

УДК 523.942

М. І. Стоділка

Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка  
79005 Львів, вул. Кирила і Мефодія 8**Діагностика атмосфери Сонця інверсними методами:  
лінії поглинання водню**

*Розв'язано інверсну нерівноважну задачу переносу випромінювання в лініях поглинання атома водню, що дозволяє проводити діагностику фотосферних та нижніх і середніх хромосферних шарів атмосфери Сонця. Стабілізатори Тихонова забезпечують стійкість розв'язків до шумів та початкових прикидок, подавляють їхні фальшиві осциляції. За водневими лініями проведено тестову діагностику фотосферних та хромосферних шарів з абсолютною похибкою відтворення температури, що не перевищує 70 К. Проведено дослідження не-ЛТР-утворення ліній водню із врахуванням квантово-механічних оцінок лінійного ефекту Штарка.*

*ДИАГНОСТИКА АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА ИНВЕРСНЫМИ МЕТОДАМИ: ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДОРОДА, Стодилка М. И. — Решена инверсная неравновесная задача переноса излучения в линиях поглощения атома водорода, что позволяет проводить диагностику фотосферных, а также нижних и средних хромосферных слоев атмосферы Солнца. Стабилизаторы Тихонова обеспечивают устойчивость решений к шумам и стартовым значениям воспроизводимых параметров, подавляют их ложные осцилляции. По водородным линиям проведена тестовая диагностика фотосферных и хромосферных слоев с максимальной абсолютной ошибкой воспроизведения температуры, не превышающей 70 К. Исследовано не-ЛТР-образование линий водорода с учетом квантово-механических оценок линейного эффекта Штарка.*

*DIAGNOSTICS OF THE SOLAR ATMOSPHERE BY INVERSE METHODS: HYDROGEN ABSORPTION LINES, by Stodilka M. I. — We solved non-equilibrium inverse radiation transfer problem in hydrogen lines, that allows one to carry out the diagnostics of the solar photosphere and chromosphere layers. The Tikhonov stabilizers ensure solution stability to noise and input guesses of the reproduced parameters, suppress false oscillations of the solutions. Using hydrogen lines, we performed test diagnostics of the solar photosphere and chromosphere layers: the maximum absolute error of the temperature recovering does not exceed 70 K. When studying non-LTE hydrogen line formation, we used the quantum-mechanical approach to take into account the linear Stark effect.*

## ВСТУП

Кількісна інтерпретація водневих ліній і надалі відіграє важливу роль у задачах сучасної астрофізики.

Водневі лінії поглинання наявні в сонячному спектрі, вони спостерігаються також для більшості зірок, за винятком дуже гарячих і дуже холодних. В атмосферах дуже гарячих зір ( $T > 25000$  К) водень майже повністю іонізований, а тому лінії дуже слабкі, тоді як в атмосферах дуже холодних зір ( $T < 3000$  К) атоми водню перебувають на основному рівні, а отже, можливе поглинання тільки в лайманівській серії. Для більшості зірок головної послідовності водневі лінії поглинання широкі і розмиті. Досліджувати фізичні умови в реальних зоряних атмосферах за водневими лініями вигідно з таких причин: 1) атомні константи для атома водню відомі порівняно точно, що полегшує розрахунки профілів; 2) всі лінії мають велику ширину, а отже, не спотворені інструментальними ефектами; 3) лінії водню практично не чутливі до поля мікро- та макротурбулентних швидкостей; 4) внаслідок того, що водень є основною складовою атмосфери, в розрахунки не входить хімічний вміст елемента — величина не завжди відома достатньо точно.

Водень визначає коефіцієнт неперервного поглинання в атмосфері, лінії водню — іонізаційний баланс. Водневі лінії поглинання утворюються в різних шарах атмосфери Сонця — від нижньої фотосфери до середньої хромосфери. Вони мають високий потенціал збудження, тому особливо чутливі до змін температури, тиску, густини і можуть бути хорошими індикаторами цих змін. Отже, їх можна застосовувати для побудови усереднених моделей зір [20] та діагностики хромосфер моделей [9], до сонячних спалахів [18], для вивчення динаміки процесів, що проходять в активних утвореннях — плямах, спалахах, корональних дірах, для тестування самоузгодженості моделей зір. Крила бальмерівських ліній водню є одним із кращих індикаторів ефективної температури, особливо для зір з дефіцитом металів. Лінії водню разом з континуумами визначають радіаційне охолодження хромосфери [10], що важливо при вивченні зародження сонячного вітру, утворення корональних дір тощо. Водневі лінії проявляють чутливість до високоенергетичних процесів в сонячній атмосфері. Зокрема, під час білих спалахів у лінії в центральній частині ядра серії Бальмера видно сильну емісію [12]. Лінія  $H_{\alpha}$  має високу чутливість до фотосферного і хромосферного магнітних полів [17]. Крім того, її використовують для вивчення коливань в сонячній хромосфері [4]. Оскільки хромосфера відділена від фотосфери температурним мінімумом, то можливі відповідні зміни коливань при переході у вищі шари; атмосферні шари, що прилягають з обох боків до температурного мінімуму, можуть виконувати роль хвильового резонатора, де виникатимуть стоячі хвилі, а саму хромосферу також можна розглядати як резонатор з відкритою верхньою межею (гаряча розріджена корона); роль нижньої межі виконує щільна і відносно холодна верхня фотосфера.

Такі дослідження можна проводити шляхом прямого числового моделювання явища з урахуванням процесів, що контролюють еволюцію плазми, або ж шляхом розв'язку інверсної задачі переносу випромінювання, виходячи із наявних спостережуваних даних.

На жаль, застосування водневих ліній (зокрема  $H_{\alpha}$ ) при хромосферних дослідженнях натрапляє на труднощі, оскільки випромінювання  $H_{\alpha}$  в хромосфері визначається переважно процесами фотоіонізації і залежить від поля фотосферного випромінювання в бальмерівському і пашенівському континуумах і слабо — від локальних умов. Необхідно враховувати тонку

структуру лінії  $H_{\alpha}$ , яка зумовлює її асиметрію (атомного походження). Досить велика ширина водневих ліній робить їх майже нечутливими до швидкості руху речовини.

Отже, нерівноважне утворення ліній водню суттєво ускладнює використання їх в методах діагностики верхніх шарів атмосфери Сонця.

Водень як основна складова зірок, найчутливіший до основних параметрів, що зумовлюють квазірівноважний та динамічний стан атмосфери, її фізичні умови, процеси, що протікають в ній. Можливо, саме тому в астрофізичних дослідженнях інверсними методами лінії водню не використовуються: важко врахувати всі відповідні рівняння, і розв'язок може виявитися нестійким.

Мета нашої роботи — не-ЛТР-дослідження утворення ліній водню; розробка і тестування інверсного не-ЛТР-коду з використанням водневих ліній, що дає можливість відтворювати фізичні умови у фотосферних і хромосферних шарах атмосфери Сонця. У нашому підході використано стабілізатори Тихонова, що суттєво покращує стійкість розв'язків до шумів та початкових прикидок відтворюваних параметрів.

Новизна нашого підходу в тому, що ми шукаємо стійкий самоузгоджений розв'язок нерівноважної задачі переносу випромінювання та інверсної задачі за лініями водню. Крім цього, ми використовуємо квантово-механічні оцінки лінійного ефекту Штарка [1], що забезпечує більш адекватний опис розширення водневих ліній.

**ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ**

Водневі лінії поглинання дуже різноманітні як за інтенсивністю, так і за формою у різних типах активних утворень. Найважливішими факторами, що визначають поведінку, форму та інтенсивність лінії поглинання на сонячному диску, є: 1) атомні параметри і структура електронної оболонки, 2) процеси, що спричиняють розширення ліній, 3) фізичний стан сонячної атмосфери.

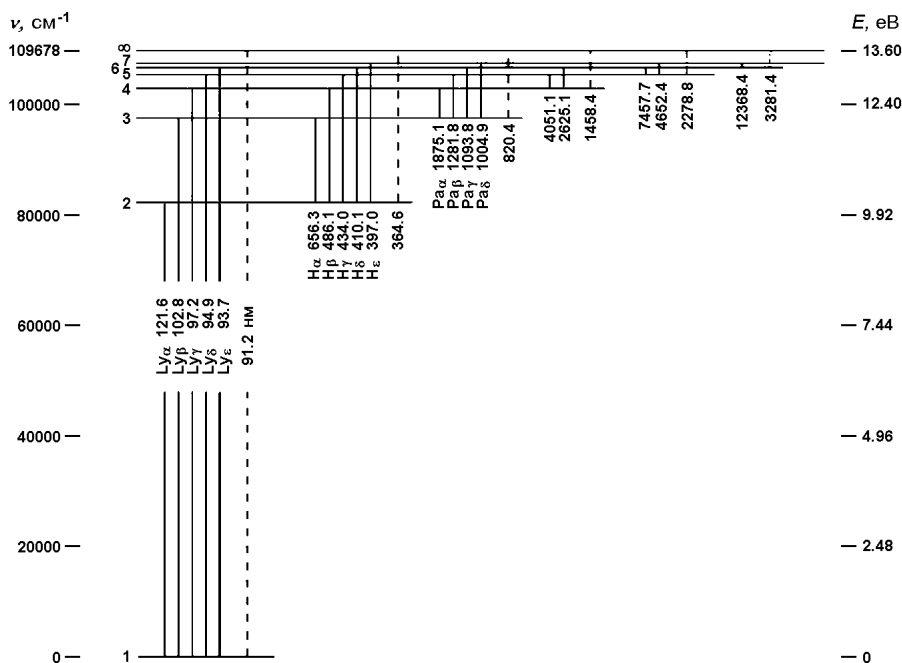


Рис. 1. Діаграма Гротріана для атома водню

Діаграма Гротріана для атома водню представлена на рис. 1. Як відомо, у видимій області спектру розміщені лінії серії Бальмера: червона лінія  $H_\alpha$   $\lambda$  656.3 нм (перехід  $2 \rightarrow 3$ ), голуба  $H_\beta$   $\lambda$  486.1 нм (перехід  $2 \rightarrow 4$ ), фіолетові лінії  $H_\gamma$   $\lambda$  434.0 нм (перехід  $2 \rightarrow 5$ ) і  $H_\delta$   $\lambda$  410.2 нм (перехід  $2 \rightarrow 6$ ). Інші лінії цієї серії знаходяться в УФ-області. В інфрачервоній області знаходяться лінії серії Рітца — Пашена.

В нашій роботі при розрахунку впливу електричного поля на коефіцієнт поглинання використано співвідношення, яке є результатом безпосереднього обчислення повного профілю із врахуванням дії декількох механізмів [1]; для профілю коефіцієнта поглинання взято загальний квантово-механічний вираз, а розрахунок зроблено в адіабатичному наближенні. Згідно з [1] оточення атома створює постійне мікрополе

$$E(\mathbf{r}) = -\nabla \left( \sum_{j \geq 1} Z_j e / |r - \mathbf{r}_j| \right),$$

яке вносить дипольний вклад у гамільтоніан системи:

$$U = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E},$$

де  $\mathbf{d}$  — дипольний момент. Використавши для збудних частинок розподіл Больцмана (у наближенні Хольцмарка частинки не взаємодіють між собою), для профілю коефіцієнта поглинання в роботі [1] отримано вираз

$$P(s, a, v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \cos(xv) \exp(-x^2/4 - ax - (sx)^{3/2}) \left[ 1 - \frac{3}{2} (sx)^{3/2} \right] dx.$$

Тут функція  $P$  є згортокою лінійного штарківського профілю з фойгтівським і враховує вплив флуктуаційного мікрополя, створеного іонним оточенням атома водню,  $s = CE_0/(\Delta\lambda_D)$ ,  $E_0$  — нормальна напруженість електричного поля, що визначається концентрацією іонів, величина  $C$  описує розширення лінії водню, яке визначається суперпозицією всіх штарківських компонентів, певним чином зважених з урахуванням сили кожного компонента [3]. При  $s \rightarrow 0$  функція  $P$  переходить у функцію Фойгта.

Лінія  $H_\alpha$  має тонку структуру. Практично ми маємо справу з двома найінтенсивнішими компонентами, що знаходяться одна від одної на віддалі 0.014 нм.

Через розщеплення тонкої структури і лембівський зсув лінія водню  $H_\alpha$  є результатом накладання семи компонентів — переходи між розщепленими рівнями  $n = 2$  ( $S_{1/2}$ ,  $P_{1/2}$ ,  $P_{3/2}$ ) та  $n = 3$  ( $S_{1/2}$ ,  $P_{1/2}$ ,  $P_{3/2}$ ,  $D_{3/2}$ ,  $D_{5/2}$ ), а тому для коефіцієнта поглинання в лінії маємо

$$\alpha(\Delta\lambda) = \sum_{i=1}^7 \frac{\pi e^2}{mc} \lambda^2 f_i / (c\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D) P[S_i, a_i, (\Delta\lambda - \Delta\lambda_i)/(\Delta\lambda_D)],$$

де

$$\sum_{i=1}^7 f_i = f_\alpha.$$

Атомні параметри тонкої структури окремих компонентів брали із роботи [21].

Лінія  $H_\beta$  також представлена кількома компонентами, але розщеплення в цьому випадку менше: тонкої структури  $H_\beta$  ми не враховували.

Сили осциляторів взято із каталогу VALD [13].

Відтворення параметрів реальної атмосфери (температура, поле швидкостей, газовий тиск тощо) ми проводили шляхом розв'язку інверсної нерівноважної задачі переносу випромінювання [15, 16]. З метою подавлен-

ня осциляцій розв'язків та зменшення їхньої чутливості до шумів та початкових прикидок ми використали тихонівські стабілізатори [7]; цільова функція при цьому набуває вигляду

$$\chi^2 = \chi_0^2 + \alpha S,$$

де  $\chi_0^2$  — стандартна цільова функція, що є мірою близькості експериментальних та теоретичних профілів лінії;  $S$  — стабілізатор Тихонова,  $\alpha$  — параметр регуляризації. Стабілізатор Тихонова дозволяє отримувати розв'язки з класу гладких функцій та враховує апріорну інформацію про розв'язок. Лінеаризація цільової функції дає поправку до параметрів, що описують проміжну модель, яка ітераційно уточнюється:

$$\delta x = - \frac{\nabla \chi_0^2(x_0) + 2\alpha H x_0}{D(x_0) + 2\alpha H},$$

де  $x_0$  — попередня оцінка параметрів моделі,  $H$  — матричний аналог стабілізатора,  $D$  — матриця Гессе.

Для знаходження газового тиску ми використали рівняння гідростатики. При вивченні динаміки процесу застосовували рівняння гідродинамічної рівноваги.

У рамках кожної проміжної моделі ми розв'язували методом прискореної  $\Lambda$ -ітерації нерівноважну задачу переносу випромінювання разом з рівняннями статистичної рівноваги; отримані нерівноважні населеності рівнів використовувались в інверсній задачі.

#### ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

У нашому дослідженні ми використали 15-рівневу модель атома водню: 14 дискретних рівнів та рівень континууму. Зазначимо, що в нижній фотосфері за рахунок збурення мікрополями іонів енергетичні оболонки атома водню при  $n > 15$  практично зливаються [2]. Оскільки перші лінії серії Бальмера утворюються у верхніх шарах атмосфери, при дослідженнях по водневих лініях необхідно враховувати не-ЛТР ефекти. У не-ЛТР синтез ми включили всі можливі переходи, у тому числі лінії та континуум лайманівської серії; для нижніх рівнів важливими є радіативні переходи між послідовними рівнями.

При розрахунку коефіцієнта поглинання ми враховували різні механізми розширення (через параметр  $a$ ): радіаційне загасання, резонансне розширення, розширення за рахунок зіткнень з електронами (ударне наближення); а також штарківське розширення флуктуаційним мікрополем,

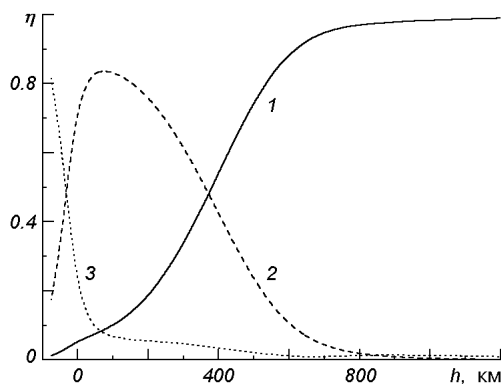


Рис. 2. Відносний вклад  $\eta$  різних механізмів загасання в лінії  $H_{\alpha}$  (1 — радіаційне загасання, 2 — резонансне розширення, 3 — розширення за рахунок зіткнень з електронами)

створюваним оточуючими іонами. Згадані види розширення дають неоднаковий вклад у розширення водневих ліній. Детальніше зупинимось на лінії  $H_{\alpha}$ . На рис. 2 зображено відносний вклад перших трьох складових розширення: радіаційне загасання переважає в шарах вище верхньої фотосфери; у верхній частині нижньої та середній фотосфері домінує резонансне розширення, а в шарах  $h < -25$  км — розширення за рахунок зіткнень з електронами. Отже, якщо взяти до уваги глибини утворення випромінювання (по функціях вкладу в емісію), то ядро лінії визначається радіаційним загасанням, крила — розширенням за рахунок зіткнень з електронами та резонансним загасанням, а перехідна частина профілю від ядра до крила лінії — радіаційним та резонансним загасанням. Вплив флуктуаційного поля іонів враховує функція профілю коефіцієнта поглинання  $P$ . Ми зробили аналогічні розрахунки з використанням тільки фойгтівських профілів коефіцієнта поглинання. Виявляється, що в умовах атмосфери Сонця такі непружні зіткнення мають вплив переважно на близькі крила лінії.

**Утворення водневих ліній поглинання.** Розрахунки показують, що у верхніх шарах атмосфери заселеності високозбуджених рівнів атомів водню не відповідають ЛТР-значенням. На рис. 3 приведено висотний розподіл коефіцієнтів відхилення від ЛТР-населеностей:  $b_i = n_i/n_i^*$ , де  $n_i^*$  — рівноважна заселеність  $i$ -го рівня, порахованих в рамках моделі МАСККЛ [11]. У верхній хромосфері населеності рівнів атома водню визначаються процесами збудження, а в нижній хромосфері та фотосфері — іонізаційно-рекомбінаційними процесами; для переходів між верхніми рівнями переважають ударні зіткнення, тоді як для нижніх рівнів найбільший вклад дають процеси збудження та іонізації. У нижніх шарах, починаючи з середньої хромосфери, перехід з основного рівня на перший збуджений рівень стає оптично товстим, що забезпечує баланс відповідних радіаційних членів в рівняннях статистичної рівноваги, а оскільки населеності перших двох рівнів контролюються сильними ультрафіолетовими переходами, то ці два рівні нижче верхньої хромосфери стають рівноважно заселеними. Рівні  $n > 3$  рівноважно заселені в середній та нижній хромосфері; в області температурного мінімуму вони дещо перенаселені, а у вищих шарах — сильно збіднені. Аналогічно поводить себе континуум, однак в області температурного мінімуму не-ЛТР-ефекти виражені сильніше. Через те що в області температурного мінімуму  $T_{\text{rad}} > T_{\text{el}}$ , то при  $300 \text{ км} < h < 700 \text{ км}$  має місце переіонізація атомів водню. Іонізаційна рівновага визначається радіативними  $b$ - $f$ -процесами з перших збуджених рівнів. Незважаючи на відносно

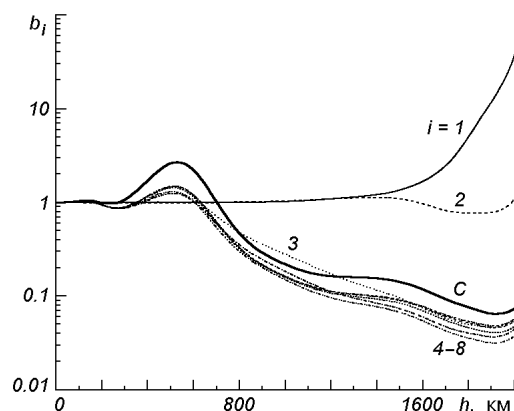


Рис. 3. Висотна стратифікація коефіцієнтів відхилення від ЛТР-населеностей для різних рівнів  $i$ , модель МАСККЛ

малі значення швидкостей цих процесів, вони дають значний вклад у загальний розбаланс. Коефіцієнти відхилення від ЛТР для верхніх рівнів на досліджуваних глибинах слабо відрізняються; ці рівні пов'язані між собою ударними переходами. Збіднення збуджених рівнів ( $n \geq 3$ ) в хромосфері зумовлено в основному виходом фотонів; процеси виходу фотонів контролюються  $b-b$  переходами в лінії  $H_{\alpha}$ , які визначають коефіцієнти відхилення від ЛТР-атома водню. Справді, при детальному балансі радіативних переходів в  $H_{\alpha}$  не-ЛТР-ефекти збуджених рівнів ( $n \geq 3$ ) зникають [14]. Отже, радіаційні переходи між рівнями  $n = 2$ ,  $n = 3$  відіграють важливу роль у нерівноважному утворенні водневих ліній, бо ударні переходи не можуть забезпечити термодинамічну рівновагу. В утворенні ліній водню важливу роль відіграють також  $b-f$ -процеси, що визначають іонізаційну рівновагу (а отже, кількість вільних електронів), а також еквівалентну ширину та глибину ліній.

Область температурного плато, де верхні рівні разом з континуумом збіднені, є областю відтоку (виходу)  $H_{\alpha}$ -фотонів. Тут всі переходи, крім  $L_{\alpha}$ ,  $H_{\alpha}$ ,  $L_C$ , прозорі. В цій області формуються  $L_{\alpha}$ ,  $H_{\alpha}$ ,  $L_C$ . В області  $800 \text{ км} < h < 2000 \text{ км}$  має місце сильна радіаційна взаємодія системи переходів  $L_{\alpha} - H_{\alpha} - L_C$ , що призводить до зниження швидкості збіжності ітераційної процедури.

Таким чином, роль не-ЛТР-ефектів досить вагома в утворенні сильних водневих ліній в умовах атмосфери Сонця, а отже, їх не можна не враховувати при діагностиці фізичних умов інверсними методами. Зазначимо, що дослідження не-ЛТР-утворення ліній водню, це класична задача [7, 8, 19], але вона актуальна й зараз [9, 10, 18].

**Відтворення фізичних умов.** Для тестування ми вибрали дві спостережувані лінії водню:  $H_{\alpha}$  та  $P_{\gamma}$  як вхідні дані. Профілі цих двох ліній були порашовані в рамках моделі МАСККЛ. Область утворення  $H_{\alpha}$  становить  $1280-25 \text{ км}$  в рамках моделі МАСККЛ, а для лінії  $P_{\gamma}$  —  $135-30 \text{ км}$  за функціями вкладу в емісію. Отже, обидві лінії дозволяють робити діагностику атмосфери Сонця від шарів нижньої фотосфери до шарів середньої хромосфери включно.

В інверсній методиці використовують функції відгуку, що характеризують чутливість лінії при заданому значенні  $\Delta\lambda$  до зміни певного параметра (температура, швидкість руху речовини, магнітне поле) на заданій глибині  $h$ . В роботі [6] запропоновано модифіковані функції відгуку. Такі функції відгуку на температуру для обох ліній (центр ядра та крила) показані на рис. 4. Чутливість лінії  $H_{\alpha}$  до збурень

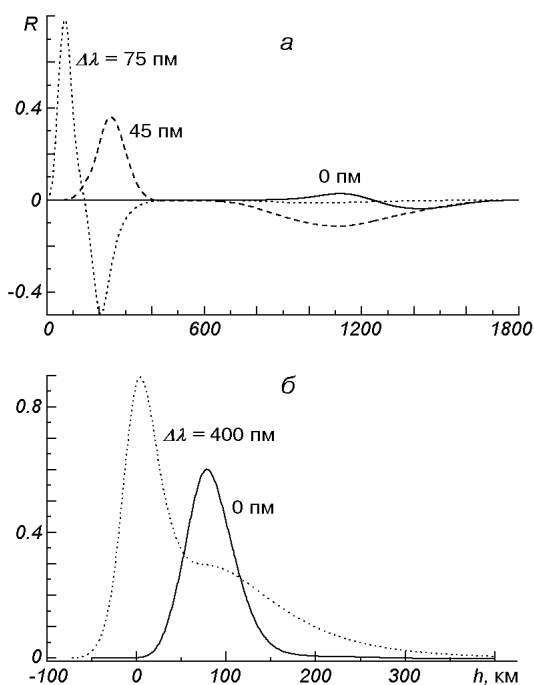


Рис. 4. Функції відгуку до температурних збурень: а — для лінії  $H_{\alpha}$ ; б — для лінії  $P_{\gamma}$

температури визначається як локальними, так і нелокальними (радіативні  $b-f$ -переходи) процесами. Згідно з отриманими результатами (рис. 4) центральна частина ядра лінії  $H_{\alpha}$  чутлива до змін температури виключно хромосферних шарів, тоді як перехідна частина профілю до крил лінії визначається температурою фотосфери та хромосфери. Ця частина профілю лінії утворюється в шарах верхньої фотосфери та температурного мінімуму. Заодно вона чутлива до температури хромосферних шарів атмосфери, де утворюються високоенергетичні фотони, які, поширюючись вниз, досягають верхньої фотосфери. По мірі просування до крила область чутливості зміщується у бік фотосферних шарів. У фотосферних шарах зароджується бальмерівський та пашенівський континууми, що впливає на заселеність рівнів лінії  $H_{\alpha}$ . Функції відгуку ліній серії Пашена визначаються виключно умовами нижніх шарів фотосфери. Згідно з рис. 4 лінія  $H_{\alpha}$  чутлива до температурних збурень в шарах  $0 < h < 1600$  км, а лінія  $P_{\gamma}$  — в шарах  $-50$  км  $< h < 150$  км. Лінія  $H_{\beta}$  ідеально підходить для дослідження області температурного мінімуму та шарів, що прилягають до нього: центр цієї лінії утворюється на глибині приблизно 800 км.

Водневі лінії дозволяють відтворювати фізичні умови (температура, поле швидкостей, газовий тиск тощо) в зоряній плазмі. Результати відтворення температури, зокрема по лініях  $H_{\alpha}$  та  $P_{\gamma}$ , показані на рис. 5; стартові значення температури  $T = 5500$  К по всій висоті. Відтворення температури при стартових значеннях від 4000 до 7000 К дає практично однакові результати. Як слід було очікувати, лінія  $H_{\alpha}$  дозволяє відтворювати інверсними методами фізичні параметри як у фотосфері, так і в нижній і середній хромосфері. Додаткове використання слабких водневих ліній розширює область відтворення в нижній фотосфері. В шарах  $50$  км  $< h < 1700$  км абсолютна похибка відтворення температури не перевищує 70 К. Така похибка викликана незначною відмінністю атомних параметрів. Крім цього, всі основні елементи — джерела електронів, за винятком водню, ми розглядали в ЛТР-наближенні. Збільшення числа ліній покращує надійність відтворення фізичних умов і зменшує похибку відтворення. На жаль, це не стосується середньої хромосфери, оскільки область утворення другої лінії серії Бальмера охоплює фотосферу та тільки нижню хромосферу.

Окрім цього, теплова швидкість легкого водню перевищує типові для атмосфери Сонця значення мікротурбулентних швидкостей, а з іншого боку, лінії водню досить широкі; обидві згадані обставини роблять водневі лінії практично нечутливими до поля мікро- та макротурбулентних швидкостей. До деякої міри це стосується також променевих швидкостей руху газових мас. Це погіршує діагностичні можливості водневих ліній, проте покращує достовірність відтворення температури.

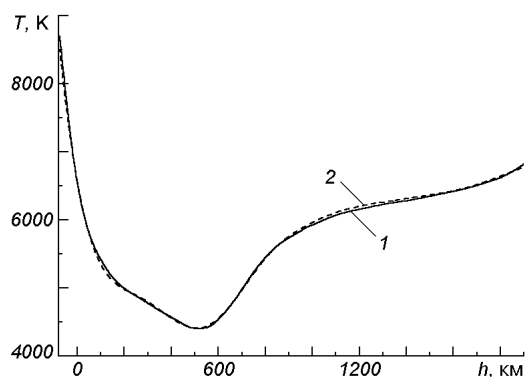


Рис. 5. Результати відтворення температурної структури атмосфери Сонця по лініях  $H_{\alpha}$  та  $P_{\gamma}$ : 1 — модель MACKKL, 2 — інверсний метод



Ми провели дослідження чутливості результатів відтворення до початкових прикидок та шумів вхідних даних. Як і в нашій попередній роботі [7] у випадку ліній Fe I, результати відтворення температури за водневими лініями слабо чутливі до початкових прикидок. Таку стійкість розв'язків забезпечують введені нами стабілізатори Тихонова. Останні також значно пригнічують притаманні інверсним методам осциляції розв'язків. Інверсні методи за своєю природою стійкі до шумів у вхідних даних [15, 16], а використання стабілізаторів додатково підвищує їхню стійкість.

Надалі ми плануємо дослідження хромосферного підніжжя корональних дір, а також вивчення особливостей поширення та зародження коливачів у хромосферних шарах та області температурного мінімуму. Шари верхньої хромосфери можна зондувати емісійною лінією  $L_{\alpha}$  з обов'язковим врахуванням часткового перерозподілу по частотах при її утворенні.

## ВИСНОВКИ

Розв'язано самоузгоджену нерівноважну інверсну задачу переносу випромінювання в лініях водню, що дозволяє проводити діагностику фотосферних та нижніх і середніх хромосферних шарів атмосфери Сонця.

Розроблено методику та створено програмне забезпечення, що відтворює по водневих лініях фізичні умови (температура, тиск, концентрація тощо) в фотосферних та хромосферних шарах атмосфери Сонця. Отримані розв'язки стійкі до початкових прикидок, відсутні фальшиві осциляції розв'язків.

Розрахунок функцій відгуку показує, що центральна частина ядра лінії  $H_{\alpha}$  чутлива до температури хромосфери, крила лінії — до температури нижніх шарів фотосфери, а перехідна частина профілю від ядра до крил лінії чутлива до температури як фотосферних, так і хромосферних шарів. Лінія  $H_{\beta}$  ідеально підходить для дослідження області температурного мінімуму та шарів, що прилягають до нього. Функції відгуку ліній серії Пашена визначаються виключно умовами нижніх шарів фотосфери.

Проведено тестове відтворення температурної стратифікації атмосфери Сонця: на висотах  $-50 \text{ км} < h < 1700 \text{ км}$  абсолютна похибка відтворення температури не перевищує 70 К.

Проведено строге дослідження не-ЛТР-утворення водневих ліній з урахуванням з квантово-механічних позицій лінійного ефекту Штарка. Роль не-ЛТР-ефектів досить велика при утворенні ліній поглинання водневих ліній; не-ЛТР-ефекти визначаються в основному радіаційними переходами (процеси виходу фотонів) між рівнями  $n = 2$  та  $n = 3$ , що породжують лінію  $H_{\alpha}$ , та радіативними зв'язано-вільними переходами з перших збуджених рівнів.

Визначено відносний вклад різних механізмів загасання у розширення лінії  $H_{\alpha}$ . Ядро лінії визначається радіаційним загасанням, крила — розширенням за рахунок зіткнень з електронами та резонансним загасанням, а перехідна частина профілю від ядра до крила лінії — радіаційним та резонансним загасанням. Вплив флуктуаційного поля іонів враховує функція профілю коефіцієнта поглинання  $P$ ; в умовах атмосфери Сонця такі непружні зіткнення мають вплив переважно на близькі крила лінії.

Робота виконана за часткової підтримки фонду фундаментальних досліджень.

2. Гибсон Э. Спокойное Солнце. — М.: Мир, 1977.—408 с.
3. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. — М.: Мир, 1978.—491 с.
4. Дубов Э. Е. Колебания и волны в атмосфере Солнца // Итоги науки и техники. Сер. Астрономия.—1978.—14.—С. 148—266.
5. Михалас Д. Звездные атмосферы. — М.: Мир, 1982.
6. Стоділка М. І. Інверсна задача для дослідження неоднорідностей атмосфери Сонця та зір // Журн. фіз. досліджень.—2002.—6, № 4.—С. 435—442.
7. Стоділка М. І. Тихонівські стабілізатори в інверсних задачах спектральних досліджень // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—19, № 4.—С. 334—343.
8. Dumont S., Collin-Souffrin S. Rapid non-LTE calculations of Balmer lines and hydrogen ionization: the solar case // Astron. and Astrophys.—1985.—144, N 1.—P. 245—248.
9. Gayley K. G. Analytic Lyman-alpha wing diagnostics and the chromospheric excitation balance in cool dwarfs // Astrophys. J.—1994.—431, N 2.—P. 806—818.
10. Labrosse N., Li X., Habbal S. R., et al. Radiative transfer effects on hydrogen (and helium) in the solar atmosphere // Solar variability: from core to outer frontiers. The 10<sup>th</sup> European Solar Physics Meeting. — Prague, 2002.—Vol. 1.—P. 13—15.
11. Maltby P., Avrett E. H., Carlsson M., et al. A new sunspot umbral model and its variation with the solar cycle // Astrophys. J.—1986.—306, N 1.—P. 284—303.
12. Matthews S. A., van Driel-Gesztelyi L., Hudson H. S., Nitta N. V. A catalogue of white-light flares observed by Yohkoh // Astron. and Astrophys.—2003.—409, N 3.—P. 1107—1125.
13. 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.
14. Przybilla N., Butler K. The solar hydrogen spectrum in non-local thermodynamic equilibrium // Astrophys. J.—2004.—610, N 1.—P. L61—L64.
15. Ruiz Cobo B., del Toro Iniesta I. C. Inversion of stokes profiles // Astrophys. J.—1992.—398, N 1.—P. 635—725.
16. Socas-Navarro H., Ruiz Cobo B., Trujillo Bueno J. Non-LTE inversion of line profiles // Astrophys. J.—1998.—507, N 1.—P. 470—481.
17. Socas-Navarro H., Uitenbroek H. On the Diagnostic Potential of H $\alpha$  for Chromospheric Magnetism // Astrophys. J.—2004.—603, N 2.—P. L129—L132.
18. Varady M., Karlicky M., Kasparova I., Heinzel P. Time dependent flare model with non-LTE radiative transfer // SVCO conf.—2002.—P. 521—524.
19. Vernazza J., Avrett E., Loezer R. Structure of the solar chromosphere // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1981.—45, N 4.—P. 635—725.
20. Zboril M., Strassmeier K. G., Avrett E. H. An atmospheric model for UZ Librae from mean H $\alpha$ -line profiles // Astron. and Astrophys.—2004.—421, N 1.—P. 295—303.
21. Zelenka A. The asymmetry of the H $\alpha$  absorption coefficient // Solar Phys.—1975.—40.—P. 39—52.

Надійшла до редакції 05.06.05