ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 7, № 3 (2003) с. 357–364

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 7, No. 3 (2003) p. 357–364

ТЕРМАЛІЗАЦІЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ В СОНЯЧНИХ ПЛЯМАХ ЗІТКНЕННЯМИ З АТОМАМИ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДНЮ ДЛЯ ЛІНІЙ НЕЙТРАЛЬНОГО ЗАЛІЗА

М. І. Стоділка
Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка
вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005, Україна
e-mail: sun@astro.franko.lviv.ua

(Отримано 13 січня 2003 р.; в остаточному вигляді — 8 вересня 2003 р.)

Розв'язано багаторівневу не-ЛТР задачу переносу поляризованого випромінювання в сонячній плямі. Розглянуто дві моделі плям: холодну (велика пляма) і гарячу (мала пляма). Досліджено вплив зіткнень з атомами нейтрального водню на населеності рівнів Fe I, на неполяризоване й поляризоване випромінювання в лініях нейтрального заліза. Лінії нейтрального заліза, що виникають в умовах малої сонячної плями, слабочутливі до зіткнень з атомами водню. У великій плямі зіткнення з атомами водню термалізують випромінювання в лініях Fe I, які виникають при переходах між метастабільними, напівстабільними-сильнозбудженими рівнями, а також у заборонених лініях між метастабільними-напівстабільними рівнями. Зі збільшенням потенціялу збудження рівнів чутливість лінії до зіткнень з атомами водню падає. Показано необхідність при не-ЛТР дослідженні враховувати зіткнення з атомами нейтрального водню, які приводять до термалізації випромінювання в сонячних плямах.

Ключові слова: сонячні плями, лінії заліза, перенесення поляризованого випромінювання, зіткнення з атомами водню.

PACS number(s): 95.30.Gv, 95.30.Jx, 96.60.Qc

I. ВСТУП

Спектр Сонця багатий на лінії заліза різної інтенсивности. У сонячних плямах лінії заліза, що утворюються при переходах з нижніх атомних рівнів, сильніші; лінії з високих рівнів мало відрізняються інтенсивністю від ліній у незбуреній атмосфері. Магнеточутливі лінії додатково розширені магнетним полем, випромінювання в них поляризоване. Ці лінії заліза поряд з лініями інших елементів використовують для вивчення магнетних полів в атмосферах Сонця та зір.

Для підвищення достовірности інформації, взятої з профілів ліній, потрібно враховувати всі механізми утворення ліній: у тому числі, поряд з радіяційними процесами, що приводять до відхилення від локальної термодинамічної рівноваги (ЛТР), і зіткнювальні, які створюють рівноважні умови утворення ліній, тобто такі, що приводять до термалізації випромінювання.

Оскільки теплова швидкість електронів майже в сорок п'ять разів більша від швидкости атомів водню, то, розглядаючи нерівноважне утворення ліній в атмосфері Сонця, як правило, враховують тільки зіткнення з електронами. Проте навіть у незбуреній атмосфері Сонця зіткнення з атомами водню [1] впливають на терми заліза з низькими потенціялами збудження: вони ефективно термалізують функцію джерела в лінії, але не обов'язково населеності рівнів, які визначають оптичну глибину; верхні рівні менш чутливі до зіткнень з воднем. Т. Ґерен *та ін.* [1] показали, що, за винятком сильних ліній з низьким потенціялом збудження нижнього рівня, зіткнення з воднем слабо впливають на більшість ліній Fe I в незбуреній атмосфері Сонця. Згідно з [1–3], еквівалентні ширини цих ліній слабо залежать від зіткнень з воднем.

Проблема зіткнень з атомами водню належить до нерозв'язаних задач при розгляді багаторівневого переносу випромінювання. Для оцінки величини поперечних перерізів ударних збуджень атомами водню використовують [1–3] модифіковане співвідношення Дроїна [4]. Для заліза воно дає тільки правильний порядок. Б. Каулакіс [5] докладніше розглянув співвідношення для поперечних перерізів, правда, для високозбуджених станів атома. У роботі [6] Б. Каччин *та ін.* порівняли результати обох співвідношень для ударних збуджень атомів натрію атомами водню в умовах сонячної плями. Виявилось, що формула Дроїна дає результати майже на три порядки вищі. Слід зазначити, що співвідношення Каулакіса працює для високозбуджених рівнів. Детальний огляд проблеми не-ЛТР утворення ліній в атмосферах холодних зір (де внесок атомів водню у швидкості ударних збурень набагато більший від внеску електронів) зроблено в [7].

У сонячних плямах через зниження температури (за рахунок додаткового магнетного тиску і пригнічення конвекції магнетним полем) концентрація електронів різко зменшується, внаслідок чого зіткнення з атомами нейтрального водню можуть стати основним механізмом термалізації процесів, які приводять до утворення ліній.

За рахунок поляризації випромінювання магнетним полем рівняння переносу у плямі стають векторними [8–10]. Аналітичний розв'язок таких рівнянь у загальному вигляді отримати неможливо; тому використовують числові методи [10,11]. Д. Реес і Ґ. Мерфі [10] запропонували метод DELO (Λ-оператор застосовується для діяґональних елементів матриці поглинання) для формального інтеґрування рівнянь переносу поляризованого випромінювання. Через ряд переваг DELO-методу ми вибрали останній для розв'язку задачі переносу поляризованого випромінювання.

Дослідження утворення ліній поглинання Fe I (неполяризоване випромінювання) у сонячних плямах виконано в [12]; показано, що не-ЛТР ефекти в тіні плями впливають переважно на функції джерел ліній нейтрального заліза, а не на їх коефіцієнт поглинання; а для ліній з низьким потенціялом збудження ($EP \leq 2$еВ) і для ІЧ-ліній Fe I можна використовувати ЛТР-наближення.

У статті [13] показано, що впливом магнетного поля на заселеності рівнів Fe I у холодній і гарячій моделях плям можна знехтувати: магнеточутливі лінії в здебільшого помірні або слабкі і не роблять відчутного внеску у швидкості радіятивних переходів, якими визначаються населеності рівнів.

Проте магнетне поле тіні плями має сильний вплив на утворення магнеточутливих ліній — випромінювання поляризується. Крім цього, магнетне поле створює додатковий тиск, що призводить до зменшення непрозорости для випромінювання, за рахунок чого відбувається посилення не-ЛТР ефектів. Тому дуже важливо уяснити роль зіткнень з воднем, які термалізують процеси випромінювання.

Результати роботи тісно пов'язані з задачею нерівноважного утворення фраунгоферових ліній та профілів Стокса в атмосферах Сонця та холодних зір.

II. МЕТОДИКА РОЗВ'ЯЗКУ

Населеності рівнів атома заліза визначали шляхом спільного розв'язку рівнянь переносу і статистичної рівноваги методом прискореної Λ-ітерації з використанням множинних сіток і прискоренням збіжности [14]. При відомих населеностях рівнів шляхом формального розв'язку векторних рівнянь переносу (методом DELO [13]) були отримані I-, Q-, U-, V-профілі Стокса. Атом заліза зображено 19-ма рівнями Fe I , двома рівнями Fe II і одним рівнем Fe III, рівні в межах терма об'єднані в один еквівалентний рівень. У моделі атома заліза потенціяли збудження термів лежать в інтервалі від 0 до 5.56 еВ. Модель включає метастабільні, напівстабільні й частину рівнів з високими потенціялами збудження. Не-ЛТР коефіцієнти решти верхніх рівнів вважали однаковими і рівними не-ЛТР коефіцієнту останнього модельного рівня Fe I, що дозволяє неявно включати їх у рівняння статистичної рівноваги. Наша модель охоплює 58 зв'язано-зв'язаних переходів між еквівалентними рівнями й дозволяє розглядати понад дві сотні ліній.

Атомні дані брали з робіт [15,16]. У ролі перерізів фотойонізаційних переходів використовували експериментальні дані з [17]. Розраховували коефіцієнт поглинання в неперервному спектрі з допомогою пакета OPACITY Н. Г. Щукіної: враховано внесок молекулярного водню й ліній металів в УФ-ділянці спектра. Зіткнення з електронами враховано, як у [1].

При розрахунку швидкостей зіткнень з атомами водню ми використали модифіковане співвідношення Дроіна [4] для дозволених та йонізуючих переходів; для заборонених переходів зіткнення з нейтральним воднем враховували так, як у роботі [18].

Напівемпіричні моделі плям узяті з [19]. Холодна модель — це модель великої плями з радіусом $\approx 11''$, гаряча модель — модель малої плями з радіусом $\approx 6''$. Мала пляма гарячіша майже по всій глибині. Найбільша різниця температур трохи вища від 1000 К в глибоких шарах. Магнетне поле холодної моделі перевищує поле гарячої моделі в середньому на 0.1 Тл у верхній частині моделі; а його ґрадієнт більший для гарячої плями. Нахил магнетного поля обох моделей не перевищує 30°. Макротурбулентна швидкість становить 0.9 км/с для обох моделей, мікротурбулентна швидкість для гарячої моделі — 0.6 км/с, холодної — 0.2 км/с. Ґлобального руху речовини вздовж променя зору ми не враховували. Нулеві геометричної шкали висот для кожної моделі відповідає шар, для якого $\tau_{500} = 1$.

Оскільки температура в тіні сонячної плями більше ніж на 1000 К нижча від температури фотосфери, яка знаходиться поруч незбуреної фотосфери, то потік УФ-випромінювання з надр плями нижчий, ніж у фотосфері. За рахунок цього зменшується йонізація нейтрального заліза, збіднення нижніх і накачка його верхніх рівнів УФ-лініями. І як наслідок цього, ефекти відхилення від ЛТР у сонячних плямах стають незначними [12], а зіткнення з воднем мають привести до подальшого їх зменшення.

У наших дослідженнях разміри плям значно перевищують інтервал досліджуваних висот: підсвіткою з боку гарячішої фотосфери будемо нехтувати; у малих плямах вона все ж відчутна [19].

III. НАСЕЛЕНОСТІ РІВНІВ НЕЙТРАЛЬНОГО ЗАЛІЗА

Відхилення населеностей рівнів від рівноважних значень опишемо параметрами $b_i = n_i/n_i^*$, де n_i і n_i^* реальна й рівноважна заселеності i-ого рівня відповідно. У нижніх шарах $b_i \approx 1$. У верхніх шарах внесок ударних зіткнень зменшується; відчутні радіяційні втрати, за рахунок чого коефіцієнти b_i суттєво відрізняються від одиниці (рівноважного значення).

Стратифікацію коефіцієнтів b_i для рівнів нейтрального заліза з урахуванням зіткнень тільки з електронами розглянуто в [20]. Не-ЛТР ефекти для обох моделей виявляються у верхніх шарах, де за рахунок радіяційних втрат b_i стає меншим за одиницю. Для холодної моделі метастабільні й напівстабільні рівні (вони пов'язані слабкими радіяційними переходами на основний рівень) майже у всіх шарах заселені рівноважно. У верхніх шарах зв'язано-зв'язані і зв'язано-вільні переходи збіднюють населеності рівнів з високими EP; зі збільшенням потенціялу збудження недонаселеність зростає (рис. 1а). Для холодної моделі (за винятком високозбуджених рівнів і зовнішніх шарів) йонізаційна рівновага й населеності рівнів близькі до рівноважних, збудження рівнів — теплове.

Для гарячої плями (рис. 1б) у шарах $h < 160$ км коефіцієнти відхилення від ЛТР для всіх рівнів практично однакові: функції джерела ліній, які виникають при переходах між цими рівнями, дорівнюють функції Планка. Проте йонізаційна рівновага відрізняється від рівноважної: незначна перейонізація викликана випромінюванням, яке поширюється з нижніх шарів плями. Для гарячої плями температура цих шарів приблизно на 1000 К вища, ніж для холодної моделі.

В умовах холодної моделі плями зіткнення з воднем переважають над зіткненнями з електронами (на два-три порядки) у всіх шарах моделі; те ж стосується й гарячої моделі, за винятком найнижчих шарів, де зіткнення сумірні.

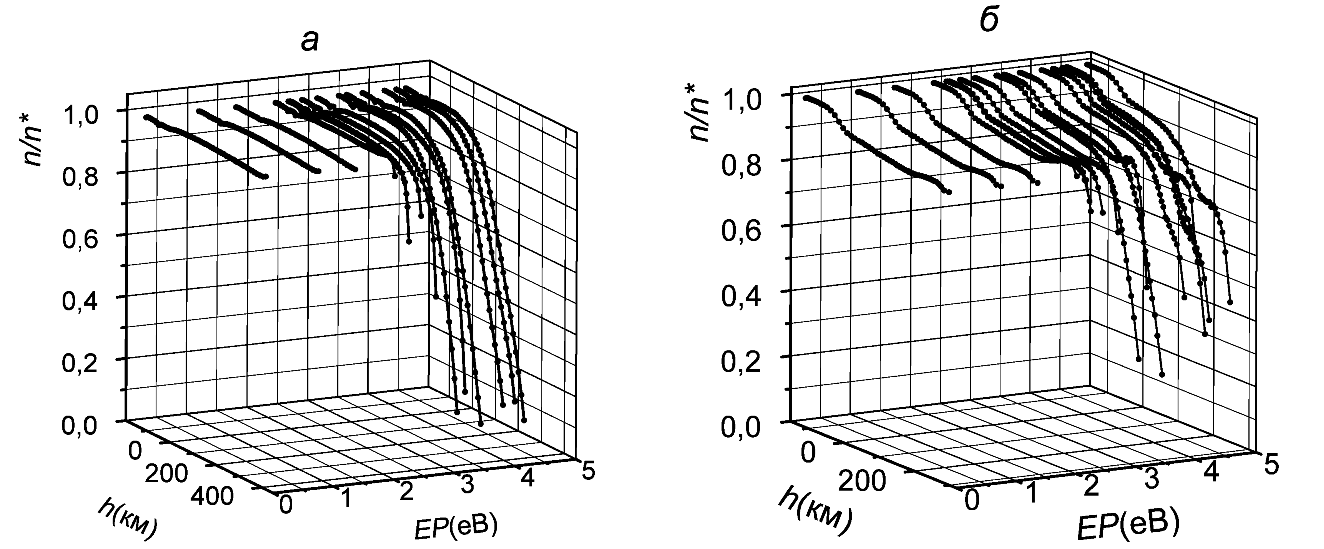

Рис. 1. Залежність не-ЛТР коефіцієнтів від висоти (h) і потенціялу збудження (EP) для рівнів Fe I : а) холодна модель плями; б) гаряча модель плями.

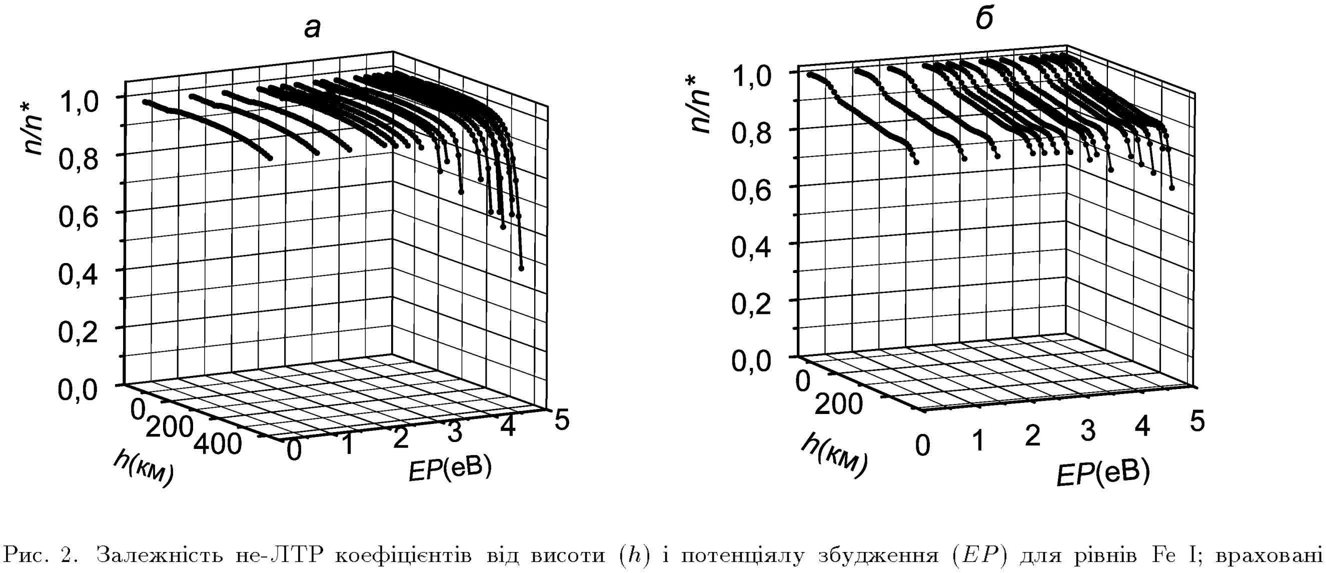

Рис. 2. Залежність не-ЛТР коефіцієнтів від висоти (h) і потенціялу збудження (EP) для рівнів Fe I; враховані зіткнення з атомами нейтрального водню: а) холодна модель плями; б)гаряча модель плями.

На рис. 2 показана стратифікація коефіцієнтів b_i для рівнів Fe I з урахуванням зіткнень з атомами нейтрального водню для холодної у гарячої моделей плями. До зіткнень з воднем найчутливіші нижні рівні [1]; проте в умовах великої плями метастабільні й напівстабільні рівні заселені рівноважно. Зіткнення з атомами нейтрального водню в декілька разів збільшує населеності рівнів з високими EP ($EP > 3$ еВ) у верхніх шарах моделей плям. Як видно з рис. 1а і рис. 2а, чутливість рівнів з високими EP до зіткнень зі збільшенням потенціялу збудження зменшується. Населеності цих рівнів під впливом зіткнень з воднем збільшуються в бік рівноважних значень, залишаючись недонаселеними. Для холодної моделі рівні з високими EP (з урахуванням зіткнень з атомами водню) заселені рівноважно впритул до $h \approx 340$ км.

Отже, в умовах великої плями зіткнення з воднем створюють рівноважні умови (для функції джерела й населеностей рівнів) утворення ліній FeI до висот $h \approx 340$ км.

Для гарячої моделі плями (рис. 1б, 2б) зіткнення з воднем майже не впливають на метастабільні й напівстабільні рівні, які залишаються й надалі дещо недонаселеними. Збіднення рівнів з високими EP у вищих шарах зменшується, але не повністю; у високих шарах гарячої плями сильнозбуджені рівні менш збіднені, ніж для холодної моделі за рахунок збільшення їх накачки УФ-лініями. Як видно з рис. 2 б, збудження всіх рівнів термалізовано: метастабільних і напівстабільних рівнів ударними переходами, а сильнозбуджених — зіткненнями й сильними УФ-лініями. УФ-випромінювання шляхом накачки рівнів з високими EP і фотойонізації викликає незначну перейонізацію нейтрального заліза.

Таким чином, в умовах малої плями зіткнення з воднем термалізують збудження рівнів, тобто $S_L = B$ для всіх можливих ліній, оскільки коефіцієнти відхилення від ЛТР усіх рівнів майже однакові, за винятком найвищих рівнів на зовнішніх 40 км моделі. Зіткнення з воднем слабо впливають на йонізаційну рівновагу: дійсно, для $h > 0$ км всі рівні залишаються дещо збідненими, як і без урахування зіткнень з воднем ($b \approx 0.9$ для всіх рівнів). Така тенденція перейонізації чіткіше виражена в незбуреній атмосфері Сонця.

IV. ТЕРМАЛІЗАЦІЯ НЕПОЛЯРИЗОВАНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Розгляньмо вплив зіткнень з воднем на утворення ліній Fe I без урахування поляризації випромінювання (отримані висновки стосуватимуться немагнеточутливих ліній).

В умовах великої плями ядра ліній утворюються у вищих, порівняно з малою плямою, шарах ($\sim$ на 100 км вище); а верхні рівні Fe I більше збіднені, за рахунок чого лінії більшою мірою підлягають впливу не-ЛТР ефектів. Населеності рівнів безпосередньо визначають профілі ліній; зокрема населеністю нижнього рівня визначається глибина утворення ядра лінії, а верхній і нижній рівні переходу визначають її функцію джерела.

Результати досліджень ми наводимо в табл. 1, 2. Лінії впорядковані за зростанням їх сили. Перші три лінії — магнеточутливі, їх використовують для вивчення магнетних полів; еквівалентна ширина четвертої лінії практично не чутлива до магнетного поля. У таблицях наведені центральні залишкові інтенсивності (r_0) досліджуваних ліній як без урахування, так із урахуванням поляризації випромінювання (П) при різних значеннях множника S_H для обох моделей плям. За допомогою множника S_H, на який домножуються теоретичні перерізи ударних збуджень атомами водню, ми змінюємо частку вкладу зіткнень з воднем; згідно [1] : $0 < S_H < 5$. Отримані результати приведені для $S_H = 0$ (зіткнення тільки з електронами), $S_H = 0.01, 0.1, 1$ і у припущенні ЛТР.

Поведінка решти ліній, які виникають в рамках нашої моделі атома ($0 \leq EP \leq 5.56$еВ), аналогічна.

Як видно з табл. 1 (холодна модель), під вплив не-ЛТР ефектів найбільше підпадають лінії N 2, N 3, N 4, які виникають між напівстабільними (нижній рівень переходу) — рівнями з високими EP (верхній рівень) та рівнями з високими EP (нижній рівень) — рівнями з високими EP (верхній рівень); зміни центральних глибин становлять 12%, 14%, 13% відповідно. Чутливість другої і третьої ліній до не-ЛТР ефектів визначається тільки верхнім рівнем, оскільки населеність нижнього рівня переходів рівноважна. Те ж саме стосується й інших ліній, які виникають між метастабільними, напівстабільними рівнями — рівнями з високими EP; чутливість останньої лінії визначається населеностями обох рівнів (вони — рівні з високими EP). Заборонена лінія N 1, породжена переходами між метастабільними й напівстабільними рівнями, населеності яких термалізовані. Оскільки ця лінія виникає з основного рівня, її ядро, не зважаючи на заборону переходу, утворюється у високих шарах плями (~ 370 км), за рахунок чого проявляються не-ЛТР ефекти: $\Delta r_0 = 4\%$.

При переміщенні до краю диска відбувається зсув глибин утворення ліній у бік зовнішніх шарів. На краю диска Сонця (див. табл. 1) не-ЛТР ефекти посилюються: $\Delta r_0 = 15\%, 27\%, 28\%$ і 25% відповідно і центральні залишкові інтенсивності через наявність температурного плато збільшуються.

Для ліній N 1, N 2, N 3 роль зіткнень з воднем зводиться до термалізації верхнього рівня переходів, а для лінії N 4 — обох рівнів. Функція джерела при цьому збільшується, наближаючись до B, що приводить до збільшення центральної інтенсивності; крім того, для лінії N 4 відбувається зміщення глибини утворення лінії в бік зовнішніх шарів через збільшення населености нижнього рівня переходу. Як випливає з табл. 1, термалізація ліній здійснюється при $S_H > 0.01, 0.1, 0.1, 1$ для кожної лінії відповідно. Враховуючи межі зміни S_H [1], можна з великою впевненістю стверджувати, що в умовах великої плями здійснюється термалізація неполяризованого випромінювання в лініях, які виникають між метастабільними, напівстабільними рівнями — рівнями з високими ЕР, а також для заборонених ліній між метастабільними-напівстабільними рівнями. На краю диска Сонця зростають вимоги до множника S_H: термалізація відбувається при $S_H \geq 1$. Для ліній, які виникають між рівнями з високими EP, термалізація випромінювання, швидше за все, важко здійснима. Таким чином, в умовах великої плями, внаслідок зіткнень з воднем, здійснюється повна термалізація випромінювання в немагнеточутливих лініях, за винятком ліній (на краю диска), які виникають при переходах між сильно збудженими рівнями ($EP > 3$ еВ).

$\mu = 1.0$								
N лінії	1		2		3		4	
λ (нм)	525.021		617.334		525.065		532.418	
$i \to j$	1-6		4-13		4-17		9-19	
	$a^5D - z^7D^0$		$a^5P - y^5D^0$		$a^5P - y^5P^0$		$z^5D^0 - e^5D$	
EP (еВ)	0.12		2.21		2.19		3.20	
		П		П		П		П
$S_H = 0$	0.13	0.40	0.23	0.35	0.07	0.26	0.06	0.15
$S_H = 0.01$	0.16	0.40	0.31	0.40	0.15	0.31	0.07	0.19
$S_H = 0.1$	0.17	0.41	0.34	0.42	0.19	0.33	0.11	0.25
$S_H = 1$	0.17	0.41	0.35	0.42	0.20	0.33	0.16	0.28
ЛТР	0.17	0.41	0.35	0.42	0.21	0.33	0.19	0.29
$\mu = 0.3$								
$S_H = 0$	0.17	0.48	0.24	0.33	0.09	0.26	0.10	0.19
$S_H = 0.01$	0.26	0.52	0.37	0.46	0.20	0.38	0.13	0.26
$S_H = 0.1$	0.30	0.54	0.46	0.53	0.29	0.44	0.21	0.36
$S_H = 1$	0.31	0.55	0.50	0.56	0.34	0.47	0.29	0.43
ЛТР	0.32	0.55	0.51	0.56	0.37	0.49	0.35	0.47

Таблиця 1. Центральні залишкові інтенсивності ліній Fe I для холодної моделі сонячної плями.

Лінії нейтрального заліза, які утворюються в межах гарячої моделі плями, меншою мірою підпадають під вплив не-ЛТР ефектів, оскільки вони виникають в дещо нижчих шарах. Крім того, при врахуванні зіткнень тільки з електронами для ліній у гарячій плямі створюваний у верхніх шарах дефіцит функції джерела (за рахунок ефективнішого збіднення верхніх рівнів (рис. 1б)) компенсується дефіцитом коефіцієнта поглинання через зменшення населености нижнього рівня, оскільки відбувається зміщення глибин утворення ліній у глибші (гарячіші) внутрішні шари. Внаслідок цього не-ЛТР центральні залишкові інтенсивності ліній близькі до ЛТР значень (див. табл. 2).

На краю диска Сонця картина майже така ж. Центральні залишкові інтенсивності (не-ЛТР з урахуванням тільки електронних зіткнень і ЛТР) відрізняються на 1–2 % у центрі і на краю диска Сонця: лінії вже майже "термалізовані" зіткненнями з електронами.

Зіткнення з воднем термалізують збудження верхніх рівнів: дефіцит S_L практично зникає; глибини утворення ліній при цьому майже не змінюються. Внаслідок додаткової термалізації зіткненнями з воднем функція джерела збільшується, що приводить до незначного збільшення центральної інтенсивности (у порівнянні з $S_H = 0$) на 1–2 % (за винятком лінії N 3, функція джерела цієї лінії дорівнює функції Планка навіть при наявності зіткнень тільки з електронами). До того ж, при $S_H = 0.01 \div 0.1$ ріст центральної залишкової інтенсивности припиняється, тобто $S_L = B$. При подальшому збільшенні S_H настає термалізація населеностей рівнів-ЛТР. Як бачимо, лінії Fe I, які утворюються в гарячій плямі, слабочутливі до зіткнень з воднем, оскільки вони вже частково "термалізовані" зіткненнями з електронами. Повна термалізація випромінювання (збудження й населеності рівнів) відбувається при $S_H \geq 1$. Як бачимо, вплив не-ЛТР ефектів на утворення ліній незначний; ними (у першому наближенні) можна знехтувати.

$\mu = 1.0$								
N лінії	1		2		3		4	
λ (нм)	525.021		617.334		525.065		532.418	
$i \to j$	1-6		4-13		4-17		9-19	
	$a^5D - z^7D^0$		$a^5P - y^5D^0$		$a^5P - y^5P^0$		$z^5D^0 - e^5D$	
EP (еВ)	0.12		2.21		2.19		3.20	
		П		П		П		П
$S_H = 0$	0.016	0.42	0.12	0.18	0.050	0.144	0.034	0.067
$S_H = 0.01$	0.018	0.42	0.127	0.183	0.05	0.140	0.04	0.07
$S_H = 0.1$	0.018	0.42	0.13	0.19	0.050	0.144	0.05	0.08
$S_H = 1$	0.018	0.41	0.13	0.19	0.049	0.142	0.05	0.08
ЛТР	0.017	0.40	0.13	0.18	0.046	0.135	0.04	0.08
$\mu = 0.3$								
$S_H = 0$	0.017	0.32	0.14	0.17	0.068	0.095	0.08	0.09
$S_H = 0.01$	0.026	0.327	0.15	0.183	0.07	0.10	0.076	0.09
$S_H = 0.1$	0.029	0.33	0.16	0.19	0.065	0.094	0.09	0.10
$S_H = 1$	0.03	0.32	0.16	0.19	0.064	0.093	0.08	0.10
ЛТР	0.03	0.31	0.15	0.18	0.06	0.087	0.06	0.08

Таблиця 2. Центральні залишкові інтенсивності ліній Fe I для гарячої моделі сонячної плями.

V. ТЕРМАЛІЗАЦІЯ ПОЛЯРИЗОВАНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Лінії, які ми розглядаємо, чутливі до магнетного поля: під його дією рівні атома розщеплюються, а випромінювання поляризується. Через зменшення коефіцієнта поглинання (внаслідок розщеплення на зееманівські компоненти) магнеточутливі лінії утворюються в глибших шарах (зміщення від декількох десятків до декількох сотень км [13]), що зменшує вплив не-ЛТР ефектів на утворення таких ліній.

Поляризація випромінювання сильно збільшує центральні залишкові інтенсивності ліній. Для холодної моделі на 27%, 7%, 19%, 9% у центрі і на 31%, 9%, 17%, 9% на краю диска Сонця; для гарячої плями маємо: 26%, 6%, 9% і 3% в центрі і 15%, 3%, 3%, 1% на краю диска відповідно. Зменшення чутливости r_0 до магнетного поля на краю диска для гарячої моделі пов'язано з великим ґрадієнтом (зменшенням) магнетного поля. Як видно з табл. 1 (холодна модель), нехтування зіткненнями з атомами водню суттєво завищує не-ЛТР ефекти навіть у центрі диска Сонця. Так, не-ЛТР профілі ліній через збіднення верхніх рівнів переходів розміщені нижче від профілів при $S_H = 1$ на 1%, 7%, 7% і 13% в центрі і на 4%, 23%, 21%, 24% на краю диска. Лінії N 2, N 3, N 4 чутливі до зіткнень з атомами водню, особливо на краю диска. Часто використовувані магнеточутливі лінії N 1, N 2, N 3 в умовах холодної плями термалізуються при $S_H \approx 0.1$ в центрі і при $S_H \approx 1$ на краю диска. Лінія N 4 в центрі диска Сонця термалізується при $S_H \approx 1$; термалізація її на краю диска ($\mu = 0.3$) вимагає множника S_H, який суттєво перевищує одиницю.

На рис. 3 показані I- та V-профілі Стокса лінії N 3 в центрі диска. Лінія N 3 розширена зееманівським розщепленням і підлягає впливу не-ЛТР ефектів (рис. 3а, $S_H = 0$ і ЛТР). Не-ЛТР ефекти збільшують різницю інтенсивности колової поляризації (V-сиґнал) на $\approx 8\%$; при цьому спостерігаємо невеликий зсув положення екстремуму на $\approx 0.005A$, що приводить до помилки визначення магнетного поля $\approx 8\%$ (рис. 3б). Не менші помилки виникають при використанні інверсних процедур для відтворення температурного поля. Як видно з рисунків, зіткнення з воднем ефективно термалізують як загальне випромінювання, так і його компоненти (кругову поляризацію, рис. 3 б), починаючи з $S_H = 0.01$, а при $S_H \geq 0.1$ профілі Стокса повністю термалізовані. Як уже згадувалось, на краю диска Сонця картина аналогічна, проте V-профілі Стокса сильно пригнічені збільшенням лінійної поляризації за рахунок збільшення кута між вектором магнетного поля і напрямком у бік спостерігача, а еквівалентні ширини ліній зменшені, оскільки відбувається зсув ділянок утворення в бік температурного плато.

Отже, магнеточутливі лінії, які виникають у великих плямах при переходах між метастабільними-напівстабільними та між метастабільними, напівстабільними рівнями — високозбудженими рівнями ($EP > 3$ еВ) Fe I термалізовані зіткненнями з нейтральним воднем у центрі і на краю диска Сонця. Зі збільшенням потенціялу збудження рівнів падає чутливість лінії до зіткнень.

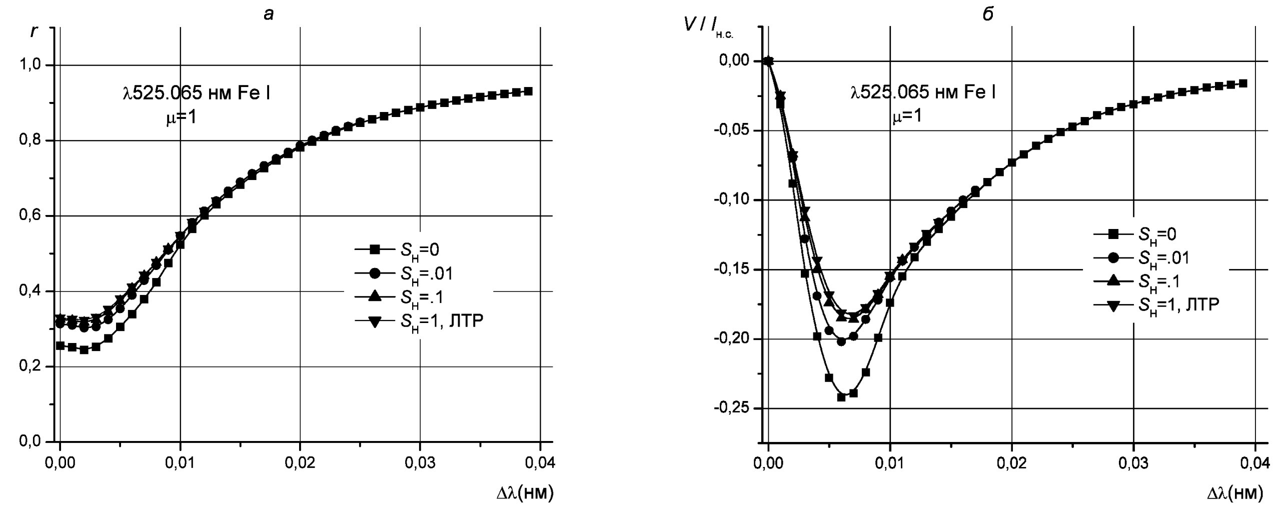

Рис. 3. Залежність профілів Стокса від параметра S_H для $\lambda525.065$ нм Fe I (холодна модель): а) I-профілі; б) V-профілі.

Для гарячої моделі плями дефіцит функції джерела, внаслідок зіткнень з атомами водню, зникає при $S_H \approx 0.01 \div 0.1$ для всіх ліній у центрі і на краю диска; як видно з табл. 2, вплив зіткнень з воднем на профілі поляризованого випромінювання також незначний, як у випадку неполяризованого випромінювання.

Відзначимо, на закінчення, що до хромосферних ліній отримані результати не відносяться.

VI. ВИСНОВКИ

Розв'язано багаторівневу не-ЛТР задачу переносу поляризованого випромінювання в сонячних плямах. Розглянуто дві моделі плям: холодна модель (велика пляма) і гаряча модель (мала пляма). Показано необхідність при не-ЛТР дослідженнях ураховувати зіткнення з атомами водню, які приводять до термалізації випромінювання в сонячних плямах. Отримано:

1. В умовах великої плями метастабільні й напівстабільні рівні заселені рівноважно. Населеності сильно збуджених рівнів ($EP > 3$ еВ) під впливом зіткнень з атомами нейтрального водню збільшуються у верхніх шарах у бік ріноважних значень, залишаючись недонаселеними, сама ж чутливість верхніх рівнів до зіткнень зі збільшенням потенціялу збудження зменшується. Зіткнення з воднем створюють рівноважні умови утворення ліній Fe I впритул до висот $h \approx 340$ км.

2. Для гарячої моделі плями зіткнення з воднем вирівнюють коефіцієнти відхилення від ЛТР для всіх рівнів, тобто термалізують збудження рівнів; зіткнення з воднем слабо впливають на йонізаційну рівновагу — незначний дефіцит коефіцієнта поглинання зберігається: всі рівні дещо збіднені на всіх висотах.

3. В умовах великої плями зіткнення з воднем здійснюють термалізацію як неполяризованого, так і поляризованого випромінювання в лініях Fe I, які виникають при переходах між метастабільними, напівстабільними-сильнозбудженими рівнями, а також для заборонених ліній між метастабільними-напівстабільними рівнями; тобто для таких ліній можна використовувати наближення ЛТР. Зі збільшенням потенціялу збудження рівнів падає чутливість ліній до зіткнень з атомами водню.

4. Профілі Стокса ліній Fe I чутливі до зіткнень з воднем; в умовах великої плями профілі Стокса згаданих ліній повністю термалізовані зіткненнями з атомами водню.

5. Лінії нейтрального заліза, які утворюються в гарячій плямі, меншою мірою підпадають під вплив не-ЛТР ефектів; вони слабочутливі до зіткнень з воднем; для ліній (у межах моделі атома, яку ми розглядаємо), що утворюються в малій плямі, не-ЛТР ефекти незначні, для них можна (у першому наближенні) використовувати гіпотезу ЛТР.

[1] T. Gehren, K. Butler, L. Mashonkina, J. Reetz, J. Shi Astron. Astrophys. **366**, 981 (2001).
[2] F. Thevenin, T. P. Idiart, Astrophys. J. **521**, 753 (1999).
[3] R. G. Gratton, E. Carretta, K. Eriksson, B. Gustafsson, Astron. Astrophys. **350**, 955 (1999).
[4] W. Steenbock, H. Holweger, Astron. Astrophys. **130**, 319 (1984).
[5] B. Kaulakys, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **18**, L167 (1985).
[6] B. Caccin, M. T. Gomez, G. Severino, Astron. Astrophys. **276**, N 1, 219 (1993).

[7] H. Holweger, Physica Scripta, **65**, 151 (1996).
[8] J. M. Beckers, Solar Phys. **9**, N 2, 372 (1969).
[9] E. Landi Degl' Innocenti, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **25**, 379 (1976).
[10] D. E. Rees, G. A. Murphy, Astrophys. J. **339**, 1093 (1989).
[11] В. А. Шеминова, Деп. в ВИНИТИ 30.05.90; № 2940–В90, Киев, 1990, 53 с.
[12] N. G. Shchukina, J. Trujillo Bueno, *1-st Advances in Solar Physics, Euroconference Advances in the Physics of Sunspots, ASP Conference series, Vol. 118, 1997*, edited by B. Schmeider, C. J. del Toro Iniesta, M. Varzquez.
[13] М. І. Стоділка, Журн. фіз. досл. **5**, 170 (2001).
[14] М. І. Стоділка, Р. Є. Рикалюк, Журн. фіз. досл. **2**, 427 (1998).
[15] Э. А. Гуртовенко, Р. И. Костык, *Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов* (Наук. думка, Киев, 1989).
[16] N. E. Piskunov, F. Kupka, T. A. Ryabchikova, W. W. Weiss, C. S. Jeffery, Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **112**, 525 (1995).
[17] R. G. Athay, B. W. Lites, Astrophys. J. **176**, 809 (1972).
[18] Y. Takeda, Astron. Astrophys. **242**, 455 (1991).
[19] M. Collados, V. Martinez Pillet, B. Ruiz Cobo, J. C. del Toro Iniesta, M. Vazquez, Astron. Astrophys. **291**, 622 (1994).
[20] М. І. Стоділка, Кінем. фіз. небес. тіл **17**, N 4, 331 (2001).

THERMALIZATION OF THE RADIATION IN SUN SPOTS BY COLLISIONS WITH NEUTRAL HYDROGEN FOR NEUTRAL IRON LINES

M. I. Stodilka

The Ivan Franko National University of Lviv, Astronomical Observatory
8 Kyrylo and Mephodij Str., Lviv, UA–79005, Ukraine

We solved the multilevel non-LTE polarized radiation transfer problem for a sun spot. Two sun spot models are considered: a cool model (great spot), and a hot one (small spot). We studied an influence of collisions with neutral hydrogen atoms on Fe I levels populations, on unpolarized and polarized radiation in neutral iron lines. Neutral iron lines that arise in conditions of a small sun spot are faintly sensitive to collisions with hydrogen atoms. In a great spot collisions with hydrogen atoms thermalize radiation in the Fe I lines that are formed due to transitions between metastable, semistable-strongly excited levels and also in forbidden lines between metastable-semistable levels. With an increasing excitation potential of levels the sensitivity of lines to collisions with hydrogen atoms decreases. In compliance with NLTE studies it is necessary to take into account collisions with neutral hydrogen atoms that lead to the thermalization of the radiation in the sun spots.