ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 5, № 2 (2001) с. 170–176

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 5, No. 2 (2001) p. 170–176

ЗАДАЧА ПЕРЕНОСУ ПОЛЯРИЗОВАНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

М. І. Стоділка
Львівський національний університет імені Івана Франка, астрономічна обсерваторія
вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005, Україна
(Отримано 25 травня 2001 р.)

У праці розглянуто нерівноважну багаторівневу задачу переносу поляризованого випромінювання з використанням прискореної Λ-ітерації для знаходження реальних заселеностей рівнів (у наближеннях: без урахування магнетного поля, без урахування поляризації) та формального розв'язку векторних рівнянь методом DELO для знаходження профілів Стокса. Отримано розв'язки рівнянь переносу випромінювання в сонячних плямах для атома нейтрального заліза. Показано, що магнетне поле слабо впливає на заселеності рівнів Fe I в сонячних плямах, а отже, при розрахунку заселеностей можна обмежитись розв'язком скалярного рівняння переносу в наближенні без урахування магнетного поля. Поляризація випромінювання суттєво зменшує глибини утворення магнеточутливих ліній. Визначено глибини утворення ліній Fe I в сонячних плямах.

Ключові слова: перенесення випромінювання, поляризація випромінювання, зоряні атмосфери, сонячні плями, числові методи, лінії Fe I.

PACS number(s): 97.10.Ex

I. ВСТУП

Утворення ліній в атмосфері Сонця не завжди можна описати в рамках локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР). Беручи до уваги просторову неоднорідність, слід ураховувати багатовимірність сонячної атмосфери. Магнетне поле поляризує випромінювання, сама ж атмосфера не стаціонарна в часі. За рахунок зазначених чинників задача перенесення випромінювання досить громіздка й вимагає низки спрощень.

Перенос випромінювання розглядатимемо в наближенні стаціонарної одновимірної плоскопаралельної моделі атмосфери з урахуванням ефектів відхилення від ЛТР та поляризації випромінювання.

Уперше рівняння переносу випромінювання в магнетному полі записав Унно [1]. Він використав параметричне представлення Стокса I, Q, U, V для поляризованого випромінювання. Степанов [2], зобразивши випромінювання як два пучки зі взаємноперпендикулярними еліпсами поляризації, записав коефіцієнт поглинання та рівняння переносу для кожного стану поляризації. На жаль, рівняння Степанова мають обмежене застосування, оскільки вони складені для нульового азимута магнетного поля, що не змінюється з глибиною, і постійної функції Фойґта. Рачковський [3] показав, що рівняння Степанова — частковий випадок рівнянь Унно, які є загальнішими. Він уперше вніс магнетооптичні ефекти в теорію перенесення [4]. Пізніше в рівняння переносу були введені розсіяння, довільна мультиплетність, розщеплення рівнів, не-ЛТР ефекти, атомна поляризація рівнів. Беккерс [5] узагальнив рівняння Унно для неоднорідного за глибиною і змінного за напрямком магнетного поля з урахуванням мультиплетного розщеплення Зеємана, магнетооптики. У 70-х роках Е. Ланді дель Інноченті і М. Ланді дель Інноченті [6] з квантовомеханічних позицій, використавши матрицю густини та метод збурення, вивели рівняння переносу, які є найповнішими.

У магнетному полі рівняння переносу стають векторними; аналітичний вираз для інтенсивности випромінювання в загальному випадку отримати неможливо. Тому актуальні числові методи. Числові розв'язки диференціяльних рівнянь переносу для поляризованого випромінювання вперше отримав Беккерс [5]. Для інтеґрування диференціяльних рівнянь використовували метод Рунґе–Кутта [5, 7, 8]. У ГАО НАНУ [9] було розроблено алґоритми і програмні засоби для дослідження профілів магнеточутливих ліній в атмосфері Сонця: розрахунок профілів Стокс-параметрів проведе згідно з теорією Унно–Беккерса–Ланді дель Інноченті в наближенні ЛТР. Такеда [10] запропонував метод прискореної Λ-ітерації для розв'язку рівнянь переносу поляризованого випромінювання. Цей метод дає розв'язок шляхом послідовних ітерацій; він ліпше підходить для розв'язування не-ЛТР задачі, ніж для формального розв'язку. Реєс та Мерфі [11] запропонували два методи для формального інтеґрування рівнянь переносу поляризованого випромінювання:

1) метод Фотріє — рівняння переносу записують у вигляді рівнянь другого порядку, розв'язують їх методом кінцевих різниць;

2) DELO-метод, де Λ — оператор застосовують для діягональних елементів матриці поглинання.

DELO-метод працює швидше і дає більшу точність, ніж метод Рунґе–Кутта, а сам розв'язок отримують безпосередньо, без використання ітераційної процедури. Недавно Беллот Рубіо та інші [12] запропонували метод Ерміта для розв'язування задачі переносу поляризованого випромінювання; його можна успішно застосовувати для звичайних задач переносу. Метод базується на розкладі параметрів Стокса в ряд Тейлора до четвертого порядку за глибиною. Новий підхід забезпечує вищу точність та швидкість порівняно з наявними методами, включаючи DELO-метод. Однак високий порядок методу Ерміта робить розв'язок чутливим до неточностей параметрів атмосфери, що завжди виникають при застосуванні ітераційної процедури; з другого боку, точність DELO-методу можна поліпшити, застосувавши параболічну чи сплайн-апроксимацію [13]. DELO-підхід застосовують також в інверсних методах при χ^2-мінімізації відповідної цільової функції [13, 14, 15].

З огляду на простоту та переваги DELO–методу ми будемо використовувати його для формального розв'язку рівнянь переносу поляризованого випромінювання.

II. МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ

При нерівноважному утворенні ліній для довільного зееманівського мультиплету ми зробимо такі припущення [9, 16]:

1) атмосфера стаціонарна; її параметри залежать лише від геометричної глибини (1D модель);

2) для атомних рівнів відсутня поляризація (підрівні з різними значення квантового числа M однаково заселені);

3) відсутня квантова інтерференція між зееманівськими рівнями;

4) профіль поглинання дорівнює профілеві випромінювання (повний перерозподіл за частотами (ППЧ)).

У магнетному полі поряд з лінійнополяризованим виникає випромінювання, поляризоване по колу. Ми вважатимемо випромінювання правополяризованим, якщо вектор електричного поля обертається за годинниковою стрілкою для спостерігача, до якого поширюється випромінювання. Різниця інтенсивности право- та лівополяризованої компоненти визначає V-параметр Стокса:

$$V = I_{\mathrm{right}} - I_{\mathrm{left}}.$$

Це означає, що в магнетному полі, напрямленому до спостерігача, в червоному крилі нормального зееманівського триплету $V > 0$ для емісійної лінії і $V < 0$ для лінії поглинання.

Якщо напрямок вектора $\mathbf{B}$ у площині XY визначати кутом δ, що відраховується від оси OX, то величини, які характеризують лінійнополяризовану складову світла, мають вигляд:

$$Q = I_{\mathrm{lin}}(\delta = 0) - I_{\mathrm{lin}}(\delta = 90^0),$$
$$U = I_{\mathrm{lin}}(\delta = 45^0) - I_{\mathrm{lin}}(\delta = 135^0).$$

Загальна інтенсивність: $I = I_0 + I_p = I_0 + \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$, де I_0, I_p — інтенсивності неполяризованої та поляризованої складової променя.

Для запису рівняння переносу необхідно вибрати системи координат, у яких задано орієнтацію вектора магнетного поля $\mathbf{B}$. У локальній системі вісь OZ напрямлена до спостерігача. Орієнтація вектора магнетного поля $\mathbf{B}$ задається кутом нахилу γ щодо променя зору (напрямку поширення світла) та азимутом χ, який визначається кутом від X оси до проекції $\mathbf{B}$ на площину XOY проти годинникової стрілки. У базовій системі координат вісь Z напрямлена по нормалі до поверхні світила.

При спостереженнях у центрі диска зорі обидві системи збігаються. Однак на краю диска системи повернуті одна стосовно другої на кут Θ ($\mu = \cos\Theta$). Використавши матрицю повороту (навколо оси OX), легко отримати кути γ і χ у новій локальній системі координат. Нехай B_{oi} — координати $\mathbf{B}$ — в базовій системі координат, тоді:

$$\begin{pmatrix} B_1 \\ B_2 \\ B_3 \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} B_{01} \\ B_{02} \\ B_{03} \end{pmatrix},$$

де:

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\alpha & -\sin\alpha \\ 0 & \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix}.$$

Звідси $\mathrm{tg}\chi = \frac{B_2}{B_1}$; $\cos\gamma = \frac{B_3}{B}$.

Кути γ та χ використано для запису коефіцієнтів поглинання та компонент поляризованого випромінювання в локальній системі координат, прив'язаній до напрямку поширення світла. Рівняння переносу мають вигляд [11, 16]:

$$\frac{d\mathbf{I}}{dz} = -\mathbf{KI} + \mathbf{J}, \tag{1}$$

де: $\mathbf{I}$ — вектор параметрів Стокса, $\mathbf{I}^T = (I, Q, U, V)$; $\mathbf{K}$ — матриця повного поглинання: $\mathbf{K} = k_c \cdot \mathbf{1} + k_0 \cdot \mathbf{\Phi}$; $\mathbf{J}$ — вектор повної емісії: $\mathbf{J} = k_c S_c \mathbf{e}_0 + k_o S_l \mathbf{\Phi} \mathbf{e}_0$; $\mathbf{1}$ — одинична 4×4 матриця, $\mathbf{e}_0^T = (1, 0, 0, 0)$, k_c та $S_c = B_\nu(T_e)$ — коефіцієнт поглинання й функція джерела неполяризованого континууму; k_0 — коефіцієнт поглинання в центрі лінії (вираз, що домножується на профіль поглинання), S_l — функція джерела в лінії (у наближенні повного перерозподілу за частотами (ППЧ) залежить тільки від заселености верхнього та нижнього рівнів переходу); матриця поглинання в лінії:

$$\mathbf{\Phi} = \begin{pmatrix} \Phi_I & \Phi_Q & \Phi_U & \Phi_V \\ \Phi_Q & \Phi_I & \Phi_V & -\Phi_U \\ \Phi_U & -\Phi_{V'} & \Phi_I & \Phi_Q \\ \Phi_V & \Phi_{U'} & -\Phi_{Q'} & \Phi_I \end{pmatrix},$$

де:

$$\Phi_I = \frac{1}{2}\Phi_p \sin^2\gamma + \frac{1}{4}(\Phi_r + \Phi_b)(1+\cos^2\gamma);$$

$$\Phi_Q = \frac{1}{2}[\Phi_p - \frac{1}{2}(\Phi_r + \Phi_b)]\sin^2\gamma \cdot \cos 2\chi;$$

$$\Phi_U = \frac{1}{2}[\Phi_p - \frac{1}{2}(\Phi_r + \Phi_b)]\sin^2\gamma \cdot \sin 2\chi;$$

$$\Phi_V = \frac{1}{2}(\Phi_r - \Phi_b)\cos\gamma;$$

$$\Phi_{Q'} = \frac{1}{2}[\Phi_{p'} - \frac{1}{2}(\Phi_{r'} + \Phi_{b'})]\cdot\sin^2\gamma \cdot \cos 2\chi;$$

$$\Phi_{U'} = \frac{1}{2}[\Phi_{p'} - \frac{1}{2}(\Phi_{r'} + \Phi_{b'})]\cdot\sin^2\gamma \cdot \sin 2\chi;$$

$$\Phi_{V'} = \frac{1}{2}(\Phi_{r'} - \Phi_{b'})\cdot\cos\gamma.$$

Величини Φ та Φ' є узагальненими профілями поглинання (враховано ефект Доплера) та аномальної дисперсії (магнетооптики) — повертання площини поляризації π-компоненти; індекс p належить до лінійнополяризованої π-компоненти, r і b — до σ-компонент, зміщених відповідно в червоний та синій бік спектра. Для π-компоненти характерне випромінювання, лінійнополяризоване паралельно магнетному полю, для σ_r і σ_b компонент — випромінювання, право- і лівополяризоване по кругу в площині, перпендикулярній магнетному полю. Їх можна отримати з таких співвідношень:

$$\Phi_{p,r,b} = \sum_i S_i^{p,r,b} \cdot H(a, \nu - \nu_i^{p,r,b} + \nu_{\mathrm{los}}),$$

$$\Phi'_{p,r,b} = \sum_i S_i^{p,r,b} \cdot 2F(a, \nu - \nu_i^{p,r,b} + \nu_{\mathrm{los}}),$$

де:

$$H(a,v) = \frac{a}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{((v-y)^2 + a^2)}dy,$$

$$F(a,v) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{(e^{-y^2}(v-y)}{((v-y)^2 + a^2)}dy$$

— функції Фойґта та Фарадея–Фойґта.

$v = \frac{(\lambda-\lambda_0)}{\Delta\lambda_D}$ — відстань від центра лінії в одиницях доплерівського розширення; a — параметр, пов'язаний із загасанням для ліній; $v_{\mathrm{los}} = \lambda_0 \cdot \mathbf{v}_{\mathrm{mac}} \frac{\mathbf{n}}{c\cdot\Delta\lambda_D}$ — доплерівський зсув, викликаний макрошвидкістю речовини,

$$v_i^{p,b,r} = \frac{e\cdot\lambda_0^2\cdot B}{4\pi\cdot m\cdot c^2\Delta\lambda_D}\cdot[(G_l - G_u)\cdot i - G_u(2-l)],$$

де: G_l, G_u — фактори Ланде для нижнього та верхнього рівнів відповідно:

$$G = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}\ \text{, а } l = \begin{cases} \ \ 1 & — \ b \\ \ \ 0 & — \ p\ . \\ -1 & — \ r \end{cases}$$

Зазначимо, що зеєманівські компоненти визначаємо правилами відбору:

$$\Delta M = M_u - M_l = \begin{cases} \ \ 1 & — \ b \\ \ \ 0 & — \ p\ . \\ -1 & — \ r \end{cases}$$

Коефіцієнти $S_i^{p,b,r}$ визначаємо з табл. 1. Вони пронормовані до одиниці:

$$\sum_i S_i^{p,b,r} = 1.$$

Для довільного мультиплету число зеєманівських компонент може виявитись більшим від трьох, що викликає певні незручності при обрахунках. У [17] запропоновано метод ефективного фактора Ланде. Розщеплений мультиплет зображаємо еквівалентним триплетом. Однак згаданий метод працює, коли зеєманівське зміщення менше від доплерівської півширини, що не виконується в сонячних плямах.

Рівняння переносу (1) необхідно доповнити граничними умовами. На верхній границі для вектора Стокса $\mathbf{I}(0) = (0)$ при поширенні всередину атмосфери. Для нижньої границі можна застосувати дифузне наближення:

$$\mathbf{I} = (B_\nu \cdot \mathbf{e}_0 + \mathbf{K}^{-1}\cdot\frac{dB_\nu}{d\tau}\cdot\mathbf{e}_0). \tag{2}$$

Розв'язок векторних рівнянь переносу (1) з граничними умовами (2) дає параметри Стокса випромінювання, що виходить з атмосфери зорі. Для формального розв'язку задачі (1,2) використаймо метод DELO [11].

У матриці повного поглинання діягональні елементи дорівнюють коефіцієнтові поглинання для сумарної інтенсивности випромінювання:

$$k_i = k_c + k_0\cdot\Phi_I.$$

Якщо ввести оптичну глибину $d\tau = -k_I dz$ — уздовж поширення променя, то рівняння (1) матиме вигляд:

$$\frac{d\mathbf{I}}{d\tau} = \frac{1}{k_I}\cdot\mathbf{K}\cdot\mathbf{I} - \mathbf{S}',$$

де: $\mathbf{S}' = \frac{\mathbf{j}}{k_I}$. Уведемо модифіковану матрицю поглинання:

$$\mathbf{K}' = \frac{\mathbf{K}}{k_I} - \mathbf{1},$$

у матриці $\mathbf{K}^{'}$ діягональні елементи дорівнюють нулеві.

Отже, рівняння переносу можна записати як:

$$\frac{d\mathbf{I}}{d\tau} = \mathbf{I} - \mathbf{L}, \qquad (3)$$

де: $\mathbf{L} = \mathbf{S}^{'} - \mathbf{K}^{'}\mathbf{I}$.

При відомій матриці $\mathbf{L}$ формальний розв'язок рівняння (3) матиме вигляд:

$$\mathbf{I}(\tau_k) = E_k \mathbf{I}(\tau_{k+1}) + \int_{\tau_k}^{\tau_{k+1}} e^{-(\tau-\tau_k)} \mathbf{L}(\tau) d\tau, \qquad (4)$$

де: $E_k = e^{-\Delta\tau_k}, \Delta\tau_k = \tau_{k+1} - \tau_k, k = 1, ..., N-1$.

Оскільки матриця $\mathbf{L}$ залежить від $\mathbf{I}$, то рівняння (4) є інтеґральним рівнянням для $\mathbf{I}$. Його можна розв'язати методом послідовних наближень. З другого боку, можна отримати явний розв'язок (4), застосувавши лінійну апроксимацію:

$$\mathbf{L}(\tau) = \frac{[(\tau_{k+1} - \tau)\mathbf{L}_k + (\tau - \tau_k)\mathbf{L}_{k+1}]}{\Delta\tau_k}.$$

Після аналітичного інтеґрування (4) і деяких перетворень отримуємо :

$$\mathbf{I}(\tau_k) = \mathbf{P}_k + \mathbf{Q}_k \cdot \mathbf{I}(\tau_{k+1}), \qquad (5)$$

де:

$$\mathbf{P}_k = [1 + (F_k - G_k)\mathbf{K}_k^{'}]^{-1} \cdot [(F_k - G_k)\mathbf{S}_k^{'} + G_k \mathbf{S}_{k+1}^{'}];$$

$$\mathbf{Q}_k = [1 + (F_k - G_k)\mathbf{K}_k^{'}]^{-1} \cdot (E_k \cdot \mathbf{1} - G_k \mathbf{K}_{k+1}^{'});$$

$$F_k = 1 - E_k, G_k = \frac{[1 - (1 + \Delta\tau_k)E_k]}{\Delta\tau_k}.$$

Таким чином, маючи $\mathbf{I}(\tau_N)$ на нижній границі, легко отримати розв'язок на поверхні $\mathbf{I}(0) = \mathbf{I}(\tau_1)$. Точність розв'язку (5) можна суттєво поліпшити, використавши параболічну чи сплайн-інтерполяцію, правда, тільки для $\mathbf{S}^{'}$.

За відсутности магнетного поля $\mathbf{K}^{'} = 0$ і ми отримуємо формальний розв'язок рівняння переносу для інтенсивности.

У наших дослідженнях ми визначали глибини утворення ліній. При неполяризованому випромінюванні глибини утворення ліній рахували за функціями внеску в емісію: $C_k = \eta_k \cdot e^{-\tau_k}$, ($\eta_k$ — коефіцієнт випромінювання). Для поляризованого випромінювання векторну функцію внеску визначаємо із співвідношення [11]:

$$\mathbf{C}_k = \mathbf{Q}_1 \cdot \mathbf{Q}_2 \cdot \ldots \cdot \mathbf{Q}_{k-1} \cdot \mathbf{J}_k. \qquad (6)$$

Вище ми розглянули формальний розв'язок рівняння переносу (1). Однак для визначення $\mathbf{L}$ необхідно мати реальні заселеності рівнів атома, що вимагає при нерівноважному утворенні сумісного розв'язку рівнянь переносу та статрівноваги в магнетному полі. Така задача досить складна, оскільки коефіцієнти поглинання не ізотропні: вони залежать від орієнтації магнетного поля щодо напрямку поширення світла. Таким чином, навіть для 1D плоско-паралельної моделі атмосфери задача стає тривимірною. Як виявилось, розв'язувати таку громіздку задачу немає потреби. Для спрощення розрахунків часто роблять такі наближення [13]: а) наближення без урахування магнетного поля (FFA); б) наближення без урахування поляризації (PFA).

Для FFA заселеності рівнів визначають, як у стандартній задачі без магнетного поля; формальний розв'язок рівняння (4) дає вектор параметрів Стокса; при цьому вважають, що коефіцієнти відхилення від ЛТР не залежать від магнетного поля. У [18] було показано, що для сильних ліній Ca FFA наближення дає похибку, яка не перевищує 10 % для інтенсивности і 3% для лінійної та кругової поляризації.

Наближення PFA було запропоновано в [19, 20]. У ньому враховано вплив магнетного поля на заселеності рівнів атома. Останні шукають шляхом розв'язку скалярного рівняння переносу з незначною зміною профілю коефіцієнта поглинання: замість стандартної функції Фойґта використовують профіль Φ_I, що з'являється на діягоналі в матриці поглинання $\mathbf{K}$. Іншими словами, вплив магнетного поля на заселеності враховують шляхом зміни профілю коефіцієнта поглинання.

	$p(M \longrightarrow M)$	$r(M \longrightarrow M+1)$	$b(M \longrightarrow M-1)$
$J \longrightarrow J$	M^2	$(J-M)(J+M+1)$	$(J+M)(J-M+1)$
$J \longrightarrow J+1$	$(J+1)^2 - M^2$	$(J+M+1)(J+M+2)$	$(J-M+1)(J-M+2)$
$J \longrightarrow J-1$	$J^2 - M^2$	$(J-M)(J-M-1)$	$(J+M)(J+M-1)$

Таблиця 1. Інтенсивність зееманівських компонент.

Швидкості радіятивних переходів, що входять у рівняння статрівноваги, визначають інтенсивністю, усередненою за напрямками поширення світлового променя. А отже, для розв'язку скалярного рівняння переносу будемо використовувати профіль Φ_I, усереднений за γ:

$$\overline{\Phi_I} = \frac{1}{4} \cdot (\Phi_p + \frac{3}{2} \cdot (\Phi_r + \Phi_b)).$$

У табл. 1 наведено відносні інтенсивності зеєманівських компонент [21]. Правила відбору записано для переходів із випромінюванням, тобто з верхнього рівня на нижній. Відзначимо симетричність r і b компонент щодо M, тобто сумарні їхні інтенсивності однакові й дорівнюють половині сумарної інтенсивности p компоненти [22].

При визначенні реальних заселеностей рівнів для спрощення розрахунків підрівні термів ми заміняли одним еквівалентним рівнем; при розрахунках магнеточутливих переходів знаходили середній фактор Ланде для верхнього та нижнього рівнів відповідно [21, 22]:

$$\overline{g} = \frac{\sum_{J_{\min}=|S-L|}^{S+L} g_i}{(J_{\max} - J_{\min} + 1)},$$

тобто:

$$\overline{g} = \begin{cases} 1, & J_{\min} = L - S, \\ 2, & J_{\min} = S - L, \\ 1.5, & L = S. \end{cases}$$

Для визначення амплітуд зеєманівських компонент брали:

$$J_{\text{сер}} = \frac{(J_{\min} + J_{\max})}{2} = \frac{|L - S| + |L + S|}{2}.$$

Звичайно, при цьому треба враховувати правила відбору для J: $\Delta J = 0 \pm 1$. При розрахунку профілів ліній брали реальні значення атомних параметрів.

Розглянута задача переносу поляризованого випромінювання легко поширюється на багатовимірні моделі атмосфери.

III. ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Описану методику ми застосували для розв'язку рівнянь переносу поляризованого випромінювання в сонячних плямах для атома нейтрального заліза.

Згідно з теперішніми уявленнями тінь плями складається з відносно холодного середовища з вкрапленими гарячішими елементами. Гаряча компонента займає приблизно 5–10 % площі тіні плями [23]. Ми ж надалі розглядатимемо сонячну пляму як однорідне утворення.

Колладос та ін. [24] отримали напівемпіричні моделі сонячних плям: великої (холодної) радіусом $\sim\ 11''$ та малої (гарячої) радіусом $\sim 6''$. Саме ці моделі ми використали для досліджень.

Найбільша розбіжність обох моделей стосується температури та величини магнетного поля. Мала пляма є значно гарячішою по всій глибині аж до $\log \tau = -2.5$, де температури обох моделей вирівнюються; найбільша різниця температур трохи більша від 1000 K у глибоких шарах. Магнетне поле в холодній моделі перевищує поле гарячої в середньому на 1000 Гс у верхній частині моделі.

Атом заліза зображаємо 20-ма рівнями Fe I, двома рівнями Fe II та одним рівнем Fe III. У нашій моделі атома потенціяли збудження термів Fe I лежать в інтервалі від 0 до 5 еВ. Вони включають: метастабільні, напівстабільні та частину верхніх рівнів. Решту верхніх рівнів уважали термалізованими щодо останнього рівня Fe I згідно з моделлю. При такому підході параметри відхилення від ЛТР ($(b_i = n_i/n^*, n_i$ — рівноважна заселеність i-ого рівня) для згаданих рівнів будуть однаковими, що дозволяє досить просто враховувати їх у рівняннях статистичної рівноваги. Справді, для неврахованих рівнів маємо:

$$\sum_{i=k}^{N} n_i = b_k \cdot n_k^* \cdot \left(1 + \frac{e^{E_k/kT}}{g_k} \cdot (U - U_k)\right),$$

де: k — останній рівень Fe I, g_k, E_k — статистична вага та потенціял збудження, U — сума за станами, U_k — сума за станами для перших k рівнів. У [25] розглянуто утворення ліній заліза в сонячних плямах; модель атома заліза включає понад 250 рівнів.

Атомні дані брали з [26, 27]. Для розрахунку коефіцієнта поглинання в неперервному спектрі ми використовували пакет OPACITY Щукіної: враховували внесок молекулярного водню та металевих ліній у УФ-ділянці спектра — "haze" ефект. Із числа ліній, що отримують з моделі атома, для дослідження ми вибрали такі: $\lambda 525.021$ нм, $\lambda 629.78$ нм, $\lambda 532.418$ нм. Перші дві магнеточутливі, третя — сильна лінія, практично нечутлива до магнетного поля (за еквівалентною шириною).

У роботі ми розрахували заселеності рівнів атома нейтрального заліза в рамках гарячої та холодної моделей сонячних плям; маючи заселеності, легко отримати профілі ліній. Для знаходження реальних заселеностей рівнів використано метод прискореної Λ-ітерації [28] у наближеннях FFA та PFA та метод DELO для розв'язку рівнянь переносу поляризованого випромінювання. Як показують розрахунки, збіжність розв'язку достатньо швидка. Так, для досягнення максимальної відносної похибки, що не перевищує 1 %, достатньо 10 ітерацій, правда, з використанням алгоритму прискорення збіжности.

Вплив магнетного поля. Магнетне поле сонячних плям досить сильне; воно діє на еквівалентну ширину та форму профілю ліній. Отже, магнетне поле може безпосередньо впливати на швидкості радіятивних переходів, якими визначаються заселеності рівнів.

Для визначення впливу магнетного поля на заселеності рівнів Fe I ми спочатку визначили не-ЛТР параметри b_i при відсутності магнетного поля, а потім у наближенні PFA — для ліній, що розглядались; у другому випадку магнетне поле впливає на коефіцієнт поглинання в лінії. Для гарячої моделі врахування магнетного поля приводить до незначного, приблизно 3–6 %, зменшення заселености верхніх рівнів відповідних переходів (що дають розглядувані лінії) в ділянці утворення їхніх ядер; у холодних плямах вплив магнетного поля ще менший.

Отже, для обох моделей сонячних плям магнетне поле практично не впливає на заселеності рівнів нейтрального заліза. Дія магнетного поля незначна, тому що магнеточутливі лінії здебільшого помірні чи слабкі; вони не дають відчутного внеску в швидкості радіятивних переходів, якими визначаються заселеності рівнів; заселеності рівнів у свою чергу визначаються сильними **УФ** лініями та випромінюванням у континуумі (шляхом фотойонізації). З другого боку, непрозорість сильних **УФ** ліній у досліджуваних шарах веде до термалізації рівнів [29]. Через температурний плат у верхній частині холодної моделі лінії мають протяжніші (нечутливі до магнетного поля) крила, за рахунок чого зменшується чутливість заселеностей відповідних рівнів до магнетного поля.

Таким чином, при розрахунку профілів ліній Fe I у сонячних плямах достатньо визначити параметри відхилення від ЛТР шляхом розв'язку скалярного рівняння переносу і статрівноваги; а за ними отримати формальний розв'язок рівнянь переносу для поляризованого світла — профілі Стокса магнеточутливих ліній.

Глибини утворення. При дослідженні активних ділянок важливо знати глибину, до якої можна прив'язати отримане значення магнетного поля. Найчутливіша до магнетного поля центральна частина ядра лінії, а отже, прив'язку магнетного поля можна робити за глибиною утворення центра лінії. Самі глибини утворення ми визначали за функціями внеску в емісію для неполяризованого випромінювання та за апроксимацією вектора внеску в емісію для інтенсивности поляризованого випромінювання (6).

Середні глибини утворення центральних частин вибраних ліній наведені в табл. 2.

Для гарячої моделі ЛТР та не-ЛТР глибини утворення збігаються, тоді як не-ЛТР ядра ліній у великих плямах утворюються в дещо глибших (щодо рівноважних) шарах, за винятком ліній λ525.21 нм. Урахування поляризації випромінювання приводить до суттєвого зменшення глибин утворення центральної частини ядра. Для ліній λ525.021 нм (EPL=0.12 еВ), λ629.78 нм (EPL=2.22 еВ), λ532.418 нм (EPL=3.2 еВ) зміщення глибин становить 250 км, 24 км, 46 км для гарячої і 285 км, 80 км, 184 км для холодної плями відповідно. Зміщення глибин визначається розщепленням коефіцієнта поглинання, яке своєю чергою залежить від магнетного поля, температури в ділянці утворення лінії та ефективного фактора Ланде, який визначає чутливість ліній до магнетного поля.

Рівноважні та нерівноважні лінії утворюються у великих плямах у середньому на 100 км вище порівняно з гарячою моделлю, тоді як поляризація випромінювання приводить до часткового вирівнювання глибин утворення ліній у різних моделях плям.

Для оцінки чутливости зміщення до магнетного поля ($\Delta H/B$) отримуємо значення: 0.114 км/Гс, 0.014 км/Гс, 0.027 км/Гс для гарячої та 0.108 км/Гс, 0.03 км/Гс, 0.069 км/Гс для холодної моделі відповідно.

Чутливість глибин утворення ядра ліній до магнетного поля для ліній з високим EPL зростає при переході до холодної моделі більш ніж удвічі; для лінії λ525.021 нм чутливость висока, але від моделі майже не залежить. Така поведінка чутливости глибин утворення зумовлена насамперед стратифікацією температури, яка для розгляданих моделей різна.

Ми щиро вдячні Шеміновій В. А. за допомогу під час виконання цієї роботи та Щукіній Н. Г. за надану можливість використовувати пакет OPACITY розрахунку коефіцієнта поглинання в неперервному спектрі.

Моделі	наближення	H (км)		
		λ525.021 нм	λ629.780 нм	λ523.418 нм
гаряча	ЛТР	277	202	245
	не-ЛТР	274	199	239
	не-ЛТР+ П	24	175	193
холодна	ЛТР	379	291	368
	не-ЛТР	378	277	344
	не-ЛТР+ П	93	197	160

Таблиця 2. Глибини утворення ліній Fe I.

IV. ВИСНОВКИ

Детально розглянуто багаторівневу задачу переносу поляризованого випромінювання. Задачу переносу розв'язано для атома нейтрального заліза в рамках холодної та гарячої моделей сонячних плям. Отримано такі результати: 1. Магнетне поле слабо впливає на заселеності рівнів Fe I в сонячних плямах; при переносі поляризованого випромінювання в сонячних плямах (магнеточутливі лінії Fe I) достатньо FFA наближення для розрахунку заселеностей рівнів атома. 2. Поляризація випромінювання суттєво зменшує глибини утворення магнеточутливих ліній у сонячних плямах. 3. Визначено рівноважні, нерівноважні, з урахуванням та без урахування магнетного поля глибини утворення ядер ліній Fe I.

---

[1] W. Unno, Publ. Sol. Jpn. **8**, 108 (1956).
[2] В. Е. Степанов, Известия Крым. астрофиз. обсерв. **18**, 136 (1958).
[3] Д. Н. Рачковский, Известия Крым. астрофиз. обсерв. **26**, 63 (1961).
[4] Д. Н. Рачковский, Известия Крым. астрофиз. обсерв. **27**, 148 (1962).
[5] J. M. Beckers, Sol. Phys. **9**, 372 (1969).
[6] E. Landi Degl' Innocenti, M. Landi Degl' Innocenti, Sol. Phys. **27**, 319 (1972).
[7] E. Landi Degl' Innocenti, Sol. Phys. **97**, 239 (1985).
[8] A. A. Van Ballegooijen, In: Measurements of Solar Vector Magnetic Fields, ed. M. J. Hagyard, NASA, Conf. Publ. **2374**, 322 (1985).
[9] В. А. Шеминова, *Вычисление профилей Стокс-параметров магниточувствительтных линий поглощения в звёздных атмосферах* (Киев, 1990, (Деп. в ВИНИТИ 30.05.90; N 2940-B90)).
[10] Y. Takeda, Publ. Astron. Soc. Jpn. **43**, 719 (1991).
[11] D. E. Rees, G. A. Murphy, Astrophys. J.**339**, 1093 (1989).
[12] L. R. Bellot Rubio, B. Ruiz Cobo, M. Collados, Astrophys. J. **506**, 805 (1998).
[13] H. Socas-Navarro, J. Trujillo Bueno, B. Ruiz Cobo, Astrophys. J. **530**, 977 (2000).
[14] B. Ruiz Cobo, J. C. del Toro Iniesta, Astrophys. J. **398**, 375 (1992).
[15] H. Socas-Navarro, B. Ruiz Cobo, J. Trujillo Bueno, Astrophys. J. **507**, 470 (1998).
[16] E. Landi Degl' Innocenti, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **25**, 379 (1976).
[17] E. Landi Degl' Innocenti, Sol. Phys. **77**, 285 (1982).
[18] L. H. Auer, J. N. Heasley, L. L. House, Astrophys. J. **216**, 531 (1977).
[19] J. H. M. J. Bruls, J. Trujillo Bueno, Sol. Phys. **164**, 155 (1996).
[20] J. Trujillo Bueno, E. Landi Degl' Innocenti, Sol. Phys. **164**, 135 (1996).
[21] А. Зоммерфельд, *Строение атома и спектры* (Государственное издательство технико-теоретической литературы, Москва, 1956).
[22] С. Э. Фриш, *Оптические спектры атомов* (Государственное издательство физико-математической литературы, М.–Л., 1963).
[23] V. N. Obridko, J. Staude, Astron. Astrophys. **189**, 232 (1988).
[24] M. Collados, V. Martinez Pillet, B. Ruiz Cobo, J. C. del Toro Iniesta, M. Vazquez, Astron. Astrophys. **291**, 622 (1994).
[25] N. G. Shchukina, J. Trujillo Bueno, Advances in Solar Physics, Euroconference Advances in the Physics of Sunspots, ASP Conference series. **118**, (1997).
[26] Э. А. Гуртовенко, Р. И. Костик, *Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов* (Наук. думка, Киев, 1989).
[27] N. E. Piskunov, F. Kupka, T. A. Ryabchikova, W. W. Weiss, C. S. Jeffery, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **112**, 525 (1995).
[28] М. І. Стоділка, Р. Є. Рикалюк, Журн. фіз. досл. **2**, 427 (1998).
[29] M. Carlsson, R. J. Rutten, J. H. M. J. Bruls, N. G. Shchukina, Astron. Astrophys. **288**, 860 (1994).

POLARIZED RADIATION TRANSFER PROBLEM

M. I. Stodilka
Ivan Franko National University of Lviv, Astronomical Observatory
8 Kyrylo i Mefodii Str., Lviv, UA–79005, Ukraine

The present paper deals with the analysis of nonequilibrium multilevel transfer problem for polarized radiation using accelerated Λ-iteration to determine real level populations. We considered field free and polarization free approximations and DELO-method for the solving vector equations to determine Stokes profiles. We solved radiation transfer equations for the neutral iron in the cool and hot solar spots models. It is shown that the magnetic field has a small influence on the Fe I levels populations. So it is enough to use a field free approximation for calculating level populations. Polarization of the radiation sufficiently decreases the formation depths of magnetically sensitive lines. The depths of the formation of Fe I lines in the solar spots were determined.