

УДК 523.942

**Нерівноважне двовимірне перенесення
випромінювання в сонячній грануляції:
горизонтальні та не-ЛТР-ефекти для нейтрального заліза**

М. І. Стоділка

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

З використанням потужного методу прискореної Λ -ітерації розв'язана багаторівнева двовимірна (2D) задача переносу випромінювання для промодельованої сонячної грануляції. Досліджено вплив ефектів відхилення від локальної термодинамічної рівноваги та горизонтального перенесення випромінювання на заселеності рівнів та функції джерела зв'язано-зв'язаних переходів нейтрального заліза як для гранули, так і для міжгранульної області. В гарячій і холодній областях фотосфери УФ-переіонізація спричиняє збіднення нейтрального заліза, причому області гранул у верхній фотосфері збіднені більше, ніж децю гарячіші шари міжгранульних областей. Горизонтальні флуктуації функції джерела в лінії для переходів між рівнями з високими потенціалами збудження сильно згладжені горизонтальними та не-ЛТР-ефектами. В області неоднорідностей відбувається не-ЛТР-підсилення горизонтальних градієнтів заселеності верхніх рівнів, що можна використати для виявлення ударних хвиль в сонячній фотосфері.

НЕРАВНОВЕСНОЕ ДВУМЕРНОЕ ПЕРЕНЕСЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В СОЛНЕЧНОЙ ГРАНУЛЯЦИИ: ГОРИЗОНТАЛЬНЫЕ И НЕ-ЛТР-ЭФФЕКТЫ ДЛЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ЖЕЛЕЗА, Стодилка М. И. — С использованием мощного метода ускоренной Λ -итерации решена многоуровневая двумерная (2D) задача переноса излучения для моделированной солнечной грануляции. Исследовано влияние эффектов отклонения от локального термодинамического равновесия и горизонтального переноса излучения на населенности уровней и функции источников связанно-связанных переходов нейтрального железа как для гранулы, так и для межгранульной области. В горячей и холодной областях фотосферы УФ-переионизация приводит к истощению нейтрального железа, причем области гранул в верхней фотосфере истощены больше, чем более горячие слои межгранульных областей. Горизонтальные флуктуации функции источников в линии для переходов между уровнями с высокими потенциалами возбуждения сильно сглажены горизонтальными и не-ЛТР-эффектами. В области неоднородностей происходит не-ЛТР-усиление горизонтальных градиентов населенностей верхних уровней, что может быть использовано для обнаружения ударных волн в солнечной фотосфере.

NONEQUILIBRIUM TWO-DIMENSIONAL RADIATION TRANSFER IN THE SOLAR GRANULATION: NON-LTE AND HORIZONTAL EFFECTS FOR NEUTRAL IRON, by Stodilka M. I. — The multilevel two-dimensional radiation transfer problem for modelled solar granulation was solved with the help of the powerful accelerated Λ -iteration method. We investigated the NLTE and horizontal radiation transfer effects on the level populations and source function for bound-bound transitions of neutral iron in the granular and intergranular regions. The ultraviolet overionization leads to the depletion of neutral iron in hot and cool areas of the photosphere, with the granular areas in the upper photosphere being depleted more than slightly hotter layers of intergranular areas. The horizontal fluctuations in the line source function are greatly filtered by the NLTE and horizontal effects for transitions between the levels with high excitation potentials. The NLTE amplification of the horizontal gradients of upper level populations occurs in nonuniform regions, which may be used for the detection of shock waves in the solar photosphere.

ВСТУП

Сонячна фотосфера характеризується наявністю флуктуацій різних масштабів для швидкостей та термодинамічних величин. Визначальну роль у формуванні цих неоднорідностей відіграє конвективна зона Сонця. Виявляється, лише грануляційна структура фотосфери зі шкалою порядку тисячі кілометрів визначає умови утворення фотосферних ліній [1]. Фраунгоферові лінії утворюються в середовищі, в якому майже всі фізичні характеристики змінюються з висотою, в горизонтальному напрямку, в часі, до того ж перебувають в термодинамічно нерівноважному стані. А тому для аналізу профілів необхідно розв'язувати багатовимірну не-ЛТР-задачу переносу випромінювання. Проведення відповідних розрахунків вимагає окремих знімків моделей сонячної атмосфери (сукупності різних неоднорідностей, зокрема гранул) в різні моменти часу. У зв'язку з цим ефективним підходом до вивчення характеристик неоднорідностей є чисельне моделювання сонячної турбулентної конвекції.

За двовимірну модель фотосферних структур ми взяли тільки один знімок послідовності гідродинамічних моделей, для яких конвективні рухи описуються в масштабі однієї гранули в наближенні квазістаціонарної чарункової плоскої конвекції. Тобто, гранула розглядається як вершина конвективного потоку у вигляді парасольки; а сама атмосфера — як нескінченна періодична структура таких потоків [4]. Явним недоліком такої моделі є завищена ламінаризація потоків і квазістаціонарність конвекції (останню краще описувати як нестаціонарну з системою взаємодіючих потоків різних масштабів [2]). З іншого боку, одномасштабні моделі краще підходять для розуміння процесів та механізмів, що мають вплив на перенесення випромінювання в неоднорідній атмосфері. Варто додати, що турбулентність в потоках, що рухаються вгору, значно послаблена. Незважаючи на високі числа Рейнольдса, ці потоки, рухаючись вгору, швидко, майже адіабатично, розширюються. Велику роль відіграють при цьому ефекти стратифікації — вони послаблюють турбулентність. Вищий рівень турбулентності є в потоках, що сходяться, рухаючись вниз; тут турбулентність породжується і підсилюється [18].

Поверхневі неоднорідності на Сонці вивчені досить детально і із значним просторовим розділенням, правда, для більшості зір відповідні властивості вивчені відносно слабо.

Профілі фраунгоферових ліній переважно асиметричні і зміщені конвективними потоками, що виникають в сонячній атмосфері. Для пояснення

асиметрії і зміщення ліній було запропоновано неоднорідні багатопотокові моделі. В цих моделях неоднорідне середовище будується у вигляді колонкоподібних структур з фіксованим напрямком руху речовини; незбурені середні значення параметрів співпадають з відомою однорідною статичною моделлю. Основними параметрами є горизонтальні флуктуації температури і поля швидкостей, густину можна знайти із закону збереження маси або рівняння стану, а тиск вважають однаковим для всіх потоків на одному горизонтальному рівні. Як правило, один з параметрів фіксують, а зміною другого домагаються узгодження із спостереженнями. Багатопотокові моделі не є самоузгодженими і неспроможні повністю відтворити спостережувані характеристики. В роботі [10] побудовано чотирикомпонентні моделі грануляції. Правда, ці моделі є по суті чисельною підгонкою асиметрії профілів зір головної послідовності без врахування гідродинаміки атмосфери. Тим не менше, такі моделі дають (без значних затрат обчислювального характеру) цінну інформацію про швидкості, площу і яскравість гарячих і холодних областей. Найповніша модель такого типу отримана Костиком [5]. Вона включає в себе вісім потоків: два для гранули, два для порули і чотири — з горизонтальним напрямом руху. Внаслідок реалізації цієї моделі вдалось узгодити пораховані і спостережувані величини, тільки зробивши припущення, що підніматись може і більш холодна речовина (що підтвердили розрахунки гідродинамічних моделей); крім цього було показано, що в рамках 100 %-ї кореляції між флуктуаціями швидкості і температури неможливо отримати з прийнятною похибкою спостережувані зміщення і асиметрію фотосферних ліній.

Інший підхід для розрахунку напівемпіричних неоднорідних моделей був запропонований Нельсоном і Мусманом [15]. Їхні моделі займають проміжне положення між багатопотоковими моделями і повністю самоузгодженими багатомірними газодинамічними теоретичними моделями. Неоднорідні напівемпіричні моделі пояснили ряд спостережуваних даних. Але несуперечливий опис грануляції можливий тільки з допомогою фізично самоузгоджених моделей.

Тривимірні самоузгоджені моделі Нордлунда і Гадуна [2, 17] дозволили відтворити велику кількість спостережуваних даних: профілі ліній поглинання, їхню асиметрію, абсолютні зміщення; форму, розміри, середній час життя гранул. Гадун [2] провів серію числових експериментів із тривимірними моделями гранул для Сонця.

Двовимірні моделі грануляції були розроблені Стеффеном [20] та Гадуном [4, 12]. Порівняння дво- і тривимірних моделей показало, що їхні гідродинамічні характеристики дещо відрізняються. Але простіша геометрія 2D-моделей дозволяє детальніше розглянути процеси переносу енергії.

Моделі Гадуна отримані шляхом інтегрування рівнянь гідродинаміки методом великих частинок. На бічні границі накладались як симетричні, так і періодичні граничні умови; верхня границя розглядалась відкритою, до нижньої границі підводився конвективний потік, який на верхній границі забезпечував би номінальний потік сонячної променевої енергії.

Потоки вниз покривають тільки незначну частину поверхні Сонця. Більша частина поверхні покрита висхідними потоками. Температура в області гранули є нижчою за середню, а в міжгранульній області — навпаки. Це відбувається за рахунок того, що газ, рухаючись вгору, адіабатично розширюється в області менших тисків, в результаті чого температура зменшується. Рухаючись по інерції, газові потоки досягають значних висот. Потоки вниз при своєму русі стискаються, що призводить до підвищення температури.

Ширина гранули з міжгранульною областю складає 1344 км, висота —

1120 км. Рівень, де середня росселандівська оптична глибина рівна одиниці, приймається за нуль в геометричній шкалі висот; він знаходиться на висоті 372.6 км від основи моделі. Параметри моделі задані у вузлах двовимірної сітки розміром 41×41 вузлів з кроком 33.6 км по горизонталі і 28 км по вертикалі. А сама фотосфера представлена у вигляді нескінченної періодичної послідовності таких двовимірних потоків.

Невід'ємною частиною моделювання грануляції є розв'язок рівняння переносу випромінювання. Це дає можливість отримати профілі ліній поглинання, за якими можна судити про відповідність моделі реальним фізичним процесам, що відбуваються в сонячній атмосфері. Простим і водночас багатообіцяючим є наближення локальної термодинамічної рівноваги. На жаль, останнє справедливе лише для нижніх шарів фотосфери. З іншого боку, розв'язати не-ЛТР-задачу переносу випромінювання в рамках багатовимірної атмосфери не просто, в зв'язку з чим нерідко вдаються до «гібридних» методів, застосування яких не завжди можна аргументувати.

Утворення фотосферних ліній нейтрального заліза в атмосферах різних зір вивчали Дравінс і Нордлунд [11]. Зроблено детальний аналіз асиметрії, зсувів, розширення профілів, розділених в просторі і в часі, в рамках тривимірних моделей грануляції. Більшість ліній отримано в наближенні ЛТР. Для сильних ліній було враховано не-ЛТР-ефекти, які обумовлені виключно переіонізацією заліза УФ-випромінюванням, що виходить з гарячих областей; розглянуто не-ЛТР-ефекти для грануляції зір сонячного типу. Помітні не-ЛТР-ефекти проявляються в профілях яскравих областей гранул, що піднімаються; ці профілі зсунуті в синю область і є дещо мілкішими. ЛТР-розрахунок дає сильне поглинання у верхніх холодніших областях, тоді як не-ЛТР-обчислення показують, що залізо в цих областях іонізоване УФ-випромінюванням. Для зірок сонячного типу не-ЛТР-ефекти існують, але, на думку авторів, вони є незначними.

В [14] розглянуто тривимірне не-ЛТР-утворення триплету λ 777 нм нейтрального кисню в атмосфері Сонця. Правда, не-ЛТР-аналіз зроблено в наближенні дворівневого атома (не еквівалентного) для знаходження функцій джерела в лінії, а заселеності рівнів триплету, як і всіх інших рівнів, замінено їхніми ЛТР-значеннями. Порівняння отриманих результатів з 1D-моделями показало, що 3D-результати зменшують, але не знімають повністю розбіжностей хімічного вмісту кисню.

Кісельман [13], працюючи над проблемою хімічного вмісту літію в атмосферах зірок, вивчив утворення лінії Li I λ 671 нм в сонячній грануляції. Отримані результати показують, що навіть для такої слабкої лінії не можна не враховувати не-ЛТР-ефекти. Однак в згаданій роботі не-ЛТР-розрахунок представляє собою по суті «гібрид»: не-ЛТР-підхід для ліній в рамках плоскопаралельної атмосфери (однорідної) і ЛТР для 3D-моделі гранули (розрахунок фонового випромінювання). Якщо для слабких ліній такий підхід в якійсь мірі і є коректним, то для помірних, а тим більше сильних — не годиться.

Гадун всесторонньо підійшов до проблеми визначення хімічного вмісту, утворення ліній заліза в штучній сонячній грануляції [3]; рівняння переносу випромінювання розв'язане в наближенні ЛТР. Не-ЛТР-утворення ліній Fe I для реальної моделі атома (250 рівнів) детально розглянула Щукіна окремо для гарячого і холодного компонента фотосфери [7].

МОДЕЛЬ АТОМА ЗАЛІЗА

Розрахунок ліній нейтрального заліза зроблено для 21-рівневої моделі атома, яка включає: 18 структурованих по термах рівнів нейтрального

заліза (понад 80 реальних рівнів) з потенціалами збудження від 0 до 4.75 еВ, два нижніх терми іона Fe II — a^6D , a^4F і основний рівень Fe III — a^6S . Деякі терми, що накладаються, ми об'єднували.

Враховуючи особливості збудження, згрупуємо рівні в три класи [8]. *Перший клас* — метастабільні рівні a^5D , a^5F , a^3F , a^5P , a^3P+a^3H , b^3F . Між цими рівнями є тільки ударні переходи, радіативних переходів вниз немає. Перші чотири рівні зв'язані радіативними переходами на верхні рівні. *Другий клас* — напівстабільні рівні z^7D^0 , $z^7F^0+z^7P^0$ (вони знаходяться на 2.4—3 еВ вище від основного рівня). Ці рівні зв'язані слабкими радіативними переходами на основний рівень. *Третій клас* — це рівні, що лежать вище від 3 еВ. Між цими рівнями і рівнями перших двох класів існують сильні дозволені радіативні переходи. В результаті цього метастабільні та напівстабільні рівні вище температурного мінімуму перенаселені, в області температурного мінімуму — всі рівні збіднені, верхні рівні збіднені по всій атмосфері Сонця.

Особливість нейтрального заліза полягає в тому, що іонізація йде не на основний рівень, а на споріднені терми Fe II. Так, із вибраних нами термів ми не враховували іонізаційних переходів з z^3F^0 , z^3D^0 , y^5P^0 , y^3D^0 , оскільки переходи відбуваються на терм іона a^4D , що лежить на 1 еВ вище від основного терму; для решти рівнів Fe I іонізація проходить на основний терм a^6D та терм a^4F , потенціал збудження якого 0.3 еВ.

РОЗВ'ЯЗОК РІВНЯННЯ ПЕРЕНОСУ ВИПРОМІНЮВАННЯ

Багатовимірну задачу переносу випромінювання недоцільно розв'язувати диференціальними методами, тому що виникають значні математичні труднощі, а тому застосовують ітеративні методи, які з використанням наближених операторів дають точні розв'язки. Швидкі ітеративні методи відомі як методи прискореної Λ -ітерації, тобто ALI-методи [6, 9, 21]. Саме швидкі ітеративні алгоритми дозволяють проводити реальні обчислення багатовимірної задачі.

Інтенсивність випромінювання досить просто знайти, використовуючи рівняння переносу

$$dI_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{l})/d\tau_\nu = I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{l}) - S_\nu(\mathbf{r}), \quad (1)$$

де $I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{l})$ — інтенсивність випромінювання в точці, що задається вектором \mathbf{r} , \mathbf{l} — одиничний вектор, що задає напрям поширення випромінювання; S_ν — функція джерела, ν — частота. Якщо функція джерела відома, отримується аналітичний розв'язок рівняння (1):

$$I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{l}) = I_{\nu 0} \exp(-\Delta\tau_\nu) + \int_0^{\Delta\tau_\nu} S_\nu(\mathbf{r}') \exp(-\Delta\tau'_\nu) d(-\Delta\tau'_\nu), \quad (2)$$

де $I_{\nu 0}$ — відома інтенсивність в точці \mathbf{r}_0 , $\Delta\tau_\nu$ — оптична глибина між точками, що задаються векторами \mathbf{r} та \mathbf{r}_0 , які лежать на \mathbf{l} .

Підінтегральний вираз в (2) представляє собою добуток слабозмінної функції на $\exp(-\Delta\tau_\nu)$, яка сильно змінюється. Використовуючи для S_ν лінійну інтерполяцію, після аналітичного інтегрування отримуємо

$$I_\nu(\mathbf{r}) = I_{\nu 0} \exp(-\Delta\tau_\nu) + S_\nu(1 - \exp(-\tau_\nu)) + \Delta S_\nu / \Delta\tau_\nu [1 - (\Delta\tau_\nu + 1) \exp(-\Delta\tau_\nu)]. \quad (3)$$

Отже, маючи I_0 на верхній чи нижній границі, використовуючи рекурентне співвідношення (3), можна обчислити інтенсивність в будь-якій точці вздовж поширення променя.

Рівняння переносу пов'язує інтенсивність випромінювання, що виникає в результаті переходів між двома рівнями атома, з відомими заселеностями

цих рівнів. Заселеності рівнів задовольняють рівняння статистичної рівноваги

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{b}, \quad (4)$$

де: \mathbf{n} — вектор заселеностей рівнів, \mathbf{b} — вектор, всі елементи якого, крім останнього, рівні нулю. Матриця \mathbf{A} визначається радіативними та ударними переходами між рівнями атома. Радіативні члени в (4) залежать від інтенсивності випромінювання, яка визначається заселеностями рівнів, тому система рівнянь (4) нелінійна відносно \mathbf{n} .

Ефективним методом сумісного розв'язку рівнянь переносу та статистичної рівноваги є метод прискореної Λ -ітерації.

Формальний розв'язок рівняння переносу (2) можна представити у вигляді:

$$J_\nu = \Lambda_\nu S_\nu, \quad (5)$$

де J_ν — усереднена по напрямках інтенсивність. Знаючи S_ν , можна порахувати J_ν , а за J_ν — \mathbf{n} і т. д. Такий ітераційний процес називається простою Λ -ітерацією; вона здебільшого погано збігається.

Для того щоб вдосконалити процес, Λ -оператор представимо у вигляді суми наближеного оператора і поправки, яка рахується на попередній ітерації [9, 21]:

$$\Lambda = \Lambda^* + (\Lambda - \Lambda^*). \quad (6)$$

При цьому фотони в ядрах лінії вибувають з переносу, і розв'язок збігається швидше (прискорена Λ -ітерація).

На основі (5), (6) для інтенсивності випромінювання отримуємо

$$J_\nu^{(n)} = J_\nu^{(n-1/2)} + a_\nu S_\nu^{(n)} - a_\nu S_\nu^{(n-1)}, \quad (7)$$

де $J_\nu^{(n-1/2)} = \Lambda_\nu S_\nu^{(n-1)}$, n — номер ітерації; вираз для a_ν легко отримується із співвідношення (3).

У випадку багаторівневого атома рівняння переносу (5), (7) вносять у рівняння статистичної рівноваги. Якщо за Λ^* вибрати локальний оператор, то в системі нелінійних рівнянь (4) аналітично скорочуються великі члени, і рівняння стають лінійними (така процедура називається передобумовленням рівнянь статистичної рівноваги).

Таким чином, на основі (4) отримуємо систему лінійних відносно \mathbf{n} рівнянь

$$\mathbf{A}^* \cdot \mathbf{n} = \mathbf{b}. \quad (8)$$

Розмір матриці \mathbf{A} визначається моделлю атома.

Рівняння (8) ітераційно уточнюються, тобто, знаючи заселеності рівнів, за виразом (3) шукають інтенсивності випромінювання, а з рівняння (8) — нові заселеності рівнів. Але система рівнянь (8) лінійна, тому збіжність розв'язку буде лінійною, що вимагає багато ітерацій. Число ітерацій можна значно зменшити, застосувавши прискорення збіжності. В даній роботі ми використали просту і ефективну методику Ng-прискорення [9].

Нехай $\mathbf{n}_1 = \mathbf{n}^{(1-L)}$, ..., $\mathbf{n}_L = \mathbf{n}^{(0)}$ — розв'язки, отримані для всіх вузлів на L останніх ітераціях. Уточнений розв'язок будемо шукати у вигляді лінійної комбінації:

$$\mathbf{n}' = \sum_{k=1}^{L-1} c_k \mathbf{n}_k. \quad (9)$$

Через те що при $L \rightarrow \infty$ розв'язки збігаються, то коефіцієнти c_k повинні задовольняти умову

$$\sum_{k=1}^{L-1} c_k = 1. \quad (10)$$

Подіявши на (9) Λ -оператором, будемо мати новий роз'язок:

$$\mathbf{n}'' = \sum_{k=1}^{L-1} c_k \mathbf{n}_{k+1}. \quad (11)$$

Коефіцієнти c_k будемо вибирати так, щоб \mathbf{n}'' і \mathbf{n}' якнайменше відрізнялись один від одного, тобто

$$\sum_{k=1}^{L-1} c_k (\mathbf{n}_k - \mathbf{n}_{k+1}) = 0. \quad (12)$$

Рівняння (10), (12) можна записати у вигляді

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{c} = \mathbf{b}', \quad (13)$$

де \mathbf{b}' — стовпець, всі елементи якого, крім останнього, рівні нулю. Число рівнянь (13) набагато більше $L - 1$, отже \mathbf{c} будемо шукати методом мінімізації нев'язки:

$$\mathbf{c} = (\mathbf{V}^T \mathbf{V})^{-1} \mathbf{V}^T \mathbf{b}'. \quad (14)$$

Використання прискореної Λ -ітерації часто приводить до розв'язку, що не відповідає істинному, і це особливо стосується тривимірної задачі. Проблема зникає, а збіжність ітераційної процедури суттєво покращується, коли використовувати вкладені сітки, бо при цьому відфільтровуються довгоперіодичні осциляції розв'язку. Застосування сіток висвітлено в [21].

На основі описаної методики розроблено програму розв'язку двовимірної задачі переносу випромінювання. Основні етапи програми такі:

а) на вихідній сітці знаходимо нульове ЛТР-наближення; робимо Λ -ітерацію для розрахунку інтенсивності випромінювання та заселеностей;

б) укрупнюємо сітку, доходимо до найгрубшої, а потім поступово (з використанням інтерполяції) повертаємось назад до найдрібнішої сітки; на кожній сітці розв'язується задача (3), (8), (14) — прискорена Λ -ітерація з прискоренням збіжності.

в) на вихідній сітці, використовуючи (3), рахуємо профілі ліній та параметри, що характеризують їхнє утворення.

При знаходженні J (інтенсивність, усереднена по напрямку і профілю поглинання) ми вважали J_v (інтенсивність, усереднена по напрямку) симетричною відносно частоти. Такий підхід в деякій мірі виправданий, оскільки випромінювання в дану точку надходить із сусідніх областей, що мають різні швидкості, а конвективні потоки в сонячній атмосфері не є інтенсивними. Розширення в цьому випадку враховувалось шляхом введення мікротурбуленції, яка визначається усередненим за напрямками полем швидкостей. При усередненні інтенсивності за напрямками ми використовували по дев'ять вузлів квадратур Гаусса для променів, що йдуть з верхньої і нижньої границь, і десять вузлів квадратур Лягерра для інтегруванні по частоті.

При обчисленні профілів ліній ми розглядали доплерівські зсуви профілів поглинання в кожній точці вздовж поширення променя (поле швидкостей задане); такі профілі — асиметричні.

РЕЗУЛЬТАТИ

При дослідженні профілів з високою просторовою роздільною здатністю необхідно враховувати вплив тонкої структури атмосфери на утворення ліній. Акуратні розрахунки можуть дати відповідь, в якій мірі можна

заміняти складну багатовимірну структуру усередненою по горизонтальних площинах атмосферою. На утворення ліній в неоднорідному середовищі поряд з тонкою структурою впливають ефекти відхилення від ЛТР та ефекти горизонтального перенесення випромінювання. Відхилення від ЛТР проявляються у верхніх шарах атмосфери, де переважають радіативні переходи над ударними, останні ведуть до встановлення термодинамічної рівноваги. У випадку нейтрального заліза не-ЛТР-ефекти обумовлені в основному фотоіонізацією випромінюванням, що йде з нижніх шарів атмосфери. На рис. 1, а представлена залежність температури та параметра b відхилення від ЛТР ($b = n/n^*$, n^* — рівноважне значення заселеності рівня) для основного рівня Fe I a^5D від глибини для гранули і міжгранульної області. Останні залежності ніби повторюють хід температури. В нижній області фотосфери температура в центрі гранули на 4000 К вища від її значення в міжгранульній області. У верхніх шарах фотосфери має місце інверсія температури; температура в центрі гранули на 200 К нижча порівняно з міжгранульною областю. Незважаючи на нижчу температуру (при $h > 100$ км) залізо в області гранул є більш іонізованим, а рівні Fe I — більш збіднені, ніж в гарячій міжгранульній області. Для гранули і міжгранульної області не-ЛТР-ефекти проявляються, починаючи з $h > 0$. Для міжгранульної області залежність параметра b є досить плавною, тоді як для гранули — крутішою, що зумовлено ходом температури в цій області. Дефіцит нейтрального заліза збільшується з висотою і зумовлений зменшенням температури у верхніх шарах фотосфери.

На рис. 1, б, в зображено залежність параметра b від глибини у гранулі і міжгранульній області для метастабільного рівня a^3F , напівстабільного рівня z^7F^0 , верхнього рівня y^3F^0 та основного рівня іона Fe II a^6D . Рівні нейтрального заліза у гранулі збіднені удвічі сильніше, ніж у міжгранульній області. Верхні ж рівні для обох областей збіднені у більшій мірі, ніж

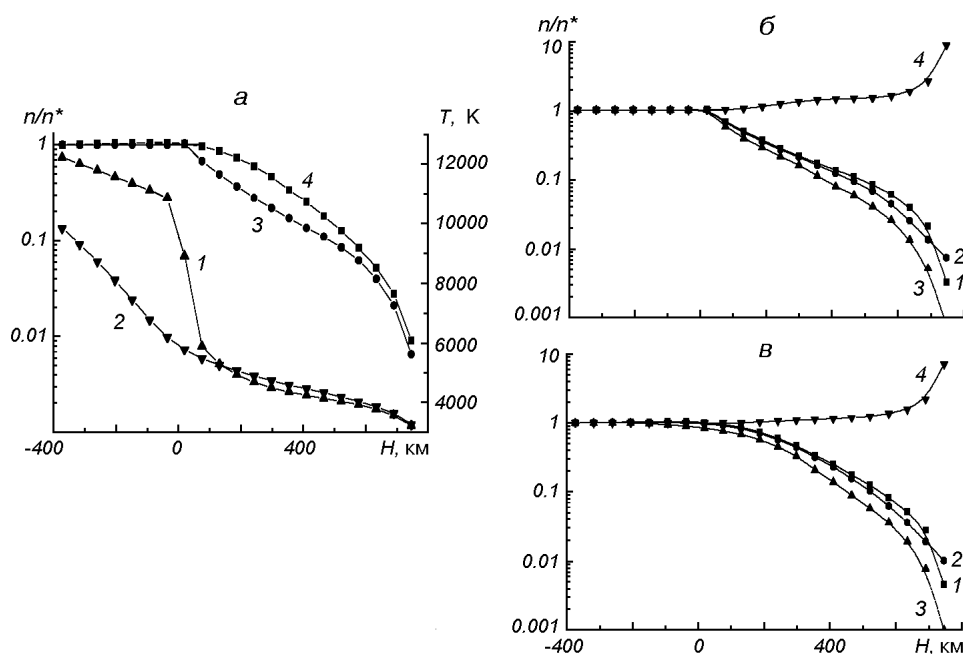


Рис. 1. а — залежність температури T (1 — гранула, 2 — міжгранульна область) та параметра $b = n/n^*$ (3 — гранула, 4 — міжгранульна область) від глибини для основного рівня Fe I; б, в — залежність параметра b від глибини в гранулі для різних рівнів Fe I: 1 — a^3F , 2 — z^7F^0 , 3 — y^3F^0 , 4 — a^6D ; в — те ж для міжгранульної області

напівстабільні та метастабільні рівні. Переіонізація, якою обумовлений дефіцит нейтрального заліза, суттєва для $h > 200$ км: вона складає приблизно 50 % для «гарячих» (гранул) областей і 20 % для «холодних». У верхній області моделі ($h > 600$ км) переіонізація різко збільшується через зменшення температури атмосфери.

Ефекти горизонтального перенесення випромінювання є результатом комбінованої дії: відбувається згладжування функції джерела, яка визначається середньою інтенсивністю випромінювання, з одного боку, і утворення каналів для відтоку випромінювання за рахунок модуляції коефіцієнта поглинання, з другого. В неоднорідному середовищі відбувається згладжування горизонтальних флуктуацій середньої інтенсивності, а значить і функції джерела в лінії. До горизонтальних ефектів чутливіші верхні рівні і рівні у верхніх шарах атмосфери, де переважають радіативні переходи. Крім цього, вирівнювання середньої інтенсивності впливатиме на заселеності рівнів, які визначаються ударними і радіативними переходами; у верхніх шарах атмосфери роль радіативних переходів збільшується.

На рис. 2 показано порашовані залежності відношення функцій джерела в лінії від глибини для гранули і міжгранульної області $S^L(\text{гр})/S^L(\text{мгр})$ для переходів між різними рівнями Fe I. До висот $h = 200$ км функції джерела для ЛТР- та не-ЛТР-випадків практично збігаються. Це пов'язано з тим, що незважаючи на значне збіднення рівнів, коефіцієнти відхилення від ЛТР для близьких рівнів слабо відрізняються, внаслідок чого функція джерела практично рівна функції Планка. Помітне відхилення ЛТР- від не-ЛТР-наближення залежить від потенціалу збудження обох рівнів. Для переходів між нижчими рівнями (2—10) ефекти відхилення від ЛТР збільшують відмінність між функціями джерела: не-ЛТР-відношення у верхній області менше ЛТР-відношення функцій джерела; для переходів між рівнями 2—17 по всій області функції джерела рівні функції Планка. А для переходів між

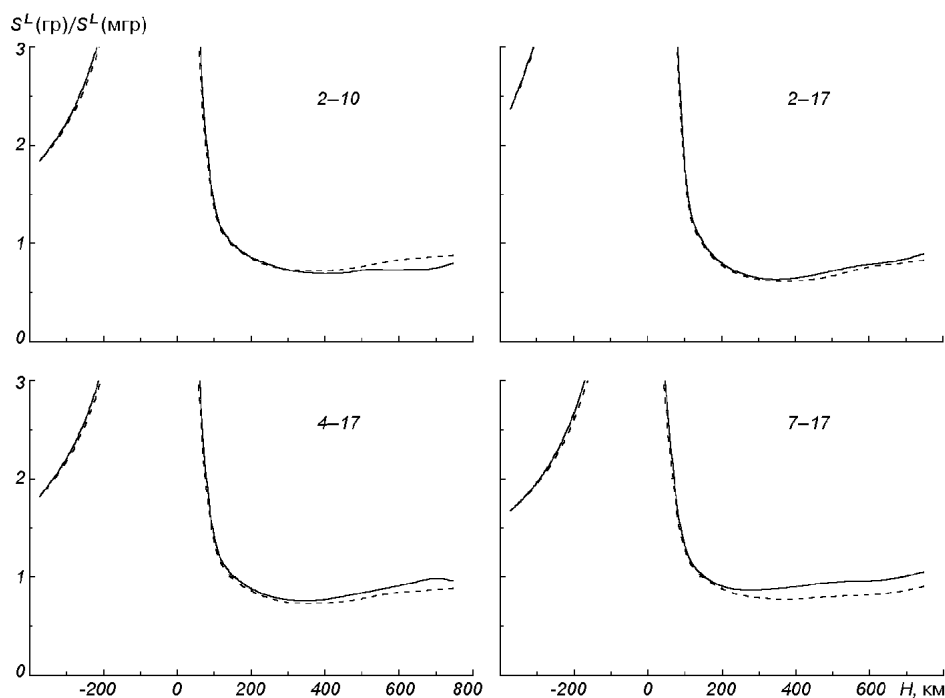


Рис. 2. Залежність відношення функцій джерела в лінії для гранули і міжгранульної області ($S^L_{\text{гр}}/S^L_{\text{мгр}}$) від глибини H для переходів між різними рівнями Fe I (суцільна лінія — не-ЛТР-, штрихова — ЛТР-наближення)

верхніми рівнями (4—17, 7—17) не-ЛТР-ефекти вирівнюють функції джерела у верхній атмосфері (відношення функцій джерела приблизно рівне одиниці); це добре видно для переходів між верхніми рівнями 7—17. Зазначимо, що функцією джерела в лінії визначається центральна частина профілю сильних та помірних ліній, а на утворення крил впливають в основному континууми. Таким чином, горизонтальні ефекти приводять до вирівнювання функції джерела в «гарячій» і «холодній» областях і мають місце для зв'язано-зв'язаних переходів між рівнями з високими потенціалами збудження.

Неординарним є вплив згаданих ефектів на заселеності рівнів. Зауважимо, що заселеностями рівнів визначаються: функція джерела, оптична глибина, а отже, і профіль лінії. На рис. 3, *a* — *г* показано хід відношення $n(\text{гр})/n(\text{мгр})$ заселеностей рівнів Fe I з глибиною в гранулі і міжгранульній області для різних рівнів: основного Fe I a^5D , напівстабільного z^7F^0 , верхнього y^5F^0 та основного рівня іона Fe II a^6D при ЛТР- та не-ЛТР-наближеннях. Особливою є поведінка залежності в області великого градієнта температури $-100 \text{ км} < h < 100 \text{ км}$. Розглянемо спочатку ЛТР-наближення. Згадана залежність для основного рівня ніяких особливостей не виявляє: при $h > 0$ відношення $n(\text{гр})/n(\text{мгр})$ збільшується, а потім повільно зменшується; така залежність зумовлена стратифікацією температури, концентрації електронів та водню згідно із заданою моделлю. Для рівня z^7F^0 з вищим потенціалом збудження ($EPL = 2.85 \text{ eV}$) видно вплив різкої зміни параметрів моделі — нерозділений локальний максимум, а для верхнього рівня y^5F^0 ($EPL = 4.18 \text{ eV}$) появляється чітко виражений максимум. Якщо ж урахувати відхилення від ЛТР, то поведінка залежностей у згаданій області різко змінюється: для напівстабільного рівня появляються розділений локальний максимум; для рівнів з високими потенціалами збудження згаданий максимум суттєво збільшується: для верхнього рівня y^5F^0 , наприклад, $n(\text{гр})/n(\text{мгр}) = 2.6$, тоді як для ЛТР-наближення маємо 1.9. Таку

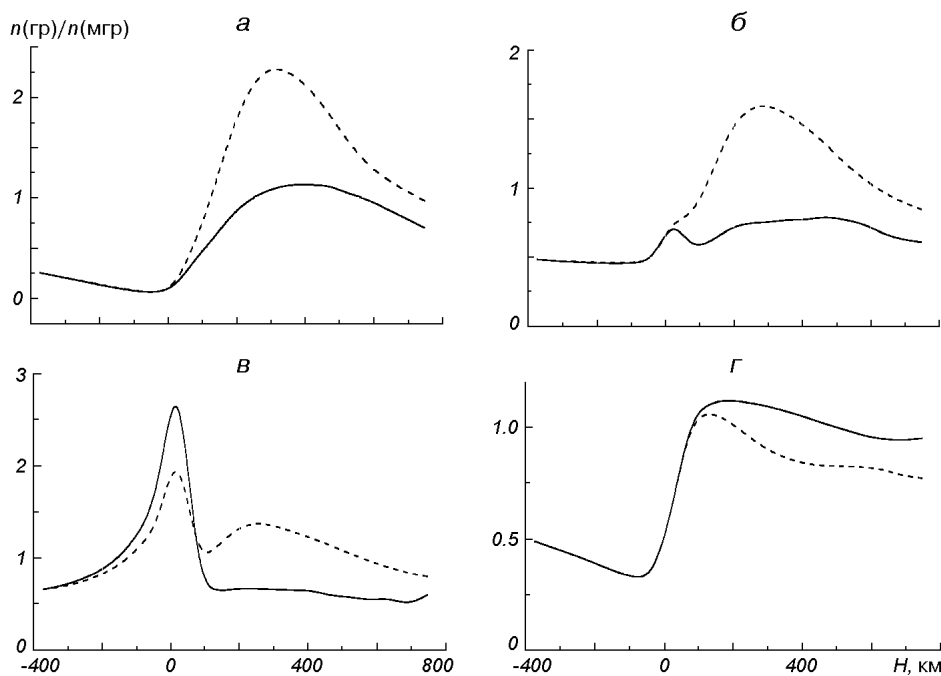


Рис. 3. Залежність відношення $n_{\text{гр}}/n_{\text{мгр}}$ від глибини: *a* — для основного рівня Fe I, *б* — для напівстабільного рівня z^7F^0 , *в* — для верхнього рівня y^5F^0 , *г* — для основного рівня Fe II (суцільна лінія — не-ЛТР-, штрихова — ЛТР-наближення)

поведінку заселеностей рівнів легко зрозуміти, якщо розглянути залежність $b = n/n^*$ в області різкої зміни параметрів моделі (рис. 1, б, в). Справді, не-ЛТР-ефекти для «гарячих» областей (гранула) проявляються з деяким «запізненням» по глибині (при $h > 20$ км) по відношенню до «холодних» областей. В результаті цього рівні нейтрального заліза в гранулі (в області великих градієнтів) збіднені менше, ніж в міжгранульній області. Отже, у шарах фотосфери з горизонтальними і вертикальними градієнтами середовища виникають горизонтальні градієнти заселеностей рівнів; для рівнів з високими потенціалами збудження ці градієнти збільшуються, а не-ЛТР-ефекти підсилюють ці градієнти.

У верхніх шарах фотосфери ($h > 100$ км) відношення $n(\text{гр})/n(\text{мгр})$ завжди менше одиниці, бо для цих висот рівні нейтрального заліза у гранулі більш збіднені, ніж у міжгранульній області.

Для рівнів іонізованого заліза картина дещо інша. Справді, дефіцит атомів Fe I створюється переіонізацією заліза (надлишок Fe II порівняно з ЛТР-значенням). Для основного рівня іона $n(\text{гр})/n(\text{мгр}) \approx 1$ при $h > 100$ км; це саме стосується рівня a^4F . Отже, не-ЛТР-ефекти та ефекти горизонтального перенесення випромінювання призводять до вирівнювання концентрації іонізованого заліза в «гарячій» і «холодній» областях фотосфери, що не може не відобразитись на чутливості ліній іонізованого заліза до тонкої структури атмосфери.

Зауважимо, що відділити не-ЛТР-ефекти від горизонтальних ефектів не просто; вони взаємозв'язані і доповнюють один одного. Якісно дослідити вплив горизонтальних ефектів на перенесення випромінювання можна при дослідженні гранул різних розмірів.

Виникнення горизонтальних градієнтів заселеностей верхніх рівнів у неоднорідностях атмосфери та їх не-ЛТР-підсилення може бути використане для детектування ударних хвиль в сонячній атмосфері по зміні профілів ліній, що породжуються переходами між нижніми і верхніми рівнями Fe I так як функція джерела в області неоднорідності різко змінюється. А це відобразиться на профілях відповідних ліній.

Проблемі пошуку ударних хвиль присвячено чимало робіт [4, 16, 19]. В роботі [16] було зроблено припущення, що надзвукові потоки впливають на розширення ліній. Соланкі в [19] не підтвердив згадане припущення, а для діагностики ударних хвиль запропонував проводити спостереження поближче до сонячного лімба. Гадун [4] запропонував пошук ударних хвиль за зміною форми бісекторів ліній (внаслідок впливу надзвукових рухів бісектори змінюють свій знак з фіолетового на червоний на невеликому просторовому участку).

ВИСНОВКИ

1. Ефекти відхилення від локальної термодинамічної рівноваги проявляються на глибинах $h > 0$ км. УФ-переіонізація приводить до збіднення нейтрального заліза в «гарячій» і «холодній» областях фотосфери; причому області гранул у верхній фотосфері збіднені більше, ніж гарячіші шари міжгранульних областей. Дефіцит Fe I збільшується з висотою і обумовлений зниженням температури у верхній фотосфері.

2. У верхній фотосфері горизонтальні та не-ЛТР-ефекти приводять до зменшення горизонтальних флуктуацій середньої інтенсивності і, відповідно, функції джерела в лінії; це особливо стосується переходів між рівнями з високими потенціалами збудження, для яких функції джерела в лінії в гранулі і міжгранульній областях майже збігаються; вирівнювання концентрацій іонізованого заліза у гранулі і міжгранульних областях.

3. В області градієнтів параметрів атмосфери рівні нейтрального заліза в гранулі збіднені менше, ніж в міжгранульній області, в результаті чого виникають горизонтальні градієнти заселеностей рівнів Fe I, для рівнів з високими потенціалами збудження ці градієнти збільшуються, а не-ЛТР-ефекти підсилюють їх.

Цей ефект може бути використаний для детектування фронтів ударних хвиль в сонячній фотосфері.

Ми щиро вдячні А. С. Гадуну за надані нам моделі грануляції і підтримку даного напрямку робіт, Н. Г. Щукіній за представлений пакет ORASITU розрахунку коефіцієнта поглинання в неперервному спектрі.

1. *Апрощенко И. Н., Гадун А. С., Гонасюк С. И. и др.* Вариации глобальных характеристик Солнца / Под ред. Э. А. Гуртовенко. — Киев: Наук. думка, 1991.—304 с.
2. Гадун А. С. Моделирование турбулентной конвекции в оболочке Солнца. — Киев, 1986—24 с.—(Препринт / АН УССР. Ин-т теор. физики; ИТФ-86-106Р).
3. Гадун А. С. Содержание железа по двумерным неоднородным моделям солнечной атмосферы. Линии Fe I и Fe II (центр диска) // Кинематика и физика небес. тел.—1996.—12, № 4.—С. 19—31.
4. Гадун А. С., Хансмайер А. Вариации асимметрии и параметров линий в гранульно-межгранульных областях двумерной искусственной грануляции // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 3.—С. 24—48.
5. Костык Р. И. Тонкая структура фраунгоферовых линий и строение фотосферы Солнца. Флуктуации температуры и скорости. — Киев, 1983.—26 с.—(Препринт / АН УССР. Ин-т теор. физики; ИТФ-83-63Р).
6. Стоділка М. І., Рикалюк Р. Є. Задача двовимірного переносу випромінювання для багаторівневих атомів // Журн. фіз. досліджень.—1998.—2, № 3.—С. 427—432.
7. Щукина Н. Г., Трухильо Буено Х. Линии Fe I в спектрах холодных звезд: не-ЛТР-эффекты в атмосферах солнечного типа // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—14, № 4.—С. 315—329.
8. Athay R. G., Lites B. W. Fe I ionization and excitation equilibrium in the solar atmosphere // *Astrophys. J.*—1972.—176, N 3.—P. 809—831.
9. Auer L., Fabiani Bendicho P., Trujillo Bueno J. Multidimensional radiative transfer with multilevel atoms: I. ALI method with preconditioning of the rate equations // *Astron. and Astrophys.*—1994.—292, N 1.—P. 599—615.
10. Dravins D. Four-component models and non-solar-type stars // *Astron. and Astrophys.*—1990.—228, N 1.—P. 218—230.
11. Dravins D., Nordlund E. Stellar granulation. IV. Line formation in inhomogeneous stellar photospheres // *Astron. and Astrophys.*—1990.—228, N 1. —P. 184—202.
12. Gadun A. S., Solanki S. K., Johannesson A. Two-dimensional simulation of solar granulation: description of technique and comparison with observations // *Astron. and Astrophys.*—1999.—350, N 3.—P. 1018—1034.
13. Kiselman D. The 671 nm Li I line in solar granulation // *Astron. and Astrophys.*—1998.—333, N 2.—P. 732—740.
14. Kiselman D., Nordlund E. 3D non-LTE line formation in the solar photosphere and the solar oxygen line abundance // *Astron. and Astrophys.*—1995.—302, N 2.—P. 578—586.
15. Nelson G. D., Musman S. A dynamical model of solar granulation // *Astrophys. J.*—1977.—214, N 3.—P. 912—916.
16. Nesic A., Bogdan T. J., Cattaneo F., et al. Evidence for transonic flows in the solar granulation // *Astrophys. J.*—1992.—399, N 1.—P. L99—L102.
17. Nordlund E., Dravins D. Stellar granulation. III. Hydrodynamic model atmospheres // *Astron. and Astrophys.*—1990.—228, N 1.—P. 155—183.
18. Nordlund E., Spruit H. C., Ludwig H.-G., Trampedach R. Is stellar granulation turbulence? // *Astron. and Astrophys.*—1997.—328, N 1.—P. 229—234.
19. Solanki S. K., Rüedi I., Bianda M., Steffen M. On the detecting of shocks in the solar granulation // *Astron. and Astrophys.*—1996.—308, N 2.—P. 623—630.
20. Steffen M. Spectroscopic properties of solar granulation obtained from 2-D numerical simulations // *Solar and stellar granulation: NATO ASI series. C.*—1989.—263.—P. 425—439.
21. Steiner O. Fast solution of radiative transfer problem using a method of multiple grids // *Astron. and Astrophys.*—1991.—242, N 1.—P. 290—300.

Поступила в редакцію 03.03.00