

ЗАСТОСУВАННЯ ІНВЕРСНИХ МЕТОДІВ ПРИ ДОСЛІДЖЕННІ КОЛИВАНЬ ЯСКРАВОСТІ СОНЦЯ

М. І. Стоділка

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

(Отримано 20 березня 2003 р.; в остаточному вигляді — 23 лютого 2004 р.)

Дослідження потоку випромінювання Сонця та зір дає змогу вивчати глобальні коливання в їхніх атмосферах. У статті розроблено методику та розв'язано інверсну задачу (з використанням тихонівських стабілізаторів) розгляду глобальних осциляцій за неперервним випромінюванням Сонця в різних спектральних діапазонах. На основі результатів спостережень космічної обсерваторії SOHO (прилад VIRGO (SPM)) відтворено розподіл флюктуацій температури по висоті у фотосфері Сонця. Показано, що глобальні коливання випромінювання Сонця породжуються стоячими хвилями, захопленими фотосферним резонатором.

Ключові слова: глобальні коливання, інверсні методи, перенесення випромінювання, зоряні атмосфери.

PACS number(s): 97.10.Ex

I. ВСТУП

При спостереженні Сонця як зорі відбувається найбільше просторове усереднення й досягається високе відношення сигналу до шуму. Отримані результати стосуються найбільших просторових масштабів.

Обстежуючи Сонце як ціле, поряд з коливаннями швидкості, виявляють коливання інтенсивності (яскравості) [1–3]. Глобальні п'ятихвилинні осциляції швидкості руху речовини на поверхні Сонця являють собою акустичні p -моди різного порядку l [1], що описуються сферичними гармоніками; кожній сферичній гармоніці відповідає дискретний набір власних частот коливань з різним розподілом амплітуд. Глобальні осциляції помічено на космічному апараті SMM як п'ятихвилинні варіації сонячної сталої з амплітудою близько декількох мільйонних долей світності Сонця [4]. Варіації випромінювання Сонця спостерігають і в наземних умовах. Флюктуаціям яскравості (в різних ділянках неперервного спектра) відповідають коливання температури ± 3 K [4].

Спостереження з високою просторовою роздільною здатністю дають змогу вивчати локальні коливання — коливання з високими l ; їм відповідають хвильові пакети, що зберігають фазову когерентність протягом кількох періодів коливань на відстанях декілька тисяч кілометрів. Ці коливання поширюються від локальних джерел.

Є різні погляди на природу п'ятихвилинних коливань [5]:

- 1) акустичні хвилі стохастично генеруються турбулентною конвекцією в підфотосферних шарах;
- 2) інтенсивні коливання виникають у міжгранульних шарах із сильними нисхідними потоками;
- 3) коливання можуть бути викликані сильними градієнтами швидкостей на краю великих гранул.

Вивчення коливань за профілями з високою просторовою роздільною здатністю показали: коливання

над гранулами та міжгранулами суттєво відрізняються; вони зумовлені, головню, відмінностями фізичних умов у цих структурах [5].

Досліджуючи коливання, більше уваги приділяють коливанням з високими l , що вимагає спостереження невеликих ділянок на диску Сонця. А саме питання про природу коливань (а також і коливань яскравості) і далі відкрите.

Для вивчення коливань у зоряних атмосферах застосовують поряд з моделюванням інверсний підхід, що дає змогу отримувати напівемпіричні моделі обстежуваних об'єктів. Інверсні методи успішно використовували, досліджуючи коливання в сонячних плямах, магнетних трубках [8,9], вивчаючи фотосферні коливання Сонця [10,11]. У праці [10] за спостереженнями сонячної поверхні $5'' \times 5''$ в лінії калію $\lambda 7699$ Å досліджували 5-хвилинні осциляції температури і швидкості; показано, що коливання температури переважно когерентні, а амплітуда цих коливань різко зменшується від 130 K при $\log \tau \sim 0.6$ до 20 K для $-1.5 < \log \tau < 0$ і знову зростає до 90 K у верхніх шарах. У наступній праці цієї ж групи вчених [11] показано, що фотосферні шари під час коливань рухаються вгору та вниз як одне ціле; дослідження в супутній системі відліку виявляють у коливаннях температури два вузли, де фаза різко міняється на 180° , тоді як амплітуда коливань швидкості росте з геометричною висотою, а їхня фаза приблизно стала. Оскільки спостережувана ділянка незначна, то одержані результати можуть відображати також локальні властивості осциляцій.

Вивчаючи глобальні коливання, потрібно проводити обсервування якомога більшої поверхні. А результати спостережень у неперервному спектрі не залежать ні від поля швидкостей в атмосфері, ні від обертання зорі.

У [12] розглянуто вплив конвекції на глобальні осциляції в межах періодичної двопотокової моделі га-

рячих (висхідних) і холодних (нисхідних) потоків; показано, що, внаслідок деформації хвильових фронтів горизонтальною структурою, виникають високочастотні моди з більш-менш горизонтальним поширенням, накладання яких приводить до просторової модуляції коливань. Модуляцією хвиль конвективною структурою атмосфери можна пояснити відмінність локальних коливань над гранулами і міжгранулами [13, 14]. Як бачимо, дослідження поширення хвиль шляхом моделювання вказують на вагомий вплив грануляційної структури на поширення як локальних, так і глобальних коливань у сонячній атмосфері. В реальних умовах сонячної грануляції важко при моделюванні врахувати всі фактори та особливості поширення хвиль, а тому цікавими є результати дослідження осциляцій Сонця інверсними методами з використанням даних спостережень.

Вивчення глобальних фотосферних коливань Сонця дає відповідь на питання про природу п'ятихвилинних осциляцій, механізми їх збудження; вивчення температурних варіацій у фотосфері Сонця тісно пов'язане з проблемою варіацій глобальних характеристик Сонця — його світності та радіуса.

У нашій праці досліджено глобальні коливання інтенсивності випромінювання шляхом розв'язку інверсної задачі переносу неперервного випромінювання в різних спектральних діапазонах з використанням тихонівських стабілізаторів, що суттєво підвищує достовірність отриманих результатів. На основі високоточних даних з космічних апаратів про інтенсивність випромінювання Сонця як зорі ми намагались відтворити невеликі зміни в незбуреній фотосфері Сонця, що породжують спостережувані флюктуації інтенсивності. Такий підхід дає розподіл флюктуацій за висотою та часом, що дає змогу розкрити природу й особливості глобальних коливань яскравості Сонця, визначити вплив грануляції на глобальні варіації випромінювання Сонця.

II. ОСНОВИ МЕТОДУ

Атмосферу зорі будемо розглядати як однорідну в межах плоскої геометрії. В атмосфері відбуваються незначні збурення густини, тиску та температури, які пов'язані між собою рівнянням газового стану:

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{\delta p}{p} - \frac{\delta T}{T}.$$

Під впливом цих збурень газ починає рухатись (швидкість руху газу вважаємо малою), а саме збурення також поширюється з відповідною швидкістю. Така модуляція термодинамічних параметрів середовища відображається на інтенсивності випромінювання, що проходить через атмосферу. Внаслідок чого виникають мізерні флюктуації випромінювання, розшифрування яких дає змогу отримати інформацію про локальні та глобальні процеси в атмосфері зорі.

Збурення в атмосфері Сонця виразимо через збурення температури, концентрації електронів й атомів водню. Якщо \mathbf{x} — вектор, що задає стратифікацію параметрів по глибині атмосфери, а $\delta \mathbf{x}$ описує їх варіації, то рівняння переносу для варіації випромінювання має вигляд [15]:

$$\frac{d\delta I}{d\tau} = \delta I - \delta S^{ef},$$

де: $\delta S^{ef} = S \frac{\delta \eta}{\eta} - I \frac{\delta \chi}{\chi}$. Оскільки $S = \frac{\eta}{\chi} = B$, то

$$\delta S^{ef} = \delta B + \frac{(B - I)}{\chi} \delta \chi.$$

Якщо відомі варіації параметрів середовища, то легко шляхом розв'язку рівняння переносу (методом коротких характеристик) отримати варіації випромінювання на поверхні зорі.

Крім цього, $B = B(T)$, а $\chi = \chi(T, n_e, n_H)$ — оскільки мова йтиме про неперервне випромінювання. Отже, $\delta B = B'_T \delta T$, а $\delta \chi = \chi'_T \delta T + \chi'_{n_e} \delta n_e + \chi'_{n_H} \delta n_H$.

Надалі врахуємо, що $\partial \chi / \partial n_H = \chi / n_H$, а концентрація електронів визначається зі співвідношення Саха: $n_e = n_H \cdot f(T, n_e)$, де функція f враховує внесок від основних донорів електронів та від'ємного йона водню (акцептора); отже:

$$\delta n_e = f \delta n_H + n_H f'_H \delta T + n_H f'_{n_e} \delta n_e. \quad (1)$$

Як бачимо, варіацію δS^{ef} можна виразити через варіації двох незалежних параметрів: температури та концентрації атомів водню. Оскільки в нашій задачі ми маємо справу з незначною кількістю вхідних даних, то слід розглянути можливість використання деяких наближень, що дозволяють звести задачу до варіацій тільки одного параметра. Розгляньмо їх по черзі:

1. Адіабатичне наближення (ізоентропійний процес): час релаксації для температурних флюктуацій більший за півперіод коливань. У такому разі з рівняння адіабати отримуємо:

$$\frac{\delta T}{T} = (\gamma - 1) \frac{\delta n_H}{n_H}, \quad (2)$$

де γ — показник адіабати, $\gamma \approx 5/3$; при розрахунках стратифікацію γ брали з моделі HSRA [16]. Для δn_e та δn_e із (1,2) одержуємо вирази:

$$\delta n_H = \frac{n_H}{T} \frac{\delta T}{\gamma - 1},$$

$$\delta n_e = \frac{f'_T + \frac{f}{T(\gamma-1)}}{1 - n_H f'_{n_e}} n_H \delta T.$$

Отже,

$$\delta S^{ef} = \left[B'_T + \frac{(B-I)}{\chi} \left(\chi'_T + \chi'_{n_e} \left(\frac{f'_T + \frac{f}{T(\gamma-1)}}{1 - n_H f'_{n_e}} \right) n_H + \frac{\chi}{(\gamma-1)T} \right) \right] \delta T.$$

2. Неадіабатичне наближення. Ми розглянемо три випадки:

а) $\delta p/p \approx 0$: при $v \ll v_s$ тиск, незбурене значення якого визначається вагою верхніх шарів атмосфери, при збуреннях середовища встигає вирівнятися за час, менший від півперіоду (така ситуація реалізується також при русі конвективних елементів, коли тиск усередині конвективної чарунки визначається тиском іззовні). Беручи до уваги, що $p = nkT$, отримуємо: $\delta n/n = -\delta T/T$, де $n = n_e + an_H$, множник a враховує наявність інших, крім водню, елементів.

Отже,

$$\frac{\delta n_e}{an_H} + \frac{\delta n_H}{n_H} = -\frac{\delta T}{T}. \quad (3)$$

Урахувавши співвідношення (1,3), можна виразити варіації δn_H та δn_e через зміну температури.

Таким чином,

$$\delta S^{ef} = \left[B'_T + \frac{B-I}{\chi} \left(\chi'_T + U_4 \chi'_{n_e} + U_3 \frac{\chi}{n_H} \right) \right] \delta T,$$

де:

$$U_3 = - \left(1 + \frac{U_2 \cdot T}{a} \right) / \left(1 + \frac{U_1}{a} \right) \cdot n_H,$$

$$U_4 = U_1 \cdot U_3 + n_H \cdot U_2,$$

$$U_1 = f/(1 - n_H \cdot f'_{n_e}),$$

$$U_2 = f'_T/(1 - n_H f'_{n_e});$$

б) $\delta \rho/\rho = 0$ — стисканням газу нехтуємо. Таке наближення виконується, коли швидкість руху речовини значно менша від звукової швидкості.

Із рівняння газового стану випливає: $\delta p/p = \delta T/T$, звідси одержимо: $\delta n_H/n_H = 0$. А отже, врахувавши (1), отримуємо:

$$\delta S^{ef} = \left[B'_T + \frac{B-I}{\chi} \left(\chi'_T + \chi'_{n_e} \frac{n_H f'_T}{1 - n_H f'_{n_e}} \right) \right] \delta T;$$

в) час релаксації системи набагато менший за півперіод коливань, у такому разі $\delta T/T \approx 0$, отже

$\delta \rho/\rho = \delta p/p$ — флюктуації випромінювання визначаються тільки стиском речовини. Таким чином:

$$\delta S^{ef} = \frac{(B-I)}{\chi} \left(\frac{\chi}{n_H} + \frac{f}{1 - n_H \cdot f'_{n_e}} \right) \delta n_H$$

Як бачимо, адіабатичне та неадіабатичні наближення (а,б) дають якісно подібні результати.

Використавши метод коротких характеристик для формального розв'язку рівняння переносу [15], отримуємо співвідношення для варіації інтенсивності на поверхні зорі:

$$\delta I_{1,i} = \sum_{n=1}^N R_{n,i} \delta x_n,$$

де $R_{n,i}$ — функції відгуку до параметра x на n -ій глибині при $\lambda = \lambda_i$, причому:

$$R_{n,i} = \partial S_n^{ef} / \partial x_n (a_n \exp(-\tau_{n,1}) + b_n \exp(-\tau_{n-1,1})),$$

коефіцієнти a_n, b_n — визначаються оптичними глибинами між точками $n+1$ та n атмосфери, $\tau_{n,1}$ — оптична глибина між точкою n та поверхнею зорі.

Уведені функції відгуку дають зв'язок між варіаціями інтенсивності випромінювання на поверхні зорі та варіаціями параметрів газового середовища; вони суттєво спрощують розв'язування інверсної задачі.

Записані співвідношення показують інтенсивність випромінювання для заданого положення на диску Сонця, що дає змогу отримати потік випромінювання зі всього диска F_ν (чи його флюктуацію ΔF_ν).

Для знаходження потоку видимої поверхню Сонця ($S = \pi R^2$) розіб'ємо на N концентричних ділянок однакової площі $\Delta S = \pi R^2/N$. У результаті одержуємо систему концентричних кілець із радіусами $R_n = R\sqrt{\frac{n}{N}}$, причому радіус середини n -ділянки

$$r_n = \frac{R_n + R_{n+1}}{2} = \frac{R}{2} \left(\frac{\sqrt{n} + \sqrt{n+1}}{\sqrt{N}} \right).$$

Якщо θ — кут, що задає положення на диску Сонця, то

$$\sin \theta_n = \frac{r_n}{R} = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{n} + \sqrt{n+1}}{\sqrt{N}}.$$

Отже,

$$\mu_n = \cos \theta_n = \sqrt{1 - \frac{1}{4} \frac{(\sqrt{n} + \sqrt{n+1})^2}{N}}.$$

Як бачимо, $\mu_1 \approx 1$, а при $N = 10$, наприклад, $\mu_{10} \approx 0.2$. Отже, для відносної флюктуації випромінювання, що йде до спостерігача зі всієї поверхні зорі (підсумовуємо за всіма вибраними зонами), маємо:

$$\Delta f = \sum_n \Delta F_n / \sum_n F_n.$$

Збурення параметрів моделі ΔT (чи Δn_H та ΔT) вибиратимемо так, щоб теоретичні потоки в різних спектральних діапазонах найліпше збігалися зі спостережуваними. Однак, ми будемо розглядати відносні флюктуації $\Delta f = \Delta F/F$, оскільки в такому разі відповідає потреба в абсолютних вимірюваннях й у випадку наземних спостережень виключається вплив атмосфери Землі.

Для оцінки близькості теоретичних та спостережуваних потоків уведемо цільову функцію:

$$\chi^2 = \chi_0^2 + \alpha S = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M (\Delta f_i^{\text{obs}} - \Delta f_i)^2 / \sigma_i^2 + \alpha S(\Delta \mathbf{x}),$$

де: M — число спектральних діапазонів, σ_i — деякі вагові множники, Δf_i^{obs} — спостережувані відносні флюктуації, S — стабілізатор, α — регулювальний множник. Стабілізатор виберемо з умови, що зміну збурення параметра $\Delta \mathbf{x}$ з висотою можна описати поліномом n — порядку, тобто $S(\Delta \mathbf{x}) = \Delta \mathbf{x}^T \mathbf{H} \Delta \mathbf{x}$, матриця \mathbf{H} задає порядок полінома; вибраний у такий спосіб стабілізатор дає змогу отримувати розв'язки з класу гладких функцій.

Варіації параметрів шукатимемо зі співвідношення, отриманого шляхом лінеаризації цільової функції:

$$\delta \mathbf{x} = -\frac{\nabla \chi_0^2 + 2\alpha \Delta \mathbf{x}_0}{\mathbf{D} + 2\alpha \mathbf{H}},$$

де: \mathbf{D} — матриця Гессе; вона визначається похідними другого порядку від χ^2 ; для знаходження перших та других похідних від цільової функції використовуємо описані вище функції відгуку.

Знайшовши $\delta \mathbf{x}$, уточнюємо збурення: $\Delta \mathbf{x} = \Delta \mathbf{x}_0 + \delta \mathbf{x}$, за новими $\Delta \mathbf{x}$ обчислюємо Δf (шляхом розв'язку рівняння переносу для варіації випромінювання), а потім знову $\delta \mathbf{x}$ і $\Delta \mathbf{x}$, поки не виконуватиметься умова збіжності ітераційної процедури.

III. ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

У цьому дослідженні ми зробили обробку зі спектрофотометра VIRGO(SPM), розміщеного на космічній обсерваторії SOHO (<http://sohodata.nascom.nasa.gov>). Він має три спектральні діапазони: 802 нм, 500 нм та 402 нм, точність вимірювань 10^{-6} від повної інтенсивності випромінювання Сонця, часова дискретність відліку інтенсивності 60 с, просторове розділення відсутнє.

Непрозорість атмосфери Сонця в континуумі сильно залежить (поряд з іншими чинниками) від довжини хвилі випромінювання. Так, поблизу $\lambda \approx 400$ нм

існує мінімум коефіцієнта поглинання, в інфрачервоній ділянці непрозорість досягає максимуму біля $\lambda \approx 1000$ нм, далі зменшується до мінімуму ($\lambda \approx 1600$ нм) сумірного за величиною, як при $\lambda \approx 400$ нм, а потім знову збільшується. Отже, різні спектральні діапазони утворюються на різних глибинах. А оскільки ми спостерігаємо інтенсивність і на краю диска Сонця, то ділянка фотосферних шарів, у яких утворюється спостережуване випромінювання, значно розширена в бік вищих шарів.

Відтворення збурень параметрів моделі виконано в межах моделі спокійної атмосфери Сонця VAL [17]. При розрахунку коефіцієнта поглинання враховано внесок металів в ультрафіолетовій ділянці (пакет ORASITU Н. Г. Шукіної).

Чутливість неперервного випромінювання в різних спектральних діапазонах до температури на різних глибинах у фотосфері Сонця описують функції відгуку, які показано на рис. 1 (функції відгуку усереднені по всьому диску і подані у відносних одиницях). Найчутливіше до температури випромінювання в УФ-ділянці, зі збільшенням довжини хвилі чутливість падає; в ІЧ-ділянці контраст випромінювання відображає контраст температури: справді, при $h\nu/kT \ll 1, \Delta I/I \approx \Delta B/B \approx \Delta T/T$, тоді як в УФ $\Delta B/B \gg \Delta T/T$.

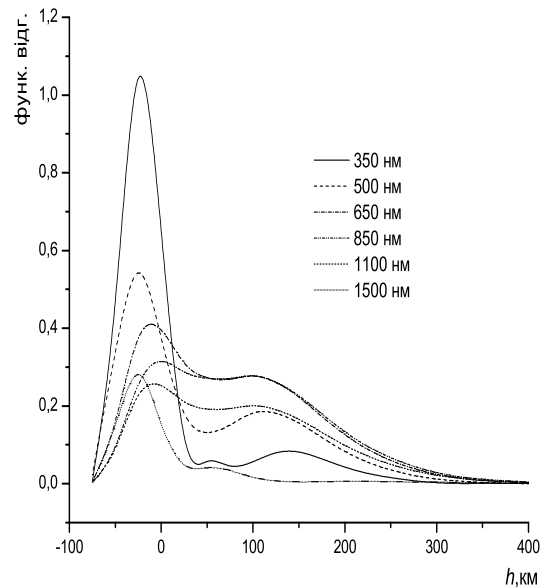


Рис. 1. Функції відгуку для потоку випромінювання Сонця в різних спектральних діапазонах.

Неперервне випромінювання досліджуваних діапазонів зароджується в шарах $0 \div 200$ км згідно з функціями внеску в емісію, тоді як функції відгуку чутливі до температури в шарах від -75 км до 250 км. Максимум чутливості припадає на атмосферні шари, де $\tau_{500} \approx 1$; другий (менший) максимум чутливості зумовлений спостережуваними шарами на краю диска Сонця. Як бачимо, функції відгуку в УФ- та в ІЧ-

ділянках ($\lambda \approx 1500$ нм) чутливі до температури в нижніх шарах фотосфери, тоді як спостереження в червоній ділянці та ділянці ≈ 1000 нм дають змогу відтворювати температуру в середній фотосфері. Оскільки максимуми отриманих функцій відгуку зміщені один стосовно другого й самі функції по-різному чутливі до температури на різних глибинах, то використання їх в інверсних задачах дає змогу відтворювати флюктуації температури у фотосферних шарах атмосфери: -75 км \div 250 км. У наших дослідженнях ми застосовуємо тихонівські стабілізатори, а тому ділянка відтворюваних глибин буде дещо ширшою.

Перше запитання, яке виникає при аналізі отриманих інверсним кодом результатів, — наскільки можна довіряти розробленому підходу (в ліпшому разі) і чи можна довіряти взагалі (у гіршому). Для перевірки роботи інверсного коду ми розглянули монохроматичну біжучу хвилю температури, що поширюється в фотосфері Сонця; за збуреннями температури ми отримали варіації неперервного випромінювання в заданих спектральних діапазонах. Подаючи отримані варіації випромінювання на вхід інверсного коду, ми отримали варіації температури, що дозволило зробити оцінку похибки відтворення на різних висотах. Оскільки неперервне випромінювання, що йде від диска Сонця, зароджується в шарах від -75 км до 200 км, ми дослідили збурення саме цих шарів. На рис. 2а показано відтворену біжучу хвилю в різні моменти часу (амплітуда коливань дорівнює 2), а на рис. 2б — середню відносну похибку відтворення на різних глибинах. Слід відзначити зростання похибки на краях відтворюваного інтервалу — похибка перевищує 10%, тоді як у середині цього інтервалу вона становить лише декілька процентів. Для стоячої хвилі картина аналогічна.

Згідно з [18] максимум флюктуацій випромінювання Сонця, породжених звуковими хвилями, припадає на частоту, що відповідає 5-хвилинним коливанням. Для дослідження саме цих коливань ми пропустили часові ряди даних через фільтр Ланцоша [19] із загостреною характеристикою (фільтр — нерекурсивний і симетричний; фазових зсувів не робить), вирізавши в такий посіб низькі та високі частоти, за винятком ділянки періодів від трьох до десяти хвилин. Виділені так спостережувані відносні флюктуації потоків наведено на рис. 3 (суцільні лінії), точками зображено теоретичні коливання, які породжені відтвореними флюктуаціями температури (адіабатичне наближення). Щоб уникнути накладання коливань різних спектральних діапазонів, залежності зміщені на одиницю одна щодо іншої. Як бачимо, теоретичні коливання випромінювання збігаються зі спостережуваними, що свідчить про можливість відтворювати флюктуації середовища, у якому зароджується спостережуване випромінювання, правда, за умови, що ми правильно враховуємо властивості цього середовища та механізми утворення випромінювання. Слід звернути увагу на те, що коливання в різних спектральних діапазонах відбуваються не завжди синфазно одне стосовно одного.

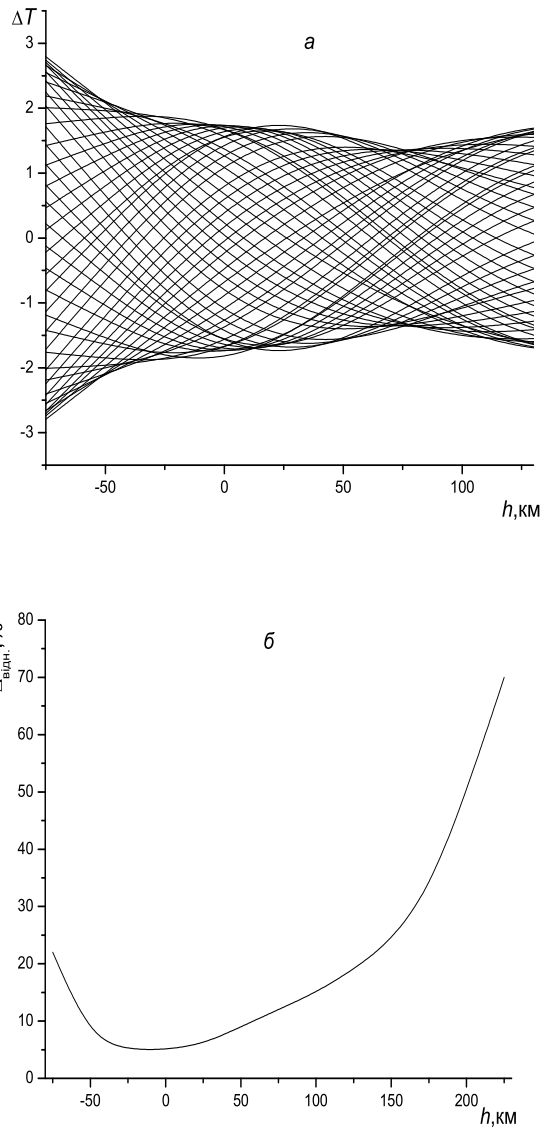


Рис. 2. Результати тестування розробленого інверсного коду: а — відтворена біжуча хвиля температури; б — відносна похибка відтворення на різних висотах.

Відтворені флюктуації температури показано на рис. 4; коливання, яким відповідають різні моменти часу, накладені одне на одне і, в результаті, отримуємо глобальну стоячу хвилю у фотосфері Сонця (у нашому математичному апараті коливання не закладені). Амплітуда коливань зростає у верхніх шарах. На фотосферні шари припадає два вузли ($h \approx -40$ км, $h \approx 110$ км) та одна пучність при $h \approx 30$ км. У вузлах фаза коливань міняється на π . За рахунок похибок відтворення виникає розмивання положення вузлів; згадане розмивання може бути зумовлене також коливаннями інших мод. Оскільки похибка відтворення у вищих шарах зростає, ми не можемо визначити положення другої пучності. Але ясно одне — коливання яскравості Сонця породжені глобальними стоячими хвилями в його фотосфері.

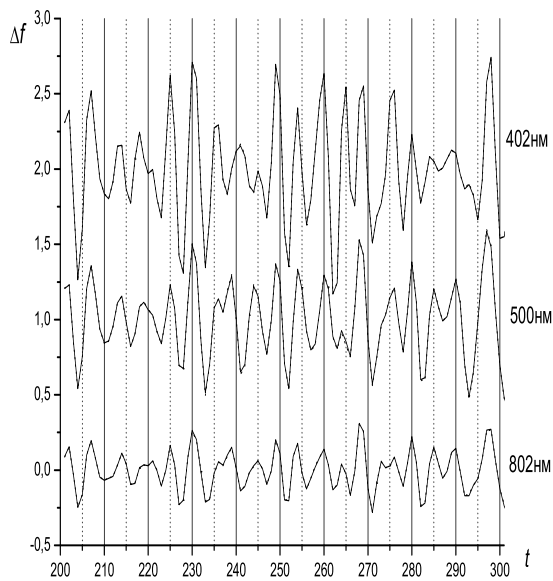


Рис. 3. Спостережувані та відтворені осциляції випромінювання Сонця в трьох спектральних діапазонах.

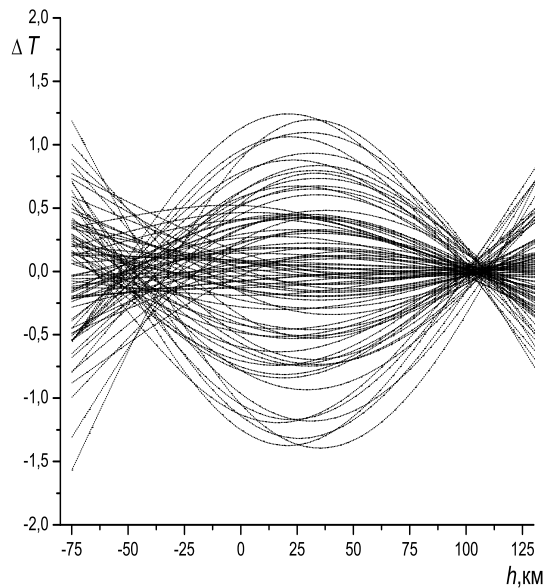


Рис. 4. Відтворені глобальні коливання температури в фотосфері Сонця (адіабатичне наближення).

Такі коливання є модами, що виникають при поширенні глобальних p -мод з малими l через неоднорідну (грануляція) атмосферу Сонця. Справді, при поширенні p -мод з малими l через сонячну грануляцію відбувається деформація хвильових фронтів; причому при проходженні вгору розсіяння хвиль на температурних неоднорідностях підсилюється полем конвективних швидкостей [12], у результаті чого розсіяні хвилі сильно відхиляються від вертикального на-

прямку поширення (зі збільшенням відхилення від вертикального напрямку поширення вплив конвективних потоків зменшується) і захоплюються відповідним фотосферним шаром — звуковим резонатором. Захоплені коливання поширюються майже горизонтально. Верхня границя резонатора визначається частотою зрізу (але треба враховувати тунельний ефект при поширенні хвиль), нижня — точкою повороту. На нижній та верхній границях відбувається відбивання хвиль усередину резонатора, що приводить до утворення (через накладання хвиль, що поширюються в протилежні боки) стоячих хвиль. Унаслідок цього виникають глобальні радіальні коливання газових мас фотосфери Сонця. Коливання яскравості є незагасними, їхня енергія поповнюється за рахунок розсіяння глобальних p -мод на конвективній структурі атмосфери.

Очевидно, найбільший вплив конвективні потоки мають на моди, що поширюються вертикально ($l = 0$), а горизонтальна складова конвективних потоків впливає на нерадіальні моди, які мають похилий напрям поширення. Ми нічого не можемо сказати про частку нерозсіяних коливань, просторова динаміка яких охоплює більші масштаби, а отже, відповідні дослідження вимагають значно ширших інтервалів глибин.

Нагадаємо, що вивчення фотосферних коливань у лінії К I також указують на наявність вузлів у коливаннях температури. Автори ж робіт [6, 7] вважають, що фотосферні п'ятихвилинні коливання є переважно глобальними і, найімовірніше, нечутливими до локальної тонкої структури. Зазначимо, що різке збільшення амплітуди коливань у нижніх шарах, згідно з [6], (130 К при $\log \tau = 0.6$) породжено радше “самозбудженням” інверсного коду, так що більш-менш достовірною амплітуду коливань у нижній фотосфері порядку 20 К, а в нашому випадку менша і становить приблизно 1.5 К, оскільки використано дані спостережень усього диска Сонця. Згідно з [4], спостережуваним варіаціям інтенсивності випромінювання відповідають коливання температури ± 3 К.

Розрахунок флюктуацій у неадіабатичному наближенні (а,б) дає подібні результати, правда, зменшується зростання амплітуди коливань температури у верхніх фотосферних шарах.

Серед глобальних п'ятихвилинних осциляцій біжучі хвилі, що підігрівають хромосферу, в нашому дослідженні не відслідковуються.

Таким чином, п'ятихвилинні осциляції потоку випромінювання Сонця зумовлені стоячими хвилями, які виникають при накладанні захоплених звуковим резонатором коливань хвиль. Відзначимо, накінець, що при відтворенні збурень температури ми враховували варіації непрозорості (непрозорість залежить, зокрема, від температури, концентрації електронів та атомів водню), які приводять до зміщення ділянки утворення випромінювання.

Надалі ми плануємо використати результати спостережень з більшою кількістю спектральних діапазонів та спостереження в лініях, що дають змогу від-

творити картину коливань у вищих шарах атмосфери Сонця.

IV. ВИСНОВКИ

1. Розроблено методику і програмне забезпечення дослідження глобальних фотосферних коливань Сонця за результатами спостережень флюктуацій потоку неперервного випромінювання в різних спектральних діапазонах шляхом розв'язку інверсної задачі переносу випромінювання з використанням тихонівських стабілізаторів.

2. Потік неперервного випромінювання Сонця в УФ ($\lambda \approx 400$ нм) та ГЧ ($\lambda \approx 1500$ нм) спектральних діапазонах чутливий до температури нижньої фотосфери, тоді як потік у червоному та ГЧ-діапазоні $\lambda \approx 1000$ нм чутливий до температури середньої фотосфери.

3. Отримано розподіл флюктуацій температури за висотою для глобальних п'ятихвилинних коливань інтенсивності випромінювання. Визначено положення вузлів та пучностей таких коливань.

4. Показано, що глобальні п'ятихвилинні осциляції випромінювання Сонця породжуються стоячими хвилями, захопленими звуковим фотосферним резонатором.

-
- [1] И. Н. Атрощенко, А. С. Гадун, С. И. Гопасюк и др. Отв. ред. Э. А. Гуртовенко, *Вариации глобальных характеристик Солнца* (Наукова думка, Киев, 1991).
- [2] J. R. Hickey, F. Griffin, H. Jacobowitz *et al.*, *Science* **208**, 281 (1980).
- [3] R. C. Willson, *Space Sci. Rev.* **38**, 203 (1984).
- [4] M. Woodard, H. Hudson, *Solar Phys.* **82**, 27 (1983).
- [5] E. V. Khomenko, R. I. Kostik, N. G. Shchukina, *Astron. Astrophys.* **369**, 660 (2001).
- [6] N. M. Hoekzema, P. N. Brandt, R. J. Rutten, *Astron. Astrophys.* **333**, 322 (1998).
- [7] N. M. Hoekzema, R. J. Rutten, P. N. Brandt, R. A. Shine, *Astron. Astrophys.* **329**, 276 (1998).
- [8] L. R. Bellot Rubio, B. Ruiz Cobo, I. Rodriguez Hidalgo, *Astrophys. J.* **534**, 989 (2000).
- [9] L. R. Bellot Rubio, B. Ruiz Cobo, M. Collados, *Astrophys. J.* **535**, 475 (2000).
- [10] B. Ruiz Cobo, I. Rodriguez Hidalgo, M. Collados, *Astrophys. J.* **488**, 462 (1997).
- [11] I. Rodriguez Hidalgo, B. Ruiz Cobo, M. Collados, *Astrophys. J.* **547**, 491 (2001).
- [12] Y. D. Zhugzhda, M. Stix, *Astron. Astrophys.* **291**, 310 (1994).
- [13] M. Stix, *Solar Phys.* **196**, 19 (2000).
- [14] R. Kostik, N. Shchukina, E. Khomenko, *Magnetic Fields and Solar Processes* **448**, 319 (2000).
- [15] М. І. Стоділка. *Журн. фіз. досл.* **6**, 437 (2002).
- [16] O. Gingerich, R. Noyes, W. Kalkofen, J. Cuny, *Solar Phys.* **18**, 347 (1971).
- [17] J. Vernazza, F. Avrett, R. Loeser, *Astrophys. J.: Suppl. Ser.* **45**, 635 (1981).
- [18] Р. И. Костык, Н. Г. Щукина. *Кинем. физ. небесн. тел* **15**, 25 (1999).
- [19] Р. В. Хемминг, *Цифровые фильтры* (Советское радио, Москва, 1980).

THE APPLICATION OF INVERSE METHODS FOR THE INVESTIGATION OF SOLAR BRIGHTNESS OSCILLATIONS

M. Stodilka

*Ivan Franko National University of Lviv, Astronomical Observatory
8 Kyrylo and Mephodij St., Lviv, UA-79005, Ukraine*

The investigation of the solar and stars flux radiation enables to study global fluctuations in their atmospheres. The paper deals with the development of a technique and solution the inverse problem (using Tikhonov stabilizers) for global oscillations of the sun continuum radiation in different spectral regions. Distribution of the temperature fluctuations in the solar photosphere with respect to height was obtained from the SOHO observational results using VIRGO (SPM) device. Global fluctuations of the solar radiation have been revealed to be due to standing waves in the solar photosphere resonance cavity.