

$$\dot{v}(t) = v_m \psi_{\dot{v}}(t) = v_m \cdot (a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t)). \quad (16)$$

Спектр випромінювання атомів є результатом твору двох рядів Фур'є, що, можливо, і визначає серіальну структуру їх рентгенівських спектрів.

На закінчення слід сказати, що спостережуваний рентгенівський спектр випромінювання атомів, може мати не тільки квантове пояснення, але, при динамічному представленні поля електрона, також і класичне, яке викладене в тезах.

Список використаних джерел:

1. Попенко В. Й. Багато електронні атоми. Тези для наукової конференції «Актуальні питання гуманітарних та природничих наук» 2015.
2. Романовський П. И. Ряди Фур'є. Теорія поля. Аналітичні і спеціальні функції. Перетворювання Лапласа. Видавництво «Наука», 1973.
3. Корн Г. і Корн Т. Довідник по математиці для наукових працівників і інженерів. – Видавництво «Наука», 1973.
4. Попенко В. И. Динамічне поле електрона. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки», 2014.
5. Джексон Дж. Класична електродинаміка, М. «Світ», 1965.

Степанець Ю.А.

молодший науковий співробітник;

Попенко В.Й.

старший науковий співробітник,

Науково-виробнича корпорація «Київський інститут автоматики»

ДИНАМІЧНЕ ПОЛЕ І ОПТИЧНЕ ВІПРОМІНЮВАННЯ АТОМІВ

Валентні електрони атомів розташовуються в потенційній ямі атомного залишку [1]. Потенційна яма не симетрична в радіальному перетині. Внутрішня стінка її, обмежена електронами попереднього шару, крута. Зовнішня стінка, визначується кулонівським потенціалом ядра, що убуває пропорційно r^{-1} , полога, відкрита для радіальних коливань електрона.

Енергія зв'язку валентних електронів 3.88 – 24.45 еВ, згідно (12), [2] відповідає спостережуваним частотам оптичного і ультрафіолетового діапазону.

На відстанях $\infty \geq r \geq r_0$ енергія взаємодії електрона з ядром атома водню змінюється обернено пропорційно до відстані від 0 на нескінченності до –13,6 еВ на відстані $r_0 = 2\ell$, [3].

Падаючи на ядро з нескінченності, з нульовою початковою швидкістю, в точці максимальної глибини потенційної ями $U = -13,6$, в Кулонівському потенціалі ядра електрон придбає кінетичну енергію $W_k = 13,6$ еВ. Швидкість електрона буде рівняти $v = (2W_k/m)^{0,5} = ac$.

На ділянці $2\ell \leq r \leq \ell$, з різким підвищенням потенціалу $-13,6 \leq U \leq 0$, [3] відбудеться гальмування електрона. Вважаючи, що гальмування буде з постійним прискоренням, запишемо $\ell = 0,5vt$, звідки $t = \ell/0,5v = \ell/0,5ac$. Прискорення гальмування буде рівне $\dot{v} = v/t = ac/t = 0,5a^2c^2/\ell$.

Енергія, що випромінюється електроном в одиницю часу, при гальмуванні, рівна $N = \frac{e^2 \dot{v}^2}{3c^3}$. Умножаючи її на час гальмування, знайдемо енергію, яку випромінює електрон атома водню на ділянці гальмування $2\ell \leq r \leq \ell$

$$W = Nt = \frac{e^2 \dot{v}^2}{3c^3} t = \frac{e^2}{3c^3} \left(\frac{0,5\alpha^2 c^2}{\ell} \right)^2 \frac{\ell}{0,5\alpha c} = \frac{0,25e^2 \alpha^3 c^3}{\ell \cdot 3c^3} = \frac{0,25e^2 \alpha^3}{\ell \cdot 3} = \frac{1}{3} \alpha^3 W_H. \quad (1)$$

Де: $W_H = 0,25e^2/\ell$ – енергія зв'язку атома водню [3].

Для грубої оцінки втрат енергії на випромінювання в Кулонівському потенціалі атома, пологого схилу потенційної ями, апроксимуємо потенціал лінійно зростаючою функцією від $-13,6$ еВ до нуля на відстані, $r_0 < r < \ell \alpha^{-1}$.

Енергію, випромінювання знайдемо, замінивши ℓ в знаменнику останньої рівності енергії випромінювання при гальмуванні (1), на $\ell \alpha^{-1}$

$$W = \frac{0,25e^2 \alpha^3}{\ell \alpha^{-1} \cdot 3} = \frac{1}{3} \alpha^4 W_H.$$

Втрати енергії за один період коливань електрона дорівнюють подвоєній сумі випромінювання на внутрішньому крутому і зовнішньому пологому схилі потенційної ями $W = 2 \left(\frac{1}{3} \alpha^3 W_H + \frac{1}{3} \alpha^4 W_H \right) = \frac{2}{3} (\alpha^3 + \alpha^4) W_H$.

Враховуючи, що $\alpha^3 \approx 4 \cdot 10^{-7}$, електрон атома водню за один цикл коливань втрачає порядку мільйонної долі своєї енергії. Перш ніж він втратить всю енергію, електрон зробить більше мільйона коливань, але, оскільки втрати енергії відбуваються по експоненціальному закону, число коливань буде незрівнянно більше.

Ці, наближені розрахунки дозволяють вважати коливання електрона, в достатній мірі, періодичними, щоб чекати лінійчатий спектр випромінювання релаксації збудженого валентного електрона атома.

При щільності газу один атом на см.³, амплітуда вільних коливань зовнішнього збудженого електрона r_m може досягати 1 см, що не порівняно більше Комптонівської довжини хвилі електрона $\Lambda = 2,42 \cdot 10^{-10}$ см. Аргумент функцій Бесселя (14), [4] при цьому, буде приблизно рівний

$$x \approx \pi \frac{v_m}{c} \cdot \frac{r_m}{\Lambda} \approx \frac{\pi \alpha}{2,42 \cdot 10^{-10}} = 9,46 \cdot 10^7.$$

Для аргументу $x > 10^7$ функції Бесселя з амплітудами відмінними від нуля будуть, мати приблизно той же порядок $k \approx 10^7$ [4]. Фур'є розкладання динамічного поля електрона (9), [5] може містити приблизно таке ж число $\sim 10^7$ гармонійних складових

$$\psi_E(t) = 2 \sum_{k=1}^{\infty} \{0,5J_0(x) \cos \Omega_1 t + J_{k_{\text{н}}}(x) [\cos(\Omega_1 + k_{\text{н}} 2\omega) t + \cos(\Omega_1 - k_{\text{н}} 2\omega) t] + J_{k_{\text{п}}}(x) [\sin(\Omega_1 + k_{\text{п}} 2\omega) t + \sin(\Omega_1 - k_{\text{п}} 2\omega) t]\}. \quad (2)$$

Де: $k_{\text{п}} = 2k$ – парні індекси, $k_{\text{н}} = (2k - 1)$ – не парні індекси, $k = 1, 2, 3, \dots, 10^7$

Із залежності числа функцій Бесселя від амплітуди коливань електрона витікає, що повний спектр випромінювання атомом можливий лише при великих амплітудах вільних коливань електрона, $r_m \gg \Lambda$. Це підтверджується

експериментально. Повна картина спектру спостерігається лише у випромінюванні сильно розріджених газів, що не перешкоджає вільним коливанням збуджених зовнішніх, випромінюючих електронів атомів [7].

У потенційній ямі з радіальною не симетрією коливання електрона будуть періодичними, але не гармонійними. Гармонійну функцію прискорення електрона (1), [5] $\dot{v}(t) = \dot{v}_m \cos \omega t$ слід замінити періодичною функцією $\psi_{\dot{v}}(t)$, з періодом T , рівним проміжку часу між однаковими значеннями фази прискорення електрона, розклавши її в ряд Фур'є з частотою $\omega = 2\pi/T$,

$$\psi_{\dot{v}}(t) = 0,5a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t); \text{ где: } a_0 = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \psi_{\dot{v}}(t) dt,$$

$$a_n = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \psi_{\dot{v}}(t) \cos n\omega t dt, b_n = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \psi_{\dot{v}}(t) \sin n\omega t dt.$$

Постійна складова періодичної функції дорівнює нулю, $a_0 = 0$. Згідно з формулами складання синуса і косинуса одного аргументу, Фур'є розкладання прискорення електрона можна записати компактніше:

$$\psi_{\dot{v}}(t) = -\sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t) = -\sum_{n=1}^{\infty} d_n \cos (n\omega t - \theta_n), \quad (3)$$

$$\text{де: } d_n = (a_n^2 + b_n^2)^{0,5}, \theta_n = \arcsin (b_n/d_n).$$

Залежність поля випромінювання (15), [6] від часу $\psi_B(t)$, рівняється твору функції коливань динамічного поля електрона $\psi_E(t)$ і залежності прискорення від часу $\psi_{\dot{v}}(t)$, тобто містить твір двох рядів Фур'є

$$\psi_B(t) = \psi_{\dot{v}}(t)\psi_E(t) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} d_n \cos (n\omega t - \theta_n) \{0,5J_0(x) \cos \Omega_1 t + J_{k_H}(x) [\cos(\Omega_1 + k_H 2\omega)t + \cos(\Omega_1 - k_H 2\omega)t] + J_{k_H}(x) [\sin(\Omega_1 + k_H 2\omega)t + \sin(\Omega_1 - k_H 2\omega)t]\}. \quad (4)$$

Твір рядів Фур'є (4), частоти гармонік яких не однакові, утворює спектр, у вигляді серій. Лінії в серіях розділені проміжкам між гармоніками одного ряду. Серії відокремлені проміжками між гармоніками другого ряду.

Для прикладу розглянемо твір двох гармонік ряду $f_1 = \sin(k\omega t) + \sin(2k\omega t)$ на дві гармоніки другого ряду $f_2 = \sin(n\omega t) + \sin(2n\omega t)$, з амплітудами гармонік рівними одиниці

$$f_1 \times f_2 = (\sin k\omega t + \sin 2k\omega t) \times (\sin n\omega t + \sin 2n\omega t) = 0,5\{ [\sin(k+n)\omega t + \sin(k-n)\omega t + \sin(k+2n)\omega t + \sin(k-2n)\omega t] + [\sin(2k+n)\omega t + \sin(2k-n)\omega t + \sin(2k+2n)\omega t + \sin(2k-2n)\omega t]\}.$$

Твір дає дві серії гармонік. Перша серія з коефіцієнтом k в аргументі, в перших квадратних дужках; друга з коефіцієнтом $2k$ в аргументі в других квадратних дужках. Проміжки між лініями в серіях $(2n-n)\omega = n\omega$. Серії розділені проміжком $(2k-k)\omega = k\omega$.

При $k \gg n$, проміжки $k\omega$ між серіями значно більше, чим проміжки $n\omega$ між лініями в серіях. Схематично це відображує мал. 1.

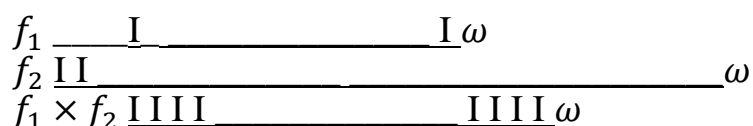


Рис. 1. Формування серійної структури спектру

Прискорення коливань електрона дорівнює повертаючій силі (3), [3] поділеній на масу електрона $\ddot{r} = r\omega^2 = F_{e,p}/m = re^2 (\frac{1}{r^3} - \frac{2\ell}{r^4})/m$.

При амплітуді коливань електрона r більше радіусу зв'язку $r \gg r_0 = 2\ell$, [3] від'ємником $2\ell/r^4$ у формулі прискорення можна нехтувати, в наслідок отримуємо $r\omega^2 \approx e^2/r^2m$, звідки запишемо

$$\omega(r) \approx e/m^{0,5}r^{1,5}. \tag{5}$$

Частота коливань електрона не постійна, у грубому наближенні, її величина пропорційна амплітуді коливань електрона r в мірі $-1,5$.

Частота $\omega_k = k \cdot \omega$ складових спектру (4) пропорційна їх номеру k , відповідного величині аргументу x , пропорційного амплітуді r коливань електрона. Число гармонійних складових, і їх частота зростає із збільшенням амплітуди коливань електрона пропорційно номеру k . Спектр розширюється у бік високих частот $\omega_k = k \cdot \omega$.

Відстані між лініями в серії $\Delta\omega$, із збільшенням амплітуди коливань електрона, зменшуються пропорційно зниженню частоти коливань електрона $\omega_{(r)}$ пропорційної амплітуді коливань електрона r в мірі $-1,5$.

$$\Delta\omega = k \cdot \omega_{(r)} - (k + 1) \cdot \omega_{(r)} = \omega_{(r)} \approx e/m^{0,5}r^{1,5} \propto r^{-1,5}. \tag{6}$$

Це дійсно просліджується в спостережуваних оптичних спектрах атомів. Проміжки між спектральними лініями в серіях, пропорційні приростам частоти $k\omega_{(r)}$ зменшуються із зростанням номера лінії, мал. 2.

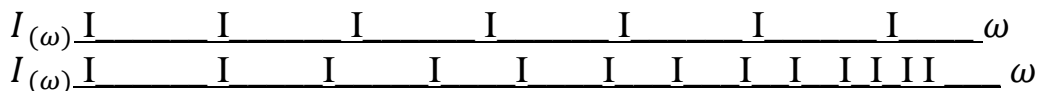


Рис. 2. Верхня діаграма – спектр при постійній частоті коливань електрона $\omega = const$. Нижня, при частоті коливань електрона ω залежною від амплітуди $\omega_{(r)} \propto r_m^{-1,5}$.

Функції Бесселя є коефіцієнтами гармонійних складових спектру випромінювання атома. Амплітуда спектральної складової пропорційна амплітуді функції Бесселя $E_k \propto J_k$. Інтенсивність випромінювання I_k пропорційна квадрату амплітуди, а значить, квадрату функції Бесселя $I_k \propto E_k^2 \propto J_k^2$. Для значення аргументу x що на багато перевершує порядок функції Бесселя, $x \gg k$, її амплітуда пропорційна значенню аргументу x в мірі мінус 0.5 [8]

$$|J_k(x \gg k)| \propto x^{-0,5}. \tag{7}$$

Як наслідок, інтенсивність спектральних ліній в серії убуває із збільшенням їх номера, тобто із збільшенням частоти, мал. 3.

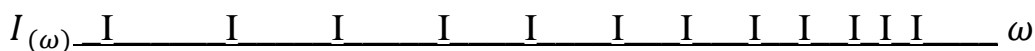


Рис. 3. Одна із серій, розкладання в спектр випромінювання. Розмір лінії умовно відображує її інтенсивність.

Складання амплітуд випромінювання великого числа атомів в процесі його розповсюдження утворює хвилеві пакети, з частотами відповідними складовим випромінювання.

Фазова швидкість хвилі динамічного поля, згідно з (2), [9] залежить від частоти, $v_{\phi} = \frac{\Omega}{k} = c \frac{\Omega}{\omega}$, тому пакети розпливаються по шляху поширення, але з такою ж вірогідністю можуть групуватися знов. Щільність їх пропорційна щільності енергії випромінювання.

Хвилеві пакети, та залежність енергії, яку може придбати електрон в хвилі динамічного поля від спостережуваної частоти хвилі згідно з (13), [10] $W_k = W_0 \frac{\omega}{\Omega_0}$, створюють ефект квантів енергії випромінювання.

Основні характеристики спектру спостережуваних частот динамічного поля випромінювання, в процесі релаксації, електрона атома водню, розглянуті в доповіді наступні:

- залежність повноти спектру від амплітуди вільних коливань електрона,
- серійна структура спектру випромінювання,
- зменшення проміжків між лініями у бік високочастотних складових,
- зниження інтенсивності ліній у бік високочастотних складових спектру,
- пакетна структура випромінювання, утворююча ефект квантів.

Всі ці характеристики структури спектру випромінювання валентного електрона адекватні структурі, експериментально спостережуваного спектру випромінювання атома водню. При динамічному представленні поля електрона спектр спостережуваних частот випромінювання атома водню, може мати також класичне пояснення, відмінне від квантового. В доповідях викладанні головні принципи за якими будується спостережуваний спектр випромінювання атомів, які потребують теоретичного і практичного дослідження.

Список використаних джерел:

1. Попенко В. Й. Багато електронні атоми. Тези для наукової конференції «Актуальні питання гуманітарних та природничих наук», 2015.
2. Попенко В. Й. Динамічне поле електрона. Тези для наукової конференції «Актуальні питання сучасної науки», 2014.
3. Попенко В. Й. Атом водню. Тези для наукової конференції «Актуальні питання гуманітарних та природничих наук», 2015.
4. Степанець Ю. А. Попенко В. Й. Динамічне поле і рентгенівське випромінювання атомів. Тези для наукової конференції «Актуальні питання гуманітарних та природничих наук», 2015.
5. Янке Е., Емде Ф., Лёш Ф. Спеціальні функції. Видавництво «Наука», 1977.
6. Попенко В. Й. Рентгенівське випромінювання атомів. Тези для наукової конференції «Актуальні питання гуманітарних та природничих наук», 2015.
7. Фріш С. Е. Оптичні спектри атомів. «Державне видавництво фізмат літератури М.», 1963.
8. Корн Г. і Корн Т. Довідник по математиці для наукових працівників і інженерів. Видавництво «Наука», 1973.
9. Степанець Ю. А. Попенко В. Й. Електромагнітна хвиля в динамічному представленні поля електрона. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки», 2014.
10. Степанець Ю. А. Попенко В. Й. Електрон в хвилі динамічного поля. Тези для наукової конференції «Перспективи розвитку сучасної науки», 2014.