

ВЛАСТИВОСТІ ХВИЛЬОВИХ ПАКЕТІВ ВНУТРІШНІХ ХВИЛЬ ГРАВІТАЦІЇ В АТМОСФЕРІ СОНЦЯ

Марія КОВАЛЬЧУК, Мирослав СТОДІЛКА, Марія ГІРНЯК

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

Редакція отримала статтю 22 лютого 2013 р.

За високоточними даними спостережень сонячної грануляції відтворені просторово-часові варіації збурення тиску в фотосфері Сонця. У результаті відповідної фільтрації отримані квазіперіодичні в просторі й часі хвильові пакети, які за своїми властивостями і поведінкою відповідають внутрішнім хвилям гравітації. Швидкість їх розповсюдження є дозвуковою, причому фазова швидкість перпендикулярна до групової, а їхні z -проекції мають протилежні знаки.

1. ВСТУП

Визначальною рисою сучасної фізики Сонця є наявність спостережень з високим спектральним, просторовим і часовим розділенням. Ці спостереження свідчать про винятково неоднорідну структуру атмосфери Сонця, що постійно змінюється з часом. Вивчення на різних просторових і часових масштабах її структури і динаміки, яка визначається конвективними та коливними рухами – це один з важливих напрямків сучасної астрофізики.

В умовах фотосфери Сонця поширюються акустичні хвилі та внутрішні хвилі гравітації. За внутрішні хвилі гравітації (ВХГ) відповідають коливання з довгими періодами, тобто вони з'являються в області низьких частот і середніх просторових масштабів. З ростом частот і збільшенням просторових масштабів виникають акустичні коливання, які досягають зовнішніх шарів сонячної атмосфери.

Хоча наявність ВХГ трудно виявити прямими спостереженнями в сонячній атмосфері, попередні результати їх існування підтверджено експериментально – за даними позаатмосферних приладів: MDI/SOHO, CONG, TRACE. Однак, до цього часу слабо досліджена сама структура хвиль гравітації, не в'яяснена роль ВХГ у формуванні атмосферних шарів Сонця, не визначено локалізації джерел, які збуджують хвилі гравітації.

2. ПРЕДМЕТ І МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕНЬ

У даній роботі за результатами спостережень в лінії FeI $\lambda 639.360$ нм із високим просторовим і часовим розділенням проведено дослідження ВХГ, що знаходяться на частотній шкалі поряд з акустичними хвилями.

Шляхом розв'язку інверсної задачі нерівноважного переносу випромінювання за профілями лінії нейтрального заліза $\lambda 639.360$ нм, отриманими Шукіною Н.Г. [4], для центра диска спокійного Сонця на телескопі VTT (о. Тенеріфе, Іспанія) з високим розділенням ($\Delta t = 10$ с, $\Delta X \approx 252$ км) були відтворені варіації термодинамічних і кінематичних параметрів – температура, густина, тиск, поле швидкостей (час спостереження становить 2.6 год.), довжина спостережуваної ділянки ≈ 64.4 Мм вздовж поверхні Сонця. Діапазон відтворених по лінії $\lambda 639.360$ нм FeI висот: $-25 \text{ км} \leq h \leq 525 \text{ км}$. Відомо, що результати відтворення інверсними методами залежать від початкових значень відтворених параметрів [2]. Більше того, інверсна задача належить до числа некоректних задач, оскільки існує певна множина розв'язків, що задовільняє деякому критерію, за яким отримують ці розв'язки. Тому ми вводимо процедуру регуляризації за допомогою тихонівських стабілізаторів. Цим забезпечується гладкість розв'язків і зменшуються їх осциляції.

Ми використовували тихонівські стабілізатори двох типів. Стабілізатор I-го типу використовується при відомому порядку полінома, що описує стратифікацію відтвореного параметра [7]. Якщо $X(Z)$ є поліномом n -го порядку, то його $(n + 1)$ похідна дорівнює нулю (стабілізатор n -го порядку). Для стабілізаторів першого типу використовуємо вираз:

$$S_1(X) = \int_0^Z [X^{n-1}(Z)]^2 dZ$$

Ці стабілізатори усувають фальшиві осциляції розв'язків і дають, таким чином, фізично реальні залежності.

Стабілізатори II-го типу накладають обмеження на розбаланс розв'язків:

$$S_2(X) = (X - \tilde{X})^T (X - \tilde{X}).$$

де T – символ транспонування; при цьому значно поліпшується збіжність ітераційної процедури.

Отже, при дослідженні ми скористались лінійною комбінацією двох тихонівських стабілізаторів:

$$d_1 S_1(X) + d_2 S_2(X),$$

де d_1 і d_2 – параметри регуляризації, які легко підбираються при наявності відповідного коду інверсної процедури; вони лежать в межах від 0 (без регуляризації) до 10.

Важливо відзначити ще один момент – при зменшенні числа відтворених параметрів моделі, достовірність відтворення суттєво покращується. Дійсно, бажано хоча б один з параметрів отримати іншим незалежним підходом. Зокрема, променеву швидкість можна відтворити з допомогою методу Λ -метра [1].

Більше того, у високих шарах атмосфери Сонця, де лінія не чутлива до варіацій середовища, стабілізатори додатково наближали відтворені стратифікації температури до відповідного розподілу температури для моделі спокійного Сонця. Ми використовували найбільш вживану модель VAL 80-C [8].

Спектральні особливості варіацій випромінювання Сонця дають можливість розділити їх на хвильову та конвективну складові [3], якими визначається структура сонячної фотосфери.

Для розділення різних типів рухів у сонячній атмосфері використовують багатомірний Фур'є-аналіз просторово-часової серії даних про інтенсивність, температуру або вертикальну складову швидкості. Так, $k - \omega$ фільтрацію даних використовують для виділення акустичних та гравітаційних мод коливань, а також конвективних рухів. У нашому дослідженні хвильові або чисто конвективні рухи також виділені з допомогою $k - \omega$ перетворення відтворених параметрів.

Оскільки фазова швидкість ВХГ менша від звукової, ми розглядаємо тільки такі збурення, фазова швидкість яких: $0 < V_{ph} < V_s$. Акустичні коливання та повільні конвективні рухи ($V < 0.2$ км/с) усунені шляхом $k - \omega$ фільтрації.

Однак, для виділення ВХГ недостатньо самої $k - \omega$ фільтрації, бо остання виокремлює перш за все дозвуковий фон, що представляє собою поєднання ВХГ і конвективних рухів. Внутрішні хвилі гравітації ми виділяли в декілька етапів:

- виділення рухів, фаза яких поширюється в нижні шари;
- фазова фільтрація: згідно з [6, 5] для хвиль гравітації фазові зсуви між вертикальною швидкістю руху речовини, температурою, густиною і тиском задовільняють певним співвідношенням; зокрема, фазовий зсув між густиною та тиском додатний, причому в верхніх шарах, де має місце адиабатичний режим коливань $\Delta\varphi_{\rho,p} \leq \pi/2$, тоді як у нижніх шарах, де значні ефекти радіаційного загасання, цей фазовий зсув зменшується. А на висотах, що прилягають до конвективно нестійких шарів, він різко зменшується до нуля. А тому ми виділяли тільки такі участки фур'є-образів густини та тиску, для яких $0 \leq \Delta\varphi_{\rho,p} \leq \pi/2$, решта були виключені;
- виділення хвиль, які поширюються вздовж одного напрямку по щілині спектрографа.

3. ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Після обробки всіх профілів лінії FeI $\lambda 639.360$ нм інверсною процедурою ми отримали дані про температуру, густина, тиск і поле швидкостей, що дозволило вивчати структуру та динаміку неоднорідної атмосфери Сонця.

Досить тривалий час спостережень дозволяє виконати відповідне дослідження в області як низьких 0.4-0.6 мГц частот (період коливання 30-40 хв.), так і середніх 0.8-1.7 мГц частот (період коливання 10-20 хв.). Нижче ми розглядаємо групи виділених хвиль гравітації у представленні варіацій тиску, бо самі збурення тиску визначають потік енергії, який переноситься цими хвилями.

Виділені нами відповідною фільтрацією структури хвиль гравітації для двох інтервалів частот приведені на рис.1, *a* і *б*; діапазон висот відтворення лежить в межах від -25 км ÷ 525 км, довжина ділянок на рисунках однакова – 27 Мм.

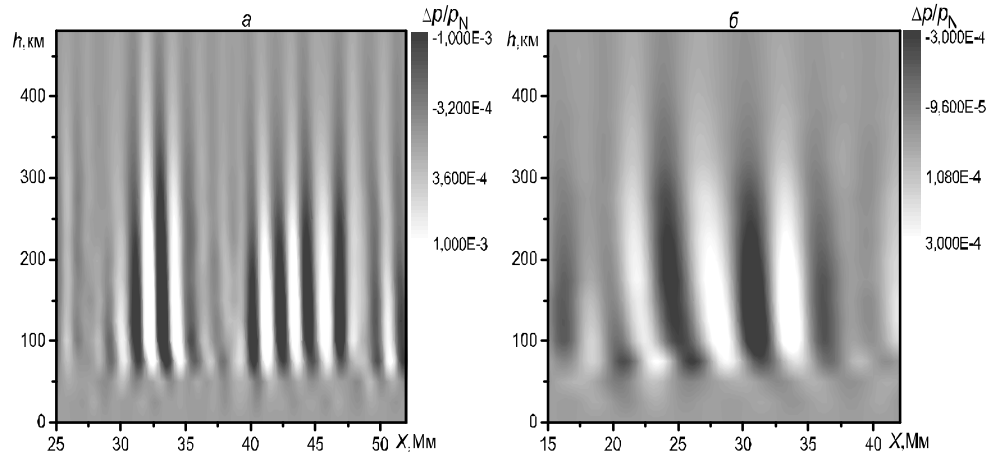


Рис. 1: Структура хвиль гравітації в представленні варіацій тиску: *a* – для частот 0.8-1.7 мГц, *б* – для частот 0.4-0.6 мГц.

Отримані хвилі розповсюджуються справа наліво вздовж осі X із швидкістю $2 \div 3.5$ км/с, тобто хвильові поверхні переміщуються в нижні шари ($V_{ph, X} < 0$), причому для більшої частоти (рис.1, *a*) хвильові поверхні майже не відхилені від вертикалі, що узгоджується з теоретичною залежністю кута між напрямом розповсюдження хвилі й віссю Z від частоти. В обох випадках хвильове збурення середовища, що згенероване поблизу початку області проникаючої конвекції, доходить до шарів температурного мінімуму.

Час, довжину розповсюдження хвиль, їх фазові швидкості оцінимо з просторово-часових розгорток варіацій тиску хвиль гравітації на фіксованих висотах. Як видно з рис.2, *a* і *б* довжини хвиль гравітації для двох інтервалів частот (або періодів) на висоті $h = 200$ км порядку грануляційних і мезогрануляційних масштабів.

Хвилі розповсюджуються в одному напрямку (вздовж щілини спектрографа), їхня швидкість обмежена швидкістю звуку: $V_{ph, X} = 0 \div V_s$. Час розповсюдження хвиль гравітації – до 80 хвилин (початок на $X = 58$ Мм для періодів $T = 10 \div 20$ хв.) і вдвічі більше ~ 157 хвилин (початок на $X = 18$ Мм для періодів $T = 30 \div 40$ хв.). Максимальна довжина проходження вздовж осі X порядку 5 Мм за час проходження хвиль для обох інтервалів періодів. Ці коливання малої амплітуди не можуть бути резонансними хвилями гравітації, оскільки в нашому дослідженні не спостерігаються хвилі гравітації, що розповсюджуються в нижні шари атмосфери.

Із цих же рис.2, *a* і *б* можна отримати інформацію про горизонтальну складову фазової швидкості як мінімальне значення $V_{ph, X}$. Виявляється, що мінімальний нахил фазових поверхонь зменшується із збільшенням періоду коливань хвиль гравітації. Це чітко видно при порівнянні рис.2, *a* і

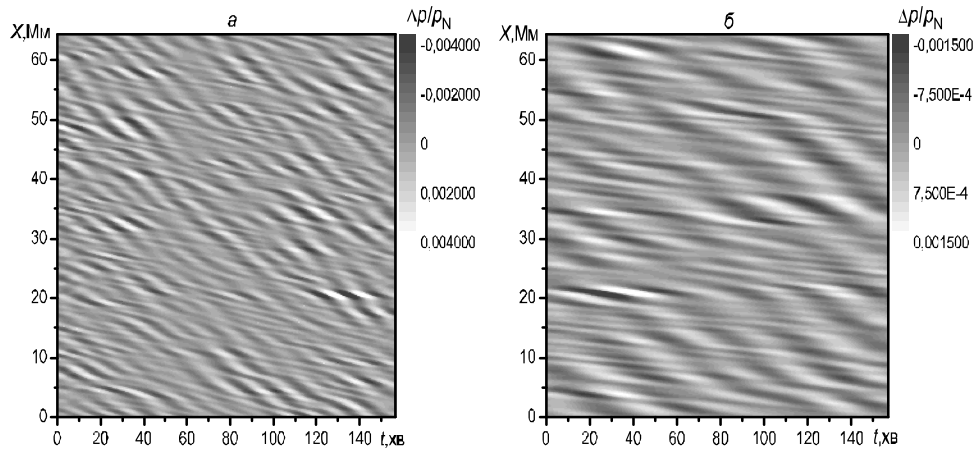


Рис. 2: Просторово-часові перетини варіацій тиску хвиль гравітації: *a* – $T = 10 \div 20$ хв; *б* – $T = 30 \div 40$ хв.

2, *б*. Отже, при зменшенні частоти горизонтальна проекція фазової швидкості зменшується.

Для тестування ВХГ ми використали ще дві їхні характеристики: ортогональність фазової і групової швидкостей і протилежність знаків їх z -проекцій. На рис.3 подано збурення тиску в чотири послідовні моменти часу (з інтервалом в 3.3 хв).

Локальне збільшення контрасту пропорційнальне збуренню тиску. Світлий тон відповідає додатнім збуренням, темний – від'ємним. Як видно з серії рис.3, області максимальної амплітуди хвильових пакетів (вони визначають групову швидкість) переміщуються у верхні шари фотосфери. У той же час самі фазові поверхні (вони визначають фазову швидкість) рухаються в сторону нижніх шарів. Із цього витікає, що фазова швидкість перпендикулярна до групової, а знаки їх z -проекцій є протилежними.

4. ВИСНОВКИ

Отже, відтворені просторово-часові варіації збурення тиску в фотосфері Сонця, які отримані нами з даних спостережень сонячної грануляції шляхом відповідної фільтрації, представляють квазіперіодичні в просторі і часі хвильові пакети. Ці пакети за своїми властивостями та поведінкою детектуються як ВХГ.

Фізичні умови в атмосфері Сонця сприяють породженню коливань з довгими періодами ($T > 5$ хвилин), тобто ВХГ виникають у низькочастотній області спектру. Довжини хвиль цих коливань співмірні з грануляційними і мезогрануляційними масштабами. Ці квазіперіодичні в часі і просторі структури розповсюджуються з дозвуківими швидкостями по похилих траекторіях, причому їх фазова швидкість перпендикулярна до групової, а їхні z -проекції мають протилежні знаки. Такі властивості хвильових пакетів відповідають внутрішнім хвилям гравітації.

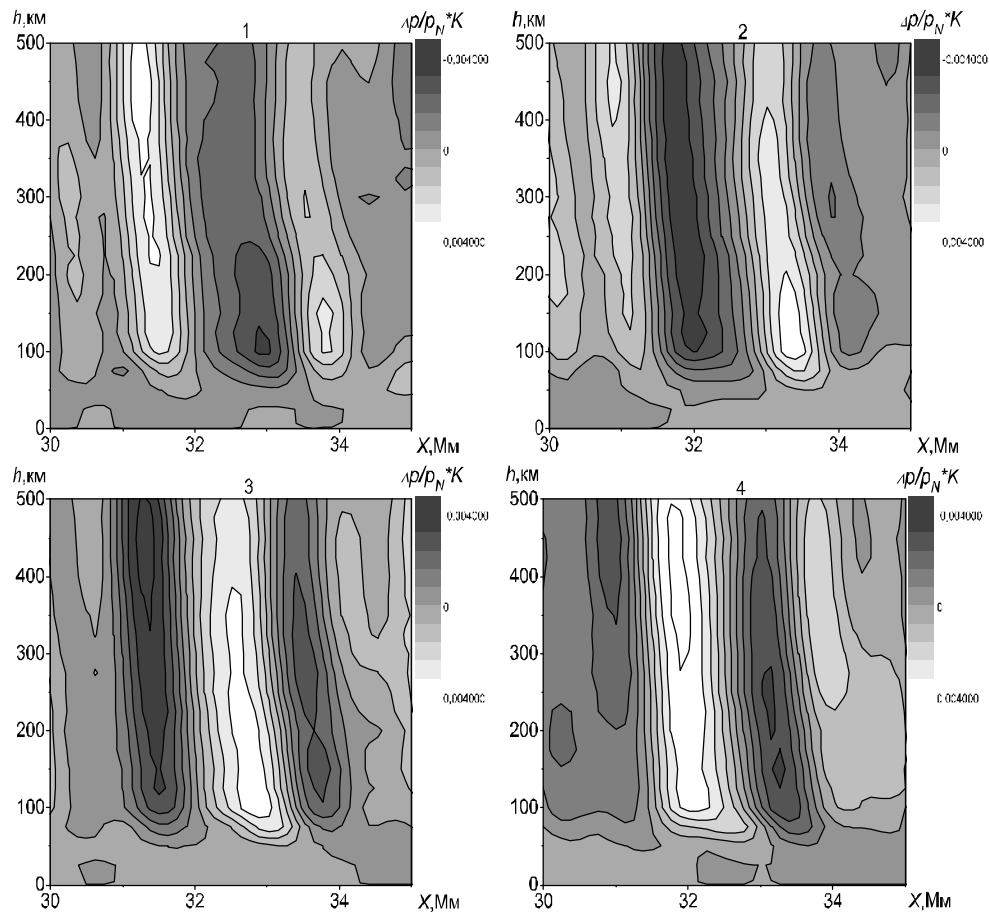


Рис. 3: Просторово-часові варіації тиску хвиль гравітації, $T = 10 \div 20$ хв, $\Delta t = 200$ с.

Література

- [1] Костык Р.И. Пятиминутные колебания и тонкая структура фотосферы Солнца. I. / Костык Р.И., Шукина Н.Г. // Кинематика и физика небесных тел. - 1999. - Т. 15. № 1. - P.25 - 37.
- [2] Borrero J.M. Two-component model of the solar photosphere from the inversion of spectral lines / Borrero J.M., Bellot Rubio L.R. // Astron. and Astrophys. - 2002. - V. 385. - N 3. - P. 1056-1072.
- [3] Khomenko E.V. Five-minute oscillations above granules and intergranular lanes / Khomenko E.V., Kostik R.I., Shchukina N.G. // Astron. and Astrophys. - 2001. - V. 369. - N 2. - P. 660-671.

- [4] Kostyk R.I., Shchukina N.G., Khomenko E.V. Fine structure of wave motions in the solar photosphere: Observations and theory // *AstrRep.* - 2006. - V. 50, N 7. - P. 588-600.
- [5] Mihalas B.W., Toomre J. Internal gravity waves in the solar atmosphere. I. - Adiabatic waves in the chromosphere // *Astrophys. J.* - 1981. - V.249, part 1. - P. 349-371.
- [6] Mihalas B.W., Toomre J. Internal gravity waves in the solar atmosphere. II. - Effects of radiative damping // *Astrophys. J.* - 1982. - V.263, part 1. - P. 386-408.
- [7] Press W.H. Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing / Press W.H., Teukolsky S., Vetterling W.T., Flannery B.P. // Cambridge: Univ.Press. - 1992. - P. 934.
- [8] Vernazza J.H. Structure of the solar chromosphere. III. - Models of the EUV brightness components of the quiet Sun / Vernazza J., Avrett E., Loeser R. // *Astrophys.J.Suppl.Series.* - 1981. - V. 45. - N 4. - P. 635-725.

PROPERTIES OF WAVE PACKETS OF INTERNAL GRAVITY WAVES IN THE SOLAR ATMOSPHERE

Maria KOVAL'CHUK, Myroslav STODILKA, Maria HIRNYAK

Astronomical observatory of Ivan Franko National University of L'viv,
8 Kyrylo and Mefodiy Street, L'viv, 79005, Ukraine

Using high-precision data of solar granulation observations we reproduced the spatial-time variations of pressure perturbations in the solar photosphere. Using suitable filtration we obtained wave packets quasiperiodic in space and time. According to their characteristics and behavior, they correspond to internal gravity waves. The speed of wave propagation is subsonic, and the phase velocity is perpendicular to the group velocity, and their z -projections have opposite signs.