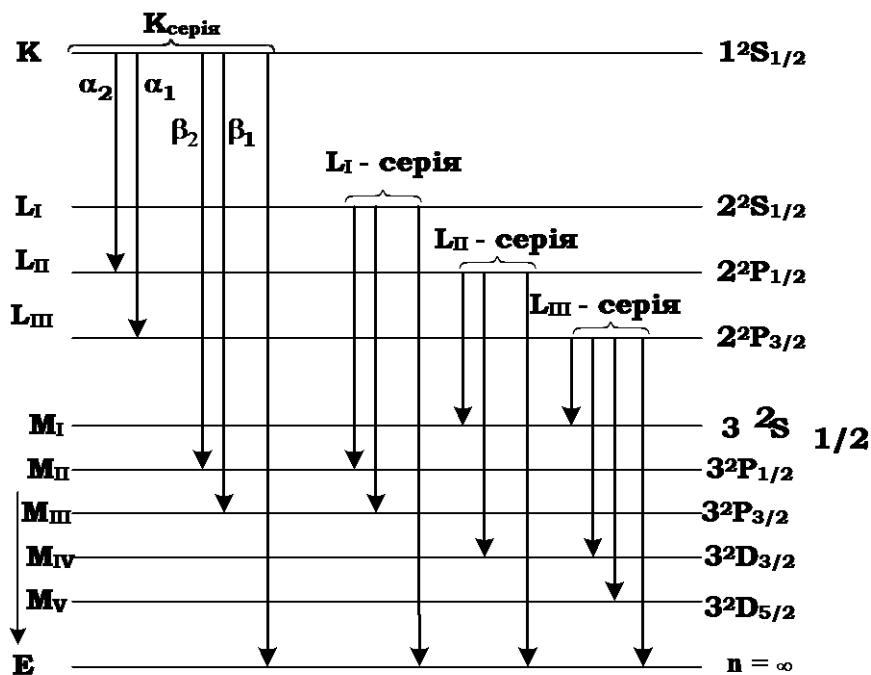


Рис. 15.5. Схема рентгенівських термів і переходів між ними

5) Оцініть за порядком величини ширину забороненої зони в напівпровіднику, у якого червона границя фотоефекту становить =0,6нм.

Ширина заборонної зони напівпровідника визначається за формулою:

$$\Delta E = hc/\lambda = 33.13 \cdot 10^{-17} = 0.82 \text{ keV}$$

№ 6.5

Внаслідок взаємодії N атомів кожний їхній енергетичний рівень розщеплюється на N близьких підрівнів. На кожному із підрівнів, згідно принципу Паулі, може знаходитись не більше двох електронів з протилежними спінами.

Таким чином, кожний енергетичний рівень ізольованого атома перетворюється на зону енергетичних рівнів кристала. Відстані між енергетичними рівнями в межах однієї зони значно менші від відстаней між енергетичними рівнями різних зон, хоча іноді різні зони перекриваються.

На кожному енергетичному рівні атома може знаходитись лише скінченна кількість електронів, яка визначається його квантовими числами. Наприклад, на s - рівні може знаходитись 2 електрона, на p - рівні 6 електронів, на d - рівні - 10 електронів і т. д. Тому в зонах, що походять від різних атомних рівнів, може знаходитись лише скінченна кількість електронів: $2N$ в s - зоні, $6N$ в p - зоні тощо. Окремі атомні рівні не завжди повністю заповнені, що створює умови для появи не повністю заповнених зон у кристалах.

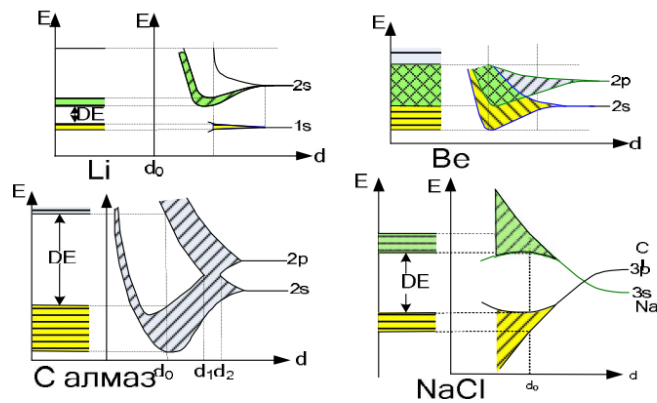


Рис. 20.8. Утворення енергетичних зон при стисненні атомів $\text{Li } 1s^2 2s^1$, $\text{Be } 1s^2 2s^2$, $\text{C } 1s^2 2s^2 2p^2$ (алмаз) і NaCl ($\text{Na } 1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ і $\text{Cl } 1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5$). У Li один валентний електрон $2s^1$ утворює напівзаповнену зону, у Be заповнена зона від $2s^2$ електронів перекривається з не заповненою зоною від $2p$ електронів, тому Li і Be – метали. У C між зонами від $2s$ і $2p$ електронів утворюється широка заборонена зона, у NaCl $3s$ електрон Na переходить у $3p$ зону Cl , і між зонами виникає широка заборонена зона, тому C і NaCl – діелектрики.

Тому в кристалах можуть утворюватись заповнені, частково заповнені й не заповнені зони. Зона, що утворюється в результаті розщеплення енергетичних рівнів, на яких знаходяться валентні електрони, називається валентною зоною.

Якщо б електрони не підлягали принципу Паулі, то не виникало б різниці між металами й діелектриками. Принцип Паулі обмежує заповнення енергетичних рівнів і зон електронами, і тим самим створює різницю в заповненні енергетичних зон металів і діелектриків: метали мають напівзаповнені зони, а діелектрики - заповнені та не заповнені зони, розділені енергетичним інтервалом (E_g), який називається забороненою зоною. У заборонену зону не потрапляє жодна з гілок енергетичного спектра квазічастинок $E(k)$.

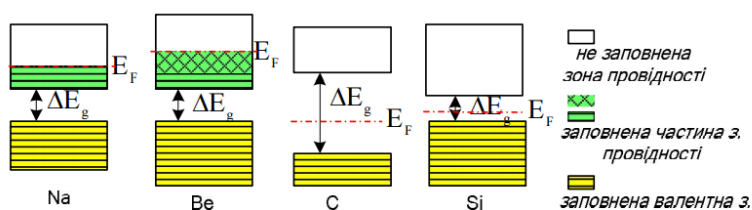


Рис. 20.9. Заповнення зон металів (Na і Be), діелектриків (C -алмаз) і напівпровідників (Si). ΔE_g – заборонена зона, E_F – рівень Фермі.

У залежності від заповнення валентної зони тверді тіла мають різні електричні властивості. Тверді тіла поділяються на дві великих групи: металів і діелектриків. У металах валентна зона не повністю заповнена електронами або вона перекривається з іншою не заповненою зоною. Її заповнення електронами має місце при нульовій температурі ($T = 0 \text{ K}$) до енергії, котра називається енергією або енергетичним рівнем Фермі (EF). У діелектриках між повністю заповненою валентною зоною й не заповненою зоною знаходиться заборонена зона (E_g). Найближча до валентної зони не заповнена зона називається зоною провідності. Метали проводять електричний струм, а діелектрики не проводять. Між цими двома групами речовин виділяють широкий клас речовин із менш широкою забороненою зоною, які називаються напівпровідниками. При низьких температурах вони схожі на діелектрики, а при підвищених температурах частина електронів із валентної зони збуджуються в зону провідності, внаслідок чого вони проводять струм. Стає зрозуміло, що поділ речовин на діелектрики й напівпровідники досить умовний.

№ 7.2

Оператор – це сукупність математичних правил, дій, процедур, операцій, за допомогою яких одній функції (ψ) ставиться у відповідність інша (φ). Таким чином, рівність $\hat{A}\psi(q) = \varphi(q)$ є означенням змісту конкретного оператора \hat{A} . Важливою є та обставина, що кожній фізичній величині можна поставити у відповідність єдиний оператор, отже явний вид цього оператора може бути визначений у простій фізичній системі, а далі використаний без обмежень.

Оператор є лінійним, якщо виконується умова

$$\hat{A} \sum_n c_n \psi_n(q) = \sum_n c_n \hat{A} \psi_n(q).$$

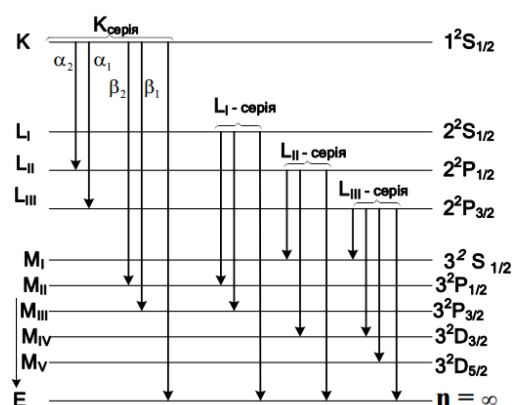
Лінійність операторів фізичних величин забезпечує виконання принципу суперпозиції. Наприклад, оператор $\hat{A} = \sqrt{\quad}$ не є лінійним і немає такої фізичної величини, якій можна поставити його у відповідність.

Існують певні правила алгебри операторів. Оператори можна додавати, віднімати і множити. Сума двох або більшої кількості операторів визначається з умови однакової суми операторів і сумарного оператора \hat{A} на одну й ту ж саму функцію $\hat{A}\psi(q) = \sum_k \hat{A}_k \psi(q)$.

Множення операторів визначається як процедура послідовної дії операторів $\hat{A}_1, \hat{A}_2, \dots, \hat{A}_k$, починаючи з того оператора \hat{A}_k , який розташований безпосередньо перед функцією і діє на неї. Результат дії будь-якої пари операторів може залежати від порядку їх дії на функцію, тобто від порядку їх розташування при множенні операторів. Для того, щоб врахувати цю обставину, використовується різниця дії двох операторів \hat{A} і \hat{C} , розташованих у різному порядку $(\hat{A}\hat{C} - \hat{C}\hat{A})\psi(q)$. Така комбінація операторів і позначається виразом $[\hat{A}\hat{C}] = (\hat{A}\hat{C} - \hat{C}\hat{A})$.

Оператори називаються комутуючими, якщо результат їх дії на довільну хвильову функцію дорівнює нулю $[\hat{A}\hat{C}]\psi(q) = 0$, а некомутуючими, якщо $[\hat{A}\hat{C}]\psi(q) \neq 0$.

№ 7.4



На рис. наведена схема рентгенівських термів і переходи між ними. Розглянемо, як будується схема рентгенівських термів. Якщо після збудження К-шару і утворення вакансії на ньому залишається один електрон, то цей стан атома має електронну конфігурацію $1s^1 2s^2 2p^6 \dots$. Цей стан відповідає терму $1^2S_{1/2}$. При іонізації L-шару і утворенні на ньому вакансії можливі такі електронні конфігурації: $1s^2 2s^1 2p^6 \dots$; $1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 \dots$. Згідно векторної моделі атома таким електронним конфігураціям відповідають наступні терми: $2^2S_{1/2}$; $2^2P_{1/2}$; $2^2P_{3/2}$. При іонізації M-шару і утворенні на ньому вакансії можливі такі електронні конфігурації: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1 3p^6 \dots$; $1s^2 2s^2 2p^6 3p^5 3d^{10} \dots$; $1s^2 2s^2 2p^6 3p^5 3d^9 \dots$. Згідно векторної моделі атома цим електронним конфігураціям відповідають наступні терми: $3^2S_{1/2}$; $3^2P_{1/2}$; $3^2P_{3/2}$; $3^2D_{3/2}$; $3^2D_{5/2}$. Як видно з рис., К-терм синглетний, L-терм потрійний (L_I, L_{II}, L_{III}), M-терм складається їх 5 термів (M_I, M_{II}, M_{III}, M_{IV}, M_V), N-терм із 7 термів. Мультиплетність рентгенівських термів впливає на відповідну мультиплетність критичних потенціалів, які також матимуть “тонку структуру”, а також на мультиплетність спектральних ліній. Для того, щоб отримати рентгенівські спектральні серії, необхідно використати правила відбору при дипольних переходах

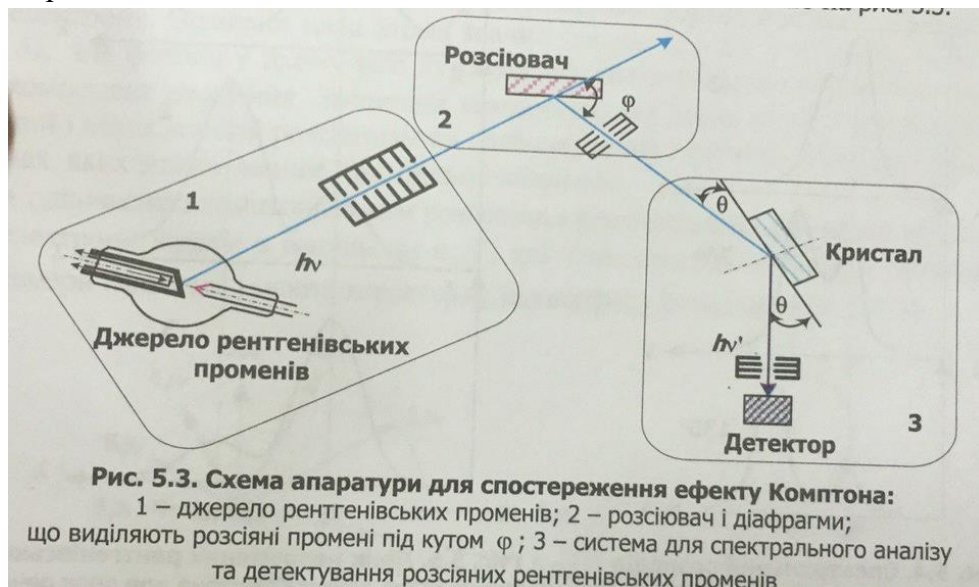
$$\Delta L = \pm 1.$$

$$\Delta J = 0; \pm 1.$$

Ми бачимо, що, хоча через спин-орбітальну та електростатичну взаємодії мультиплетність рентгенівських термів подібна до мультиплетності квазіодноелектронного атома, але спектральні рентгенівські лінії внаслідок правил відбору мають більш складну мультиплетність: К-серії дублетні, L-серія складається з 7 компонент і розбивається на окремі підсерії. L_I і L_{II} - підсерії дублетні, а лінії L_{III} - підсерії триплетні.

1. Коли спостерігається когерентне розсіювання рентгенівських променів? (п.5.1.4 + п.5.1.5)
2. У чому причина спин-орбітальної взаємодії? Приклад її впливу.
3. Чи залежить діаманітна сприйнятливості сукупності атомів від температури й атомного номера?(п. 17.6.2)
4. Яка причина появи ковалентного зв'язку? (п.18.3)
5. Як зв'язані концентрація й рівень Фермі в металах? (п. 20.6, 20.9)

1) У дослідах Комптона вивчалось розсіювання жорстких (з великими енергіями квантів) рентгенівських променів тілами, що складались з атомів легких елементів графіт, парафін тощо. Прилад для досліджень традиційно, як і в інших дослідах із розсіювання частинок, складався із трьох частин: джерела рентгенівських променів, що розсіюються, камери розсіювання та системи для збору, аналізу й детектування розсіяних променів.



Розсіювання рентгенівських променів на атомах, що входять до складу кристалічних ґраток, когерентне й тому при розсіянні на кристалах ми спостерігаємо дифракцію й інтерференцію, а при $\psi \ll \lambda$ розсіянні на вільних електронах, які рухаються незалежно один від одного розсіювання буде некогерентним.

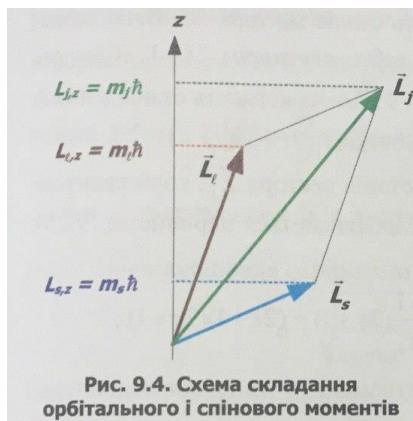
Когерентне розсіювання рентгенівських хвиль спостерігається, коли вторинні хвилі, що генеруються коливаючимися електронами речовини, яка розсіює, будуть когерентними, тобто мають ту ж частоту й не дуже широкий розкид фаз. Це має місце при розсіюванні рентгенівських променів зв'язаними електронами, коли первинна рентгенівська хвиля збуджує узгоджені коливання зв'язаних електронів. Вторинні рентгенівські хвилі, які випромінюються електронами, збудженими первинною хвилею, інтерферують із падаючою рентгенівською хвилею й між собою. У наслідок інтерференції відбувається просторовий перерозподіл інтенсивності хвиль у вигляді лауеграм або дебаєграм. Дійсно, при розсіянні рентгенівських хвиль кристалами

спостерігаються дифракційні картини, що свідчить про когерентний характер їх розсіювання.

2) Дослідним шляхом було встановлено, що спектральні лінії атомних спектрів лужних металів мають складну тонку структуру. Кожна лінія головної і різкої серій – дублети, бо складається із двох близьких ліній, а лінії дифузної й фундаментальної серій – триплети. Наявність тонкої структури свідчить, що енергія електронів залежить не тільки від квантових чисел n і l . Для пояснення тонкої структури спектральних ліній (їх мультиплетності) існуюча модель атома була доповнена гіпотезою про спин електрона – власний момент кількості руху, для якого: $(1) L_{ss} S = +\hbar$, де $s = 1/2$; $L_{sz} = \hbar m_s$, де $m_s = \pm 1/2$ і $\mu = \frac{e\hbar}{2mc}$ (2.0), де $g_s = 2$.

Коли атом має орбітальний момент \vec{L}_ℓ і спин \vec{L}_s , то вони векторно складаються і утворюють сумарний момент кількості руху (сумарний кутовий момент) (рис. 9.4):

$$\vec{L}_j = \vec{L}_\ell + \vec{L}_s. \quad (9.19)$$



Кожний із векторів суми (9.19) квантований, тобто має визначатись за абсолютною величиною квантовими числами ℓ, s, j :

$$L_\ell = \hbar \sqrt{\ell(\ell+1)}, \quad (9.20)$$

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad (9.21)$$

$$L_j = \hbar \sqrt{j(j+1)}, \quad (9.22)$$

де введено нове квантове число j , яке визначає сумарний момент кількості руху за абсолютною величиною.

Проекції моментів кількості руху, як і раніше, визначаються магнітними квантовими числами m_ℓ, m_s, m_j за формулами:

$$\left. \begin{aligned} L_{\ell z} &= m_\ell \hbar, & m_\ell &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell \\ L_{sz} &= m_s \hbar, & m_s &= \pm \frac{1}{2} \\ L_{jz} &= m_j \hbar, & m_j &= j, j-1, j-2, \dots, (j-1), \dots, -j \end{aligned} \right\} \quad (9.23)$$

Число j називається внутрішнім квантовим числом. Кожний із векторів \vec{L}_ℓ , \vec{L}_s , \vec{L}_j здійснює прецесію¹ навколо осі z , тому визначеними будуть лише їх абсолютні величини та проекції на вісь z .

Внаслідок спин-орбітальної взаємодії, залежної від орієнтації спіну, енергія стаціонарного стану збільшується або зменшується на $\Delta E(n, \ell, j, Z)$. Терм розщеплюється підтерми.

Величина розщеплення визначається квадратом сталої тонкої структури (α^2) , де $\alpha = e^2/\hbar c \cong 1/137$.

3) Діамагнітні властивості атомів спостерігаються, коли $J=0$, тобто коли $\mu_J=0$. Для пояснення діамагнетизму атомів скористаємось теоремою Лармора. Згідно теореми Лармора електрон у зовнішньому магнітному полі здійснює прецесію навколо напрямку вектора напруженості магнітного

поля $B \neq 0$ з частотою прецесії Лармора $\omega_L = \frac{eB}{2m_0c}$. Прецесія Z електронів атома еквівалентна

густині електричного струму j : $j = -eZ \frac{1}{\tau} = -eZ \frac{\omega_L}{2\pi} = -\frac{e^2 Z B}{4\pi m_0 c}$. Цей струм наводить магнітний

момент: $\mu_n = j \frac{\pi \langle r^2 \rangle}{c} = -\frac{e^2 Z B \pi \langle r^2 \rangle}{4\pi m_0 c^2} = -\frac{e^2 Z \langle r^2 \rangle}{4m_0 c^2} B$, де $\langle r^2 \rangle$ - середній квадрат радіуса контуру

зі струмом. Середня відстань найбільшої ймовірності знайти електрон в атомі $\langle \rho^2 \rangle$ дорівнює

$\langle \rho^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle = 3 \langle x^2 \rangle$ і $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle = 2 \langle x^2 \rangle$, тоді $\langle r^2 \rangle = 2/3 \langle x^2 \rangle$.

Підставивши $\langle r^2 \rangle$ в формулу, отримаємо $\chi = \frac{\mu_n N}{B} = -\frac{e^2 Z \langle \rho^2 \rangle N}{6m_0 c^2}$. Вираз дає значення χ , яке НЕ

ЗАЛЕЖИТЬ від температури, але ЗАЛЕЖИТЬ від атомного номера.

Діамагнетизм притаманний усім атомам, проте його чітко вдається спостерігати лише тоді, коли можна знехтувати парамагнетизмом цих атомів.

4) Ковалентний зв'язок не має класичного аналога. Це квантове явище, якщо відстань між частинками стає сумірною з довжиною хвилі де Бройля, тобто якщо перекриваються їх хвильові функції. Ковалентний зв'язок виникає внаслідок обмінної взаємодії. Вона є проявом специфіки квантових законів руху систем однакових частинок і виникає внаслідок кулонівської взаємодії між електронами і ядрами. Вона зв'язана з кореляцією руху електронів, що виникає через симетризацію хвильових функцій відповідно до принципу Паулі. Ковалентний зв'язок з'являється, тому що стани двох тотожних частинок описуються не хвильовими функціями окремих частинок, а їхніми симетричними й антисиметричними комбінаціями. Обмінна енергія має такі властивості: 1 - збільшується при збільшенні перекриття хвильових функцій взаємодіючих частинок, 2 - позитивна для симетричних спінових функцій і негативна для антисиметричних, 3 - насичується, бо існує граничне число попарних електронних зв'язків при утворенні молекул з атомів, 4 - виявляє направленість. Отже, обмінна енергія і є причиною ковалентних зв'язків.

5) Рівень (енергія) Фермі — це значення енергії найвищого заповненого рівня електронів твердотільної системи в основному стані. При нульовій температурі положення рівня Фермі збігається із значенням хімічного потенціалу системи електронів у твердому тілі. При відмінній від нуля температурі значення хімічного

потенціалу відмінне від положення рівня Фермі.

Для майже вільних станів квазічастинок – електронів справедливий квадратичний закон дисперсії $E(p) = p^2/2m$, для якого $|\nabla_p E(p)| = p/m$, а dS у сферичній системі координат дорівнює $dS = p^2 \sin\theta d\theta d\varphi$. Після інтегрування за $d\varphi$ від 0 до 2π і за $d\theta$ від 0 до π остаточно отримаємо таку формулу для густини станів:

$$g(E) = \frac{(2s+1)4\pi m}{h^3} p = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E}. \quad (20.27)$$

Для металів густина станів у наближенні квазівільних електронів залежить від їхньої енергії за формулою (20.27). Ці стани заповнюються електронами за $T = 0$ К до енергії Фермі, як це показано на рис. 20.10. Інтеграл густини станів за всіма енергіями від 0 до енергії Фермі дає N – повну кількість електронів у металі, що дозволяє пов'язати N з енергією Фермі E_F :

$$N = \int_0^{E_F} g(E) dE = \frac{8\pi(2m)^{3/2} V}{3h^3} E_F^{3/2}. \quad (20.28)$$

№ 38.4 (перекривається з 7.4)

Розглянемо, як будується схема рентгенівських термів. Якщо після збудження К-шару і утворення вакансії на ньому залишається один електрон, то цей стан атома має електронну конфігурацію $1s1\ 2s2\ 2p6\ \dots$. Цей стан відповідає терму $1S1/2$. При іонізації L-шару і утворенні на ньому вакансії можливі такі електронні конфігурації: $1s2\ 2s1\ 2p6\ \dots$; $1s2\ 2s2\ 2p5\ 3s2\ \dots$. Згідно векторної моделі атома таким електронним конфігураціям відповідають наступні терми: $2S1/2$; $2P1/2$; $2P3/2$. При іонізації М-шару і утворенні на ньому вакансії можливі такі електронні конфігурації: $1s2\ 2s2\ 2p6\ 3s1\ 3p6\ \dots$; $1s2\ 2s2\ 2p6\ 3p5\ 3d10\ \dots$; $1s2\ 2s2\ 2p6\ 3p5\ 3d9\ \dots$. Згідно векторної моделі атома цим електронним конфігураціям відповідають наступні терми: $3S1/2$; $3P1/2$; $3P3/2$; $3D3/2$; $3D5/2$. Як видно з рис., К-терм синглетний, L-терм потрійний (LI, LII, LIII), М-терм складається їх 5 термів (MI, MII, MIII, MIV, MV), N-терм із 7 термів.

Мультиплетність рентгенівських термів впливає на відповідну мультиплетність критичних потенціалів, які також матимуть “тонку структуру”, а також на мультиплетність спектральних ліній. Для того, щоб отримати рентгенівські спектральні серії, необхідно використати правила відбору при дипольних переходах $\Delta L = \pm 1$.

$\Delta J = 0; \pm 1$.

Ми бачимо, що, хоча через спин-орбітальну та електростатичну взаємодії мультиплетність рентгенівських термів подібна до мультиплетності квазіодноелектронного атома, але спектральні рентгенівські лінії внаслідок правил відбору мають більш складну мультиплетність: К-серії дублетні, L-серія складається з 7 компонент і розбивається на окремі підсерії. LI і LII – підсерії дублетні, а лінії LIII – підсерії триплетні.

№ 38.5

Атоми, у яких $J \neq 0$, мають не нульовий магнітний момент $|\mu| \neq 0$. Вони називаються парамагнітними. Їх магнітний момент рівний:

$$g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)},$$

де $\mu_B = e\hbar/2m_0c$ - магнетон Бора.

Сукупність парамагнітних атомів орієнтується у магнітному полі $B \neq 0$. При цьому має місце вираз в енергії

$$\Delta E = -(\vec{\mu}_\Sigma \vec{B}),$$

де μ_Σ - магнітний момент одиниці об'єму речовини. В речовині внаслідок наявності $\mu_\Sigma \neq 0$ виникає внутрішнє магнітне поле $\vec{B}_i \neq 0$. Повне поле буде сумою поля, що створюється струмами (поле у вакуумі), та внутрішнього поля:

$$B = B_0 + B_i = \mu^* B_0,$$

Тут μ^* - магнітна проникність сукупності атомів:

$$\mu^* = 1 + \frac{B_i}{B_0} = 1 + 4\pi \frac{\mu_\Sigma}{B_0},$$

де χ - магнітна сприйнятливості сукупності атомів

$$\chi = \frac{1}{4\pi} \frac{B_i}{B_0} = \frac{\mu_\Sigma}{B_0}.$$

Розглянемо сукупність атомів (у газовій фазі) з концентрацією N , кожний з яких має магнітний момент $\mu_J \neq 0$. У зовнішньому магнітному полі $B \neq 0$ μ_{Jz} має $2J + 1$ значень, відповідно до різних значень магнітного квантового числа m_J , бо

$$\mu_{Jz} = g_J m_J \mu_B.$$

Зовнішнє магнітне поле орієнтує, а тепловий рух дезорієнтує атомні магнітні моменти. Внаслідок боротьби цих двох тенденцій встановлюється рівноважний середній магнітний момент одиниці об'єму де $\langle \mu_{Jz} \rangle$ - середнє значення проекцій сукупності атомів у магнітному полі

$\mu_\Sigma = N \cdot \langle \mu_{Jz} \rangle$, де $\langle \mu_{Jz} \rangle$ - середнє значення проекцій сукупності атомів у магнітному полі

$$\langle \mu_{Jz} \rangle = \frac{\sum_{m_J=-J}^{m_J=J} (g_J m_J \mu_0) \exp \left\{ \frac{g_J m_J \mu_B B}{k_B T} \right\}}{\sum_{m_J=-J}^{m_J=J} \exp \left\{ \frac{g_J m_J \mu_B B}{k_B T} \right\}}$$

або $\langle \mu_{Jz} \rangle = g_J \mu_0 B(a_1)$

Білет 36

1. Яке значення для атомної фізики мають результати дослідів Франка й Герца?
2. Чому у дослідах Лемба і Різерфорда використовувались вимушені переходи?
3. Яка причина появи надтонкої структури електронного спінового резонансу?
4. Чим визначається тонка структура спектрів убирання рентгенівських променів?
5. Як потрібно обробити власний напівпровідник щоб він мав діркову провідність?

1. Яке значення для атомної фізики мають результати дослідів Франка й Герца?

Дослід Франка-Герца показав, що спектр енергії атомів не є неперервним, а є набір дискретних енергетичних рівнів. Це був важливий результат, бо:

Дослідження випромінювання абсолютно чорного тіла та збуджених атомів показало, що вони випромінюють світло окремими квантами. Вивчення законів фотоелефекту показало, що світло поглинається окремими квантами. Виникало питання, чи завжди атоми поглинають окремі кванти енергії, тобто чи існують у ньому дискретні рівні енергії, чи в атомі переважають неперервні рівні енергії. Саме дослід Ф-Г дав відповідь на нього.

Досліди Франка і Герца дозволили дійти таких висновків:

- 1) спектри енергетичних втрат електронів дискретні, тобто в ізольованих атомах електронні стани атомів мають певний, притаманний цьому типу атому, дискретний набір рівнів енергії, котрий характеризується відповідною послідовністю дискретних потенціалів збудження $V_{a1}, V_{a2}, V_{a3}, \dots$;
- 2) збуджені атоми випромінюють кванти $h\nu = eV_a$;
- 3) характерний набір потенціалів збудження для кожного типу атома дає можливість розрізняти атоми і є базою для практичного застосування в електронній спектроскопії характеристичних втрат енергії електронів.

2. Чому у дослідах Лемба і Різерфорда використовувались вимушені переходи?

Метою цих дослідів була перевірка виродженості термів $2^2S_{1/2}$ та $2^2P_{1/2}$. На початку

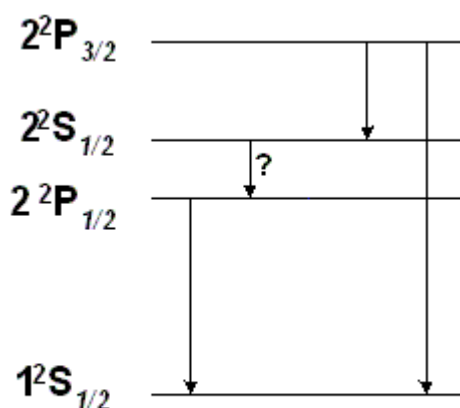


Схема енергетичних рівнів атома водню

допустимо, що ці енергетичні рівні не співпадають один з одним, як це зображено на рис.

Енергетичний рівень $2^2S_{1/2}$ є метастабільним рівнем, тому що перехід на більш глибокий енергетичний рівень $1^2S_{1/2}$ заборонений правилами відбору. Отже збуджений на цей рівень $2^2S_{1/2}$ електрон зможе знаходитись на ньому досить довгий час, бо $(\tau(2^2S_{1/2}, 2^2S_{1/2}) > \tau(\text{спонтанного переходу}))$. Перехід із рівня $2^2S_{1/2}$ на рівень $2^2P_{1/2}$

дозволений правилами відбору $\Delta\ell = 1$. Проте він мало ймовірним, тому що ймовірність переходу обернено пропорційна енергії кванта $h\nu$, що випромінюється при цьому переході, а енергія цього кванта мала. Таким чином збуджений в стан $2^2S_{1/2}$ електрон має великий час життя ($\tau \sim$ декілька років). Водночас відомо, що ймовірності вимушених переходів значно більші від ймовірностей спонтанних переходів. Тому при опромінюванні атомів водню електромагнітними хвилями з квантами $h\nu = E(2^2S_{1/2}) - E(2^2P_{1/2})$ суттєво зростає ймовірність вимушених переходів між цими енергетичними рівнями, що в свою чергу викликає спонтанний перехід на рівень $1^2S_{1/2}$ і утворюється незбуджений атом водню. Таким чином, в дослідах Лемба і Різерфорда вивчається можливість виникнення вимушених переходів $2^2S_{1/2} \rightarrow 2^2P_{1/2}$.

3. Яка причина появи надтонкої структури електронного спінового резонансу?

Атомні ядра також мають магнітні моменти, які взаємодіють з орбітальним моментом і зовнішнім магнітним полем. Зовнішнє магнітне поле B взаємодіє як з електронним, так і ядерним магнітними моментами, що повинно призводити до відповідного розщеплення термів. Енергія взаємодії полів $B \geq 10^3$ Е, які використовуються у дослідженнях ЕПР, з магнітними моментами електрона і ядра більші за енергію їх взаємної взаємодії. Внаслідок цього слід розглядати зєсманівське розщеплення термів, на яке додатково буде накладатись енергія взаємодії магнітного моменту ядра μ_j з полем $B (\Delta E_j = -(\vec{\mu}_j \vec{B}))$, тобто якщо наприклад терм $^2S_{1/2}$ атому водню, внаслідок зєсманівського розщеплення буде 2 рівні, кожен з яких розщепиться ще на 2 внаслідок взаємодії ядерного магн моменту(спіну протона) з маг. полем – разом 4 рівні.

4. Чим визначається тонка структура спектрів убирання рентгенівських променів

В рентгенівському діапазоні на відміну від оптичної системи термів прийнято будувати обернену систему термів, тобто терм К-шару має найбільшу енергію і так далі. Наприклад, К-терм синглетний, L-терм триплетний (LI, LII, LIII), M-терм складається із 5 термів (MI, MII, MIII, MIV, MV), N-терм із 7 термів. Це свідчить про тонку структуру, котра визначається мультиплетністю термів і виникає за рахунок спин-орбітальної взаємодії.

5. Як потрібно обробити власний напівпровідник щоб він мав діркову провідність?

Акцепторні домішки створюють акцепторні локальні центри у нижній половині забороненої зони, що знаходиться ближче до стелі валентної зони.. На відміну від донорних домішок вони здатні приспівувати до себе від'ємно заряджені електрони із валентної зони, утворюючи від'ємно заряджені іони й дірки у валентній зоні. Напівпровідник, легований акцепторними домішками, називають напівпровідником **p**-типу. Для нього характерна діркова провідність. Різниця між енергією акцепторних

рівнів і енергією верхньої межі валентної зони становить енергією активації акцепторів. Прикладом акцепторних домішок у кристалі Si є домішки атомів бору, який заміщує атоми кристалу Si.

Білет 37

1. Для чого в сучасному різновиді постановки дослідів Франка і Герца використовується спектральні прилади сфокусовані за напрямками.

В сучасному різновиді постановки дослідів Франка і Герца спектрометр – це циліндричний конденсатор, який пропускає електрони з певною енергією E у залежності від напруги V_k на його обкладинках. Кожному значенню V_k буде відповідати певна енергія електронів E , що пройшли крізь конденсатор. Зауважимо, що в циліндричному конденсаторі має місце фокусування за напрямками. Воно полягає в тому, що електрони, котрі влітають у циліндричний конденсатор під кутами α до оптичної осі, при куті розкриву конденсатора $\theta = \pi/\sqrt{2} = 127^\circ 17'$ знову збираються в точку.

Фокусування за напрямками використовується для збільшення струму на детекторі електронів при прикладенні потенціалів іонізації на обкладинках конденсатора, тобто для легшого та точнішого виявлення цих потенціалів.

14.1 Як експериментально показати, що h/e не залежить від швидкості електрона?

5.1.3. Короткохвильова границя неперервного спектра рентгенівських променів

Було також встановлено, що рентгенівські промені - це електромагнітні хвилі з малою довжиною хвилі λ , а їхній неперервний спектр, має короткохвильову границю λ_{\min} (граничну частоту $\nu_{\max} = c/\lambda_{\min}$). На рис.5.1 схематично зображено загальний вигляд неперервного спектра рентгенівських променів при трьох напругах на антиматоді.

При потенціалах більших за критичні потенціали на тлі неперервного спектра рентгенівських променів з'являються лінії характеристичного спектра (лінії K_α і K_β на рис.5.1), природа яких буде розглядатися у 15-й главі.

Короткохвильова границя неперервного спектра (λ_{\min}) не залежить від матеріалу антикатоду й лінійно залежить від напруги V , що прискорює електрони.

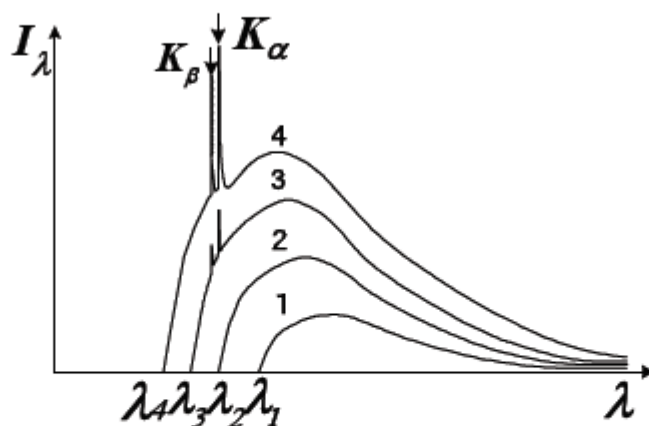


Рис.5.1. Суцільний спектр рентгенівських променів $I_\lambda(\lambda)$ при різних напругах а антикатоді : $V_1 < V_2 < V_3 < V_4$.

Приклад такої залежності $\nu_{\max} = c/\lambda_{\min} = f(eV)$ у широкому інтервалі значень напруги, що прискорює електрони, наведений на рис.5.2. Прискорені електрони, що гальмуються на антикатоді, випромінюють електромагнітні хвилі з неперервним спектром.

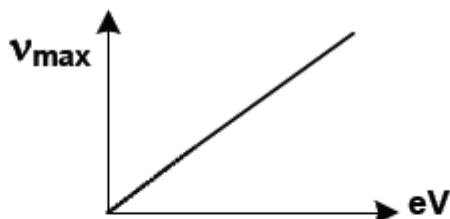


Рис.5.2. Залежність граничної частоти суцільного спектра рентгенівських променів від енергії електронів eV .

Максимальна енергія квантів рентгенівських променів не може бути більшою за кінетичну енергію електронів eV , які їх генерують при гальмуванні,

$$h\nu_{\max} = hc/\lambda_{\min} = eV. \quad (5.2)$$

Співвідношення (5.2) - це окремий випадок закону збереження енергії. З (5.2) легко отримати довжину хвилі короткохвильової границі неперервного рентгенівського спектра:

$$\lambda_{gp} = \lambda_{min} = \frac{h\nu_{max}}{eV} = \frac{1,2345 [нм \times кев]}{V} \quad (5.3)$$

Лінійна залежність граничної частоти суцільного спектра рентгенівських променів від напруги V , що прискорює електрони, підтверджує квантовий характер випромінювання $h\nu$. Вона також використовується для **експериментального визначення сталої Планка h** . Сталий нахил цієї експериментальної кривої свідчить про не залежність e/h від V , тобто від швидкості електронів.

$$h = 2\pi\hbar = 6,62618 \times 10^{-34} \text{ Дж} \times \text{с} = 6,62618 \times 10^{-27} \text{ ерг} \times \text{с} .$$

14.2 Який фізичний зміст хвильової функції? Якщо ми маємо хвильову функцію електрона $\psi(\mathbf{r})$, як можна знайти фізичні величини, що характеризують електрон?

Хвильові функції стаціонарного стану можуть залежати від часу t , тому що вони фізично не спостерігаємі величини. **Фізичний зміст має лише квадрат модуля хвильової функції**, тому вона має бути комплексною:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \psi(\mathbf{r}) \exp\{-i\omega t\} = \psi(\mathbf{r}) \exp\{-iEt/\hbar\} \quad (7.5)$$

Тоді густина ймовірності визначається лише тією частиною хвильової функції, яка залежить від координат і не залежить від часу

$$|\psi(\mathbf{r}, t)^* \psi(\mathbf{r}, t)| = |\psi(\mathbf{r})^* \psi(\mathbf{r})| \quad (7.6)$$

Підстановкою виразу (7.5) у рівняння Шредінгера (7.4) знайдемо

$$i\hbar \left(-\frac{iE}{\hbar} \right) \psi(\mathbf{r}) \exp\left\{ -\frac{iEt}{\hbar} \right\} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta \psi(\mathbf{r}) + U(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}) \right] \exp\left\{ -i \frac{Et}{\hbar} \right\}$$

або

$$\Delta \psi(\mathbf{r}) + \frac{2m_0}{\hbar^2} [E - U(\mathbf{r})] \psi(\mathbf{r}) = 0 \quad (7.7)$$

Рівняння (7.7) - це не релятивістське хвильове рівняння Шредінгера для стаціонарних станів. Окремі випадки визначаються виглядом функції $U(\mathbf{r})$.

7.5. Оператори

«В математиці немає символів
для неясних думок».

Анрі Пуанкаре

Повернемося тепер до розгляду рівняння Шредінгера (7.7) для стаціонарних станів

$$\Delta \psi(r) + \frac{2m_0}{\hbar^2} [E - U(r)] \psi(r) = 0$$

або в операторному вигляді

$$\hat{H}\psi = E\psi; \quad (7.44)$$

де

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + U \quad (7.44^*)$$

Вираз $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta + U$ - називається **гамільтоніаном**. Він є опе-

ратором, який включає диференціальний оператор Лапласа Δ і функцію координат $U(r)$.⁵ Цей оператор, як і будь-який інший оператор \hat{f} , діючи на довільну функцію φ , переводить її в іншу функцію g . Специфіка рівняння Шредінгера полягає в тому, що гамільтоніан \hat{H} , діючи на хвильову функцію ψ відтворює її з точністю до числового множника рівного E .

Аналізуючи плоску хвилю де Бройля, ми отримали такі вирази для імпульсу й енергії:

$$-i\hbar \nabla \psi = p\psi$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = E\psi \quad (7.45)$$

⁵ $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

тому можна вважати, що операторами імпульсу й енергії у квантовій механіці будуть мати такий вигляд:

$$\hat{p} = -i\hbar\nabla \quad (7.45)$$

$$\hat{E} = i\hbar\frac{\partial}{\partial t} \quad (7.46)$$

Оператором будь-якої функції, яка залежить лише від координат у квантовій фізиці буде сама функція. Наприклад, оператором потенціальної енергії $U(r)$ буде сама функція $U(r)$. Знаючи оператори координат, імпульсів і енергій, можна знайти оператори інших фізичних величин, наприклад, моменту імпульсу і його проекцій

$$\begin{aligned} \hat{L} &= [\hat{r} \cdot \hat{p}]; \\ \hat{L}_{\theta,\varphi}^2 &= -\hbar^2 \Delta_{\theta,\varphi} \\ \hat{L}_z &= -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi} \end{aligned} \quad (7.47)$$

Операторні рівняння (7.44÷7.47) указують, що середні значення фізичних величин у квантовій механіці визначатимуться за формулою

$$\langle f \rangle = \int \psi^* \hat{f} \psi d^3r \quad (7.48)$$

Формула (7.480) безпосередньо зв'язана з основним співвідношенням квантової механіки для власних значень фізичних величин

$$\hat{f}\psi = f\psi \quad (7.49)$$

Ця формула вже використовувалась у §6.3 для знаходження середнього значення імпульсу.

Оператори фізичних величин повинні задовольняти двом умовам:

по-перше, лінійності, бо їх власні функції задовольняють принципу суперпозиції;

по-друге, само спряженості $\left(\int \psi^* \hat{f} \psi dv = \int (\psi \hat{f})^* \psi dv \right)$, бо їх середні значення – це дійсні спостережувальні фізичні величини. Такі оператори називаються **ермітовими операторами**.

Таким чином, у **квантовій механіці зв'язок між числовими значеннями фізичних величин замінюється операторним**

зв'язком цих величин. При цьому визначаються власні значення й власні функції відповідних операторів. Рецепт побудови оператора фізичної величини $f(x, y, z, p_x, p_y, p_z, t)$ полягає в тому. Що для операторів координат вибирають координати, а для імпульсів згідно (7.45) $\hat{p} = -i\hbar \vec{\nabla}$. Наприклад, величина E це можливе значення енергії частинки в силовому полі $U(r)$, яке вимірюється з імовірністю, що визначатиметься квадратом модуля відповідної власної хвильової функції $|\psi^* \psi|$. Сукупність власних значень оператора дасть спектр допустимих значень фізичної величини цього оператора. Більш детально властивості операторів будуть вивчатись в курсі квантової механіки, але на закінчення цього розділу зауважимо, що коли оператори фізичних величин комутують, тобто виконується співвідношення

$$(\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A})\Psi = 0, \quad (7.50)$$

то можливе одночасне вимірювання фізичних величин цих операторів. Якщо ці оператори не комутують, тобто

$$(\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A})\psi \neq 0, \quad (7.51)$$

то не можливо одночасно вимірювати відповідні фізичні величини з довільним ступенем точності. Зокрема, оператори **імпульсу й координати не комутують, у чому просто впевнитись на прикладі плоскої хвилі де Бройля:**

$$\left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} x + x i\hbar \frac{\partial}{\partial x}\right)\psi = -i\hbar\psi - i\hbar x \frac{\partial}{\partial x}\psi + i\hbar x \frac{\partial}{\partial x}\psi = -i\hbar\psi$$

Не комутують і інші оператори, наприклад, оператори енергії й часу (t) тощо. Некомутативність операторів є проявом співвідношень невизначеності.

14.3 Знайдіть величину магнітного моменту атома в станах 1S та 1P та можливі його проекції на вісь z .

14.4 Чи можна з вигляду оберально-коливальних спектрів установити, що збудження молекул настільки мале, що ангармонізм можна знехтувати?

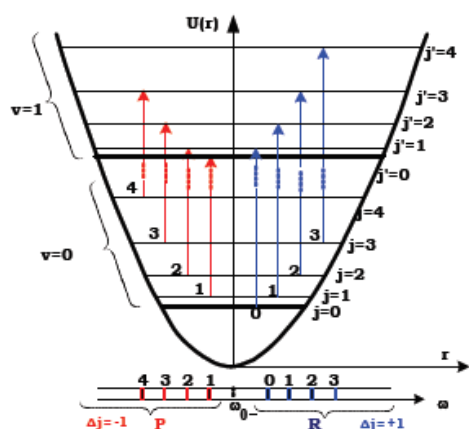
Тут все хорошо .. копирую как есть. Если кто хочет еще .. в новом находкине стр.445-449

в старом – стр.485-489

Можна. Енергія коливального руху молекул більша за енергію їхнього обертання, тому одночасно з коливанням можуть збуджуються й оберальні стани молекул. Переходи між цими станами призводять до появи *коливально-оберальних спектрів молекул*.

У випадку малих збуджень, нехтуємо ангармонізмом – коливання і обертання незалежні, енергія – адитивна сума колив і оберт енергій: $E_{v,j} = E_r + E_v = B j(j+1) + (v + \frac{1}{2}) \hbar \omega_v$, де $B = \frac{\hbar^2}{2I}$

Між цими термами можуть мати місце переходи дозволені такими *правилами відбору для вібронного й ротаційного квантових чисел* $\Delta v = \pm 1$ (наближення гармонічного осцилятора) та $\Delta j = \pm 1$. При кімнатній температурі лише незначна кількість молекул знаходиться в збудженому стані й тому найбільш інтенсивними, здебільшого, будуть лінії, що виникають при переходах між станами із квантовими числами $v=0$ і $v=1$. У спектрах поглинання спостерігаються дві гілки ліній: одна - при виконанні правила відбору $\Delta j = -1$, яка називається *P* - гілкою, і друга - при $\Delta j = +1$, яка називається *R* - гілкою.



P- і R- гілки коливально-оберального спектра двоатомної молекули.

На рис зображені терми двоатомної молекули з оберальними квантовими числами $j=0,1,2,3,4$ для двох коливальних станів нульового не збудженого з квантовим числом $v=0$ і $v=1$, а також спектральні лінії спектра поглинання для *P* – і *R* - гілок.

P утворюється, тому що частина енергії витрачається на збудження оберальних рухів молекули, і її частоти менші

частоти власних коливань молекули. R - гілка утворюється, тому що частина енергії обертальних рухів молекули передається її коливному рухові, і її частоти більші частоти власних коливань молекули.

При збільшенні рівня збудження спостерігаються відхилення від лінійних залежностей частот від квантових чисел для P - і R - гілок. Вони викликаються двома обставинами: відцентровою зміною моменту інерції молекул і ангармонізмом.

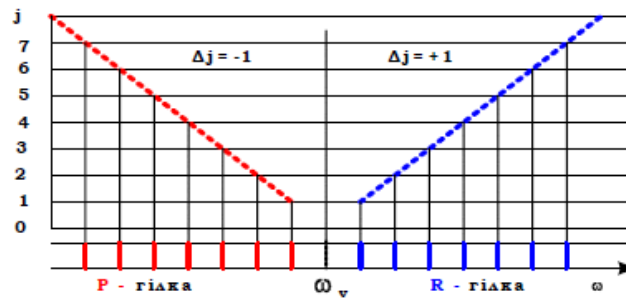


Рис.19.12. Схема утворення гілок обертально-коливальних спектрів, коли $\mathbf{B} = \mathbf{B}^*$.

14.5 Що таке дірка в кристалах? Де використовується це поняття? Чи має це поняття реальний фізичний зміст?

20.7. Динаміка електронів, ефективна маса, електрони та дірки

Динаміка вивчає рух частинок або квазічастинок з урахуванням дискретної структури кристалів. У відсутності зовнішнього поля електрони (квазічастинки) в ідеальному кристалі з будь-якими хвильовими векторами k (або квазіімпульсами $p = \hbar k$) знаходяться в стаціонарних станах. Зовнішнє електричне поле E змінює квазіімпульс електрона $\hbar k = p$, а це змінює його групову швидкість $v_{\text{гр}}$

$$\frac{dv_{\text{гр}}}{dt} = \frac{F}{m^*}, \quad (20.30)$$

де m^* - ефективна маса електрона, а $F = eE$ - сила, що діє на електрон. Групова швидкість залежить від закону дисперсії $E(k)$ ⁵.

$$v_{\text{гр}} = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{dE}{dk}. \quad (20.31)$$

Комбінуючи (20.23) і (20.24), отримаємо

$$\frac{F}{m^*} = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{dE}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar^2} \cdot \frac{d^2 E}{dk^2} \cdot \frac{d(\hbar k)}{dt}, \quad (20.32)$$

де $d(\hbar k)/dt = dp/dt = F$. Поділивши праву та ліву частини (20.32) на F , остаточно отримаємо:

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dk^2} \quad (20.33)$$

Отже, ми отримали, що електрон під дією зовнішньої сили рухається в періодичному полі кристала, як вільний електрон з *ефективною масою* m^* . **Ефективна маса** - це параметр, який враховує особливості руху квазічастинки - електрона в кристалі. Вона залежить від дисперсії $E(k)$ і може суттєво відрізнятися від маси вільного електрона. Вона навіть може змінювати свій знак і бути від'ємною. На границях зон похідна $dE/dk|_{\text{зп}} = 0$, і закон дисперсії $E(k)$ наближається до квадратичного закону $E = E_0 + A k^2 = E_0 + A(\hbar k)^2$, де E_0 - енергія квазічастинок на границі зони. Це означає, що на границях зон, де мають місце екстремуми дисперсійної залежності, дисперсійна залежність наближено може бути апроксимована квадратичним законом дисперсії, притаманним вільним квазічастинкам, але з ефективною масою m^* відмінною від ефективної маси вільної частинки. Знак ефективної маси визначається знаком множника A у виразі для наближеного квадратичного закону дисперсії. Ефективна маса в цьому випадку враховує особливості зонної будови твердого тіла.

Квазічастинка з від'ємною ефективною масою називається **діркою**. Вона розглядається, як квазічастинка з $m^* < 0$ і позитивним зарядом $q = +e = 4,8 \times 10^{-10}$ CGSE. Квазічастинка з позитивною ефективною масою $m^* > 0$ і негативним зарядом $q = -e = -4,8 \cdot 10^{-10}$ CGSE називається **електроном**.

Величина ефективної маси квазічастинок вимірюється за допомогою циклотронного резонансу (§16.7), бо його циклотронна частота залежить від ефективної маси m^* ($\omega_c = eB / cm^*$). Вона залежить ще й від напрямку в кристалі, бо m^* це тензор, тому що ізоенергетичні поверхні в тривимірному кристалі можуть мати складну форму.

Так же

Розгляд складної квантомеханічної багаточастинкової системи конденсованого стану речовини (зокрема, твердого тіла) можна спростити, якщо замість реальних частинок увести квазічастинки ("квазіелектрони", дірки, фонони, екситони, магнони, полярони, плазмони, тощо). квазічастинка це елементарне збудження - колективне утворення, довго живучий комплекс, який відображає колективний рух елементарних частинок твердого тіла, й на відміну від реальних частинок слабо взаємодіє зі своїм оточенням. Наприклад, електрон (або дірка) слабо взаємодіє зі своїм оточенням, яке описується самоузгодженим потенціалом. Поняття використовується при розгляді Оже-ефекту(вакантне місце), при розгляді циклотронного резонансу.

20.2 Які особливості має розв'язок рівняння Шредінгера для атома водню, які пов'язані із центральними кулонівськими силами?

8.2. Кутова частина рівняння Шредінгера

$$\Delta_{\theta,\varphi} Y(\theta, \varphi) + \lambda Y(\theta, \varphi) = 0. \quad (8.14^*)$$

Рівняння (8.14) не залежить від $U(r)$, тому воно **справедливе для будь-якого випадку кулонівського поля центральних сил**.

Його розв'язок є в довідниках і підручниках, тому обмежимося лише аналізом розв'язку. Насамперед методом розділення змінних знайдемо частину розв'язку, яка залежить лише від кута φ . Для цього підставимо в (8.14) функцію $Y(\theta, \varphi)$ у вигляді добутку двох функцій $\Theta(\theta)$ і $\Phi(\varphi)$

$$Y(\theta, \varphi) = \Theta(\theta)\Phi(\varphi) \quad (8.15^*)$$

і помножимо ліву та праву частини (8.14*) на $\sin^2\theta/\Phi Y$:

$$\frac{\sin^2\theta}{\Theta \sin\theta} \cdot \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial\Theta}{\partial\theta} \right) + \frac{\sin^2\theta}{\Phi \sin^2\theta} \cdot \frac{\partial^2\Phi}{\partial\varphi^2} + \lambda \cdot \sin^2\theta = 0. \quad (8.15)$$

Рівняння (8.15) можна розділити на два рівняння, кожне з яких буде залежати лише від однієї змінної: одне - від θ а друге - від φ

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial\Theta}{\partial\theta} \right) + \left(\lambda - \frac{m^2}{\sin^2\theta} \right) \Theta = 0 \quad (8.16)$$

$$\frac{1}{\Phi} \frac{\partial^2\Phi}{\partial\varphi^2} = -m^2, \quad (8.17)$$

де m^2 – стала розділення. Крім того у (8.16) і (8.17) частинні похідні можна замінити повними похідними, бо функції $\Theta(\theta)$ і $\Phi(\varphi)$ залежать лише від однієї змінної θ і φ відповідно, а величина m може пробігати як позитивні, так і негативні значення.

Окремий розв'язок (8.17) має вигляд

$$\Phi(\varphi) = C \exp\{im\varphi\}. \quad (8.18)$$

Хвильові функції повинні бути однозначними, неперервними та скінченними. За умови однозначності визначимо число m

$$\Phi(\varphi) = \Phi(\varphi + 2\pi) \quad (8.21)$$

або $\exp\{im\varphi\} = \exp\{im(\varphi + 2\pi)\} = \exp\{im\varphi\} \exp\{im2\pi\}$, звідки **число m може бути лише цілим числом:**

$$m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \pm 4; \dots \quad (8.22)$$

Тепер проаналізуємо рівняння (8.16). Воно має **скінченні, однозначні й неперервні розв'язки** лише за таких значень роздільного параметра λ , коли

$$\lambda = \ell(\ell + 1) \quad \text{при} \quad \ell = 0, 1, 2, 3, 4, \dots \quad (8.23)$$

Розв'язок рівняння (8.16) має вигляд поліномів Лежандра

$$\Theta^m(\theta) = C^m P^m(\cos \theta), \quad (8.24)^2$$

де C^m - нормуючі множники, що залежать, як і функціональні члени полінома Лежандра $P^m(\cos \theta)$, від квантових чисел m і ℓ , де

$$|m| \leq \ell. \quad (8.25)$$

Коли ℓ задано, число m набуває **$2\ell+1$ значень**: $m = \pm\ell; \pm(\ell-1); \pm(\ell-2); \pm(\ell-3); \dots 0$.

8.3. Кутовий розподіл густини ймовірності знайти електрон в атомі водню. Електронна хмара.

Кутова залежність хвильової функції має вигляд

$$Y_\ell^m(\theta, \varphi) = \Theta_\ell^m(\theta) \Phi_m(\varphi) = C_\ell^m \cdot P_\ell^m(\cos \theta) \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im\varphi}, \quad (8.15^{**})$$

де $\ell = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$, а $|m| \leq \ell; m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots; \pm \ell$.

Зизначимо кутову залежність густини ймовірності знайти електрон в інтервалі кутів від θ до $\theta + d\theta$ і від φ до $\varphi + d\varphi$

$$|Y_\ell^{m*} Y_\ell^m| = C_\ell^{m^2} (1/2\pi) |P_\ell^m(\cos \theta)|^2. \quad (8.27)$$

Вона разом з кутовими залежностями хвильової функції електрона в атомі водню наведена для s, p і d станів у таблиці 8.1.

Аналіз виразу (8.27) і таблиці 8.1 дозволяє дійти до **висновків**:

(1) густина ймовірності кутового розподілу електронів у полі

центральных сил $|Y_\ell^{m*} Y_\ell^m|$ не залежить від кута φ , тобто симетрична відносно осі z;

(2) густина ймовірності кутового розподілу електронів

$|Y_\ell^{m*} Y_\ell^m|$ залежить від кута θ . Існує скінченна ймовірність знайти електрон не тільки в площині $z=0$, але й при будь-яких кутах θ . Отже, розподіл електронів у атомі можна уявляти як електронну хмару з кутовим розподілом, що визначається через

$$|Y_\ell^{m*} Y_\ell^m|;$$

(3) збільшення ℓ і m наближає кутовий розподіл електронів до площини $Z = 0$.

8.7. Радіальна частина хвильової функції електрона атома водню

*«Не обізнаний з математикою
не входить у цей дім»*

Напис над воротами академії Платона

Рівняння радіальної частини хвильової функції електрона в атомі водню має вигляд:

$$\Delta_r R(r) + k^2(r)R(r) - \frac{\lambda}{r^2}R(r) = 0, \quad (8.47)$$

де згідно з (8.23) $\lambda = \ell(\ell+1)$, а згідно (8.10*) і (8.6)

$k^2(r) = \frac{2m_0}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2 Z}{r} \right)$, а $\Delta_r = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \right)$, у якому частинні

похідні від r замінені повними похідними, бо функція $R(r)$ залежить від однієї змінної r . Тоді

$$\Delta_r R + \frac{2m_0}{\hbar^2} \left(E + \frac{e^2 Z}{r} - \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2m_0 r^2} \right) R = 0, \quad (8.48)$$

де

$$\hbar^2 \ell(\ell+1) = L_{\theta\varphi}^2.$$

Спочатку проаналізуємо у формулі (8.48) вираз у дужках,

$$U'(r) = -\frac{e^2 Z}{r} + \frac{L_{\theta\varphi}^2}{2m_0 r^2} = U(r) + \frac{L_{\theta\varphi}^2}{2m_0 r^2}. \quad (8.49)$$

Його можна розглядати як ефективний потенціал $U'(r)$, до складу якого, крім електростатичного потенціалу, входить ще й енергія кутового руху. Залежність цього потенціалу від відстані між електроном і ядром наведена на схематичному рис.8.4.

Для $E > 0$ ефективний потенціал має форму потенціального бар'єра, тому енергетичний спектр власних значень E буде неперервним, як у вільного електрона.

Для $E < 0$ ефективний потенціал має форму потенціальної ями, тому електрон в цій ямі матиме дискретний спектр власних енергій.

20.3 Чи залежить напівширина спектральних ліній атомного спектра від температури газу?

Перечитал по находкину .. там много не по теме но все что касается вопроса тут есть.. и по логике вопросов нету тоже... кто захочет подробнее =)

находкин новый: стр.296-303.. старый: стр.316-324.

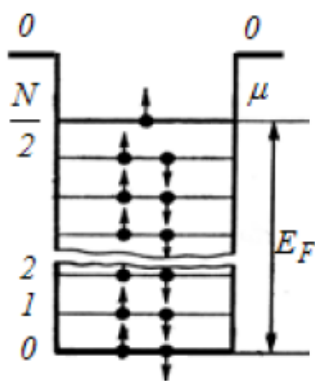
Напівширина $\Delta\nu$ характеризує ступінь немонохроматичності спектральної лінії. На ширину спектральної лінії впливає :

- **радіаційне затухання** (передача енергії внаслідок взаємодії зарядженої частинки, наприклад, електрона з власним випромінюванням, поле якого створює силу Лоренца, що діє на осцилюючий електрон.). Енергетичні рівні стають квазістаціонарними, бо на них електрон перебуває скінчений час τ , який називають часом життя електрона на цьому рівні. Зменшення часу життя супроводжується відповідним розширенням квазістаціонарного енергетичного рівня на величину $\Delta E \geq \hbar/\tau$ й викличе відповідне збільшення інтервалу частот $\Delta\omega \geq 2\pi/\tau$, що випромінюються. Для класичного радіаційного затухання (гармонічний осцилятор з частотою ω і коефіцієнтом затухання коливань γ_0) $\Delta\omega = \gamma_0 = \frac{2e^2\omega^2}{3m_0c^3}$ - природною шириною (напівшириною) спектральної лінії в класичній електродинаміці (або природною шириною лінії класичного осцилятора із зарядом e і масою m_0). Бачимо, що немає залежності від температури.
- **Квантове розширення енергетичних рівнів**. Квантовий формалізм включає затухання випромінювання так повно, як і класична теорія. Тут також немає залежності від температури: $\Delta\omega = 2\pi A_{1,2} = 2\pi\gamma_0 f_{1,2}$.
- **Вплив ефекту Доплера**. Якщо джерелом світла є атоми з ізотропним просторовим розподілом векторів швидкості \vec{v} , то ефект Доплера призводить до симетричного розширення спектральної лінії. Таке розширення називається **доплерівським розширенням спектральної лінії**. Для ефекту Доплера $\Delta\nu_D = \frac{2}{\lambda_0} \sqrt{\frac{2\ln 2 RT}{M}}$. Отже ефект Доплера значно розширює контур спектральної лінії. Є залежність від температури $\sim\sqrt{T}$.
- **Ударна ширина спектральної лінії**. Тут $\Delta\nu_{1/2} = 4 \frac{p\sigma^2}{k_B T} \sqrt{\frac{RT}{\pi M}}$ - тобто також є залежність від температури $\sim\sqrt{T}$.

Висновок: бачимо, що для при деяких факторах, що впливають на розширення напівширини спектральної лінії є залежність від температури $\sim\sqrt{T}$ – при впливі ефекту Доплера та при розрахунку ударної ширини спектральної лінії. Загальна ширина спектральної лінії рівна $\Delta\nu = \Delta\nu_{rad} + \Delta\nu_D + \Delta\nu_{ud}$.

25.4 Причина появи енергії Фермі в металі.

в принципе на поставленный вопрос там ответ дан.. остальное уже выпендрож, как по мне



Метал для вільних електронів є своєрідною потенціальною ямою, вихід з якої вимагає затрати роботи з подолання сил зв'язку, що утримують електрони в металі. Горизонтальними лініями показані енергетичні рівні, які можуть займати електрони. Розподіл електронів на різних енергетичних рівнях здійснюється за принципом Паулі, згідно з яким на одному рівні не може бути двох однакових (з однаковим набором чотирьох квантових чисел) електронів, вони повинні відрізнитися якоюсь характеристикою, наприклад, напрямком спіну. Отже, за квантовою теорією, електрони в металі не можуть розміщуватися на найнижчому енергетичному рівні навіть при температурі $T = 0\text{K}$. Принцип Паулі вимушує електрони підніматися вгору по "енергетичній драбині". Якщо електронний газ містить N електронів, то останнім зайнятим виявиться рівень $N/2$. Найвищий енергетичний рівень, зайнятий електронами, називається рівнем Фермі для виродженого електронного газу. Рівень

Фермі буде тим вищим, чим більша густина електронного газу. Роботу виходу електрона з металу треба відраховувати не від дна потенціальної ями, як це робилось в класичній теорії, а від рівня Фермі. Рівень Фермі відповідає максимальній кінетичній енергії E_F , яку може мати електрон в металі при абсолютному нулі. Її називають енергією Фермі.

2.4 Де і коли використовуються Оже-електрони?

15.3. Оже-ефект

У 1925 р. П'єр Віктор Оже (Р. Auger) - французький фізик вивчав процеси виникнення електронів при поглинанні жорсткого рентгенівського випромінювання атомами криптоу. Фотографуючи треки виникаючих електронів у камері Вільсона, П'єр Оже звернув увагу, що іноді з однієї точки виходять сліди не одного, а двох електронів. Це явище назвали Оже-ефектом.

В оже-ефекті енергія кванта $h\nu$ поглинається, наприклад, електроном К-шару. У К-шарі виникає електронна вакансія (дірка). Вона заповнюється електроном із верхніх оболонок, наприклад, з L_{II} -оболонки. Енергія, яка при цьому виділяється, дорівнює $E_K - E_{LII}$. Ця енергія може бути передана іншому електрону **без випромінювання** через внутрішні ступені свободи цієї ж або іншої електронної оболонки (рис.15.9), на якій виникає друга вакансія (дірка), й атом стає двічі іонізованим. Якщо при цьому передана без випромінювання енергія достатня для фотоелектронної емісії, то з'явиться оже-

електрон із кінетичною енергією $\frac{mv_{ож}^2}{2} = E_K - E_{LII} - e\phi - eV_{IL}$. Напри-

клад, якщо $eV_i = E_{LII}$, то $\frac{mv_{ож}^2}{2} = E_K - 2E_{LII} - e\phi$, де ϕ - робота виходу електронів із твердого тіла.

Таким чином, Оже-ефект або автоіонізація є процесом іонізації (емісії електронів) не за допомогою зовнішньої енергії, а за рахунок енергії збудження самого атома, яка передається електрону не через поглинання кванту, а через внутрішні зв'язки системи без випромінювання.

На відміну від фотоелектронів, енергія яких пропорційна енергії квантів, що їх збуджують, енергія оже-електронів не залежить від $h\nu$ і визначається енергетичною структурою атомів. Кожний атом має свій набір значень $E_K, E_{LI}, E_{LII}, \dots, eV_i$, тому він також матиме свій характерний набір кінетичних енергій для оже-електронів ($mv_{ож}^2/2$), що емітують. Це означає, що кожному різновиду атомів притаманний свій характерний для даного атома енергетичний спектр оже-електронів. Вимірюючи енергетичний спектр оже-електронів, можна визначити природу атома, що поглинає рентгенівський квант і емітує оже-електрон. Оже-електронна емісія досить розповсюджене явище. Вона навіть більш інтенсивна, ніж рентгенівська флуоресценція атомів із малими атомними номерами Z . Оже-електронна емісія знайшла широке застосування в оже-електронній спектроскопії для аналізу атомного складу речовини, що досліджується.

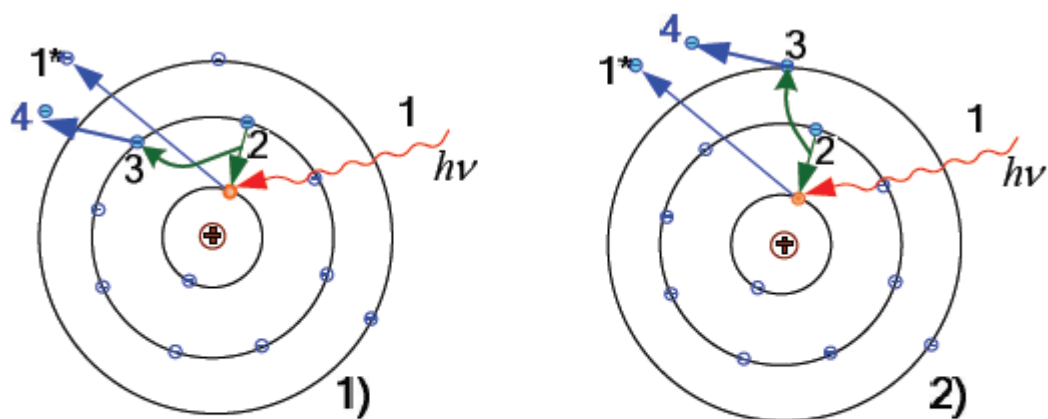


Рис.15.9. Схема збудження оже лінії: 1 – рентгенівський квант збуджує вакансію (і може збудити фотоелектрон 1*), 2- вакансія в К-шарі заповнюється електроном із L- шару, 3 – енергія без емісії кванту передається електрону на тій же (1) або іншій (2) оболонці, 4 – оже- електрон, що емітує.

2.5 Використавши поняття про енергетичну структуру Твердого Тіла, поясніть такі їх оптичні властивості

а) Всі метали не прозорі для видимого світла

б) Напівпровідники прозорі для інфрачервоного світла й непрозорі для видимого

в) Більшість діелектриків прозорі для видимого світла

все что нашел =(

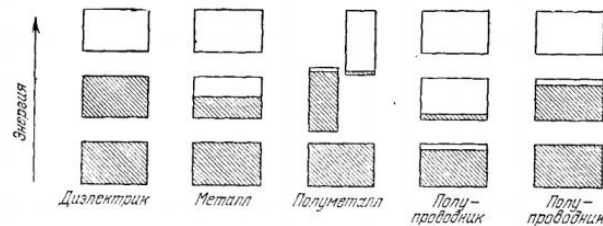


Рис. 1: Діаграми заповнення енергетичних рівнів електронами. Прямокутники показують дозволені рівні, штриховка – заповнення.

Для діелектриків та напівпровідників характерним є те що останній валентний рівень повний, тому можливі в основному тільки переходи на наступні валентний рівень. Ширина забороненої зони для діелектриків велика, тим більша чим кращий діелектрик, що зумовлює те що переходи між зонами супроводжуються поглинанням доволі короткохвильового випромінювання, тобто смуга поглинання погинається, для хороших діелектриків в УФ діапазоні, тоді як видимий пропускається порівняно добре – нема резонансного поглинання, що пояснює (в), для напівпровідників заборонена зона набагато менша і тому аналогічна границя лежить в ІЧ діапазоні, що дає відповідь на (б). У металів є напівзаповнена широка зона провідності в якій є дозволені переходи між внутрішніми рівнями, що призводить до того, що метали мають велику смугу поглинання, що пояснює (а).

И то что было дано в ответах ранее

а) Непрозорість металів обумовлена присутністю вільних електронів. Рухливі електрони металів гасять світлові коливання, перетворюючи їх енергію в тепло або в певних умовах використовуючи її для вивільнення електронів з поверхні металу (фотоелектричний ефект, Графіт має чорний колір, оскільки в його решітці існують

рухливі електрони (що з'являються в результаті сполучення зв'язків між атомами), але рух електронів обмежується двомірними площинами кристала

Непрозорість металів також обумовлена присутністю в кристалічній решітці (а також і в розплаві) вільних електронів. Як відомо, металевий блиск пояснюється тим, що метали відображають велику частку падаючого на них світла. Інтенсивність блиску визначається часткою поглинається світла. Найбільш яскраво блищать паладій і срібло. Більшість металів майже повністю відбиває світло всіх довжин хвиль спектра, у зв'язку з чим вони мають білий або сірий колір. І тільки деякі метали (мідь, золото, цезій) поглинають зелене або блакитне світло сильніше, ніж світло інших довжин хвиль, у зв'язку з чим вони забарвлені в жовтий або навіть червоний колір.

Непрозорість металів викликана розсіюванням електромагнітних хвиль вільними електронами. Висока відбивна здатність, що обумовлює характерний блиск металів, пояснюється відсутністю поглинання видимого світла, але ультрафіолетове випромінювання метали поглинають. Властивий металам в більшій чи меншій мірі сріблястий колір є наслідком того, що смуга поглинання частково захоплює видиму область і створює у відбитому світлі незначну різницю довжин хвиль. Тим часом золото і мідь володіють власними, тільки їм притаманними кольорними відтінками. Золото поглинає випромінювання з довжинами хвиль - 500 нм, тому має жовте забарвлення. У срібла максимальна довжина хвилі поглинається світла становить 270 нм, і тому срібло нам здається білим

б)

Особливість напівпровідників є їх здатність збільшувати електропровідність при впливі на них випромінювання. Ця явище отримало назву внутрішнього фотоефекту.

внутрішній фотоефект- Це процес виникнення в напівпровіднику додаткових нерівноважних носіїв заряду під дією світла. Додаткову провідність напівпровідника, обумовлену впливом на нього світла, називають фотопровідністю. Фотопровідність є безпосереднім результатом поглинання світла напівпровідником.

Явище поглинання світла і виникнення фотопровідності можна пояснити на основі зонної теорії. Згідно зонної теорії твердого тіла кристали, на відміну від окремих атомів і молекул, володіють не вузькими енергетичними рівнями, а широкими смугами (зонами) допустимих значень енергії, відокремлених одна від одної забороненими зонами. Кожна зона допустимих значень енергії відповідає певному енергетичному рівню атомів, що утворюють кристал. Розщеплення енергетичних рівнів та освіта енергетичних зон відбувається по причини взаємодії атомів. Ширина зон визначається величиною енергії зв'язку між атомами, т. е. залежить від відстані між ними. Кількість рівнів у зоні дорівнює кількості атомів, що утворюють кристал ($\approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$). В ізольованому атомі дозволені енергетичні рівні можуть бути зайняті електронами або бути вільними. Відповідно в твердому тілі енергетичні зони також можуть мати різне заповнення електронами, т. е. можуть бути частково заповненими, повністю заповненими або вільними. Відповідно до принципу Паулі в одному і тому ж енергетичному стані може перебувати не більше одного електрона. Тому електрони в енергетичних зонах розташовуються кожен на своєму рівні і заповнюють майже всі дозволені зони. Верхня незаповнена зона називається зоною провідності. Вона відділена забороненою зоною від останньої заповненої (або майже заповненої) зони, яка називається валентною зоною. У металах валентна зона заповнена на половину. Щоб електрон міг брати участь у процесі електропровідності, він повинен придбати додаткову енергію за рахунок електричного поля, т. е. перейти на більш високий енергетичний рівень. Якщо всі рівні в зоні вже зайняті, то електрон не буде

прискорюватися полем до того часу, поки не перейде в зону, де є вільні рівні. В металах, у валентній зоні яких є незаповнені рівні, електрони під впливом поля можуть збільшувати свою енергію і переходити на більш високі енергетичні рівні, що призводить до виникнення електричного струму.

В напівпровідниках валентна зона від зони провідності відділена кінцевим інтервалом енергії ΔE . У цьому випадку, щоб перевести електрон в зону провідності, йому необхідно повідомити енергію, рівну ширині забороненої зони ΔE . Ця енергія може бути передана електрону за рахунок енергії теплового руху або під впливом випромінювання. При поглинанні напівпровідником квантів випромінювання з енергією $h\nu$, яка перевищує ширину забороненої зони ($h\nu > \Delta E$), електрони валентної зони переходять в зону провідності. У валентній зоні утворюється дірка. Таким чином, при поглинанні світла з енергією $h\nu > \Delta E$ виникає власна провідність напівпровідника. Поглинання світла, що викликає власну провідність, називається власним або фундаментальним. Характерною особливістю власного поглинання напівпровідника є наявність краю смуги поглинання з боку більш довгих хвиль. Якщо довжина хвилі світла, що падає на напівпровідник, що не настільки мала, щоб викликати власну провідність, то напівпровідник для такого кванта світла буде прозорим. Однак прозорість напівпровідників в області довжин хвиль, лежать за краєм власного поглинання, спостерігається тільки в тих зразках, які очищені від домішок. При наявності в напівпровіднику достатньої кількості домішок він буває непрозорим у всій області спектра майже до радіочастот. Пояснюється це тим, що енергетичні рівні атомів домішок розташовуються в області заборонених значень енергії і, щоб перейти електрону з донорного рівня в зону провідності або з валентної зони на акцепторні рівні, необхідна значно менша енергія. Тому смуги поглинання домішок розташовані в більш довгохвильовій області спектра.

в)

Прозорість діелектриків пояснюється тим, що в них відсутні вільні електрони. Що проходять світлові хвилі можуть викликати лише коливання пов'язаних в атомах електронів, причому не відбувається втрати світлової енергії. У цих областях, де частота падаючої хвилі близька до власної частоти атомних вібраторів, починають грати роль сили тертя, про які ми вже говорили. Однак повторюємо, що завдяки таким областям резонансу діелектрики прозорі.

БІЛЕТ 40

Питання 1: Схема дослідів з розсіювання частинок. Чому в досліді Рамзауера використовуються атоми із різними радіусами ядер?

Розсіюванням мікрочастинок називається процес їх зіткнення із іншими частинками, в результаті якого змінюються імпульси розсіяних частинок. Розрізняють три різновиди актів розсіювання: пружні, непружні й надпружні.

Пружні: змінюються лише імпульси взаємодіючих частинок і не змінюються внутрішні стани складних частинок,

Непружні: після акту розсіювання змінюються не тільки імпульси частинок, але й внутрішні стани складних частинок або відбуваються їх перетворення. Частина енергії частинки, що налітає, передається на збудження внутрішніх ступенів свободи або на перетворення однієї простої частинки в іншу.

Прикладом непружного розсіювання може бути процес $(e + E_k) + A \rightarrow (e + E_k') + A^+$ іонізації

або збудження атома електроном $(e + E_k) + A \rightarrow (e + E_k') + A^*$

Енергії eV_i й eV_a - енергії іонізації й збудження, величини V_i й V_a - потенціалами іонізації й збудження відповідно.

Надпружними актами розсіювання (співударами 2-го роду): після розсіювання частина внутрішньої енергії частинок, що розсіюються, перетворюється на їх кінетичну енергію. Наприклад, збуджений атом після розсіювання стає не збудженим, а електрон збільшує кінетичну енергію на величину $(e + E_k) + A^* \rightarrow (e + E_k') + A$ енергії збудження:

$$E'_k > E_k$$

Експериментально процес розсіювання спостерігається за зміною величини й напрямку імпульсу частинки після розсіювання.

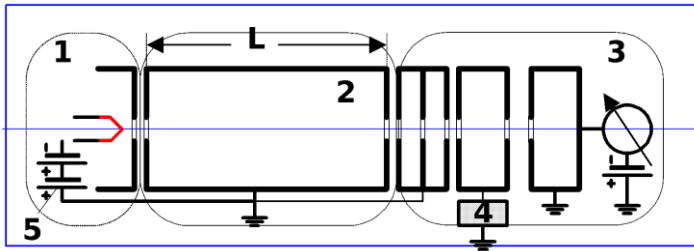
ДОСЛІДИ: дослід з розсіювання частинок - це одно з основних джерел інформації як про будову мікрооб'єктів, так і характер їх силової взаємодії з частинками, які використовуються при розсіянні

Розсіювання електронів з енергіями $E > 50$ eV

Дж. П. Томсон експериментально досліджував пружне розсіювання електронів розрідженими газами. Він складається із трьох частин: 1) джерела електронів (електронної гармати), 2) камери зіткнень (розсіювань), 3) системи для детектування електронів.

Зміною тиску газу в камері зіткнень можна було змінювати концентрацію атомів (розсіюючих центрів). До складу детекторної системи може входити й електронний спектрометр, призначений для розділення електронів, що детектуються, за енергіями. Електронна гармата формує електронний промінь і направляє його рух уздовж оптичної осі системи. Енергія електронів визначалась різницею потенціалів V . Уся система герметизується, і в ній створюється вакуум. У цих дослідях вивчалось пружне розсіювання, тому детектор збирав не розсіяні електрони, які не втратили своєї енергії

при проходженні через газ. Розсіяні електрони перехоплювались діафрагмами й не доходили до детектора.



1 - джерело електронів, 2 - камера зіткнень, у якій можна змінювати тиск газів, що досліджуються, 3 - аналізатор із детектором, 4 - система живлення й керування аналізатором, 5 - джерело прискорення електронів, що розсіюються.

У камері розсіювань (частина 2) створювався такий тиск, щоб довжина вільного пробігу електронів була більшою за довжину камери ($L > \ell$) але меншою за подвійну довжину вільного пробігу ($L < 2\ell$). За цих умов у камері розсіювання відбуваються переважно однократні розсіювання й малоймовірно, щоб відбувались розсіювання більшої кратності. У двох інших частинах приладу камері джерела електронів (1) і камері аналізатора з детектором (3) методом диференційної відкачки підтримувався високий вакуум.

Вимірювався електронний струм детектора I_0 при нульовому тиску газу ($p = 0$) у камері для розсіювання й струм I при даному, що не дорівнює нулеві тиску ($p \neq 0$). Підставляючи значення цих струмів у формулу (2.34), можна обчислити середню довжину вільного пробігу електронів при даній енергії електронів.

$$\ell = \frac{L}{\ln(I_0/I)} \quad (2.35)$$

Знаючи тиск у камері розсіювання p , можна знайти концентрацію центрів розсіювання $n = p / k_B T$ і повний ефективний переріз розсіювання $\sigma_t = (k_B T / pL) \times \ln(I_0 / I)$, де k_B - стала Больцмана.

ВИСНОВКИ: істинний об'єм, зайнятий речовиною в атомі, значно менший за його газокінетичний розмір $4\pi r_\alpha^3 / 3$. Речовина в атомі розподілена нерівномірно. У його центрі вона найбільша й зменшується на периферії. Цей висновок потребував додаткової перевірки і згодом знайшов остаточне підтвердження в дослідах Резерфорда з пружного розсіювання α - частинок

Подальші дослідження розсіювання електронів з **MeB500** енергіями показали, що електрони таких енергій майже не розсіюються електронною оболонкою атомів і слабо взаємодіють із речовиною за рахунок ядерних сил. Основна взаємодія електрона з ядром відбувається за рахунок електростатичних кулонівських сил. Тому пружне розсіювання швидких електронів дало змогу достатньо точно визначити розмір атомного ядра і розподіл густини позитивного заряду в ядрі: густина в центрі ядра приблизно стала, а на периферії неперервно швидко зменшується.

Дослід Резерфорда (alpha-частинки)

З дослідів Томсона з розсіювання електронів був зроблений висновок про те, що речовина в атомі розподілена не рівномірно. Проте *малі енергії електронів $E < 500 \text{ кеВ}$* , що використовувались у досліді з їх розсіювання атомами, *не дали змогу в цих дослідіх позбавитись впливу електронів атома*, які досить інтенсивно розсіюють електрони малих енергій, що використовуються в цих дослідіх. Тому розміри атомного ядра не були точно визначені.

α -частинки - це двічі іонізовані атоми гелію (He^{2+}). Вони мають заряд

$$q = +2e = 2 \times 4,803 \times 10^{-10} \text{ CGSE}$$

і масу більшу за масу електрона ($M_a > m_0$). Це означає, що центр мас системи α -частинки й електрона майже збігається з центром α -частинки

$(M_{ef, \alpha, e} = M_\alpha \cdot m / (M_\alpha + m) = m / (1 + m/M_\alpha) \cong m)$. Отже, α -частинки майже не будуть змінювати напрямку свого руху при їх пружному розсіянні на електронах атомних оболонок, тобто їх розсіянням електронами атомів можна знехтувати.

Оскільки $M_{\text{ядра}} > M_a$, то приведена маса³ системи α -частинки й ядра майже збігається з масою α -частинки $M_{\text{ядра}} \approx M_\alpha$. Внаслідок цього вона буде розсіюватися відносно майже нерухомого атомного ядра, тобто початок координат можна розмістити у центрі атомного ядра. В дослідіх використовувались досить швидкі α -частинки

Крім того, їх довжина хвилі де Бройля була малою меншою за розміри атомів ($\lambda < r_{\text{атома}}$),

тобто можна було знехтувати хвильовими властивостями й розглядати майже класичний випадок пружного розсіювання.

Експ. прилад складається з: (1) - джерела направленого потоку α -частинок, (2) – камери розсіювання з тонкою фольгою речовини, що розсіює, і (3) - детектора розсіяних α -частинок. Як детектор використовують флуоресцентний екран або лічильник Гейгера.

Досліджувався кутовий розподіл пружно розсіяних α -частинок, котрий знаходився за допомогою просторового розподілу інтенсивності флуоресценції екрану під дією α -частинок, або за допомогою лічильника, який міг обертатися навколо зразка. Ці способи реєстрації розсіяних α -частинок схематично зображені на рис.3.2.

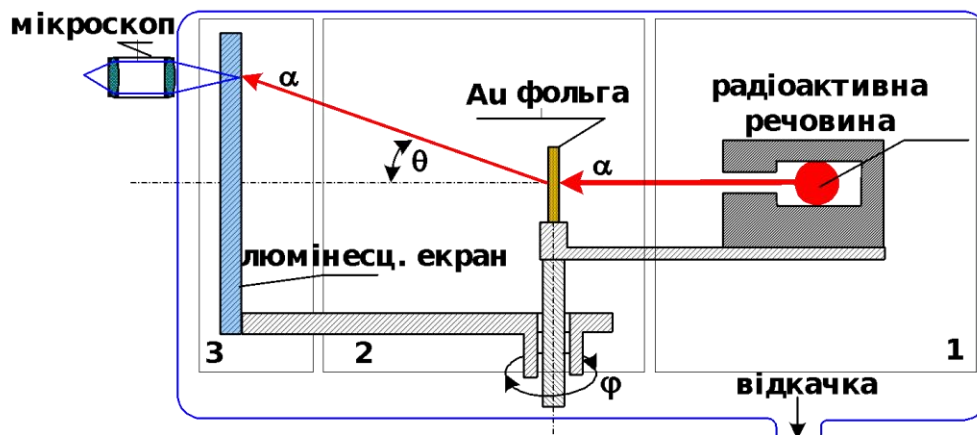


Рис.3.1. Схема приладу для дослідження пружного розсіюння α -частинок атомами речовини в тонких шарах. Мікроскоп може пересуватись, що дозволяє спостерігати розсіяні α -частинки під різними кутами θ .

За допомогою флуоресцентного екрана вимірювалась кількість α -частинок, що потрапляли після пружного розсіюння під кутом θ до елементу тілесного кута $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$, а за допомогою детекторів $D_{1,2,3}$ - до елементів тілесних кутів $d\Omega = \sin(\theta_{1,2,3}) d\theta d\varphi$. Виявилось, що α -частинки розсіюються не лише на малі кути $\theta < 0,5\pi$, але й на великі кути $\theta > \pi/2$.

Рамзауер:

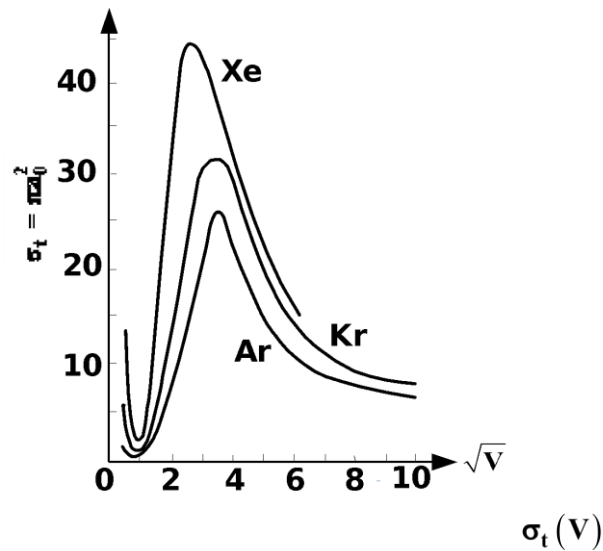


Рис.2.12. Залежність

Ще більш цікаві й несподівані властивості електронів вдалося виявити при дослідженні пружного розсіяння повільних електронів при $E < 50 \text{ eV}$ у розріджених газах. Ці досліді були виконані німецьким фізиком К. Рамзауером у 1921 році. Виявилося, що при зменшенні енергії електронів повний переріз пружного розсіяння електронів (σ_t) зростає, досягає максимального значення при певних величинах V_m , а потім при подальшому зменшенні V сильно зменшується майже до нуля. Атом стає майже прозорим для повільних електронів.

На схематичному рис. 2.12 зображені залежності $\sigma_t = f(V)$ для трьох інертних газів Ar, Kr, Xe, де V – прискорюючий потенціал. Із рис.2.10 видно, що положення максимумів V_m залежить від роду розсіючого газу. Чим складніший та важчий газ, тим менші для нього значення V_m .

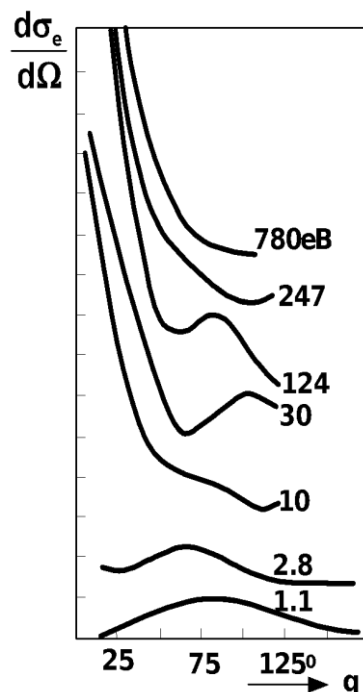


Рис.2.13. Кутова залежність диференціального перерізу пружного розсіяння електронів різних енергій на атомах Ar.

$$1/\sqrt{V_{m,Xe}} : 1/\sqrt{V_{m,Kr}} : 1/\sqrt{V_{m,Ar}} =$$

Експериментально було встановлено, що $=r_{Xe} : r_{Kr} : r_{Ar}$, де r_{Xe}, r_{Kr} і r_{Ar} - газокінетичні радіуси атомів ксенону (0,218 нм), криптону (0,198 нм) і аргону (0,192 нм).

Виявилось також, що кутова залежність диференціального перерізу пружного розсіяння $d\sigma_e/d\Omega$ не монотонна. На ній з'являються мінімуми та максимуми, положення яких залежить від природи розсіючого атома та енергії електронів, що розсіюються. Приклад такої залежності зображений на рис.2.13.

Таким чином, у дослідях із розсіяння повільних електронів атомами розріджених газів були встановлені такі факти:

з'являються максимуми залежностей повного перерізу пружного розсіяння електронів від їх енергії $\sigma_t(\text{eV})$, положення яких на шкалі енергій V_m залежить від розмірів атомів, що розсіюють електрони;

при малих енергіях електронів ($E \leq 1 \text{ eV}$), що розсіюються, їхній ефективний переріз пружного розсіяння σ_t різко зменшується й з'являється глибокий мінімум, тобто виявляється аномальна ситуація з позицій класичної фізики, яка вважає електрони корпускулами, а саме «прозорість» атомів для електронів; з'являється немонотонна залежність диференціального перерізу пружного розсіяння електронів $\sigma(\theta)$ від кута розсіяння θ .

ВИСНОВКИ: Досліди Рамзауера з розсіювання повільних електронів розрідженими газами призвели до відкриття ефекту Рамзауера. Прозорість атомів для повільних електронів можна зрозуміти, якщо припустити, що електрони мають хвильові властивості з довжиною хвилі співрозмірними з розмірами атомів. У цьому разі спостерігаються дифракція й інтерференція хвиль де Бройля. Хвильові властивості електронів дозволяють зрозуміти деталі ефекту Рамзауера.

Білет №41

1. Як залежить ефективний переріз розсіювання від прицільної відстані? Чи залежить прицільна відстань від характеру взаємодії між частинками, що розсіюються?
2. Енергетичний спектр гармонічного осцилятора. Яке значення має гармонічний осцилятор для побудови моделей в атомній фізиці?
3. Пояснення тонкої структури ліній атома водню за допомогою векторної моделі атома
4. Про що свідчать однакові закономірності рентгенівських спектрів із різними атомними номерами
5. Властивості напівпровідникових р-n переходів
 - 1) Переріз розсіювання залежить від величини сил, що діють між частинками. Тому досліди з розсіювання частинок - це одно з основних джерел інформації як про будову мікрооб'єктів, так і характер їх силової взаємодії з частинками, які використовуються при розсіянні.

Прицільною відстанню b називається відстань між початковим напрямком руху частинки, що розсіюється, і центром O - частинки, що розсіює. Для ідеально пружних кульок має місце "дзеркальне" відбиття на кут ϕ між початковим напрямком руху частинки, що розсіюється, і перпендикуляром до дотичної двох сфер у точці їх дотику. Згідно рис.2.10, кут розсіяння θ рівний $\theta = \pi - 2\phi$.

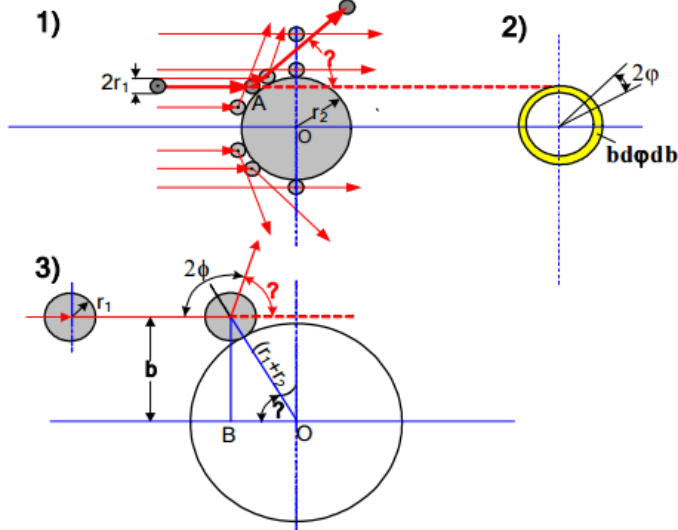


Рис.2.10. Схема розсіювання пружних кульок O і A із радіусами r_1 і r_2 .

θ - кут розсіювання, $b = (r_1 + r_2) \sin \phi$ - прицільна відстань, $\phi = (\pi - \theta)/2$:

1) - траєкторії з різними значеннями b , 2) - елемент простору $b db$,

Із рис.2.10 також видно, що

$$b = (r_1 + r_2) \sin \phi = (r_1 + r_2) \sin(\pi - \theta)/2 = (r_1 + r_2) \cos(\theta/2) \quad (2.22)$$

Кут розсіювання однозначно зв'язаний з прицільною відстанню

$$\cos(\theta/2) = b / (r_1 + r_2) \quad \text{для} \quad 0 < b < r_1 + r_2 \quad (2.23)$$

$$\theta = 0 \quad \text{для} \quad b > r_1 + r_2.$$

Знайдемо тепер долю частинок, які після розсіювання відхиляться на кут в інтервалі від θ до $\theta + d\theta$, тобто ми бажемо знайти долю частинок, які після акту розсіювання потрапляють до тілесного кута $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ між двома конусами з кутами розкриття θ і $\theta + d\theta$. Оскільки кут розсіювання θ однозначно залежить від прицільної відстані b , то з усіх частинок до цього тілесного кута попадуть лише ті частинки, прицільна відстань яких знаходиться в інтервалі від b до $b + db$, тобто ті, котрі пройшли крізь кільце, утворене двома кругами з радіусами b і $b + db$. Його площа $dS = \int_0^{2\pi} b db d\phi = 2\pi b db$ визначає віднос-

ну кількість частинок, що розсіялись на кут θ

$$dS(\theta) = 2\pi b db. \quad (2.24)$$

Вона називається **перерізом розсіювання на кути в інтервалі від θ до $\theta + d\theta$** . Визначимо $b db$ із формули (2.23) і підставимо у формулу (2.24):

$$dS(\theta) = \frac{2\pi(r_1 + r_2)^2}{4} \sin \theta d\theta = \frac{(r_1 + r_2)^2}{4} d\Omega \quad (2.25)$$

Величина $dS(\theta)$ віднесена до одиниці тілесного кута носить назву **диференціального перерізу розсіювання**:

$$\sigma(\theta) = \frac{dS}{d\Omega} = \left\{ \frac{r_1 + r_2}{2} \right\}^2, \quad (2.26)$$

який у цьому випадку не залежить від кута розсіювання й має розмірність площі.

Крім диференціального перерізу розсіювання використовують **інтегральний або повний переріз розсіювання σ** , який визначає ймовірність розсіювання на будь-які кути розсіювання:

$$\sigma_t = \int_0^\pi \sigma(\theta) 2\pi \sin \theta \cdot d\theta \quad (2.27)$$

2) Гармонічний осцилятор

Потенціальна енергія гармонічного осцилятора є парабола $U(x) = \kappa x^2/2$, де κ - коефіцієнт квазіпружної сили ($F = -\partial U/\partial x = -\kappa x$). Одно-вимірне рівняння Шредінгера для стаціонарних станів має такий вигляд:

$$\psi'' + \frac{2m_0}{\hbar^2} \left(E - \frac{\kappa x^2}{2} \right) \psi = 0. \quad (7.17)$$

де m_0 – маса частинки. Пам'ятаючи, що в попередньому випадку частинки в потенціальній ямі ми отримали дискретний спектр енергії, можна очікувати, що й у цьому випадку матимемо також дискретний спектр енергій, хоча залежність від квантових чисел і параметрів осцилятора буде іншою. Хвильова функція між класичними точками повороту (точками на кривій $U(x)$) має вигляд осцилюючої функції, а зовні вона експоненціально згасає. Відповідність із класичним осцилятором спостерігається при $U \rightarrow \infty$.

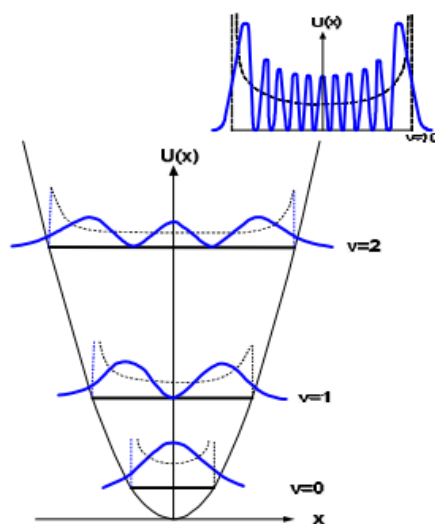


Рис.7.3. Параболічна потенціальна яма, $|\psi^* \psi|$ (суцільні криві), пунктир – класична ймовірність знайти електрон у коливному стані, вставка – зменшене зображення $|\psi^* \psi|$ для $v=10$.

Розв'язок рівняння Шредінгера дає таку залежність для власних значень енергії осцилятора:

$$E_v = \hbar \omega_0 \left(\frac{1}{2} + v \right) \quad (7.18)$$

де v - **вібронне (коливальне) квантове число**, котре пробігає значення $v = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$, а ω_0 - **власна частота гармонічного осцилятора**

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\kappa}{m_0}} \quad (7.19)$$

Нульову енергію осцилятора $E_v = \hbar \omega_0/2$ можна знайти, користуючись

співвідношенням невизначеностей $\langle \Delta p^2 \rangle \langle \Delta x^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$ та ще й умовою

мінімуму повної енергії гармонічного осцилятора $dE/dx=0$. Дійсно, $x_m^4 = \hbar^2/4m_0k$, тоді $E_{\min} = (\hbar^2/2)\sqrt{k/m_0} = \hbar\omega_0/2$. Аналізуючи рис.7.3, на якому схематично зображені енергетичні рівні, хвильові функції і квадрати хвильових функцій для різних вібронних квантових чисел v , зробимо такі **висновки**:

- дискретний спектр енергій гармонічного осцилятора лінійно залежить від вібронного (коливального) квантового числа v ;
- можливий стан із квантовим числом $v = 0$, енергія якого рівна $E_0 = \hbar\omega_0/2$;
- інтервал енергій між двома стаціонарними станами рівний $\hbar\omega_0$;
- імовірність знайти електрон у певному стані залежить від вібронного числа v . При малих значеннях квантового числа v квантовий осцилятор найбільш суттєво відрізняється від класичного. Найбільша густина ймовірності знайти електрон квантового осцилятора $|\psi^*\psi|$ знаходиться в точках, розташованих ближче до точки $x = 0$ (рис.7.3), тоді як для класичного осцилятора вона знаходиться в станах на кривій $U(x)$, коли його кінетична енергія $T = 0$; чим більше квантове число v , тим більша ймовірність знайти осцилятор в стані з нульовою кінетичною енергією, тобто знайти його в стані на кривій $U(x)$;
- треба також пам'ятати, що з усіх можливих переходів між стаціонарними станами спостерігаються ті, для яких виконується таке **правило відбору** $\Delta v = \pm 1$.

На закінчення зауважимо, що гармонічний осцилятор дуже важливий фізичний об'єкт, бо згідно теореми про нормальні координати системи в нормальних координатах розглядаються як набір гармонічних осциляторів. За його допомогою вдається зрозуміти закони теплового випромінювання, сили Ван-дер-Ваальса, молекулярні сили, коливальні спектри молекул тощо.

4) Про що свідчать однакові закономірності рентгенівських спектрів із різними атомними номерами

1. кожній речовині антикатада притаманний характеристичний спектр рентгенівських променів, який залежить від атомів, що входять до її складу;;
2. характеристичний спектр складається з окремих спектральних ліній, які можна розбити на серії, що отримали назви K-, L-, M - серії відповідно. Лінії K- і L- серій мають найкоротші довжини хвиль. У елементів з $Z < 10$ з'являються лінії тільки K-серії й лише при $Z > 10$ спостерігаються лінії M- серій з більшими довжинами хвиль. Кількість ліній значно менша ніж в оптичному діапазоні.
3. кожна речовина має декілька критичних потенціалів $V_{кр1}, V_{кр2}, V_{кр3}, \dots$, кількість яких збільшується при збільшенні атомного номера речовини антикатада;
4. при $V_{кр2} > V > V_{кр1}$ виникає лише одна найбільш довгохвильова серія характеристичних ліній спектра, при $V > V_{кр2}$ - дві серії і т.д.;
5. інтенсивність ліній характеристичного спектра зростає зі збільшенням напруги прискорення V за степеневим законом $I_{\nu} = C(V - V_{кр})^n$, де C - розмірний коефіцієнт, а $1 < n < 2$;
6. характеристичний спектр відносно простий та одноманітний (рис.15.1 та 15.2). Спектральні лінії однієї й тієї серії зсуваються в бік менших λ зі зростанням Z , згідно закону Мозелі (рис.15.4), $\sqrt{V^*} = \sqrt{1/\lambda} = C_i(Z - a_i)$, де C_i та a_i - стала екранування атомного ядра. Для K- серії, наприклад, $a_i = 1$, а для L-серії $a_i > 1$;
7. довжини хвиль ліній характеристичного спектра рентгенівських променів не залежать від того, чи виготовлений антикатод із простої речовини з $Z = \text{Const}$, чи зі сплаву або сполуки;
8. за виключенням K-серії, лінії всіх останніх серій характеристичного спектра поділяються на підсерії: L - на три, M - на п'ять, N - на сім підсерій, що свідчить про мультиплетний характер рентгенівських термів.

Усі ці властивості дозволяють дійти до висновку, що характеристичний спектр рентгенівських променів виникає при збудженні електронів глибоких оболонок атома, будова яких однакова в атомах із різними атомними номерами Z і не змінюється при хімічних реак-

3) Пояснення тонкої структури ліній атома водню за допомогою векторної моделі атома

Причиною появи тонкої структури термів ($\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-5}$) та спектральних ліній атомів водню є **спін-орбітальна взаємодія**. Енергії стаціонарних станів були отримані шляхом розв'язку рівняння Дірака. Вони залежать від двох квантових чисел: головного n і числа j , яке визначає сумарний момент кількості руху електрона в атомі.

$$E_{n,j} = -Z^2 \frac{e^2}{2a_0 n^2} \left(\frac{1}{1 + \frac{m_0}{M}} \right) \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right], \quad (10.1)$$

де $a_0 = \hbar^2 / e^2 m_0$ - радіус першої борівської орбіти, Z - атомний номер, e і m_0 - заряд і маса електрона відповідно, $\alpha = e^2 / \hbar c \cong 1/137$ - безрозмірна величина, яка складається із трьох головних констант фізики e , \hbar і m_0 , і називається **сталюю тонкої структури**. Вона є однією з фізичних сталих, котрі характеризують електромагнітну взаємодію частинок. У формулі (10.1) вона характеризує спін-орбітальну взаємодію, внаслідок якої виникає тонка структура спектральних термів атома водню.

З формули (10.1) видно, що терми атома водню вироджені за квантовим орбітальним числом ℓ , але виявляється вплив спін-

орбітальної взаємодії, який враховується за допомогою квантового числа j сумарного орбітального моменту \vec{L}_j . На схематичному рис.10.1 наведені терми та деякі переходи між ними:

$1^2S_{1/2}$, $\left(2^2S_{1/2}, 2^2P_{1/2} \right)$ і $2^2P_{3/2}$, зсунуті згідно (10.1), на $\alpha^2/4$, $\alpha^2 5/16$ і $\alpha^2/16$ відповідно.

Правила відбору для дипольних переходів

$$\Delta\ell = \pm 1 \quad \text{і} \quad \Delta j = 0; \pm 1 \quad (10.2)$$

дають такі дублетні лінії спектральної серії Лаймана

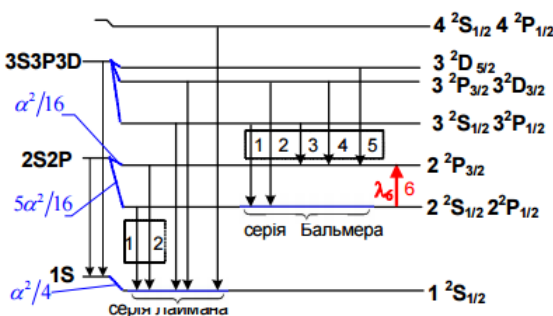


Рис.10.1. Схема енергетичних рівнів атома водню з урахуванням спін-орбітальної взаємодії.

$$v^*_1 = 1^2S_{1/2} - n^2P_{1/2}$$

$$v^*_2 = 1^2S_{1/2} - n^2P_{3/2}$$

і квінтети для ліній серії Бальмера

$$v^*_1 = 2^2S_{1/2} - n^2P_{1/2} \quad n=3, 4, \dots$$

$$v^*_2 = 2^2S_{1/2} - n^2P_{3/2} \quad n=3, 4, \dots$$

$$v^*_3 = 2^2P_{3/2} - n^2S_{1/2} \quad n=3, 4, \dots$$

$$v^*_4 = 2^2P_{3/2} - n^2D_{3/2} \quad n=3, 4, \dots$$

$$v^*_5 = 2^2P_{3/2} - n^2D_{5/2} \quad n=3, 4, \dots$$

Крім того, з'являється ще одна шоста лінія $v^*_6 = 2^2S_{1/2} - 2^2P_{3/2}$, котра знаходиться в радіодіапазоні довжин хвиль з $\lambda_6 = 2,74 \text{ см}$

5) Властивості напівпровідникових р-п переходів
 Має випрямні властивості;
 При прямих зміщеннях крізь перехід ідуть струми основних носіїв. Тому такий перехід має нелінійну вольт-амперну характеристику, яка широко використовується для створення діодів;
 напівпровідникових

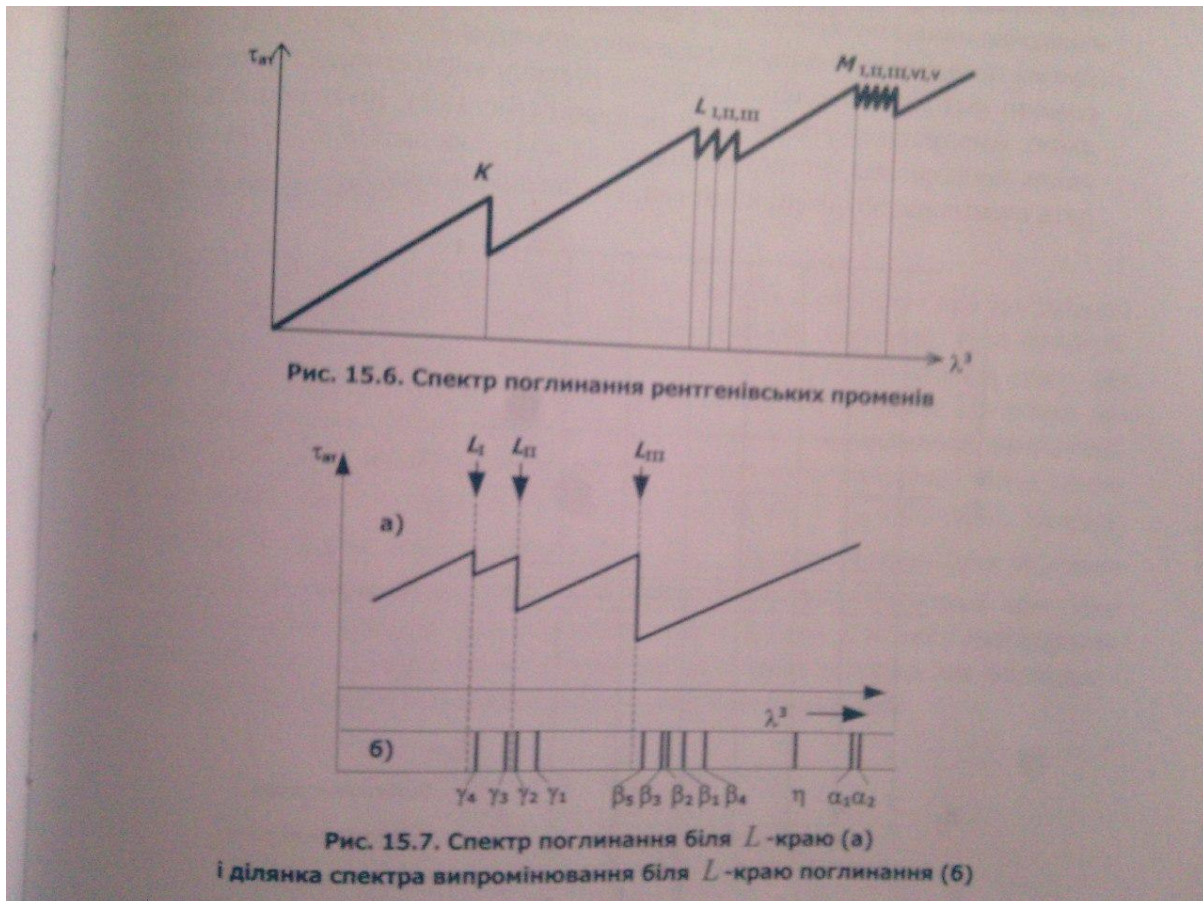
Одностороннє пропускання електричного струму;
Коли розміри зразків стають сумірними або меншими за довжину електронної хвилі де Бройля, то зони розбиваються на окремі розмірні підзони як в обмеженому потенціальному бар'єрі що змінює властивості речовини. Ці ефекти називаються квантовими розмірними ефектами.
Зростання електропровідності зі зростанням температури
При низьких температурах електропровідність мала

БІЛЕТ 46 питання 5 “Приклади застосування електронного парамагнітного резонансу.”

ДОПОВНЕННЯ:

Применение. По спектрам ЭПР можно определить валентность парамагн. иона, симметрию его окружения, что в сочетании с данными рентгеновского структурного анализа даёт возможность определить положение парамагн. иона в крист. решётке. Знание энергетич. уровней парамагн. иона позволяет сравнивать результаты ЭПР с данными оптич. спектров и вычислять магн. восприимчивости парамагнетиков. Метод ЭПР позволяет определять природу и локализацию дефектов решётки, напр. центров окраски. В металлах и полупроводниках возможен также ЭПР, связанный с изменением ориентации спинов эл-новпроводимости. Метод ЭПР широко применяется в химии и биологии, где в процессе хим. реакций или под действием ионизирующего излучения могут образовываться молекулы с незаполненной хим. связью — свободные радикалы. Их g-фактор обычно близок к gS, а ширина линии ЭПР Dw мала

БІЛЕТ 4. ПИТАННЯ 4: Проаналізуйте процеси в атомах, які збуджує квант рентгенівських променів, що поглинається.



Поглинання рентгенівського випромінювання не залежить від оптичних властивостей речовини

- При поглинанні рентгенівських променів у заповнених шарах атомів утворюється вакансія, яка заповнюється електронами, що переходять на неї з менш глибоких шарів, і випромінюється характеристичний спектр К-, L-, M-, і т.д. залежно від того, на якій оболонці виникла вакансія. У цьому випадку виникає рентгенівська флуоресценція. Тому відсутній ефект обертання ліній спектра, притаманний оптичним спектрам.
- Кожен шар атома характеризується певною кількістю можливих термів. Ця кількість визначає тонку структуру краю поглинання. Причиною тонкої структури спектрів поглинання є спін-орбітальна й електростатична взаємодія, які відповідальні за мультиплетність термів;
- Далеко від країв смуги поглинання має місце кубічна залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі рентгенівських променів, що поглинаються, $\tau A = K(Z^4) \cdot (\lambda^3)$;
- Поглинання квантів рентгенівських променів, крім флуоресценції, може збуджувати також рентгенівський фотоефект (емісію фотоелектронів). Кінетична енергія фотоелектронів, що емітують, залежить при $h\omega = \text{const}$ від енергії оболонки (eV), з

якої збуджуються електрони $mv^2/2 = h\nu - e\phi - eVi$, де $e\phi$ - робота виходу електронів з твердих тіл. Ця особливість фотоелектронної емісії використовується в електронній спектроскопії для хімічного аналізу (ЕСХА).

- При поглинанні рентгенівських променів, крім флуоресценції та рентгенівського фотоэффекту, може відбуватись автоіонізація або оже-електронна емісія. Оже-електронна емісія переважає над флуоресценцією в речовинах із малими атомними номерами Z , тоді як при великих Z переважає рентгенівська флуоресценція.

Оже-ефект або автоіонізація є процесом іонізації (емісії електронів) не за допомогою зовнішньої енергії, а за рахунок енергії збудження самого атома, яка передається електрону

не через поглинання кванту, а через внутрішні зв'язки системи без випромінювання.

На відміну від фотоелектронів, енергія яких пропорційна енергії квантів, що їх збуджують, енергія оже-електронів визначається енергетичною структурою атомів. Кожний атом має свій набір значень $E_K, E_{L_I}, E_{L_{II}}, \dots eV$, тому він також матиме свій характерний набір кінетичних енергій для оже-електронів, що емітують. Оже-електронна емісія досить розповсюджене явище. Вона навіть більш інтенсивна, ніж рентгенівська флуоресценція атомів із малими атомними номерами Z .

тична взаємодія, які відповідають збудженню...
3) краї поглинання мають також тонку протяжну структуру для конденсованих фаз речовини, що відображає густину енергетичного розподілу вільних електронних станів у цій речовині (рис. 15.8), інтенсивність поглинання пропорційна густині вільних станів (1-7 на рис. 15.8), на які переходять електрони, збуджені квантами, що поглинаються;



Рис. 15.8. Схема утворення тонкої протяжної структури K -краю спектра поглинання.
1-7 - незаповнені рівні у валентній зоні

4) далеко від краю...

$$\lambda = 0,01 \text{ нм}; \quad \beta = 60^\circ$$

$$\lambda' = ?$$

За законом сохранения импульса:

$$\vec{p}_f = \vec{p}_f' + \vec{p}_e'$$

За законом сохранения энергии:

$$E_f = E_f' + E_e'$$

$$h\nu = h\nu' + \frac{p_e'^2}{2m_e}, \quad \text{где } \nu = \frac{c}{\lambda}, \quad \nu' = \frac{c}{\lambda'}$$

Проекция на оси

$$OX: \quad p_f = \frac{h}{\lambda} = p_e' \cos \beta + \frac{h}{\lambda'} \cos \varphi$$

$$OY: \quad \frac{h}{\lambda} \sin \varphi = p_e' \sin \beta$$

$$p_e' = \sqrt{2m_e \cdot hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right)}$$

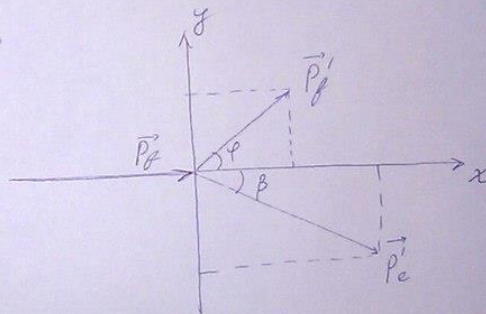
$$\sin \varphi = \frac{p_e' \sin \beta \cdot \lambda'}{h}$$

$$\frac{h}{\lambda} = \cos \beta \sqrt{2m_e hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right)} + \frac{h}{\lambda'} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \beta \lambda'^2}{h^2} 2m_e hc \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right)}$$

$$\Rightarrow \lambda' = \dots$$

Если было известно $\varphi = 60^\circ$, то

$$\lambda' = \lambda + 2\lambda \sin^2 \frac{\varphi}{2} = 0,1 + 2 \cdot 0,024 \cdot 0,25 = 0,112 \text{ А}$$



Зміст:

Білет 2(48)

2. Де і коли використовуються Оже-електрони? – 48
3. Використавши поняття про енергетичну структуру Твердого Тіла, поясніть такі їх оптичні властивості
 - а) Всі метали не прозорі для видимого світла
 - б) Напівпровідники прозорі для інфрачервоного світла й непрозорі для видимого
 - в) Більшість діелектриків прозорі для видимого світла - 50

Білет 4(67)

4. Проаналізуйте процеси в атомах, які збуджує квант рентгенівських променів, що поглинається. - 67

Білет 5 (1)

1. Чим відрізняються пружне, непружне і над пружне розсіювання? Приклади. - 1
2. Правила відбору на квантові числа. Як вони встановлюються? - 2
3. За яких умов існує лінійний і квадратичний ефект Штарка? - 4
4. Які фізичні параметри вдається визначити при дослідженні обертальних спектрів молекул? - 7
5. Густина станів у валентній зоні та зоні провідності напівпровідників - 10

Білет 6.5 (19)

Білет 7.2 (22)

Білет 7.4 (23)

Білет 7.5 (35)

Білет 14(31)

1. Як експериментально показати, що h/e не залежить від швидкості електрона? – 31
2. Який фізичний зміст хвильової функції? Якщо ми маємо хвильову функцію електрона $\psi(r)$, як можна знайти фізичні величини, що характеризують електрон? - 34
3. Знайдіть величину магнітного моменту атома в станах 1S та 1P та можливі його проекції на вісь z . - 38
4. Чи можна з вигляду обертально-коливальних спектрів установити, що збудження молекул настільки мале, що ангармонізмом можна знехтувати? – 39
5. Що таке дірка в кристалах? Де використовується це поняття? Чи має це поняття реальний фізичний зміст? - 41

Білет 20(43)

4. Які особливості має розв'язок рівняння Шредінгера для атома водню, які пов'язані із центральними кулонівськими силами? - 43
5. Чи залежить напівширина спектральних ліній атомного спектра від температури газу? – 46

Білет 25(47)

4. Причина появи енергії Фермі в металі. – 47

Білет №29 (24)

1. Коли спостерігається когерентне розсіювання рентгенівських променів? (п.5.1.4 + п.5.1.5) - 24
2. У чому причина спин-орбітальної взаємодії? Приклад її впливу. - 25
3. Чи залежить діамagnetна сприйнятливості сукупності атомів від температури й атомного номера? (п. 17.6.2) - 26
4. Яка причина появи ковалентного зв'язку? (п.18.3) - 26
5. Як зв'язані концентрація й рівень Фермі в металах? (п. 20.6, 20.9) – 26

Білет 35(11)

- 1) Яку модель розсіювання використовував Резерфорд для визначення розміру атомного ядра в досліді р розсіювання α -частинок? Як саме визначити заряд ядра? – 11

- 2) Що таке віртуальний перехід? Чим він відрізняється від реального переходу? Де використовуються віртуальні переходи? - 13
- 3) Яке фізичне явище використовується для сучасних вимірювань атомних магнітних моментів? - 14
- 4) Чому інтенсивність ліній К-серії рентгенівських характеристичних спектрів здебільшого більша ніж L- та М серій? – 16
- 5) Оцініть за порядком величини ширину забороненої зони в напівпровіднику, у якого червона границя фотоефекту становить $\lambda = 0,6 \text{ нм}$. – 19

Білет 36(29)

1. Яке значення для атомної фізики мають результати дослідів Франка й Герца?-29
2. Чому у дослідах Лемба і Різерфорда використовувались вимушені переходи?-29
3. Яка причина появи надтонкої структури електронного спінового резонансу?-30
4. Чим визначається тонка структура спектрів убирання рентгенівських променів?-30
5. Як потрібно обробити власний напівпровідник щоб він мав діркову провідність? -30

Білет 37(31)

1.Для чого в сучасному різновиді постановки дослідів Франка і Герца використовується спектральні прилади сфокусовані за напрямками.-31

Білет 38.4 (перекривається з 7.4) ,(27)

Білет 38.5 (28)

Білет 40(54)

1. Схема дослідів з розсіювання частинок. Чому в досліді Рамзауера використовуються атоми із різними радіусами ядер? – 54

Білет 41(60)

1. Як залежить ефективний переріз розсіювання від прицільної відстані? Чи залежить прицільна відстань від характеру взаємодії між частинками, що розсіюються? - 60
2. Енергетичний спектр гармонічного осцилятора. Яке значення має гармонічний осцилятор для побудови моделей в атомній фізиці? -62
3. Пояснення тонкої структури ліній атома водню за допомогою векторної моделі атома - 65
4. Про що свідчать однакові закономірності рентгенівських спектрів із різними атомними номерами -64
5. Властивості напівпровідникових p-n переходів – 65

Білет 46 ДОПОВНЕННЯ(66)

- 5.Приклади застосування електронного парамагнітного резонансу.” - 66