

УДК 523.942

**М. І. Стоділка**

Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету  
імені Івана Франка  
79005, Львів, вул. Кирила й Мефодія, 8

**Нерівноважне перенесення поляризованого  
випромінювання у сонячних плямах.  
Лінії Fe I**

*Методом прискореної  $\Lambda$ -ітерації розв'язана задача нерівноважного перенесення поляризованого випромінювання в лініях нейтрального заліза для холодної та гарячої моделей сонячних плям. В нижніх шарах холодної моделі умови утворення ліній близькі до рівноважних. Для гарячої моделі має місце незначна переіонізація нейтрального заліза УФ-випромінюванням. Досліджено вплив не-ЛТР-ефектів та магнітного поля на утворення ліній Fe I в сонячних плямах. Показано, що поляризація випромінювання суттєво зменшує глибини утворення магніточутливих ліній.*

**НЕРАВНОВЕСНЫЙ ПЕРЕНОС ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ. ЛИНИИ Fe I, Стодилка М. И.** — Методом ускоренной  $\Lambda$ -итерации решена задача неравновесного переноса поляризованного излучения в линиях нейтрального железа для холодной и горячей моделей солнечных пятен. В нижних слоях холодной модели условия образования линий близки к равновесным. Для горячей модели имеет место незначительная переионизация нейтрального железа УФ-излучением. Исследовано влияние не-ЛТР-эффектов и магнитного поля на образование линий Fe I в солнечных пятнах. Показано, что поляризация излучения существенно уменьшает глубины образования магниточувствительных линий.

**NONEQUILIBRIUM POLARIZED RADIATION TRANSFER IN THE SOLAR SPOTS: Fe I, by Stodilka M. I.** — Using accelerated  $\Lambda$ -iteration method we solved unequilibrium polarized radiation transfer problem for Fe I lines in the cool and hot spot models. In low layers of the cool model the conditions of line formation are close to equilibrium, where as in the hot model slight neutral iron overionization by UV-radiation occurs. We investigated NLTE-effects and magnetic field influence on Fe I lines formation in the solar spots. It is shown that polarization of the radiation sufficiently decreases formation depths of magnetically sensitive lines.

## ВСТУП

Сонячні плями є одним із проявів сонячної активності поряд з факелами, спалахами, флокулами і т. п. У плямах локалізовані сильні магнітні поля (порядку кількох десятків долей тесла), в результаті чого спектральні лінії атомів розширені, форма їх змінена, а саме випромінювання поляризоване. Поляризація в спектральних лініях при наявності сильного магнітного поля в областях їхнього утворення несе додаткову інформацію про структуру атмосфери Сонця.

Магнітне поле в сонячних плямах пригнічує конвекцію і спричиняє додатковий магнітний тиск всередині, внаслідок чого газовий тиск зменшується. Ці два фактори призводять до охолодження газу у плямі.

Фізичні умови в плямах сильно відрізняються від умов в навколишній фотосфері. Різниця температур між фотосферою і тінню плями може перебільшувати 1500 К для плям великих і середніх розмірів, що приводить до значних відмінностей інтенсивностей окремих спектральних ліній і груп ліній. Так, серед основних ліній поглинання послаблюються лінії Бальмера, а лінії  $H$  і  $K$  Ca II — підсилюються. Лінії нейтральних атомів з низькими потенціалами іонізації є у спектрі тіні, але їх немає у спектрі фотосфери, де вони іонізовані. Лінії заліза, що виникають з низьких атомних рівнів, також сильніші в сонячних плямах; лінії з високих рівнів мало відрізняються інтенсивністю від ліній у незбуреній атмосфері. Спектри плями багаті на молекулярні лінії, які до магнітного поля нечутливі. Крім цього, лінії у плямі зміщені в коротко-хвильову область: на рівні фотосфери, в області утворення відповідних ліній, газ витікає з плями (ефект Евершеда).

При наявності магнітного поля рівняння переносу стають векторними; аналітичний вираз для інтенсивності випромінювання в загальному випадку отримати неможливо. Тому актуальними є числові методи. Для інтегрування диференціальних рівнянь використовували метод Рунге — Кутта [2, 6, 10, 19]. Такеда [18] запропонував метод прискореної  $\Lambda$ -ітерації (ALI) для розв'язку рівнянь переносу поляризованого випромінювання. Реєс та Мерфі [15] запропонували метод DELO ( $\Lambda$ -оператор застосовується для діагональних елементів матриці поглинання) для формального інтегрування рівнянь переносу поляризованого випромінювання.

Враховуючи простоту та переваги методу DELO, ми будемо використовувати його для формального розв'язку рівнянь переносу поляризованого випромінювання.

В. А. Шемінова [3] на основі аналізу теоретичних профілів Стокса сонячних ліній заліза отримала оцінки магнітного підсилення ліній, дослідила поведінку профілів в залежності від потенціалу збудження, довжини хвилі, еквівалентної ширини, фактора Ланде, поля швидкостей, магнітного поля, моделі атмосфери, положення на диску Сонця. В роботі [9] для переносу поляризованого випромінювання застосовано метод ALI: розглянуто резонансну поляризацію, викликану розсіянням анізотропного поля випромінювання в наближенні повного перерозподілу по частотах для 1D-геометрії. Використавши метод ALI, Н. Г. Щукіна [17] розглянула утворення ліній заліза в сонячних плямах. Модель атома заліза включала понад 250 рівнів і майже 500 зв'язано-зв'язаних та зв'язано-вільних переходів. Виявилось, що не-ЛТР-ефекти в тіні плями впливають головним чином на функції джерела ліній Fe I, а не на їхній коефіцієнт поглинання. Наближення ЛТР придатне для ліній Fe I з низьким потенціалом збудження (меншим від 2 eV) та для ІЧ-ліній.

МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ

При наявності магнітного поля рівняння переносу мають вигляд [10, 15]:

$$\frac{d\mathbf{I}}{dz} = -\mathbf{K}\mathbf{I} + \mathbf{J}, \quad (1)$$

де  $\mathbf{I}$  — вектор параметрів Стокса,  $\mathbf{I}^T = (I, Q, U, V)$ ,  $\mathbf{K}$  — матриця повного поглинання,  $\mathbf{J}$  — вектор повної емісії.

Рівняння переносу (1) необхідно доповнити граничними умовами. На верхній границі для вектора Стокса  $\mathbf{I}(0) = \mathbf{0}$ , при поширенні всередину атмосфери. Для нижньої границі можна застосувати дифузне наближення [15]:

$$\mathbf{I} = \left( B_v \cdot \mathbf{e}_0 + \mathbf{K}^{-1} \cdot \frac{dB_v}{d\tau} \cdot \mathbf{e}_0 \right), \quad (2)$$

де  $\mathbf{e}_0^T = (1, 0, 0, 0)$ .

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) використаємо метод DELO [15].

Магнеточутливі лінії здебільшого помірні чи слабкі; вони не дають відчутного вкладу у швидкості радіативних переходів, якими визначаються заселеності рівнів [5]. При розрахунку профілів ліній Fe I в сонячних плямах, як показують розрахунки, достатньо шляхом розв'язку скалярного рівняння переносу і статичної рівноваги визначити параметри відхилення від ЛТР; а по них отримати формальний розв'язок рівнянь переносу для поляризованого світла — профілі Стокса магніточутливих ліній.

МОДЕЛІ СОНЯЧНИХ ПЛЯМ

На сьогодні запропоновано багато фотосферних моделей сонячних плям [11, 12]. Більшість з них отримано із аналізу залежності центр—край інтенсивності випромінювання в неперервному спектрі для довжин хвиль в діапазоні від синьої до близької ІЧ області; вони не несуть ніякої інформації про магнітне поле. В роботі [13] представлено двокомпонентну модель для великої плями. Основний компонент — це холодна речовина, другий компонент — гаряча речовина з фактором заповнення 5—10 % по всій висоті. Складається він з тонкоструктурних елементів, орієнтованих вздовж магнітного поля. Надалі розглядатимемо сонячну пляму як однорідне утворення.

Руїз Кобо та співробітники [16] запропонували ЛТР-код для інверсії рівнянь переносу. Використовуючи Стокс-профілі набору ліній, цей метод дозволяє отримати стратифікацію температури, магнітного поля, швидкості та інших параметрів моделі вздовж променя зору. Інверсний код зводиться до мінімізації величини  $\chi^2$  — цільової функції, що характеризує близькість експериментального та синтезованого профілів, на основі моделі, яка ітеративно уточнюється. При цьому використовуються функції відгуку параметрів моделі. Чисельне інтегрування рівнянь переносу поляризованого випромінювання проводилось методом DELO [15] в наближенні ЛТР.

Колладос та співробітники [8] застосували згаданий код до  $I$ - та  $V$ -профілів Стокса в тіні сонячних плям різних розмірів. Це дозволяло отримати напівемпіричні моделі сонячних плям: великої (холодної) радіусом біля 11" та малої (гарячої) радіусом 6". Саме ці моделі ми використали для досліджень.

Холодна модель отримана за  $I$ - та  $V$ -профілями ліній Fe I; гаряча — лише за  $V$ -профілями (для малих плям в  $I$ -профілях є значна доля

розсіяного світла). Найбільша розбіжність обох моделей стосується температури та величини магнітного поля. Мала пляма значно гарячіша по всій глибині аж до  $\lg \tau = -2.5$ , де температури обох моделей вирівнюються. Найбільша різниця температур трохи більша за 1000 K в глибоких шарах. Магнітне поле в холодній моделі перевищує поле гарячої в середньому на 0.1 Тл у верхній частині моделі, а його градієнт більший для гарячої плями. Нахил магнітного поля обох моделей не перевищує  $30^\circ$  до локальної нормалі. Макротурбулентна швидкість складає 0.9 км/с для обох моделей, мікротурбулентна швидкість для гарячої моделі становить 0.6 км/с, а для холодної — 0.2 км/с. Глобального руху речовини вздовж поля зору ми не враховували.

Згадані моделі отримано в ЛТР-наближенні, вони частково виправлені на не-ЛТР-ефекти.

### ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Оскільки час життя плям порядку кількох десятків діб, а розміри значно більші від інтервалу досліджуваних висот, задачу переносу будемо розв'язувати в наближенні стаціонарної одновимірної плоскопаралельної моделі атмосфери із врахуванням ефектів відхилення від ЛТР та поляризації випромінювання.

Утворення ліній нейтрального заліза розглядалось в рамках гарячої та холодної моделей сонячних плям. Атом заліза представлявся 20 рівнями Fe I, двома рівнями Fe II та одним рівнем Fe III. В нашій моделі атома потенціали збудження термів Fe I лежать в інтервалі від 0 до 5 еВ. Вони включають метастабільні, напівстабільні та частину верхніх рівнів. Решта верхніх рівнів вважалась термалізованими по відношенню до останнього (згідно з моделлю) рівня Fe I. При такому підході параметри відхилення від ЛТР ( $b_i = n_i^*/n_j^*$ ,  $n_i^*$  — рівноважна заселеність  $i$ -го рівня) для згаданих рівнів будуть однаковими, що дозволяє досить просто враховувати їх в рівняннях статистичної рівноваги.

Атомні дані ми брали з робіт [1, 14]. Для розрахунку коефіцієнта поглинання в неперервному спектрі використовувався пакет програм OPACITY, складений Н. Г. Щукіною. Враховувався вклад молекулярного водню та ліній металу в УФ-області спектру — «haze»-ефект. Із числа ліній, що отримуються з моделі атома, для досліджень ми вибрали  $\lambda\lambda$  525.021, 629.78 і 532.418 нм. Перші дві магніточутливі, третя — сильна лінія, практично нечутлива до магнітного поля (по еквівалентній ширині). Атомні параметри ліній приведені в табл. 1.

**Не-ЛТР-ефекти.** Використавши метод прискореної  $\Lambda$ -ітерації, ми розв'язали одновимірну задачу переносу випромінювання в рамках обох моделей сонячних плям. Сумісний розв'язок рівнянь переносу та статистичної рівноваги дає реальні заселеності рівнів. Відхилення від рівноважних

Таблиця 1. Атомні параметри вибраних ліній Fe I

$\lambda$ , нм	Нижній рівень				Верхній рівень			
	терм	$g_l$	$E_l$ , еВ	фактор Ланде	терм	$g_u$	$E_u$ , еВ	фактор Ланде
525.021	$a^5D$	1	0.12	0	$z^7D^0$	3	2.47	3
629.780	$a^5P$	3	2.22	2.5	$y^5D^0$	1	4.19	1.5
532.418	$z^5D^0$	9	3.20	1.5	$e^5D$	9	5.52	1.5

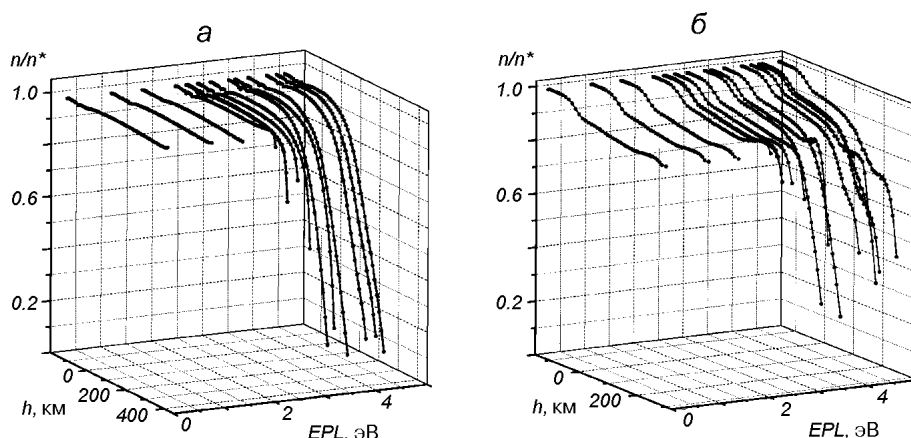


Рис. 1. Залежність коефіцієнтів відхилення від ЛТР ( $b = n/n^*$ ) (від висоти  $h$  та потенціалу збудження нижнього рівня  $EPL$ ): *a* — холодна модель сонячної плями; *б* — гаряча модель сонячної плями

значень будемо характеризувати коефіцієнтами  $b$ . Залежності коефіцієнтів  $b$  від глибини для різних рівнів показані на рис. 1. Не-ЛТР-ефекти найбільше проявляються для верхніх рівнів Fe I і у верхніх шарах плям, де суттєві радіативні втрати, а вклад ударних зіткнень зменшується; тут рівні Fe I збіднені. У глибших шарах настає термодинамічна рівновага. Для холодної моделі не-ЛТР-ефекти починають проявлятися для висот  $h > 100$  км (рис. 1, *a*). При цьому метастабільні рівні, між якими існують тільки ударні переходи, та напівстабільні рівні, що зв'язані слабкими радіативними переходами на основний рівень, майже на всіх досліджуваних шарах рівноважно заселені. Для верхніх рівнів із збільшенням потенціалу збудження нижнього рівня ( $EPL$ ) недонаселеність збільшується, бо вони легко іонізуються випромінюванням, що йде з нижніх гарячіших шарів атмосфери. Для гарячої плями проявляються деякі особливості (рис. 1, *б*).

1. У високих шарах гарячої плями верхні рівні менш збіднені (на однакових висотах), ніж у холодній моделі: має місце інтенсивніша підкачка з нижніх рівнів.

2. Для всіх рівнів, починаючи з  $h > 0$ , спостерігається недонаселеність рівнів. Для метастабільних та напівстабільних рівнів параметри відхилення від ЛТР слабо змінюються з висотою та становлять приблизно 0.9. Це також стосується і верхніх рівнів, тільки в області  $h > 160$  км настає більш різке зменшення заселеностей.

Як бачимо, в області  $h < 160$  км (гаряча модель) коефіцієнти відхилення від ЛТР для всіх рівнів практично однакові. Функції джерела всіх ліній, що виникають при переходах між цими рівнями, рівні функції Планка. Це наслідок того, що в цій області сильні УФ-лінії непрозорі і підтримують збудження рівнів близьким до теплового [7]. Однак іонізаційна рівновага дещо відрізняється від рівноважної. Незначна переіонізація обумовлена випромінюванням, що йде з нижніх шарів плями. Температура цих шарів приблизно на тисячу градусів вища, ніж для холодної плями. В той же час для холодної моделі (за винятком верхніх рівнів та вищих шарів атмосфери) іонізаційна рівновага близька до рівноважної, а збудження — теплове.

**Профілі ліній.** Для визначення впливу не-ЛТР-ефектів та магнітного поля на профілі ліній ми провели ЛТР- та не-ЛТР-розрахунки профілів без урахування та з урахуванням магнітного поля при відомих заселеностях рівнів.

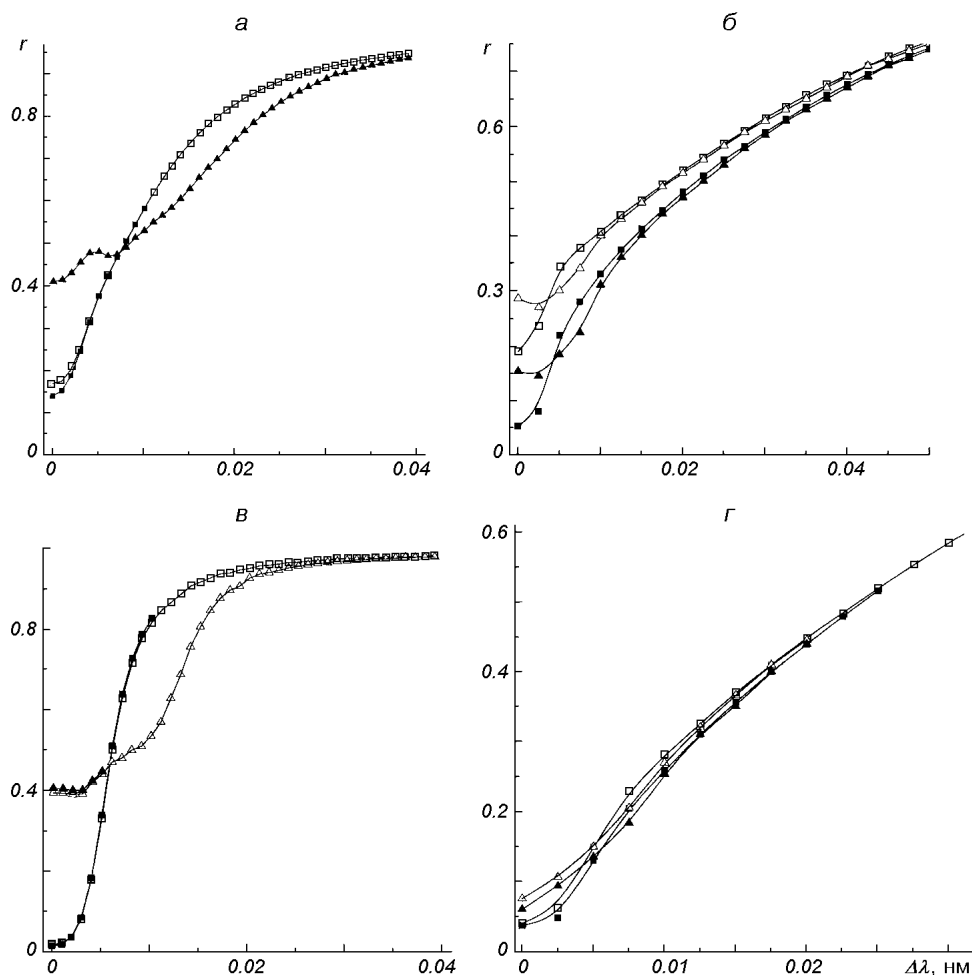


Рис. 2. Профілі (світлі квадратики та темні квадратики — відповідно для ЛТР та не-ЛТР без урахування поляризації, світлі та темні трикутники — те ж з урахуванням поляризації) ліній Fe I для різних моделей сонячних плям: *a* —  $\lambda = 525.021$  нм, холодна модель; *б* —  $\lambda = 532.418$  нм, холодна модель; *в* —  $\lambda = 525.021$  нм, гаряча модель; *г* —  $\lambda = 532.418$  нм, гаряча модель

На рис. 2 представлені профілі (ЛТР, не-ЛТР, без врахування та з урахуванням поляризації) помірної та сильної ліній Fe I:  $\lambda\lambda$  525.021 та 532.418 нм в центрі диска Сонця в рамках обох моделей плям. Розглянемо профілі без урахування магнітного поля. Для гарячої моделі ЛТР- та не-ЛТР-профілі помірної лінії  $\lambda$  525.021 нм практично збігаються. Незначні відмінності проявляються для сильної лінії в області її ядра. Не-ЛТР-профілі в середньому на 2 % нижчі через збіднення верхнього рівня переходу, а близькі крила дещо вищі, що обумовлено незначною переіонізацією Fe I (на рис. 2 ця область не показана). Значно більший вплив не-ЛТР-ефектів на профілі ліній холодної моделі плями, бо лінії утворюються в дещо вищих шарах атмосфери. Так, для лінії  $\lambda$  525.021 нм центральна глибина на 3 % більша. Для сильної лінії  $\lambda$  532.418 нм, яка утворюється у верхніх шарах, вплив не-ЛТР-ефектів більший: ядро лінії значно глибше, різниця між центральними глибинами становить 14 %. Крила ліній збігаються, оскільки переіонізації рівнів у відповідних шарах немає.

Врахування магнітного поля приводить до зменшення центральної глибини лінії та збільшення ширини ядра (рис. 2). Через те що коефіцієнт

поглинання лінії під впливом магнітного поля розщеплюється на поляризовані зєєманівські компоненти, ядро лінії утворюється у нижчих шарах, що обумовлює зменшення не-ЛТР-ефектів. Для сильної лінії не-ЛТР-ефекти проявляються і при наявності магнітного поля.

Як видно з рис. 2, чутливими до магнітного поля є центральна глибина, ядро лінії та півширина. Для гарячої моделі магнітне поле приводить до зменшення центральної глибини лінії  $\lambda$  629.78 нм на 4 % (за профілями, нерозмитими макротурбулентністю), для холодної — на 13 %. І це при тому, що в області утворення ядер магнітне поле холодної моделі приблизно в 1.5 рази перевищує поле гарячої моделі. Лінія  $\lambda$  525.021 нм по центральній глибині значно чутливіша до магнітного поля: для гарячої моделі центральна глибина лінії зменшується на 40 %, для холодної — на 25 %. Півширина цієї лінії під впливом магнітного поля збільшується майже удвічі для обох моделей.

Для сильної лінії  $\lambda$  532.418 нм чутливою до магнітного поля є центральна частина ядра лінії. Для гарячої моделі центральна глибина її профіля (під впливом магнітного поля) зменшується на 4 %, для холодної — на 10 %. Водночас не-ЛТР-ефекти приводять до збільшення центральних глибин сильних ліній, тобто має місце часткова компенсація впливу магнітного поля та не-ЛТР-ефектів на профілі ліній. Внаслідок цього центральні глибини ЛТР-профілів та не-ЛТР-профілів з урахуванням поляризації для холодної моделі (в цій моделі не-ЛТР-ефекти проявляються сильніше) відрізняються всього на 4 % (рис. 2). Це, очевидно, стосується магніточутливих ліній з  $EPL > 2$  eV (крім інфрачервоних), які чутливі до не-ЛТР-ефектів [17].

Як бачимо, величина впливу магнітного поля на ядро лінії визначається, крім ефективного фактора Ланде, ще й температурою моделі. Для холодної моделі вона на 400—500 К нижча в області утворення досліджуваних ліній.

В табл. 2 приведено еквівалентні ширини та коефіцієнт магнітного підсилення ( $q = \lg W_m / W$ ) вибраних ліній: ЛТР-, не-ЛТР-значення (з урахуванням (+П) і без урахування магнітного поля).

Еквівалентні ширини (ЛТР та не-ЛТР) для гарячої моделі майже збігаються (це стосується і сильної лінії), хоча відчутний незначний вплив переіонізації. Така нечутливість профілів до не-ЛТР-ефектів обумовлена двома факторами, які компенсують один одного: дефіцитом функції джерела порівняно з функцією Планка, що викликає пониження центральної частини профілів, та дефіцитом непрозорості внаслідок незначної переіонізації

Таблиця 2. Еквівалентні ширини та магнітне підсилення деяких ліній Fe I в моделях сонячних плям

Наближення	$\lambda$ 525.021 нм		$\lambda$ 629.780 нм		$\lambda$ 532.418 нм	
	W, пм	q	W, пм	q	W, пм	q
Гаряча модель						
ЛТР	15.91		15.07		73.52	
ЛТР+П	17.41	0.04	17.88	0.074	73.61	0.00053
не-ЛТР	15.5		14.73		72.63	
не-ЛТР+П	17.01	0.04	17.55	0.076	72.72	0.00054
Холодна модель						
ЛТР	24.18		14.64		72.45	
ЛТР+П	25.55	0.024	17.94	0.088	72.83	0.0023
не-ЛТР	24.39		15.35		78.38	
не-ЛТР+П	25.77	0.024	18.93	0.091	78.89	0.0028

[4]. В холодній моделі переіонізації у нижніх шарах немає, не-ЛТР-ефекти збільшують центральну глибину сильної лінії — збільшується її еквівалентна ширина.

Збільшення ширини лінії під впливом магнітного поля частково компенсується зменшенням центральної глибини ядра лінії, внаслідок чого еквівалентна ширина збільшується. Але вона менш чутлива до магнітного поля, ніж півширина. Еквівалентні ширини сильних ліній визначаються протяжними крилами, а тому вклад глибоких вузьких ядер незначний.

Як видно з табл. 2, еквівалентні ЛТР- та не-ЛТР-ширини однаково чутливі до магнітного поля. Чутливість лінії  $\lambda$  5250.21 нм слабо зменшується з температурою моделі, а чутливість лінії  $\lambda$  629.78 нм — трохи збільшується при переході до холодної моделі. Еквівалентна ширина сильної лінії  $\lambda$  532.418 нм до магнітного поля практично нечутлива.

За функціями вкладу в емісію ми визначили середні глибини утворення центра ліній. Врахування поляризації випромінювання приводить до суттєвого зменшення глибин утворення центральної частини ядра. Для ліній  $\lambda$  525.021 нм ( $EPL = 0.12$  eV), 629.78 нм (2.22 eV), 532.418 нм (3.2 eV) зміщення глибин становить відповідно 250, 24, 46 км для гарячої і 285, 80, 184 км для холодної плями. Таке зміщення глибин визначається магнітним полем і температурою моделі та чутливістю ліній до магнітного поля.

## ВИСНОВКИ

1. У великих плямах при  $h < 100$  км умови утворення ліній Fe I близькі до рівноважних. У малих плямах (гаряча модель) при  $h > 0$  рівні Fe I збіднені фотоіонізаційними процесами. При  $h < 160$  км збудження ліній теплове.

2. Не-ЛТР-ефекти мають значно більший вплив на профілі ліній у великих плямах; тоді як еквівалентні ЛТР- та не-ЛТР-ширини вибраних нами ліній майже однаково чутливі до магнітного поля.

3. Для центральних частин ядер магнеточутливих ліній Fe I має місце часткова компенсація впливу магнітного поля та не-ЛТР-ефектів.

4. Коефіцієнт магнітного підсилення слабо залежить від типу моделі; до магнітного поля більш чутливі півширини ліній.

5. Поляризація випромінювання суттєво зменшує глибини утворення магнеточутливих ліній в сонячних плямах.

Ми щиро вдячні В. А. Шемінової за допомогу у роботі та Н. Г. Щукіній за надану можливість скористатися програмним пакетом OPACITY.

1. Гуртовенко Э. А., Костик Р. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. — Киев: Наук. думка, 1989.—198 с.
2. Шеминова В. А. Вычисление профилей Стокса-параметров магниточувствительных линий поглощения в звездных атмосферах. — Киев, 1990.—53 с.—(Деп. в ВИНТИ 30.05.90; N 2940-B90).
3. Шеминова В. А. Влияние физических условий среды и атмосферных констант на профили Стокса линий поглощения в спектре Солнца. — Киев, 1991.—31 с.—(Препринт / АН Украины. Ин-т теор. физики; 90-87 P).
4. Щукина Н. Г., Трухильо Буено Х. Линии Fe I в спектрах холодных звезд: не-ЛТР эффекты в атмосфере солнечного типа // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—14, № 4.—С. 315—329.
5. Auer L. H., Heasley J. N., House L. L. Non-LTE line formation in the presence of magnetic fields // *Astrophys. J.*—1977.—216, N 1.—P. 531—539.
6. Beckers J. M. The problem of Fraunhofer lines in the presence of Zeeman splitting. I. The Zeeman triplet // *Solar Phys.*—1969.—9, N 2.—P. 372—386.
7. Carlsson M., Rutten R. J., Bruls J. H. M. J., Shchukina N. G. The non-LTE formation of Li I lines in cool stars // *Astron. and Astrophys.*—1994.—288, N 3.—P. 860—882.



8. *Collados M., Martinez Pillet V., Ruiz Cobo B., et al.* Observed differences between large and small sunspots // *Astron. and Astrophys.*—1994.—**291**, N 2.—P. 622—634.
9. *Faurobert-Scholl M., Frisch H., Nagendra K. N.* An operator perturbation method for polarized line transfer. I. Non-magnetic regions in 1D media // *Astron. and Astrophys.*—1997.—**322**, N 3.—P. 896—910.
10. *Landi Degl'Innocenti E.* MALIP-a programme to calculate the Stokes parameters profiles of magnetoactive Fraunhofer lines // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1976.—**25**.—P. 379—390.
11. *Maltby P.* Continuum observations and empirical models of the thermal structure of sunspot // *Sunspots: theory and observations / Eds J. H. Thomas, N. O. Weiss.* — Dordrecht: Kluwer, 1992.—P. 103—120.
12. *Maltby P., Avrett E. H., Carlsson M., et al.* A new sunspot umbral model and it's variation with the solar cycle // *Astrophys. J.*—1986.—**306**, N 1.—P. 284—303.
13. *Obridko V. N., Staude J.* A two-component working model for the atmosphere of a large sunspot umbra // *Astron. and Astrophys.*—1988.—**189**, N 1.—P. 232—242.
14. *Piskunov N. E., Kupka F., Ryabchikova T. A., et al.* VALD: The Vienna Atomic Line Data Base // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*—1995.—**112**, N 3.—P. 525—535.
15. *Rees D. E., Murphy G. A.* Stokes profile analysis and vector magnetic fields. II. Formal numerical solutions of the Stokes transfer equations // *Astrophys. J.*—1989.—**339**, N 2.—P. 1093—1106.
16. *Ruiz Cobo B., del Toro Iniesta J. C.* Inversion of Stokes profiles // *Astrophys. J.*—1992.—**398**, N 1.—P. 375—385.
17. *Shchukina N. G., Trujillo Bueno J.* Is LTE a suitable approximation for Fe I-based diagnostics of the thermal structure of sunspots? // *First Advances in Solar Physics Euroconference: Advances in the Physics of Sunspots / Eds B. Schmeider, C. J. del Toro Iniesta, M. Varquez* — San Francisco, 1997.—**118**.—P. 207—211.—(ASP Conf. Ser.)
18. *Takeda Y.* Numerical Approach to Zeeman line radiative transfer // *Publ. Astron. Soc. Jap.*—1991.—**43**.—P. 719—737.
19. *Van Ballegooijen A. A.* Contribution functions for Zeeman-split lines, and line formation in photospheric faculae // *Measurements of Solar Vector Magnetic Fields / Ed. M. J. Hagyard.* — NASA, 1985.—Conf. Publ. 2374.—P. 322—334.

Надійшла до редакції 30.05.01