

УДК 551.594.9, 537.67
PACS 41.60.-m, 41.60.Ap, 94.05.Dd

МЕХАНІЗМ ФОРМУВАННЯ ЛІНІЙ ГАРМОНІЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ІОНОСФЕРІ

М. Ваврух¹, В. Корепанов²

¹ Львівський національний університет імені Івана Франка,
кафедра астрофізики, вул. Кирила і Мефодія, 8,
79005 Львів, Україна
e-mail: mvavrukh@gmail.com

² Львівський центр Інституту космічних досліджень
НАН України і НКА України, вул. Наукова, 5А, 79060 Львів,
Україна
e-mail: vakor@isr.lviv.ua

Обґрунтовано механізм формування низькочастотних гармонічних мультиплетів в іоносфері у рамках моделі взаємодії електронів з магнітним полем Землі та випромінюванням ліній електромереж, що дозволяє інтерпретувати частотні особливості спостережуваних спектрів, зареєстрованих штучними супутниками Землі.

Ключові слова: іоносфера, випромінювання електромереж, космічні експерименти, випромінювання іоносфери, комбінаційне розсіяння світла.

1 Вступ

До основного джерела формування космічної погоди більшість дослідників відносять сонячну активність, тобто передачу енергії у напрямі "Сонце - магнітосфера - іоносфера - атмосфера - поверхня Землі". Але існує і зворотний, досить помітний вплив на стан іоносфери потужних природних процесів (ураганів, землетрусів і т. п.), які створюють потік енергії від літосфери й атмосфери Землі. Останнім часом у цьому зворотному потоці все помітнішим стає техногенний вплив, пов'язаний, передусім, зі зростаючим рівнем виробництва та використання електричної енергії. Цей факт став предметом спостережень вже досить давно: встановлено, що потужні споживачі електроенергії викликають зміни параметрів плазми та електромагнітного поля в іоносфері. Вивчаються також можливі наслідки такого впливу на стан навколишнього середовища, особливо за допомогою супутникових досліджень [1-4]. Саме в цій галузі у 80-х роках минулого століття був відкритий новий ефект -

відображення в іоносфері, і навіть у магнітосфері, гармонійного випромінювання електромереж - (power line harmonic radiation, PLHR) [5-7]. Механізм формування PLHR та можливі наслідки цього явища для цивілізації досі залишаються невідомими. Однак встановлено, що системи виробництва електроенергії впливають на навколосезонне середовище як у локальному масштабі, змінюючи стан іоносфери безпосередньо над лініями електромереж, так і в глобальному, створюючи в порожнині Земля - іоносфера електромагнітні коливання на частотах, пов'язаних із частотою електромереж і її численними гармоніками. Одним з небезпечних наслідків цього явища може бути підвищення висипання заряджених частинок з радіаційних поясів Землі, що досить часто фіксується штучними супутниками Землі (ШСЗ) при одночасній реєстрації електромагнітних полів і концентрації заряджених частинок [1]. Вочевидь, це явище повинно вивчатися з метою встановлення кількісних залежностей та можливих наслідків для нашого оточення при неминучому подальшому збільшенні виробництва електроенергії. В той же час дослідження феномену PLHR – явища майже космічного масштабу – безумовно має самостійне фундаментальне значення як один з проявів взаємодії електромагнітного поля з частково іонізованою плазмою.

На сьогодні накопичено великий обсяг експериментальних даних супутникових досліджень, які переконливо свідчать про існування в іоносфері кластерів (мультиплетів) спектральних ліній гармонік 50 (60) Гц (аж до 10-15 ліній), центрованих біля середньої частоти, яка може змінюватися в досить широкому діапазоні - від 1 до 15 кГц. Найбільший обсяг даних отримано в експерименті на ШСЗ "Деметер"(2004-2010 рр.) [8-11].

Одночасно з експериментом "Деметер" в Україні був проведений експеримент "Варіант" на борту ШСЗ "Січ-1М"(2005 р.). На жаль, через відмову третього ступеня ракети супутник не вийшов на заплановану орбіту і були отримані тільки 11 файлів даних, у яких знайдено досить інтенсивні гармоніки частоти 50 Гц, які спостерігалися одночасно декількома кластерами в діапазоні частот від 1,5 до 14,5 кГц [12, 13]. При цьому спектральні лінії були рознесені на відстань 50 Гц, і такі сигнали спостерігалися в даних усіх давачів - електричного поля, магнітного поля і густини просторового струму. У цей час - 22.03.2005 р. о 22:13:06 - 22:14:02 UT - супутник пролітав над південною частиною Аравійського півострова на висоті 320 км.

Доцільно звернути увагу на оригінальний результат, отриманий нещодавно на борту ШСЗ "Чібіс-М"(запущений 25.01.2012 р.) [14] – вимірювання електричного поля при пролітанні ШСЗ над територією Бразилії. Орбіта "Чібіс-М" була майже колова на висоті 520 км, 08.08.2013 р., 03:47:34 - 03:53:34. Було чітко встановлено проникнення сигналу 60 Гц на висоті іоносфери. До того ж, при подальшій обробці знайдено три моменти зростання амплітуди сигналу, кожний з яких відповідав моменту пролітання ШСЗ над конкретною високовольтною лінією. Сам факт проникнення сигналу з частотою 60 Гц на висоті іоносфери суперечить теоретичним положенням [15, 16]. Однак у пізнішій роботі [17] вказується, що реєстрація проникнення сигналів на гармоніках Шуманівського резонансу в іоносферу можлива високочутливими бортовими давачами. Дійсно, перші 5 гармонік Шуманівського резонансу були виявлені на супутнику C/NOFS на висотах біля 400 км, як і на борту супутника "Чібіс-М"[14]. Це підтверджує надійність даних про проникнення сигналів з частотою мережі в іоносферу.

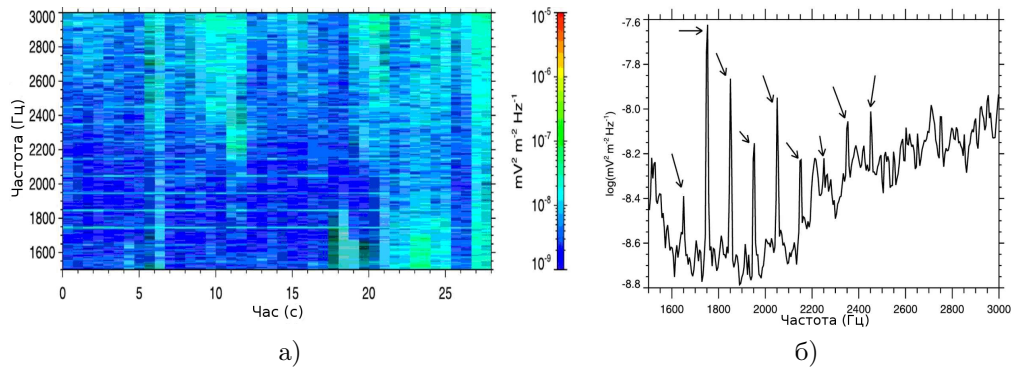


Рис. 1: Динамічний (а) та статичний (б) спектри результатів вимірювання електричного поля, отримані 25. 03. 2006 о 19:13:32 UT при пролітанні над територією Фінляндії

Подамо деякі результати, одержані за допомогою супутникових спостережень. На рис. 1 показано динамічний (рис. 1а) та статичний (рис. 1б) спектри електричного поля, отримані 25.03.2006 р. о 19:13:32 UT при пролітанні супутника над територією Фінляндії [9]. При цьому різниця між сусідніми лініями складала 100 Гц.

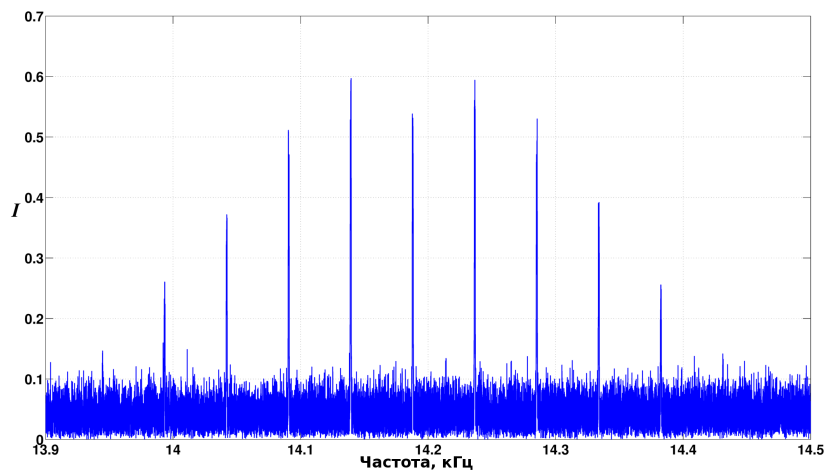


Рис. 2: Приклад мультиплета, одержаного в експерименті „Варіант“

Типовий характер зареєстрованих мультиплетів ілюструє рисунок 2, де наведено дані, одержані в експерименті „Варіант“. Часом спостерігаються спектри з інтервалами між сусідніми лініями у 100 або 120 Гц, або спектри, у яких точно посередині між двома інтенсивними лініями, розділеними інтервалом 100 (120) Гц, знаходиться слабка лінія, або ж спектри змішаного типу (див. рис. 3, 4).

Лінійчатий характер цих спектрів свідчить про те, що спостережуване випромінювання є наслідком переходів між дискретними енергетичними рівнями. Еквідистантність розташування компонент у мультиплеті безумовно пов'язана з електро-

магнітними полями, створеними випромінюванням електромереж, яке „засмічує“ іоносферу: як відомо, у Європі та Азії використовують змінний струм частоти 50 Гц, а на Північноамериканському континенті – 60 Гц. Електромережі протяжністю у сотні і тисячі кілометрів є антенами великої потужності. Явище випромінювання мультиплетів лініями електромереж реєструють над усією поверхнею Землі, але найчастіше у поясі геомагнітних широт $(20 - 60)^\circ$, тобто над економічно розвинутими районами.

У більшості випадків випромінювання PLHR реєструється над материками, а над океанами воно реєструється рідко. Статистична обробка даних супутника „Деметер“, виконана у роботі [11], свідчить про те, що над освітленою поверхнею Землі середня частота появи PLHR удвічі вища, ніж над неосвітленою. Орбіти супутників, які проводять вимірювання, звичайно знаходяться на висоті 350-500 км над поверхнею Землі. Як видно із рисунка 5, найчастіше зустрічаються мультиплети, середня частота яких належить області $(1,5 - 2,5) \cdot 10^3$ Гц. В області $\nu > 1,7 \cdot 10^4$ Гц мультиплети не зареєстровано.

Хоча електромережі випромінюють у неперервному режимі, спостереження свідчать, що генерація PLHR відбувається хаотично. Поява PLHR випромінювання – рідкісне явище: за шість років роботи ШСЗ „Деметер“ зареєстровано всього 148 подій [11]. З цього випливає, що його виникнення є наслідком якогось процесу, який має випадковий характер. Оскільки спостережувані спектри низькочастотні, вони не можуть бути пов'язаними з атомними переходами.

Один з можливих механізмів генерування PLHR може бути пов'язаним з рухом заряджених частинок у локально постійному і однорідному магнітному полі Землі. Це можуть бути пучки електронів сонячного вітру, або ж електронів, що утворюються при взаємодії високоенергетичних частинок космічних променів з іоносферою, або ж електрони, утворені при фотоіонізації атомів та іонів іоносфери. Як відомо з квантової механіки [19], енергетичний спектр „вільного“ електрона, що рухається у сталому однорідному магнітному полі, у нерелятивістському наближенні задається виразом

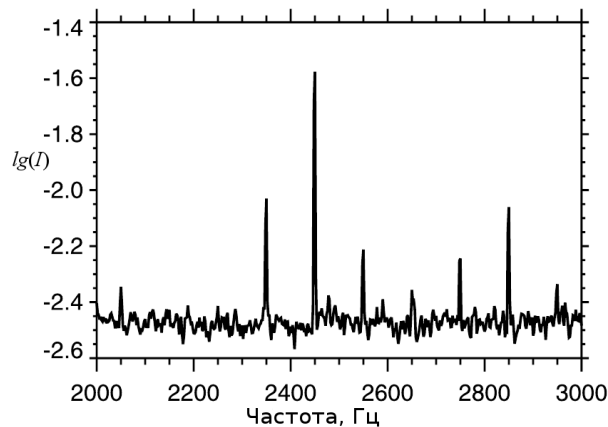


Рис. 3: Спектр з інтервалом між сателітами у 100 Гц з роботи [11]

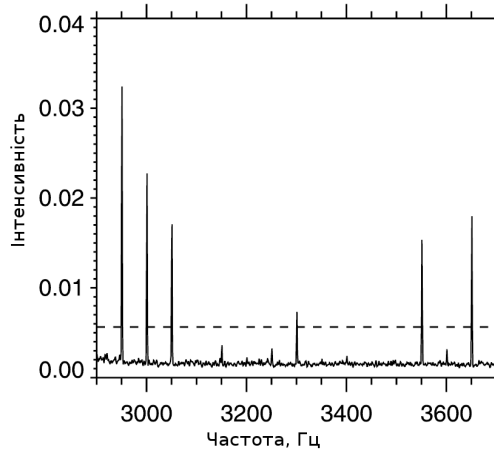


Рис. 4: Спектр змішаного типу з роботи [8]

$$E(n, k_z) = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2}{2m_0} k_z^2, \quad (1)$$

де $\omega_c = eH/m_0c$ – циклотронна (Ларморова) частота, e – модуль електронного заряду, H – модуль вектора напруженості магнітного поля, m_0 – маса електрона, c – швидкість світла, k_z – проекція хвильового вектора на напрям магнітного поля, $n = 0, 1, 2, \dots$. Враховуючи, що середнє значення напруженості магнітного поля Землі має порядок $(3 - 5) \cdot 10^{-5} (4\pi \cdot 10^{-7})^{-1}$ Тл, знаходимо оцінку частоти переходів електрона між сусідніми рівнями Ландау:

$$\nu_0 = (2\pi)^{-1}\omega_c \approx (2 - 4) \cdot 10^3 \text{ Гц}. \quad (2)$$

Згідно з цією оцінкою, спектр випромінювання, який також зареєстровано в експерименті „Варіант“, що має дуже мало слабких сателітів, можна інтерпретувати як результат переходів електронів між майже незбуреними рівнями Ландау (див. рис. 6). Відсутність сателітів свідчить, що в районі генерації цього спектру поле електромереж було майже відсутнім. Все ж зауважимо, що біля деяких ліній рисунка 6 видно слабкі сателіти, відділені інтервалом 50 чи 100 Гц. Як видно з рисунка, у даному випадку $\nu_0 \approx 2, 5 \cdot 10^3$ Гц, а зміна енергії електронів $2\pi\hbar\nu_0^{max}$ обмежена мізерною величиною порядку 10^{-22} ерг, що відповідає середній швидкості обертального руху електронів (5-10) м/с.

Енергетичним рівням (1) відповідають нормовані хвильові функції [18]

$$\begin{aligned} \Psi_{n,k_z,k_x}(x, y, z) &= (L_x L_y)^{-1} \exp\{i\{xk_x + zk_z\}\} \varphi_n(y - y_0), \\ \varphi_n(y) &= (2^n n!)^{-1/2} \pi^{-1/4} \exp\left\{-\frac{1}{2} \cdot \frac{y^2}{l^2}\right\} \mathcal{H}_n\left(\frac{y}{l}\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Тут використано такі позначення: $l = \left(\frac{c\hbar}{eH}\right)^{1/2}$ – масштаб довжини („магнітна“ довжина), $y_0 = -\frac{c\hbar}{eH} k_x$, $\mathcal{H}_n(y/l)$ – поліном Ерміта n -го порядку. Для зручності тут

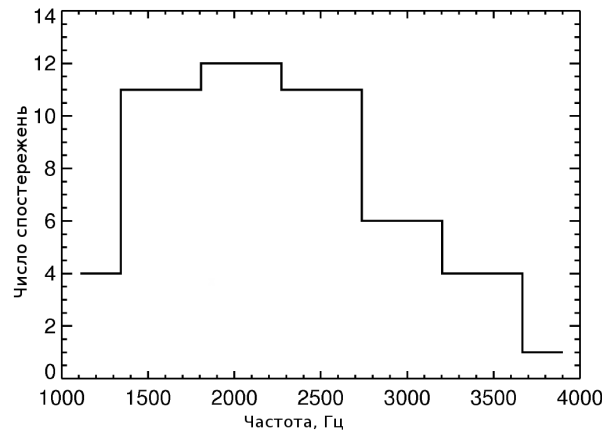


Рис. 5: Залежність частоти появи PLHR від геомагнітної широти [9]

використано квазідискретний спектр хвильових векторів, що виникає при обмеженні руху електрона у площині (x, y) площею $S = L_x L_y$. Через те, що енергетичні рівні (1) не залежать від k_x , квантові стани електрона вироджені за k_x з кратністю $eHL_x L_y (2\pi\hbar c)^{-1}$. При переході до границі $L_x, L_y \rightarrow \infty$ маємо виродження з неперервною кратністю. Таким є опис руху електрона в однорідному магнітному полі у рамках ідеалізованої моделі. У випадку іоносфери замагнічений електрон знаходиться у середовищі частково іонізованої плазми, що приводить до скінченної ширини рівнів Ландау і часткового зняття виродження. В загальному випадку енергетичний спектр електрона в однорідному магнітному полі можна зобразити виразом

$$E(n, k_x, k_z) = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + \varepsilon(k_x, k_z), \quad (4)$$

який відображає ту обставину, що кожен безмежно вузький рівень Ландау оточений неперервним спектром.

У випадку, коли електрон рухається у схрещених статичних однорідних магнітному та електричному полях, задача теж має точний розв'язок. Якщо вибрати систему координат, вісь OZ якої спрямована вздовж напрямку магнітного поля, а вісь OY – вздовж вектора електричної напруженості ϵ , то стан електрона описується функцією (3), у якій слід зробити заміну y_0 на

$$y_0(\epsilon) = (m\omega_c)^{-1} \{ -\hbar k_x + e\epsilon\omega_c^{-1} \}. \quad (5)$$

Виродження за k_x знімається і в цьому випадку

$$\varepsilon(k_x, k_z) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \frac{e\epsilon}{m\omega_c} \hbar k_x - \frac{e^2 \epsilon^2}{2m\omega_c^2}. \quad (6)$$

Якщо електрон рухається у постійному однорідному магнітному полі при наявності змінного електромагнітного поля низької частоти ($\omega \ll \omega_c$), то останнє індукує

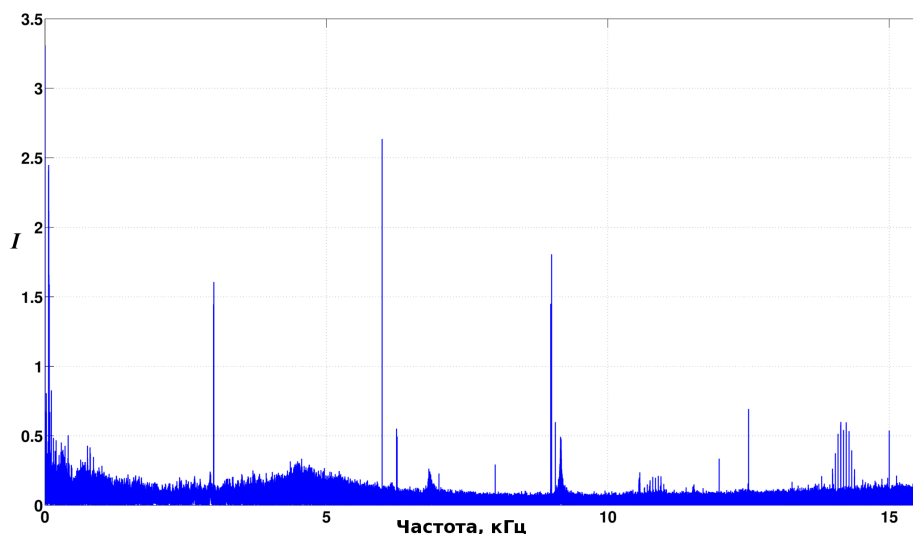


Рис. 6: Результати спостережень з експерименту „Варіант“

резонансні стани з енергіями

$$\tilde{E}(n, k_z, \eta) \approx \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega\eta + \tilde{\varepsilon}(k_x, k_z) \quad (7)$$

($\eta = 0; \pm 1; \pm 2 \dots$), які можна розглядати як квазістаціонарні і переходи між якими можуть забезпечити спостережувані спектральні властивості PLHR. Обґрунтування спектру (5) та інтерпретація особливостей мультиплетів PLHR є метою даної роботи.

2 Модельна задача про квантові переходи під впливом періодичного збурення

Насамперед розглянемо загальну одноелектронну задачу про квантові резонансні переходи під дією періодичного збурення [18]

$$\hat{V}(t) = \hat{F} e^{i\omega t} + \hat{G} e^{-i\omega t} \quad (8)$$

у випадку, коли незбурена задача має l дискретних стаціонарних еквідистантних енергетичних рівнів $E_j^{(0)}$ (тобто таких, що $E_{j+1}^{(0)} - E_j^{(0)} = \hbar\omega$, $1 \leq j \leq l-1$). Нехай рівням $E_j^{(0)}$ відповідають хвильові функції

$$\Psi_j^{(0)}(\mathbf{r}, t) = \varphi_j^{(0)}(\mathbf{r}) \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} E_j^{(0)} t \right\}, \quad (9)$$

а $\varphi_j^{(0)}(\mathbf{r})$ є нормованими власними функціями гамільтоніана \hat{H}_0 незбуреної задачі,

$$\hat{H}_0 \varphi_j^{(0)}(\mathbf{r}) = E_j^{(0)} \varphi_j^{(0)}(\mathbf{r}). \quad (10)$$

Знайдемо наближені розв'язки хвильового рівняння

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_j(\mathbf{r}, t) = (\hat{H}_0 + \hat{V}) \Psi_j(\mathbf{r}, t), \quad (11)$$

що відповідають функціям $\Psi_j^{(0)}(\mathbf{r}, t)$, як лінійні комбінації хвильових функцій незбурених станів,

$$\Psi_j(\mathbf{r}, t) = \sum_{1 \leq s \leq l} a_{j,s}(t) \Psi_s^{(0)}(\mathbf{r}, t), \quad (12)$$

де $a_{j,s}(t)$ – невідомі функції часу. Підставляючи розклад (12) у рівняння (11), домножуючи зліва на $[\Psi_k^{(0)}(\mathbf{r}, t)]^*$ та інтегруючи за координатами, одержуємо систему лінійних диференціальних рівнянь для коефіцієнтів $a_{j,s}(t)$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a_{j,k} = \sum_{s=1}^l a_{j,s}(t) V_{k,s}(t) \exp(i\omega[k-s]t), \quad (13)$$

де

$$V_{k,s}(t) = \langle \varphi_k^{(0)} | \hat{V} | \varphi_s^{(0)} \rangle = F_{k,s} e^{i\omega t} + G_{k,s} e^{-i\omega t}, \quad (14)$$

а з ермітовості оператора $\hat{V}(t)$ випливає, що $G_{k,s} = F_{s,k}^*$. Розглянемо частковий тип оператора збурення, приймаючи його діагональні матричні елементи рівними нулеві, що відповідає взаємодії електронів з електромагнітним полем. Для спрощення процедури знаходження розв'язків рівнянь (13) знехтуємо всіма членами, крім тих, у яких матричні елементи оператора збурення побудовані на хвильових функціях сусідніх рівнів і які не мають залежності від часу, а також тих, у яких фігурують $a_{j,s}$ при $|j-s| \geq 2$. У результаті одержуємо систему лінійних диференціальних рівнянь зі сталими коефіцієнтами:

$$\begin{cases} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a_{1,1} \simeq a_{1,2} F_{1,2}; \\ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a_{1,2} \simeq a_{1,1} F_{2,1}; \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a_{j,j-1} \simeq a_{j,j} F_{j-1,j}; \\ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a_{j,j} \simeq a_{j,j-1} F_{j,j-1} + a_{j,j+1} F_{j,j+1}; \\ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a_{j,j+1} \simeq a_{j,j} F_{j+1,j} \end{cases} \quad (16)$$

при $2 \leq j \leq l-1$;

$$\begin{cases} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a_{l,l-1} \simeq a_{l,l} F_{l-1,l}; \\ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a_{l,l} \simeq a_{l,l-1} F_{l,l-1}. \end{cases} \quad (17)$$

Кожна з одержаних систем зводиться до диференціального рівняння другого порядку:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} a_{j,j} + \beta_j^2 a_{j,j} &= 0, \\ \beta_1 &= \hbar^{-1} |F_{1,2}|; \quad \beta_l = \hbar^{-1} |F_{l,l-1}|; \end{aligned} \quad (18)$$

а при $2 \leq j \leq l - 1$

$$\beta_j = \hbar^{-1} \{ |F_{j,j-1}|^2 + |F_{j,j+1}|^2 \}^{1/2}. \quad (19)$$

У випадку дворівневої системи $l = 2$ знаходимо такі дві хвильові функції

$$\begin{aligned} \Psi_1(r, t) &= \Psi_1^{(0)}(r, t) \cos(\beta_1 t) - i \frac{F_{21}}{\hbar \beta_1} \sin(\beta_1 t) \Psi_2^{(0)}(\mathbf{r}, t), \\ \Psi_2(r, t) &= \Psi_2^{(0)}(r, t) \cos(\beta_1 t) - i \frac{F_{12}}{\hbar \beta_1} \sin(\beta_1 t) \Psi_1^{(0)}(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (20)$$

Вони описують резонансні переходи між рівнями, причому приймається, що у початковий момент часу система знаходилась у стані $\Psi_1^{(0)}(\mathbf{r}, t)$, або ж $\Psi_2^{(0)}(\mathbf{r}, t)$. Величина $\sin^2(\beta_1 t)$ визначає імовірність знаходження системи в момент часу t у стані $\Psi_2^{(0)}(\mathbf{r}, t)$, якщо при $t = 0$ вона знаходиться у стані $\Psi_1^{(0)}(\mathbf{r}, t)$. Вираз $\langle \Psi_j | i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_j \rangle = E_j(t)$ має зміст енергії системи в момент t . Функціям (20) відповідають такі значення енергії

$$\begin{aligned} E_1(t) &= E_1^{(0)} + \hbar \omega \sin^2(\beta_1 t), \\ E_2(t) &= E_2^{(0)} - \hbar \omega \sin^2(\beta_1 t). \end{aligned} \quad (21)$$

Формули (20), (21) описують резонансні переходи у дворівневій системі з періодом, який визначається інтенсивністю збурення,

$$T = \pi \hbar |F_{12}|^{-1}. \quad (22)$$

У випадку слабого збурення переходи відбуваються повільно, тому стани (20) можна вважати квазістаціонарними відносно інших процесів, що мають часи релаксації набагато менші за $\pi \hbar |F_{12}|^{-1}$, наприклад, $T_c = 2\pi/\omega_c$.

Зауважимо, що опис резонансних (чи майже резонансних) переходів у дворівневій системі добре відомий [18] і ми наводимо його результати задля повноти картини. Значно менш тривіальний випадок трирівневої системи, яка ілюструє загальний характер резонансних переходів у системі з довільним числом еквідистантних рівнів. У зв'язку з цим розглянемо систему рівнянь (15) - (17) при $l = 3$ ($j = 2$). З рівняння (18) одержуємо, що

$$\begin{aligned} a_{2,2}^{\pm} &= \exp(\pm i\beta_2 t), \\ a_{2,1}^{\pm} &= \mp \frac{F_{1,2}}{\hbar \beta_2} [\exp(\pm i\beta_2 t) - 1], \\ a_{2,3}^{\pm} &= \mp \frac{F_{3,2}}{\hbar \beta_2} [\exp(\pm i\beta_2 t) - 1], \end{aligned} \quad (23)$$

а тому система базисних розв'язків є такою:

$$\begin{aligned} \Psi^{(1)} &= \Psi_2^{(0)} e^{i\beta_2 t} - \frac{1}{\hbar \beta_2} (e^{i\beta_2 t} - 1) \{ \Psi_1^{(0)} F_{1,2} + \Psi_3^{(0)} F_{3,2} \}, \\ \Psi^{(2)} &= \Psi_2^{(0)} e^{-i\beta_2 t} - \frac{1}{\hbar \beta_2} (e^{-i\beta_2 t} - 1) \{ \Psi_1^{(0)} F_{1,2} + \Psi_3^{(0)} F_{3,2} \}. \end{aligned} \quad (24)$$

Загальний розв'язок для стану $j = 2$ дорівнює

$$\begin{aligned}\Psi_2^+ &= \cos(\beta_2 t) \Psi_2^{(0)} - i \sin(\beta_2 t) \frac{1}{\hbar \beta_2} \left\{ \Psi_1^{(0)} F_{1,2} + \Psi_3^{(0)} F_{3,2} \right\}, \\ \Psi_2^- &= i \cos\left(\frac{\beta_2 t}{2}\right) \Psi_2^{(0)} + \sin\left(\frac{\beta_2 t}{2}\right) \frac{1}{\hbar \beta_2} \left\{ \Psi_1^{(0)} F_{1,2} + \Psi_3^{(0)} F_{3,2} \right\}.\end{aligned}\quad (25)$$

Щоб записати загальний розв'язок для всієї трирівневої системи, слід врахувати розв'язки системи (15), що зображаються у вигляді (20), а також аналогічні розв'язки системи (19) при $l = 3$. Набір розв'язків

$$\begin{aligned}\Psi_1(r, t) &= \Psi_1^{(0)} \cos(\beta_1 t) - i \sin(\beta_1 t) \frac{F_{21}}{\hbar \beta_1} \Psi_2^{(0)}, \\ \Psi_2(r, t) &= \Psi_2^{(0)} \cos(\beta_2 t) - i \sin(\beta_2 t) \frac{1}{\hbar \beta_2} \left\{ \Psi_1^{(0)} F_{1,2} + \Psi_3^{(0)} F_{3,2} \right\}, \\ \Psi_3(r, t) &= \Psi_3^{(0)} \cos(\beta_3 t) - i \sin(\beta_3 t) \frac{F_{3,2}}{\hbar \beta_3} \Psi_2^{(0)}\end{aligned}\quad (26)$$

описує зміну хвильових функцій у трирівневій системі і відповідає такій залежності енергетичних рівнів від часу:

$$\begin{aligned}E_1(t) &= E_1^{(0)} + \hbar \omega \sin^2(\beta_1 t), \\ E_2(t) &= E_2^{(0)} + \hbar \omega \sin^2(\beta_2 t) \frac{F_{3,2}^2 - F_{1,2}^2}{F_{3,2}^2 + F_{1,2}^2}, \\ E_3(t) &= E_3^{(0)} - \hbar \omega \sin^2(\beta_3 t).\end{aligned}\quad (27)$$

Як видно з формул (27), у випадку $F_{1,2} \cong F_{3,2}$ енергія середнього рівня майже не залежить від часу, тому цей рівень є майже стаціонарним.

З рівнянь (15) - (17) видно, що у випадку системи з довільним числом еквідистантних енергетичних рівнів часова залежність квантових станів описується співвідношеннями (26), (27): хвильові функції „внутрішніх“ рівнів $2 \leq j \leq l - 1$ описуються функціями типу $\Psi_2(r, t)$ з формули (26), а їх енергії виразами типу $E_2(t)$ з формули (27); квантові стани $j = 1, j = l$ описуються так само, як і у випадку трирівневої системи.

Застосуємо тепер результати розглянутої модельної задачі до опису квантових станів електрона в однорідному магнітному полі при наявності періодичного магнітного поля частоти $\omega \ll \omega_c$. Описуючи останнє у класичному підході, задамо його вектор-потенціал у вигляді плоскої монохроматичної хвилі

$$\begin{aligned}\mathbf{A}(\omega; \mathbf{r}, t) &= \mathbf{A}_0(\omega) \left\{ \exp[i((\mathbf{q}, \mathbf{r}) - \omega t + \varphi_\omega)] + \right. \\ &+ \left. \exp[-i((\mathbf{q}, \mathbf{r}) - \omega t + \varphi_\omega)] \right\},\end{aligned}\quad (28)$$

а $\omega = qc$. У випадку слабкого поля енергія взаємодії електрона з полем (збурення) дорівнює [18, 19]

$$\hat{V}(\mathbf{r}, t) = -\frac{e}{mc} (\mathbf{A}, \hat{\mathbf{p}}),\quad (29)$$

де $\hat{\mathbf{p}}$ – оператор імпульсу електрона, амплітуда вектора напруженості електричного поля дорівнює $2\omega A_0(\omega)$, амплітуда вектора магнітної індукції $-2[\mathbf{k} \times \mathbf{A}_0(\omega)]$. Середня об'ємна густина енергії поля за період дорівнює $w(\omega) = 2\omega^2 A_0^2(\omega)$, густина потоку енергії

$$I(\omega) = 2\omega^2 A_0^2(\omega) c. \quad (30)$$

У квантовому підході об'ємна густина енергії дорівнює $\hbar\omega n(\omega)$, де $n(\omega)$ – концентрація квантів електромагнітного поля, тому $\mathbf{A}_0(\omega)$ можна виразити через $n(\omega)$:

$$A_0(\omega) = \left(\frac{\hbar n(\omega)}{2\omega} \right)^{1/2}. \quad (31)$$

Матричний елемент $F_{k,s}$ (див. ф. (16)) обчислимо на функціях (3), що належать різним підрівням при тому самому значенні n ,

$$\begin{aligned} |F_{s_1, s_2}| &= (2^n n!)^{-1} \pi^{-1/2} A_0(\omega) \exp \left\{ -\frac{1}{4} l^2 (q_x^2 + q_y^2) \right\} \delta_{k_x^{(1)}, k_x^{(2)} + q_x} \delta_{k_z^{(1)}, k_z^{(2)} + q_z} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp(-t^2) H_n \left(\left[t - \frac{l}{2} (q_x + iq_y) \right] \right) H_n \left(\left[t + \frac{l}{2} (q_x - iq_y) \right] \right), \end{aligned} \quad (32)$$

де $k_x^{(1)}, k_z^{(1)}$ відповідають підрівневі s_1 , а $k_x^{(2)}, k_z^{(2)}$ – підрівневі s_2 .

Як випливає з розглянутої модельної задачі, під дією монохроматичної хвилі відбуваються резонансні переходи між еквідистантними енергетичними підрівнями, належними до даного рівня Ландау. Іншими словами, електромагнітне поле низької частоти ω індукує еквідистантні резонансні стани, які наближено можна розглядати як квазістаціонарні. Формування резонансних підрівнів і переходи між ними можна розглядати як динамічне розщеплення рівнів Ландау під впливом монохроматичної хвилі низької частоти. Оскільки між такими підрівнями можуть відбуватися переходи, це може призвести до локального підсилення збурюючого електромагнітного поля, а система „електрони + квантуєме магнітне поле“ може працювати в режимі генератора (лазера). Щоб виявити умови виникнення генерації вищих гармонік, слід розглянути питання про заселеність резонансних рівнів електронами.

3 Ймовірність заселення резонансних станів

Систему „електрони + електромагнітне поле“ будемо розглядати у рамках квантостатистичного підходу, вважаючи відомими енергетичні рівні електронів і застосовуючи теорію збурень у лінійному наближенні за вектор-потенціалом поля

$$\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\alpha} \sum_{\mathbf{q}} \left(\frac{2\pi c^2 \hbar}{V \omega_q} \right)^{1/2} \mathbf{e}_{\mathbf{q}, \alpha} \left\{ e^{i(\mathbf{k}, \mathbf{r})} \hat{B}_{\mathbf{k}, \alpha} + e^{-i(\mathbf{k}, \mathbf{r})} \hat{B}_{\mathbf{k}, \alpha}^+ \right\}, \quad (33)$$

де $\mathbf{e}_{\mathbf{k}, \alpha}$ – одиничний вектор поляризації фотона, $\hat{B}_{\mathbf{k}, \alpha}$ та $\hat{B}_{\mathbf{k}, \alpha}^+$ – оператори знищення та породження квантів електромагнітного поля. У випадку монохроматичного поля у сумі за вектором \mathbf{q} відмінна від нуля лише одна компонента $|\mathbf{q}| = q_0$, $\omega_q = q_0 c = \omega$.

Згідно з нашою моделлю розглянемо розподіл електронів за резонансними станами внаслідок переходів між ними під впливом електромагнітного поля, використовуючи формалізм кінетичних рівнянь [20, 21]. Для спрощення розглянемо модель трирівневої системи, яка може описати утворення три-, чотири- та п'ятикомпонентних мультиплетів. Нехай у системі є N_k квантів поля, якщо електрон знаходиться у стані „0“, $N_k + 1$ квантів, коли електрон у стані „-1“ та $N_k - 1$ квантів, якщо електрон у стані „1“.

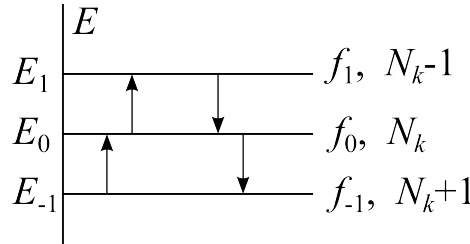


Рис. 7: Схема резонансних квантових переходів у трирівневій моделі

Нехай f_i – ймовірність заповнення електроном i -го стану, що формується під впливом електромагнітного поля (вплив взаємодії електронів із середовищем іоносфери розглядати не будемо). Ймовірність зайнятості станів визначається рівняннями

$$\frac{\partial}{\partial t} f_i = \sum_{j=1(j \neq i)}^3 \{W_{j,i} f_j (1 - f_i) - W_{i,j} f_i (1 - f_j)\}, \quad (34)$$

де $W_{i,j}$ – ймовірність того, що за одиницю часу електрон під впливом збурення переходить зі стану i у стан j , $W_{j,i}$ – ймовірність оберненого переходу. У кожну з величин $W_{i,j}$, $W_{j,i}$ дають внески як переходи, що супроводжуються поглинанням квантів, так і переходи, при яких вони випромінюються. Згідно із загальним правилом квантової механіки [19] при поглинанні кванта

$$W_{-1,0} = \frac{2\pi}{\hbar} \delta(E_{-1} - E_0 + \hbar \omega_k) (N_k + 1) \left(\frac{e}{m_0 c}\right)^2 \frac{2\pi c^2 \hbar}{V \omega} |\langle 0 | e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}(\mathbf{e}_{k,\alpha} \hat{\mathbf{p}}) | -1 \rangle|^2, \quad (35)$$

а при випромінненні

$$W_{0,-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \delta(E_0 - E_{-1} - \hbar \omega_k) N_k \left(\frac{e}{m_0 c}\right)^2 \frac{2\pi c^2 \hbar}{V \omega} |\langle 0 | e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}(\mathbf{e}_{k,\alpha} \hat{\mathbf{p}}) | -1 \rangle|^2. \quad (36)$$

Тому інтеграл зіткнень набуває такого вигляду:

$$\begin{aligned} & 4\pi^2 e^2 (m^2 V \omega)^{-1} \sum_{\alpha, \mathbf{q}} \{f_{-1}(1 - f_0)(N_q + 1) |\langle 0 | e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}(\mathbf{e}_{k,\alpha} \hat{\mathbf{p}}) | -1 \rangle|^2 \delta(E_{-1} - E_0 + \hbar \omega_q) - \\ & - f_0(1 - f_1) N_q |\langle 1 | e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}(\mathbf{e}_{k,\alpha} \hat{\mathbf{p}}) | 0 \rangle|^2 \delta(E_0 - E_1 + \hbar \omega_q) + \\ & + N_q f_1(1 - f_0) |\langle 0 | e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}(\mathbf{e}_{k,\alpha} \hat{\mathbf{p}}) | 1 \rangle|^2 \delta(E_1 - E_0 - \hbar \omega_q) - \end{aligned} \quad (37)$$

$$-(N_q + 1)f_0(1 - f_{-1}) |\langle -1 | e^{i\mathbf{k},\mathbf{r}}(\mathbf{e}_{k,\alpha} \hat{\mathbf{p}}) | 0 \rangle|^2 \delta(E_0 - E_{-1} - \hbar \omega_q).$$

З умови стаціонарності (незалежності f_i від часу) випливає, що інтеграл зіткнень дорівнює нулеві. Оскільки всім трьом квантовим станам відповідає той самий рівень Ландау, то матричні елементи, що фігурують у формулі (37), близькі між собою,

$$\begin{aligned} \langle 0 | e^{i(\mathbf{k},\mathbf{r})}(\mathbf{e}_{k,\alpha} \hat{\mathbf{p}}) | -1 \rangle &\approx \langle 1 | e^{i(\mathbf{k},\mathbf{r})}(\mathbf{e}_{k,\alpha} \hat{\mathbf{p}}) | 0 \rangle, \\ \langle 0 | e^{-i(\mathbf{k},\mathbf{r})}(\mathbf{e}_{k,\alpha} \hat{\mathbf{p}}) | 1 \rangle &\approx \langle -1 | e^{-i(\mathbf{k},\mathbf{r})}(\mathbf{e}_{k,\alpha} \hat{\mathbf{p}}) | 0 \rangle, \end{aligned} \quad (38)$$

а тому умова стаціонарності набуває вигляду:

$$\begin{aligned} (N_k + 1)f_{-1}(1 - f_0) - N_k f_0(1 - f_1) &\approx 0; \\ (N_k + 1)f_0(1 - f_{-1}) - N_k f_1(1 - f_0) &\approx 0. \end{aligned} \quad (39)$$

Вводячи для зручності умову нормування

$$f_1 + f_0 + f_{-1} = 1, \quad (40)$$

одержуємо систему трьох рівнянь з трьома невідомими. Між розв'язками системи рівнянь (39)–(40) існують співвідношення

$$\begin{aligned} f_{-1} &= (3N + 2)^{-1} \{2N + 1 - f_1(3N + 1)\}, \\ f_0 &= (3N + 2)^{-1} \{N + 1 - f_1\} \end{aligned} \quad (41)$$

$N = N_k$, а f_1 є додатним коренем рівняння

$$x^2 \{6N^2 + 6N + 1\} + xN \{3N^2 + N - 1\} - (N + 1)^3 = 0. \quad (42)$$

Як видно з таблиці 1, при всіх скінченних значеннях N виконується нерівність

$$f_1 > f_0 > f_{-1} > 0. \quad (43)$$

В асимптотиці $N \gg 1$

$$f_{-1} = f_0 = f_1 = 1/3, \quad (44)$$

тобто маємо рівноімовірне заповнення рівнів.

Таблиця 1. Залежність розв'язків рівнянь (39), (40) від N для трирівневої моделі.

N	1	2	3	4	9	14	19
f_1	0,6775	0,5723	0,5140	0,4775	0,4037	0,3795	0,3677
f_0	0,2645	0,3035	0,3169	0,3230	0,3309	0,3323	0,3328
f_{-1}	0,0580	0,1242	0,1691	0,1995	0,2654	0,2882	0,2996

Для випадку чотирирівневої системи значення ймовірностей f_{-1}, \dots, f_2 наведено у таблиці 2. При цьому використано умову нормування $\sum_{i=-1}^2 f_i = 1$. Замість співвідношень (41) тут маємо такі:

$$f_{-1} = D^{-1} \{3N^2 - 5 - f_2[6N^2 - 8 - 2N]\}; \quad (45)$$

$$\begin{aligned} f_0 &= D^{-1} \{ (2N - 1)(N + 1) - f_2[2N^2 + 2N - 2] \}; \\ f_1 &= D^{-1} \{ (N + 1)N + f_2[2N^2 - 2N - 2] \}; \\ D &= 2 \{ 3N^2 + N - 1 \}, \end{aligned}$$

а f_2 знаходиться з рівняння

$$(N + 1)f_{-1}(1 - f_0) - Nf_0(1 - f_1) = 0, \quad (46)$$

у яке замість f_{-1} , f_0 , f_1 слід підставити вирази (45).

Таблиця 2. Залежність розв'язків рівнянь (39), (40) від N для чотирирівневої моделі.

N	2	3	4	9	14	19
f_2	0,4721	0,4024	0,3682	0,03071,	0,2878	0,2783
f_1	0,2671	0,2763	0,2755	0,2661	0,2614	0,2588
f_0	0,1646	0,1922	0,2060	0,2298	0,2369	0,2403
f_{-1}	0,0963	0,1291	0,1503	0,1970	0,2140	0,2227

Як видно з таблиці 2, при $N \geq 3$

$$f_2 > f_1 > f_0 > f_{-1} > 0, \quad (47)$$

а в асимптотиці $N \gg 1$

$$f_{-1} = f_0 = f_1 = f_2 = 1/4. \quad (48)$$

4 Інтерпретація спостережуваних даних

У попередніх розділах розглянуто одночастинкову задачу про квантові стани електрона у квантуючому магнітному та слабкому електромагнітному полі. Проте спостережувані спектральні лінії формуються одночасним випромінюванням багатьох електронів, які знаходяться на різних енергетичних рівнях Ландау. Внаслідок взаємодії пучка електронів з частинками середовища рівні Ландау мають скінченну ширину і є квазістаціонарними, тому між ними відбуваються переходи з випромінюванням квантів на частотах, кратних ларморівській частоті. Оскільки інтенсивність випромінювання обернено пропорційна різниці енергії рівнів, між якими відбувається перехід, то найбільш імовірні переходи між сусідніми рівнями Ландау. Цим пояснюється той факт, що найчастіше спостерігаються мультиплети з невеликою „основною“ частотою ν_0 . Її значення визначається величиною напруженості магнітного поля, що залежить від координат області простору, в якій відбувається взаємодія пучка електронів з полями.

Через наявність ширини рівнів Ландау спектральні лінії одного мультиплета повинні мати однакову ширину, а розподіл інтенсивності за частотами всередині j -ої лінії повинен описуватись розподілом Лоренца

$$I_j(0)I_0(\nu_j) \frac{\gamma}{2\pi} \left\{ (\nu - \nu_j)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 \right\}^{-1}, \quad (49)$$

здебільшого з тим самим значенням γ , де $\nu_i = \nu_0 + j\nu$; $\nu = (2\pi)^{-1}\omega$.

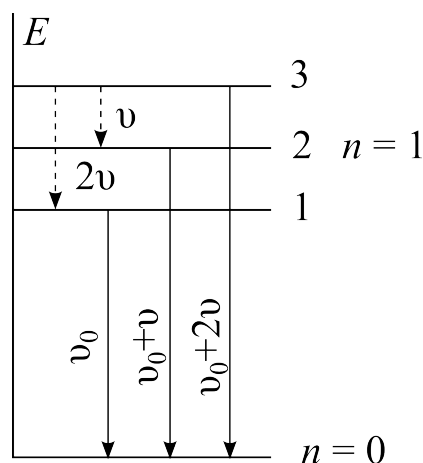


Рис. 8: Схема утворення мультиплета PLHR при переходах між сусідніми рівнями Ландау

Як відомо, рівні Ландау вироджені з неперервною кратністю. Тому резонансні рівні, які утворюються у слабкому електромагнітному полі, можна інтерпретувати як часткове зняття виродження рівнів Ландау (зменшення кратності виродження), а спостережувані мультиплети – як результат квантових переходів між підрівнями, що належать різним рівням Ландау. Ці два факти, взяті разом, є не що інше, як динамічне розщеплення рівнів Ландау, хоча такий термін відсутній у сучасній квантовій механіці. Систему великого числа електронів можна описувати в термінах, які були використані вище для опису одного електрона. Але при цьому функції f_i набувають значення розподілу чисел електронів за енергетичними рівнями, а N мають зміст відношення концентрації квантів поля до концентрації електронів. Інтенсивність окремих спектральних ліній, а також різниця частот між сусідніми рівнями в мультиплеті (50 Гц чи 100 Гц) залежить від розподілу електронів за енергетичними рівнями. Для прикладу розгляньмо електрон, що знаходиться на першому рівні Ландау ($n = 1$ у формулі (1)). Під впливом слабкого електромагнітного поля цей рівень розщеплюється. Припустимо, що утворилося 3 квазістаціонарні рівні, з яких можуть відбуватись переходи на рівень Ландау з номером $n = 0$ (нерозщеплений, бо електрон знаходиться у стані $n = 1$). Якщо рівень $n = 1$ не розщеплений, маємо перехід на рівень $n = 0$ з частотою ν_0 . Інтенсивність такого переходу приймемо за одиницю. При достатній інтенсивності електромагнітного поля ($N = 1$) заповнені другий і третій підрівні, але лінії з частотою $\nu_0 + 2\nu$ відповідає інтенсивність порядку 0,65 від інтенсивності лінії ν_0 , а лінії з частотою $\nu_0 + \nu$ – інтенсивність порядку 0,25. Тому лінія з частотою $\nu_0 + 2\nu$ буде інтенсивною, а лінія $\nu_0 + \nu$ – слабкою, чим можна пояснити утворення сателітів, відщеплених на 2ν від основної лінії.

Звичайно, між різними підрівнями, належними до того самого рівня Ландау, теж можливі переходи (пунктирні стрілки на рисунку 7). При цьому інтенсивніші переходи відповідають подвоєній частоті 2ν , тобто 100 чи 120 Гц. В результаті таких переходів створюється електромагнітне поле, кванти якого мають енергію $2\hbar\omega$.

Взаємодія електронів з такими квантами, створеними безпосередньо в іоносфері, може бути причиною формування еквідистантного розщеплення рівнів Ландау з подвоєним інтервалом між окремими підрівнями. Переходи між такими підрівнями, належними до різних рівнів Ландау, приведуть до утворення спектру, зображеного на рисунку 3. Такий режим генерації (режим лазера) може реалізуватися в умовах високої концентрації електронів та інтенсивного поля електромереж.

Коли лінії у мультиплетах розділені інтервалом 50 (60) Гц, такий режим можна назвати режимом детектора, він реалізується при малій концентрації електронів, наближено його можна вважати стаціонарним. За наявності сильного електромагнітного поля, коли підрівні заповнені з однаковою ймовірністю, з необхідністю утворюється еквідистантний спектр з інтервалом 50 (60) Гц і лініями майже однакової інтенсивності, оскільки $\nu_0 \approx (40 - 100)\nu$. Число ліній у мультиплеті є невеликим, оскільки у випадку великого числа підрівнів зменшується концентрація електронів, що знаходяться на даному підрівні, тому інтенсивність таких переходів падає.

У рамках нашої моделі знаходить пояснення і різна частота реєстрації PLHR у денний та нічний період доби [11]. Очевидно, що під дією сонячної радіації іоносфера стає більш неоднорідною, що сприяє проникненню випромінювання мереж, а також зростає концентрація вільних електронів в іоносфері. Обидва ці факти призводять до більшої інтенсивності ліній PLHR, внаслідок чого створюються сприятливіші умови для їхньої реєстрації.

Зауважимо також, що розглянутий механізм утворення мультиплетів нагадує принцип роботи лазера: електромагнітне поле створює інверсну заселеність підрівнів як необхідну умову роботи лазера.

5 Явище PLHR і комбінаційне розсіяння світла

З метою більшої обґрунтованості і переконливості розглянутого нами механізму формування спектрів PLHR доцільно співставити це явище з комбінаційним розсіянням світла в оптиці, яке добре вивчено експериментально, а його пояснення є загальноновизнаним. В обох випадках відбувається взаємодія монохроматичної електромагнітної хвилі з деяким фізичним об'єктом, який має набір власних частот. Як відомо, в досліджах Рамана і Крішнана фігурували частоти власних молекулярних коливань рідини чи газу, а в досліджах Мандельштама і Ландсберга – молекул кристалу (див., наприклад, [22]). При цьому частота падаючої хвилі набагато більша від власних частот об'єкта. Існує також комбінаційне розсіяння світла, що виникає за рахунок обертальних коливань молекул. При цьому спостерігаються спектри розсіяння, що мають практично еквідистантні послідовності сателітів, симетрично розташованих відносно лінії з частотою падаючої хвилі ω (частоти обертальних коливань є меншими за частоти внутрішньомолекулярних коливань). Лінії комбінаційного розсіяння світла частково поляризовані, а характер поляризації стоксових ($\omega - \omega_i$) і антистоксових ($\omega + \omega_i$) сателітів завжди однаковий.

Як описано у попередньому розділі, явище PLHR виникає при взаємодії електромагнітної хвилі малої частоти з об'єктом, що представляє собою систему замагнічених електронів, а співвідношення частоти хвилі і власних частот об'єкта $\omega/\omega_c \ll 1$, на відміну від комбінаційного розсіяння світла. Але з формальної точки зору, у

PLNR та у комбінаційному розсіянні важлива лише гібридизація електромагнітних коливань, а що називати об'єктом, а що збурюючим фактором, значення не має. У явищі PLNR як „падаючу“ хвилю можна розглядати частоти $n\omega_c$, що виникають при переходах між рівнями Ландау, а „об'єктом“ можна вважати електромагнітне випромінювання частоти 50 (60) Гц, яке виникає при переходах між підрівнями. У такій інтерпретації аналогія між PLNR і комбінаційним розсіянням світла є повною, особливо з випадком, коли об'єкт має обертальні коливання.

З огляду на співвідношення частот явище PLNR можна вважати ефектом, оберненим до комбінаційного розсіяння світла в оптиці. Це явище унікальне – воно специфічне для іоносфери, де розміри об'єкта співмірні з довжиною хвилі, яка сягає сотень кілометрів. Тому його безпосередня експериментальна лабораторна перевірка є сумнівною.

6 Висновки

Незважаючи на те, що випромінювання мультиплетних низькочастотних спектрів в іоносфері реєструється ШЗС протягом багатьох років, на сьогоднішній день немає пояснення мікроскопічного механізму його формування. Автори цієї роботи запропонували таке пояснення на якісному фізичному рівні у рамках моделі взаємодії вільних електронів з магнітним полем Землі та випромінюванням ліній електромереж з частотою 50 (60) Гц. Основні висновки роботи є такими.

1. Середні частоти мультиплетів PLNR відповідають квантовим переходам замагнічених електронів між виродженими рівнями Ландау.

2. Умовою реєстрації мультиплетів є деяка (більша від порогової) інтенсивність ліній PLNR, що досягається сприятливим збігом трьох факторів: високою концентрацією вільних електронів, значною об'ємною густиною енергії поля електромереж та достатнім локальним значенням магнітного поля Землі. Цим пояснюється більша частота появи PLNR над освітленою поверхнею планети.

3. Подібно до того, як при комбінаційному розсіянні світла, явище PLNR можна пояснити гібридизацією двох електромагнітних хвиль різної частоти, що здійснюється шляхом їхньої взаємодії із замагніченими електронами. На мові теорії збурень вплив поля електромереж зводиться до динамічного розщеплення рівнів Ландау (індукування резонансних підрівнів в околі кожного рівня) і квантових переходів електронів між підрівнями, належними до різних рівнів.

4. У випадку високої об'ємної густини енергії поля електромереж виникають мультиплети зі значним числом сателітів (до десяти, а то і більше) з інтервалом 50 (60) Гц. Це режим детектора випромінювання мереж. З нашої моделі випливає, що число сателітів у більшості випадків було б рівним 2, якби частота поля електромереж була порядку 500 Гц.

5. При високих концентраціях вільних електронів і невеликій густині енергії поля електромереж можливий режим генерації нового електромагнітного поля, що пояснює можливість утворення мультиплетів з інтервалом 100 (120) Гц між лініями.

Список використаної літератури

1. M.Parrot, Y.Zaslavski, *Surveys in Geophysics* **17**, 67 (1996).
2. M.Parrot, *Annales Geophysicae* **8**, 135 (1990).
3. H.Rothkaehl H., M.Parrot, *Journ. of Atmosph. and Solar-Terrestrial Phys.* **67**, 821 (2005).
4. R.A.Helliwell, J.P.Katsurakis, T.F.Bell, R.Raghuram, *Journ. Geophys. Res.* **80**, №31, 4249 (1975).
5. P.Luette, C.G.Park, R.A.Helliwell, *Geophysical Res. Lett.* **4**, №7, 275 (1977).
6. C.G.Park, *Journ. of Geophys. Res.* **82**, №22, 3251 (1977).
7. *Power Line Radiation and its Coupling to the Ionosphere and Magnetosphere*, edited by H.Kikuchi (D.Reidel Publishing Co, 1983).
8. F.Nemec, O.Santolic, M.Parrot, J.Bortnik, *Journ. of Geophys. Res.* **113**, A08317 (2008).
9. F.Nemec, O.Santolic, M.Parrot, J.J.Berthelier, *Journ. of Geophys. Res.* **112**, A04301 (2007).
10. F.Nemec, O.Santolic, M.Parrot, J.J.Berthelier, *Advances in Space Res.* **40**, 398 (2007).
11. F.Nemec, M.Parrot, O.Santolic, *Journ. of Geophys. Res.* **115**, A11301 (2010).
12. F.Dudkin, V.Korepanov, G.Lizunov, *Advances in Space Res.* **43**, №12, 1904 (2009).
13. Л.М.Зеленый, А.В.Гуревич, С.И.Климов и др., *Космические исследования* **52**, №1, 1 (2014).
14. D.Dudkin, V.Pilipenko, V.Korepanov, *Материалы Всероссийской конференции, Геофизическая обсерватория „Борок“ – филиал Института физики Земли им. О.Ю.Шмидта*, (Ярославль, 2013), с. 123.
15. O.A.Molchanov, M. Hayakawa and V.A.Rafalsky, *Journ. of Geophys. Res.* **100**, 1691 (1995).
16. V.V.Surkov, N.S.Nosikova, A.A.Plyasov et al., *Journ. of Atmosph. and Solar-Terrestrial Phys.*, 65 (2005).
17. F.A.Simoes, R.F.Pfaff, H.T.Freudenreich, *Geophysical Res. Lett.* **38**, L22101 (2011).
18. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Квантовая механика* (Москва, 1963).
19. І.О.Вакарчук, *Теорія зоряних спектрів* (Львів, 2002).
20. К.П.Гуров, *Основания кинетической теории* (Москва, Наука, 1963).
21. П.Н.Горлей, В.А.Шендеровский, *Вариационный метод в кинетической теории* (Киев, Наукова думка, 1992).
22. А.Н.Матвеев, *Атомная физика* (Москва, Высшая школа, 1989).

Стаття надійшла до редакції 22.11.2013
прийнята до друку 17.12.2013

POWER LINES HARMONIC RADIATION IN IONOSPHERE FORMATION

М. Vavruk[?], V. Korepanov[?]

¹ *Ivan Franko National University of Lviv,
astrophysic department,
Kyrylo and Methodij St., 8, 79005 Lviv, Ukraine
e-mail: mvavruk@gmail.com,*

² *Lviv Center of Institute for Space Research of National Academy of
Sciences and State Space Agency of Ukraine, Naukova St. 5A, 79060
Lviv, Ukraine*

The mechanism of low-frequency multiplets formation in the ionosphere in frames of the model of electrons beams interaction with Earth's magnetic field and the power lines radiation. This allows us to interpret the observed frequency peculiarities of the power lines harmonic radiation spectra registered by low Earth orbiting satellites.

Key words: ionosphere, power lines harmonic radiation, space experiment, Raman scattering of light.

МЕХАНІЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ЛИНИЙ ГАРМОНИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИОНОСФЕРЕ

М. Ваврух[?], В. Корепанов[?]

¹ *Львовский национальный университет имени Ивана Франко
кафедра астрофизики,
ул. Кирилла и Мефодия 8, 79005 Львов, Украина
e-mail: mvavruk@gmail.com*

² *Львовский центр Института космических исследований НАН
Украины и НКА Украины, ул. Наукова, 5А, 79060 Львов, Украина*

Обоснован механизм формирования низкочастотных гармонических мультиплетов в ионосфере в рамках модели взаимодействия электронов с магнитным полем Земли и излучением линий электропередач, что позволяет интерпретировать частотные особенности наблюдаемых спектров, зарегистрированных искусственными спутниками Земли.

Ключевые слова: ионосфера, излучение линий электропередач, космические эксперименты, излучение ионосферы, комбинационное рассеяние света.