

УДК 551.510; 533.93

Л. В. Козак¹, Р. І. Костик², О. К. Черемних³, А. С. Прохоренков¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

² Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

³ Інститут космічних досліджень Національної академії наук України
і Державного космічного агентства України, Київ

ПРОЯВИ ПРОЦЕСІВ САМООРГАНІЗАЦІЇ ПЛАЗМИ В АТМОСФЕРІ СОНЦЯ ТА НАВКОЛОЗЕМНОМУ ПРОСТОРИ

Проведено дослідження властивостей турбулентних процесів у плазмі сонячної фотосфери, сонячному вітрі та перехідних областях магнітосфери Землі. Для аналізу використані наземні спостереження флуктуацій конвективної складової швидкості в активних і спокійних областях сонячної фотосфери, отримані на 70-см німецькому вакуумному багнетовому телескопі VTT в Ізаньї (о. Тенериф, Іспанія), та супутникові виміри флуктуацій магнітного поля, отримані космічним апаратом СЗ місії «Кластер-2» (дані представлені з часовою дискретністю 22.5 Гц). Для визначення характеристик турбулентних процесів на різних масштабах проведено аналіз моментів функції розподілу флуктуацій швидкості та магнітного поля, спектральний розгляд та вейвлет-аналіз. Отримані залежності порівнювалися з наявними на сьогоднішні моделі як однорідних так і неоднорідних турбулентних процесів. Крім різних типів турбулентних процесів в проаналізованих областях відмічається можливість реалізації самоорганізованих магнітних плазмових структур в активних областях сонячної фотосфери та багатомасштабний характер динаміки магнітосфери. Магнітосфера веде себе як самоорганізована система з різними характерними масштабами. При цьому, за наявності різких стрибків параметрів в перехідних областях магнітосфери Землі спостерігається поява зворотних каскадних процесів.

Ключові слова: турбулентні процеси, перехідні області магнітосфери Землі, плазма сонячного вітру, зворотні каскадні процеси в магнітосфері Землі, самоорганізація магнітних плазмових структур.

ВСТУП

Всі об'єкти Сонячної системи пов'язані між собою процесами, відповідальними за перенесення маси, імпульсу і енергії від Сонця за допомогою сонячного вітру. Саме сонячний вітер є основним агентом, за допомогою якого активні процеси на Сонці впливають на стан навколоземного простору і магнітосфери Землі [10]. Дотепер плазмово-хвильові взаємодії розглядалися в основному в найпростіших однорідних середовищах з додаванням слабкої неоднорідності

у вигляді поправок або послідовних наближень. Досліджувати ж сильну неоднорідність вдавалося лише в окремих випадках. Так що розпочати нами роботи комплексного аналізу турбулентних процесів в атмосфері Сонця, плазмі сонячного вітру та перехідних областях магнітосфери є надзвичайно актуальними. При цьому сукупність нестационарних процесів на Сонці можна розглядати як когерентні плазмові процеси з ієрархічними масштабами, в яких відбуваються глобальні процеси перетворення енергії Сонця в енергію плазмових потоків і електромагнітного випромінювання [16].

Перші результати аналізу конвективних процесів в активних областях фотосфери Сонця

показали взаємозв'язок між середнім магнітним полем і спостережуваними великомасштабними магнітними структурами на Сонці [5]. Це може суттєво змінити уявлення про механізми самоорганізації в космічній плазмі, оскільки сучасна концепція середнього турбулентного магнітного поля Сонця, яка зазвичай використовується в теорії динамо, нічого не говорить про такі спостережувані структури, як факели, плями та ін. [9].

Однією з найважливіших проблем продовжує залишатися проблема розігріву сонячної корони. Серед передбачуваних механізмів нагрівання розглядається генерація і дисипація хвиль. Друга можливість пов'язана з дисипацією енергії у так званих мікро і наноспалахах. Основні питання, на які має дати відповідь теорія нагрівання, це питання вихідного джерела енергії, механізму трансформації цієї енергії в теплову енергію корональної плазми і питання про просторові і часові масштаби розглянутих явищ. Аналізуючи хвильовий механізм нагрівання, традиційно прийнято вважати, що джерело хвильової енергії є великомасштабним. Це припущення видається природним, оскільки структура макроскопічних рухів містить гранули та супергранули, і енерговміст у таких рухах настільки великий, що малої частки цієї енергії більш, ніж достатньо, щоб нагріти розріджену плазму сонячної корони. Однак масштаби хвильових рухів і передбачувані масштаби хвиль, здатних ефективно обмінюватися енергією з частками, відрізняються на багато порядків. В результаті для передачі хвильової енергії будуються моделі каскаду енергії, де великомасштабні хвильові рухи породжують більш дрібномасштабні, і тому енергія, яка доходить до масштабів ефективної взаємодії хвиль і частинок, становить малу частку вихідної енергії макроскопічних рухів. При цьому використовуються класичні уявлення про гідродинамічну турбулентність, в якій область «джерела» відділена від області «дисипації», і каскад визначається потоком енергії по спектру при відсутності процесів проміжної дисипації або накачування енергії у проміжних шкалах. Ці класичні уявлення, розвинені для однорідної гідродинамічної моделі, не враховують специфіки задачі, в якій макро-

скопичні процеси відбуваються в газі фотосфери, а нагрівання відбувається у повністю іонізованій короні (де, крім того, наявні у значній кількості багаторазово іонізовані іони). Подальший розвиток опису процесів енергообміну в сонячній короні, очевидно, лежить в області доповнення та суміщення теоретичних підходів, розвинутих у моделях з урахуванням сильної неоднорідності плазми. При цьому досить активно розглядається можливість нагрівання середовища неоднорідними турбулентними процесами [9].

Отже, незважаючи на піввіковий досвід досліджень і безліч отриманих важливих результатів, задовільної теорії МГД-турбулентності поки що немає. Дійсно, навіть у найпростіших випадках залишаються не до кінця зрозумілі моменти. Яким чином турбулентність посилюється, підтримується і визначає форму магнітних полів? Яка структура і спектр цих полів на різних масштабах? (Завдяки цьому проблема турбулентності безпосередньо пов'язана з фундаментальною проблемою генерації магнітного поля). Як енергія передається між каскадами і дисипує? (Наприклад, незрозуміло, чи обумовлено нагрівання плазми у акреційних дисках і сонячній короні турбулентними процесами). Яким чином турбулентний потік і магнітне поле підсилюють або стримують перенесення тепла?

І це далеко не повний перелік запитань, які виникають у зв'язку з аналізом космічної і лабораторної плазми.

Розвинута турбулентність характеризується великою кількістю ступенів вільності і нелінійно взаємодіючих мод, багатомасштабною структурою і випадковими пульсаціями швидкостей і полів. Тому для опису турбулентного середовища найкраще підходять методи статистичної фізики і теорії ймовірності. Для того щоб описати випадковий процес, необхідно знати функцію розподілу амплітуд флуктуацій МГД-параметрів.

Функція розподілу таких процесів не завжди описується відомими математичними функціями і рядами, а для багатьох типів випадкових процесів відомий лише спосіб апроксимації функцій розподілу.

Найчастіше розподіл ймовірностей амплітуд флуктуацій задовольняє гауссовий закон роз-

поділу. Гауссову статистику задовольняє, наприклад, класичний броунівський рух. У теорії ймовірності відомі і інші закони розподілу ймовірності, здатні описати випадкові процеси з дальніми кореляціями. Статистичний опис пов'язаний з деякою процедурою огрублення інформації та призводить до скорочення числа змінних в задачі. При цьому втрачається значна частка інформації про стан окремих частинок (або хвиль), але зберігається достатньо інформації про макроскопічний характер руху та ймовірний розподіл по станах системи. Тому для опису турбулентності необхідно застосовувати спеціальні методи і підходи.

Оскільки для фізичних застосувань важливі властивості нелінійності, неоднорідності і анізотропії турбулентного процесу, то досліджуються моменти функції розподілу, що дозволяє наближено описати більшість основних ефектів.

ВИКОРИСТАНІ МЕТОДИ ТА ПІДХОДИ

Аналіз моментів функції розподілу. При аналізі флуктуацій МГД-параметрів $X(t)$ момент функції розподілу (структурна функція) S_q порядку q визначається на масштабі τ як статистичне середнє по ансамблю співвідношень $\delta_\tau X = X(t + \tau) - X(t)$, $S_q(\tau) = \langle |\delta_\tau X|^q \rangle$. В теорії Колмогорова розглядаються структурні функції (моменти) для різниці швидкостей на просторовому масштабі l , $\delta_l v = v(x + l) - v(x)$, $S_q(l) \equiv \langle |\delta_l v|^q \rangle$.

Дослідження структурних функцій еквівалентне дослідженню функції розподілу турбулентних флуктуацій. З практичної точки зору дослідити структурні функції простіше, у більшості випадків їх можна вимірювати в експерименті. Метод структурних функцій дозволяє детально описати неоднорідність розподілу на різних масштабах процесу. Для ізотропної розвиненої турбулентності Колмогоров розглянув турбулентний каскад і припустив, що в інерційному інтервалі $\eta \ll l \ll L$ (η — дисипативний, а L — глобальний масштаб) при великих числах Рейнольдса всі статистично усереднені моменти $S_q(l)$ поля швидкостей v на масштабі l залежать лише від середньої швидкості дисипації ϵ_l і даного масштаба l (властивість локальності). Ця теорія А. Н. Колмогорова була названа К41 [8].

В інерційному діапазоні теорія К41 припускає статистичну квазірівновагу флуктуацій і гауссову статистику пульсацій швидкостей. Динаміка інерційного діапазону не залежить від способу генерації турбулентності і визначається інваріантом потоку енергії через цей інтервал: середній потік енергії зберігається.

Це призводить до того, що вираз для структурної функції (статистичних середніх) пов'язаний з просторовим масштабом степеневу залежністю [2, 8]:

$$S_q(l) \sim \langle |\delta_l v|^q \rangle \equiv \langle |v(x+l) - v(x)|^q \rangle \sim l^{\zeta(q)}.$$

Із міркувань розмірності А. Н. Колмогоров вивів знаменитий степеневий закон для спектру потоку енергії $E_k \sim k^{-5/3}$ (закон «п'яти третіх») для розвиненої ізотропної турбулентності в інерційному діапазоні). В моделі К41 показник степеня структурних функцій лінійний $\zeta(q) = q/3$, що відображає факт однорідності турбулентних процесів. Для неоднорідних турбулентних процесів структурні функції високих порядків мають нелінійну залежність $\zeta(q)$ від порядку q , що відображає факт відхилення PDF від гауссового закону функції розподілу ймовірностей флуктуацій PDF (probability distribution function).

У моделі Колмогорова К41 в інерційному інтервалі закладено чотири припущення: *однорідність* (немає особливих точок), *масштабна інваріантність* (немає особливих масштабів), *ізотропія* (немає особливих напрямів) і *локальність взаємодій* (взаємодії між порівнянними масштабами домінують). Локальний характер турбулентності в інерційному інтервалі призводить до того, що зміна енергії на даному масштабі визначається взаємодією тільки вихорів, які мають близькі значення хвильових чисел і тривалий час (більший, ніж час «обертання» вихору). Взаємодія вихорів з сильно різними розмірами мала.

Наявність магнітних полів у міжпланетному середовищі може викликати сильну анізотропію динамічних процесів у плазмі. Спробою адаптувати модель К41 до замагніченого середовища є двовимірний модель Ірошнікова — Крейчнана (ІК) [18, 19]. В рамках цього розгляду турбулентні збурення є малими по амплітуді і схожі на хвильові збурення, що поширюються уздовж середнього поля (альвенівська турбулентність).

Спектр енергії для моделі ІК задається співвідношенням $E_{\text{ІК}}(k) = \langle |\delta v(k)|^2 \rangle k^2 \propto k^{-3/2}$. При цьому у порівнянні з колмогорівським спектром значно зменшується рівень передачі енергії на малих масштабах, і зростає час передачі енергії. Залежність для структурних функцій в моделі ІК: $S_q(l) \sim l^{q/4}$.

У підході Крейчнана перебільшується вплив великомасштабних флуктуацій на еволюцію дрібномасштабних неоднорідностей: цей вплив зводиться до перенесення дрібномасштабних флуктуацій з малою їхньою деформацією (адиабатичне наближення) [4]. Незважаючи на недоліки, модель ІК широко використовується в багатьох роботах (наприклад, для інтерпретації властивостей турбулентності міжпланетної плазми, плазми в токамаках тощо).

Для аналізу моментів функції розподілу визначальним є наявність властивості розширеної самоподібності ESS. Дане явище було виявлене експериментально при дослідженні дрібномасштабної гідродинамічної турбулентності в аеродинамічній трубці [11]. При відносно низьких значеннях чисел Рейнольдса, коли в звичайному представленні $S_q(l) \sim l^{\zeta(q)}$ інерційний інтервал не виявляється, спостерігається залежність

$$S_q(l) \sim S_3(l)^{\zeta(q)/\zeta(3)}$$

для розширеного діапазону масштабів $l \geq 5\eta$, η — колмогорівський масштаб дисипації. Така властивість (її ще називають самоподібністю) спостерігається майже до масштабів дисипації.

Це феноменологічне спостереження призвело до вироблення критерію узагальненої самоподібності для довільної пари структурних функцій

$$S_q(l) \sim S_p(l)^{\zeta(q)/\zeta(p)}$$

Передбачається, що така самоподібність є проявом прихованих статистичних симетрій.

Використовуючи властивість розширеної самоподібності можна знайти з досить хорошою точністю значення $\zeta(q)$ і оцінити тип турбулентних процесів. При цьому нелінійна функціональна залежність $\zeta(q)$ від порядку моменту q для експериментальних даних, як і вказувалося вище, є наслідком переміжності процесів. Для інтерпретації нелінійного спектра $\zeta(q)$ застосовують логпуассонівські моделі турбулентності, в

яких показник степеня структурної функції визначається співвідношенням [6, 14, 21]:

$$\zeta(q) = (1 - \Delta) \frac{q}{3} + \frac{\Delta}{1 - \beta} [1 - \beta^{q/3}],$$

де β і Δ — параметри, які характеризують переміжність процесу і вигляд дисипативних структур відповідно. Важливо, що в рамках даної моделі розглядається стохастичний мультиплікативний каскад, і логарифм енергії дисипації описується пуассонівським розподілом. Для ізотропної тривимірної турбулентності Ше і Левек (ШЛ) запропонували $\Delta = \beta = 2/3$ [21].

Слід зробити зауваження про практичне застосування лог-пуассонівських моделей для інтерпретації експериментальних даних. Перевагою лог-пуассонівської моделі є врахування впливу дисипативного діапазону, коли крайові ефекти відіграють істотну роль в системі з відносно невеликим числом Рейнольдса і спостерігається обмежений інерційний діапазон. Властивість узагальненої самоподібності враховує крайові ефекти: масштабна інваріантність формується не в нескінченному просторі, а на кінцевому інтервалі масштабів. Це природним чином дозволяє аналізувати ефекти в'язкості (дисипації) і властивості дисипативних структур, зокрема, їхню розмірність. Наприклад, в лог-пуассонівській моделі ізотропної тривимірної гідродинамічної турбулентності передбачається, що за дисипацію відповідають одновимірні ниткоподібні структури. В лог-пуассонівській моделі з урахуванням двовимірної емпірики моделі Ірошнікова — Крейчнана передбачається двовимірність дисипативних структур [3, 12]. Якщо ж середовище характеризується складною геометрією дисипативних структур або одночасно наявні структури з різною розмірністю, то процес можна характеризувати значеннями підгонки Δ і β .

Спектральний аналіз. Турбулентні процеси характеризуються системою з ієрархією вихорів, в якій відбувається каскад по енергії від великих масштабів, порівняних із розміром джерела, через інерційний інтервал, до малих дисипативних масштабів. Найбільш грубою характеристикою турбулентного середовища є спектральний індекс, що характеризує зміну спектральної густини потужності в інерційному інтервалі.

Інерційний інтервал зі степеневим спектром обмежений низькими частотами, пов'язаними з великомасштабними джерелами енергії, і частотами, які відповідають дрібномасштабним дисипативним (кінетичним) процесам. Динаміка інерційного інтервалу не залежить від механізму збудження турбулентності, а визначається інваріантом потоку енергії через цей інтервал.

Основним припущенням при статистичному (мультифрактальному) аналізі є те, що сигнал, який ми розглядаємо, вважається стаціонарним, тобто характерні часи не змінюються у межах розглянутого інтервалу. Однак для дуже динамічної ситуації нестационарність сигналу не може бути виключена. У цій ситуації проводять вейвлет-аналіз для розкладу сигналу в часовому і частотному діапазоні, що дозволяє побачити зміну в часі спектральних властивостей сигналу. При цьому аналізуючий вейвлет (материнський вейвлет) задовольняє чотири вимоги: допустимість (нульове середнє значення), подібність (всі функції сімейства отримуються із аналізуючого вейвлету шляхом масштабного перетворення), зворотність та регулярність (функція повинна бути добре локалізована і у фізичному просторі, і у просторі Фур'є).

Материнський вейвлет, використаний в роботі, задовольняє умову $y(t) = y((t-b)/a)$, де $a > 0$ — масштабний фактор (розтягнення) функції, b — параметр, що характеризує зсув материнського вейвлету. Коефіцієнт масштабування прямо пов'язаний з частотою. Коефіцієнти для неперервного вейвлет-перетворення, яке використовувалось, мають вигляд [1, 15]:

$$W(a,b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) y\left(\frac{t-b}{a}\right) dt.$$

Використаний материнський вейвлет є гауссовим вейвлетом Морле:

$$y(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \times \left[\exp(-i2\pi f_0 t) - \exp(-2\pi^2 \sigma^2 f_0^2) \right] \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma^2}\right),$$

де f_0 — параметр частоти, яка дозволяє змістити частотний діапазон для дослідження, σ — ширина гауссової обвідної.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДАНІ

Наземні спостереження. Для аналізу характеристик процесів у сонячній фотосфері були використані дані спостережень на 70-см німецькому вакуумному баштовому телескопі VTT в Ізаньї (о. Тенериф, Іспанія) [20]. Спостереження спокійної області були проведені 21 липня 2004 р., а спостереження активної області (факел) — 13 листопада 2007 р.

Методика отримання і опрацювання даних для різних областей дещо відрізняється.

Для спокійної області за допомогою вузько-смугових фільтрів у лінії водню H_{α} і в лінії іонізованого кальцію $Ca II K$ була вибрана незбурена ділянка поблизу центра сонячного диску. Як реєструвальний пристрій використовувалася ПЗС-камера 1024×1024 пкл. Просторова роздільна здатність (номінальна) одного пікселя становила $0.087''$ на сонячній поверхні. Протяжність області в напрямку дисперсії, яку реєструвала матриця, становила 0.41 пм. Вхідна щільина спектрографа на поверхні сонячного диска вирізала область розмірами $0.46 \times 89''$. Реєстрація спектру відбувалася в одному і тому ж місці сонячного диска протягом 70 хв з інтервалом 7 с. Тривалість однієї експозиції дорівнювала 1 с, а їхнє загальне число склало 600 . За час спостережень тремтіння сонячної поверхні на вхідній щілині спектрографа, обумовлене нестабільністю земної атмосфери, становило $0.3-0.7''$.

Спостереження для активної області проводилися в трьох ділянках довжин хвиль: $Fe I \lambda\lambda 1564.3-1565.8$ нм, $Va II \lambda 455.4$ нм, $Ca II \lambda 396.8$ нм. За фільтрограмою в лінії $Ca II \lambda 396.8$ нм була вибрана активна область (факел) поблизу центра сонячного диска. Процесом спостережень керувала ТІР-камера (інфрачервоний спектрополяриметр), вхідна щілина якої сканувала ділянку поверхні Сонця розмірами $84 \times 5.3''$. В одній серії робилося 15 сканів, потім щілина поверталася в початкове положення.

Тривалість одного скану становила 27.3 с, протягом якого реєструвалися всі чотири параметри Стокса, тривалість серії — 6 хв 50 с. Всього було проведено 22 серії спостережень. Реєстрація велася на ПЗС-матриці розмірами 452×1009 пкл.

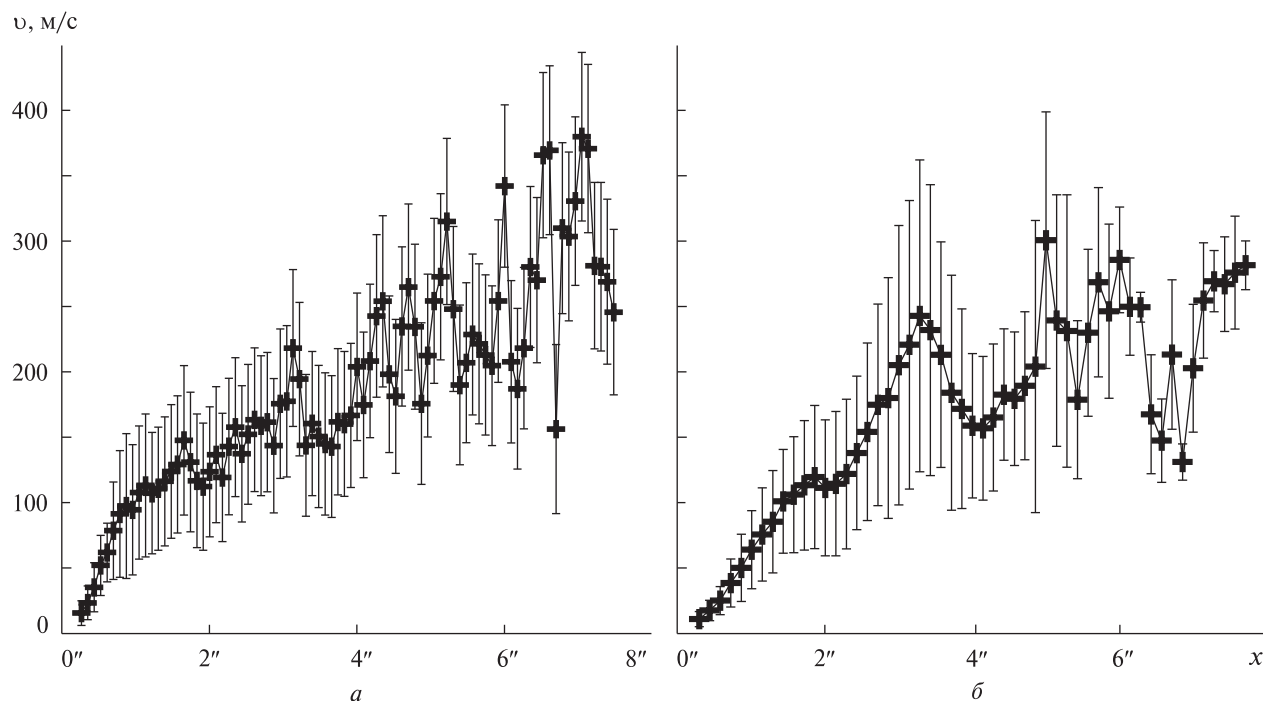


Рис. 1. Флуктуації конвективної складової поля швидкостей у сонячній фотосфері ($h = 650$ км): *a* — для спокійної області (дискретність вимірів $0.087''$), *б* — для активної області (дискретність вимірів $0.185''$)

Таким чином, просторове розділення становило $0.185''$, а спектральне — 1.473 пм.

Лінія Ва II реєструвалася вузькосмуговим фільтром (TESOS-камера) в неперервному спектрі у 37 довжинах хвиль на ПЗС-камеру розміром 512×512 пкл. При пересуванні ТІР-щілини область, що реєструється, не виходила за межі зору TESOS-камери, а тільки зміщувалася на $0.35''$, тобто, протягом всього часу спостережень в полі зору камери перебувала одна і та ж ділянка поверхні Сонця. Просторова роздільна здатність становила $0.089''$, спектральна — 1.6 пм, а часова — 25.6 с. ПЗС-матриця вирізала на поверхні Сонця ділянку розмірами $45.6 \times 45.6''$.

На третій камері реєстрація велася лише в центрі лінії Са II λ 396.8 нм на ПЗС-матрицю розмірами 900×900 пкл. Просторова роздільна здатність — $0.123''$, а часова — 4.93 с.

Під час спостережень тремтіння зображення на вхідній щілині спектрографа, обумовлене нестабільністю земної атмосфери, перебувало у межах 0.4 – $0.6''$.

Подальша обробка отриманих даних аналогічна для різних областей фотосфери. Всі зображення були виправлені за темновий струм, коливання прозорості земної атмосфери і неоднакову чутливість пікселів ПЗС-камер. Далі знаходилися значення швидкості в центрі (висота утворення в атмосфері Сонця $h = 650$ км) і в далеких крилах ($h = 0$ км) лінії Ва II. Для цієї мети використовувалася методика «лямбда-метр» [22]. Для кожного моменту часу і для кожної спектральної доріжки уздовж щілини спектрографа були знайдені значення швидкості $V(h, t, x)$, а також їхні усереднені за часом і простором значення $\langle V(h) \rangle$. Потім були визначені флуктуації швидкості в центрі і крилах досліджуваної лінії: $\delta V(h, t, x) = V(h, t, x) - \langle V(h) \rangle$.

Флуктуації параметрів δV обумовлені в основному конвективними і хвильовими рухами. Для поділу на грануляційну і хвильову складові поля швидкостей була побудована діагностична k - ω діаграма, тобто залежність потужності варіацій δV від часової (ω) і просторової (k) частот [17].

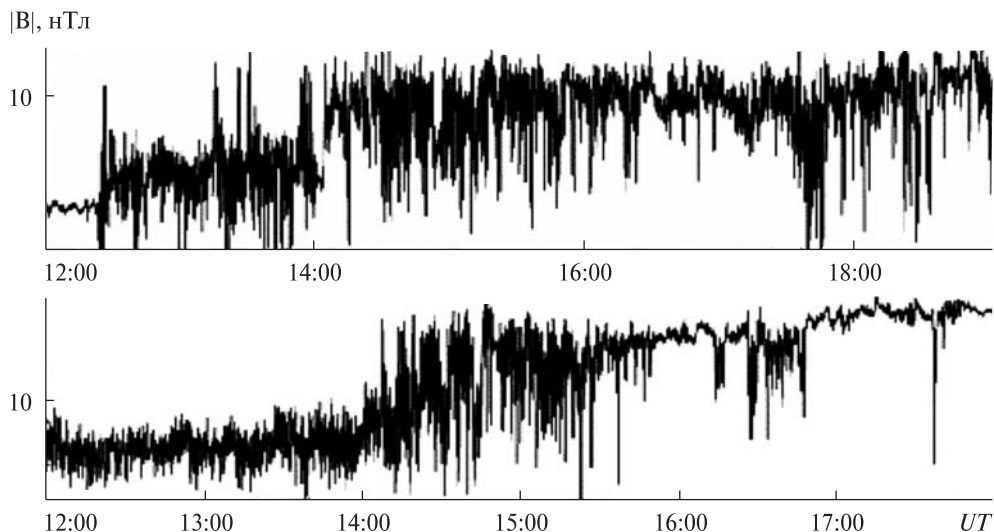


Рис. 2. Значення магнітного поля, отримані при русі космічного апарата С3 місії «Кластер-2» із плазми сонячного вітру в область магнітосфери

Надалі ми використовували лише конвективну складову поля швидкостей. Розміри конвективних елементів знаходилися за зміною знаку швидкості $\delta V(h, t, x)$ уздовж щілини спектрографа.

Флуктуації конвективної складової швидкості для спокійної та активної області сонячної фотосфери показано на рис. 1.

Супутникові спостереження. Для аналізу характеристик сонячного вітру на орбіті Землі та розгляду властивостей плазмового потоку в найбільш збуреній області магнітосфери — магнітосфері — проведено відбір фізично однорідних вимірів ферозондових магнітометрів космічного апарата С3 місії «Кластер-2» з частотою опитування 22.5 Гц. Слід відмітити, що для проведення коректного аналізу флуктуацій магнітного поля, особливо на малих масштабах і для областей проходження магнітосферних приграничних шарів, наявність експериментальних даних із високою частотою опитування є особливо актуальним.

Розглянуті зміни флуктуацій магнітного поля при русі космічного апарата із плазми сонячного вітру в область магнітосфери приведено на рис. 2.

Із рисунків добре видно, що флуктуації у магнітосфері суттєво відрізняються від незбуреного сонячного вітру насамперед набагато вищою мінливістю параметрів плазми (магнітного поля).

Безпосередньо виміряні значення як модуля магнітного поля B , так і його складових вельми сильно флюктуують біля своїх середніх значень. При цьому відносні варіації поля (відхилення параметра на деякому інтервалі, віднесене до його середнього значення на цьому інтервалі) у магнітосфері мають значно більш широкий розподіл, а їх середні значення перевищують значення в сонячному вітрі приблизно у 2-3 рази.

При цьому можна виділити:

- у плазмі сонячного вітру (СВ) дисперсія варіацій, нормована на поточне середнє значення, складає $\delta B/B = 0.05 \dots 0.25$ (для події 2009/03/30 виміри по суті сумірні з похибкою магнітометрів (0.1 нТл);
- у форшоковій області (ФШ) рівень флуктуацій $\delta B_y/B = 0.3 \dots 0.4$, $\delta B/B = 0.2 \dots 0.3$;
- після перетину ударної хвилі (УХ) у постшоковій області (ПШ) рівень флуктуацій зростає у декілька разів в порівнянні з форшоком і відповідає значенням — $\delta B_y/B \approx \delta B/B \approx 0.5$;
- в глибині магнітосфери (МШ) рівень флуктуацій спадає до $\delta B/B \approx 0.3$.

Максимальний рівень флуктуацій відповідає моменту входження супутника із плазми сонячного вітру у магнітосферу.

Таким чином, характер турбулентного потоку плазми у МШ не пов'язаний безпосередньо з

турбулентністю у СВ, і значною мірою є проявом власних процесів у МШ.

Також важливим фактом є те, що навіть при майже повній відсутності в сонячному вітрі флуктуацій магнітного поля у магнітошарі є варіації, які мають високий рівень збурень.

СТАТИСТИЧНИЙ ТА СПЕКТРАЛЬНИЙ АНАЛІЗ ФЛУКТУАЦІЙ ШВИДКОСТІ В СОНЯЧНІЙ ФОТОСФЕРІ

Для дослідження особливостей функції густини ймовірності флуктуацій швидкості вибирався зсув у просторі, кратний дискретності вимірів (для спокійної області — 0.087", а для активної області — 0.185"). Аналізувалися статистичні властивості абсолютного значення варіацій швидкості $dV = V(x+l) - V(x)$ в різних областях сонячної фотосфери на різних просторових масштабах. Зважаючи на результати представлені в роботі [16], експериментальні залежності структурних функцій (моментів функції густини ймовірності) різних порядків порівнювалися із моделями Колмогорова та Ірошнікова — Крейчнана. При аналізі структурна функція визначалася співвідношенням

$$S_q(l) = \langle |V(x+l) - V(x)|^q \rangle \sim l^{\zeta(q)},$$

де кутовими дужками позначено усереднення експериментальних даних по ансамблю.

Зважаючи на матеріал, викладений вище при розгляді експериментальних даних, нормованих на скейлінг (показник степеня) для третього моменту ($\zeta(q)/\zeta(3)$), будемо мати порівняння експериментальних даних із колмогорівською моделлю турбулентності K41, для якої $\zeta(3) = 3/3 = 1$. Для порівняння ж експериментальних значень із моделлю двовимірної турбулентності Ірошнікова — Крейчнана розглядалися залежності $\zeta(q)/\zeta(4)$. Крім того, оскільки характеристики середовища можуть змінюватися на різних просторових масштабах [16], то окремо проводився аналіз на масштабах до 3000 км і більше 3000 км.

Результати проведеного ESS-аналізу подано на рис. 3. Із рисунків видно, що спостережні флуктуації швидкості у спокійних областях сонячної фотосфери характеризуються ізотропністю турбулентних процесів і близькі до моделі Колмо-

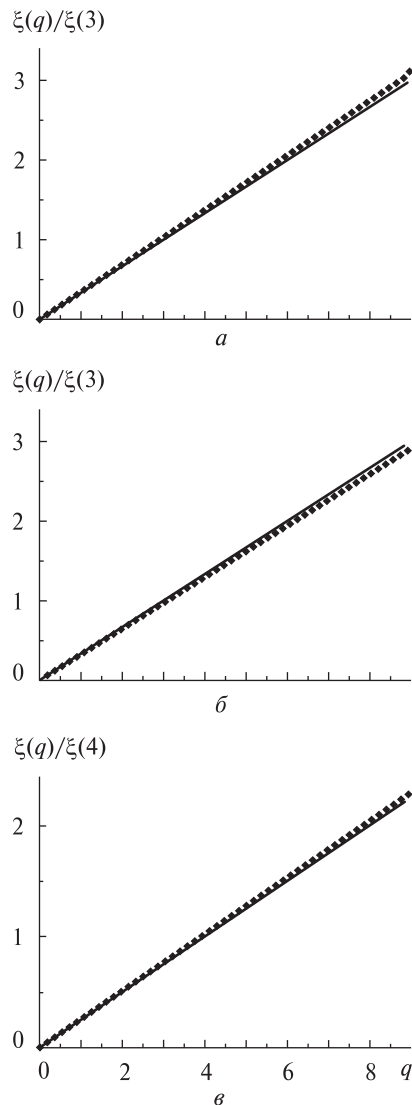


Рис. 3: а — відношення $\zeta(q)/\zeta(3)$ для конвективної складової швидкості в спокійній області фотосфери на всьому наявному діапазоні даних (суцільна лінія — модель Колмогорова $q/3$); б — відношення $\zeta(q)/\zeta(3)$ для конвективної складової швидкості в активній області фотосфери на масштабах до 3000 км (суцільна лінія — модель Колмогорова $q/3$); в — відношення $\zeta(q)/\zeta(4)$ для конвективної складової швидкості в активній області фотосфери на масштабах понад 3000 км (суцільна лінія — модель Ірошнікова — Крейчнана $q/4$)

горова на всьому проаналізованому масштабі досліджень. Для активної області спостерігається зміна характеристик турбулентності на масштабах приблизно 3000 км; на менших масштабах

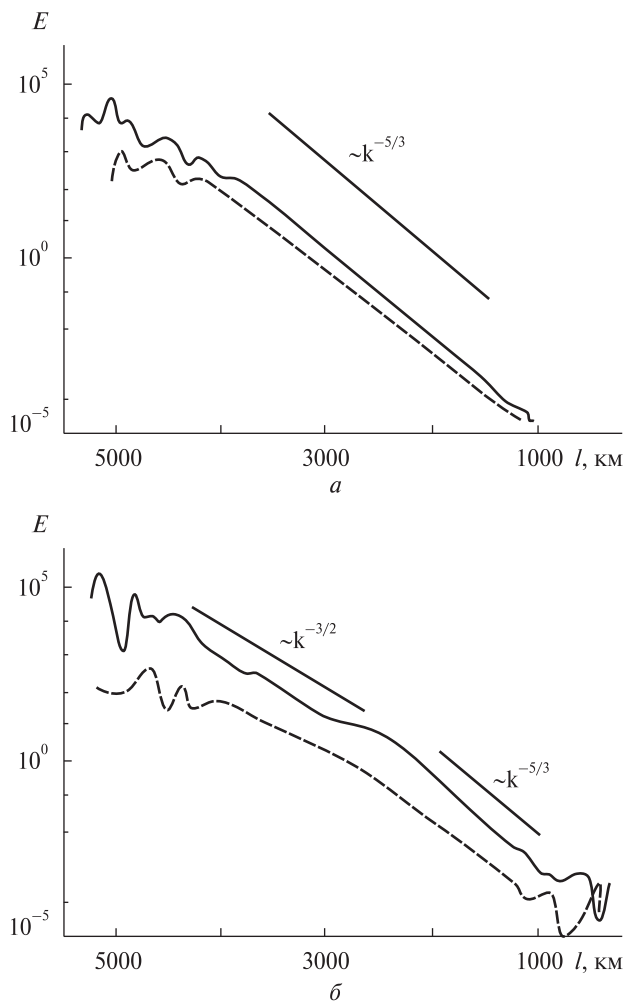


Рис. 4. Розподіл спектральної густини конвективної складової швидкості на різних висотах фотосфери: *a* — для спокійної області, *b* — для активної області (l — 650 км, 2 — 0 км)

близька до колмогорівської, а на великих масштабах — до моделі Ірошнікова — Крейчнана.

Для перевірки результатів статистичного аналізу було проведено спектральний аналіз флуктуацій швидкості у активній та спокійній області фотосфери. Результати спектрального аналізу подано на рис. 4.

Можна відмітити, що для активної області сонячної фотосфери, як і в результаті статистичного аналізу, характер турбулентних процесів різний для різних масштабів: на масштабах до 3000 км домінують турбулентні процеси, які можна описати в рамках моделі Колмогорова

($k^{-5/3}$), а на великих масштабах має місце анізотропія турбулентних процесів, обумовлена ненульовим середнім магнітним полем (модель Ірошнікова — Крейчнана ($k^{-3/2}$)).

Масштаб 3000 км відповідає масштабу мезогрануляції і свідчить про ненульові середні магнітні поля в активних областях фотосфери. Отримані результати вказують на можливість реалізації самоорганізованих магнітних плазмових структур, таких як плями, біполярні групи та ін.

Для спокійної області сонячної фотосфери результати спектрального аналізу також підтверджують залежності, отримані в рамках статистичного підходу, і вказують на нульове середнє магнітне поле для спокійних областей фотосфери Сонця.

СТАТИСТИЧНИЙ ТА СПЕКТРАЛЬНИЙ АНАЛІЗ ФЛУКТУАЦІЙ МАГНІТНОГО ПОЛЯ У ПЛАЗМІ СОНЯЧНОГО ВІТРУ ТА ОБЛАСТІ МАГНІТОШАРУ

Для визначення типу турбулентних процесів, що спостерігаються у плазмі сонячного вітру та магнітошарі Землі, аналізувались особливості структурних функцій (моментів функції густини ймовірності) різних порядків q відповідно до часового інтервалу τ для ряду даних $B(t)$. Хороша

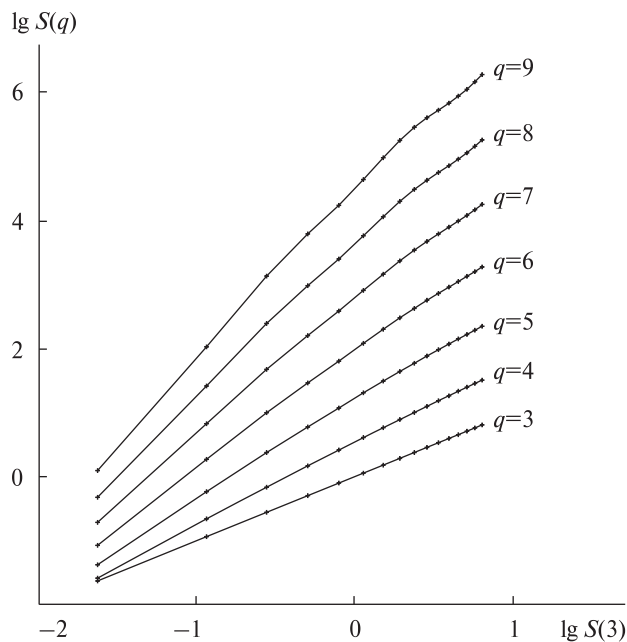


Рис. 5. Демонстрація розширеної самоподібності (ESS-аналіз) для визначення скейлінгу структурної функції

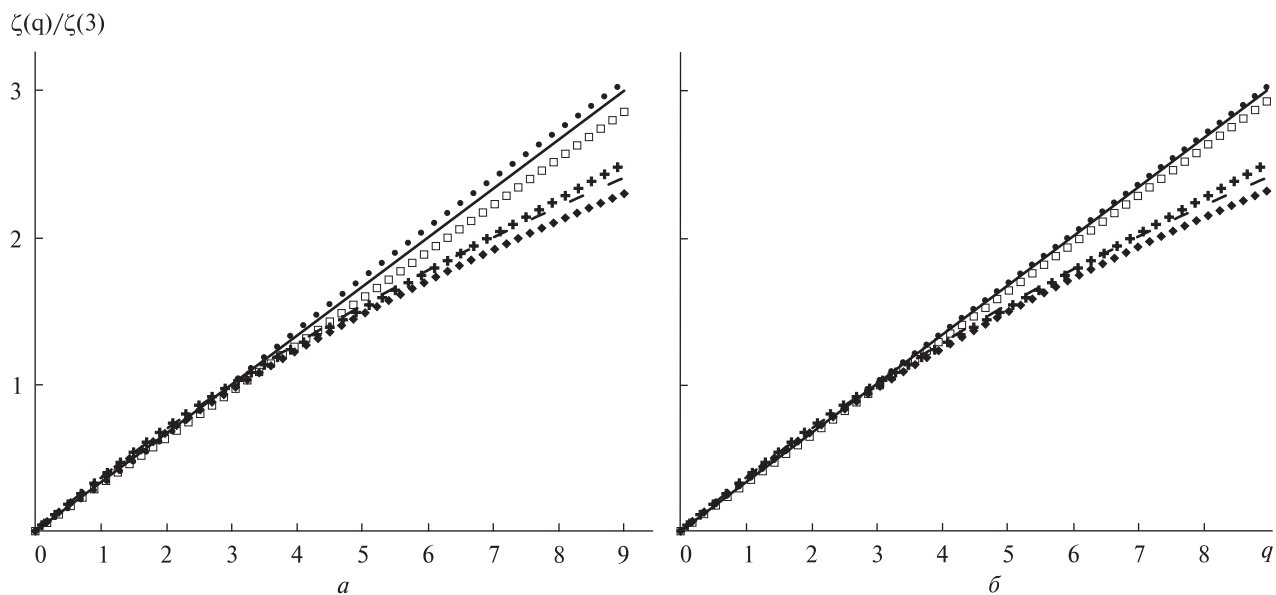


Рис. 6. Відношення $\zeta(q)/\zeta(3)$: а — для 17 лютого 2010 р., б — для 30 березня 2009 р. Суцільна лінія — модель Колмогорова; штрихова — ізотропна логпуасонівська каскадна модель; точки — експериментальні дані по флуктуаціях магнітного поля для плазми сонячного вітру; квадратики — експериментальні дані області форшоку; хрестики — експериментальні дані для магнітошару; темні ромбики — експериментальні дані для постшокової області

дискретність вимірів дозволила охарактеризувати властивості неоднорідності на малих масштабах процесу. При цьому структурна функція визначалася співвідношенням [7, 13]

$$S_q(\tau) = \left\langle |B(t+\tau) - B(t)|^q \right\rangle \sim \tau^{\zeta(q)},$$

де кутовими дужками позначено усереднення експериментальних даних за часом.

Зважаючи на суттєвий рівень флуктуацій магнітного поля і наявність границь потоку, аналіз розширеної самоподібності проводився не тільки шляхом порівняння із однорідними моделями турбулентних процесів (K41 і ІК), а і з лог-пуасонівською моделлю турбулентності, якою в залежності від значень параметрів що характеризують переміжність β та вигляд дисипативних структур Δ , можна описати різні типи наявних турбулентних процесів. При цьому для лог-пуасонівської ізотропної турбулентної каскадної 3D-моделі (лог-пуасонівська модель з параметрами Ше і Левека) маємо залежність

$$\zeta(q) = \frac{q}{9} + 2 \left[1 - \left(\frac{2}{3} \right)^{q/3} \right].$$

На практиці властивість узагальненої самоподібності дозволяє підвищити точність визначення $\zeta(q)$ при аналізі експериментальних даних. Скейлінг структурної функції, нормований на скейлінг для третього моменту ($\zeta(q)/\zeta(3)$) отримують із нахилу графіка в логарифмічному масштабі (рис. 5) (порівняння експериментальних даних із колмогорівською моделлю турбулентності K41). Із графіка видно, що степенева залежність типу $S_q(\tau) \sim \tau^{\zeta(q)}$ (тобто самоподібність — лінійна залежність) спостерігається на обмеженому інтервалі часових масштабів. Цей інтервал відповідає інерційному діапазону, що розглядається у класичних моделях ізотропної розвиненої турбулентності (K41 та ін.). У магнітошарі такий інтервал спостерігається на масштабах порядку 1 с — значення близьке до іонноциклотронної частоти для розглянутих супутникових вимірів. Для плазми сонячного вітру лінійна залежність спостерігається майже на всьому проаналізованому інтервалі часових масштабів (10 с). Отже, інерційний діапазон у перехідних областях магнітосфери Землі на порядок менший, ніж інерційний діапазон для плазми сонячного вітру.

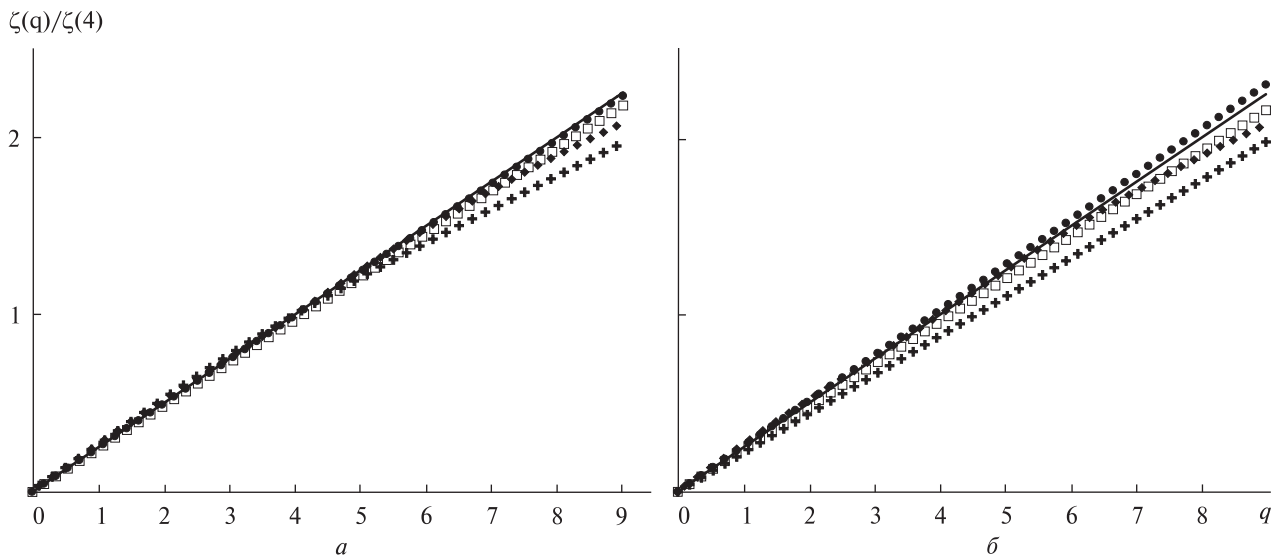


Рис. 7. Відношення експоненціального значення структурної функції q -го порядку до четвертого порядку: a — для 17 лютого 2010 р., b — для 30 березня 2009 р. Суцільна лінія — модель Ірошнікова — Крейчнана; точки — експериментальні дані по флуктуаціях магнітного поля для плазми сонячного вітру; темні ромбики — експериментальні дані області форшоку, хрестики — експериментальні дані для магнітошару; квадратики — експериментальні дані для постшокової області

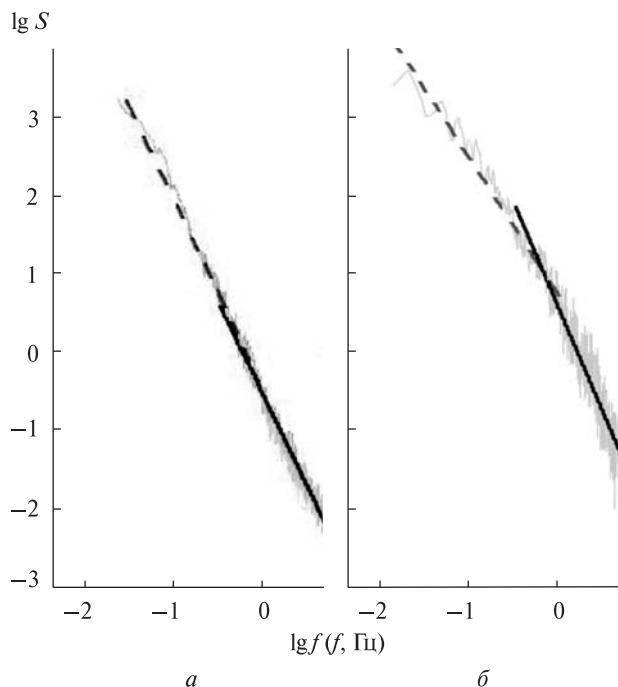


Рис. 8. Спектри модуля магнітного поля: a — для плазми сонячного вітру, b — для області магнітошару. Лінійна апроксимація розрахована в діапазоні від 10 до 1 Гц (низькочастотна ділянка) і в діапазоні від $10^{2.5}$ до $10^{0.7}$ Гц (виськочастотна ділянка)

Зважаючи на це, а також на наявність даних з високою дискретністю вимірів, вдалося провести ESS-аналіз для розгляду властивостей турбулентних процесів на малих масштабах — до 1 с (зазвичай дискретність навіть супутникових вимірів не дозволяє провести подібний аналіз).

Результати розрахунку скейлінгів моментів функції густини ймовірності для різних порядків q при аналізі маломасштабної турбулентності та порівняння їх із колмогорівською моделлю, двовимірною моделлю Ірошнікова — Крейчнана та ізотропною логпуассонівською моделлю для плазми сонячного вітру та різних областей магнітошару Землі представлено на рис. 6, 7.

Серед отриманих результатів можна відмітити, що турбулентні процеси у плазмі сонячного вітру для події 17 лютого 2010 р. (дисперсія варіацій, нормована на поточне середнє значення, складає $\delta B/B \approx 0.25$) близькі до двовимірної моделі Ірошнікова — Крейчнана, а для події 30 березня 2009 р. (дисперсія варіацій, нормована на поточне середнє значення, складає $\delta B/B \approx 0.05$) — до колмогорівської моделі. Турбулентні процеси всередині магнітошару добре описуються ізотропною логпуассонівською каскадною мо-

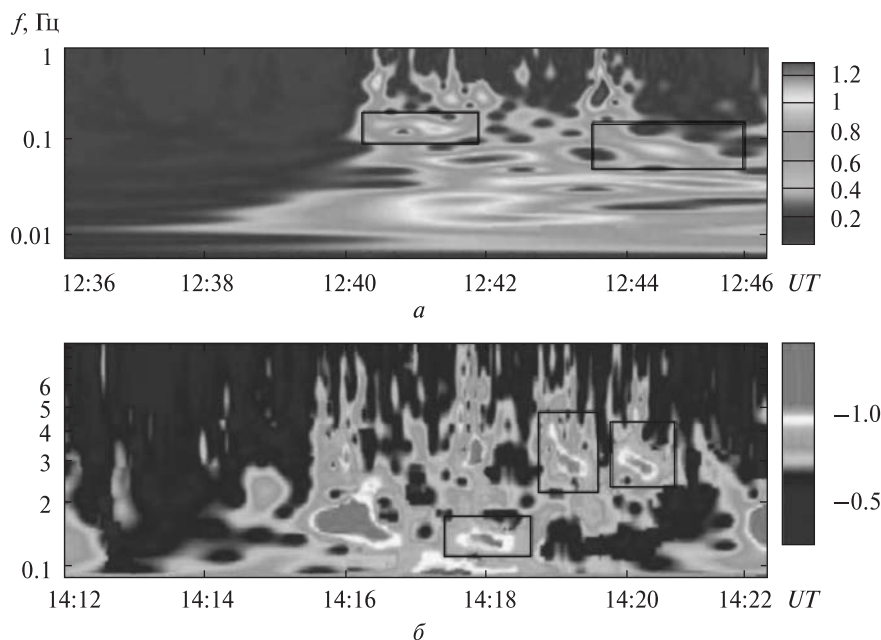


Рис. 9. Вейвлет-спектри флуктуацій модуля магнітного поля при русі космічного апарата із плазми сонячного вітру у магнітошар: *a* — 30 березня 2009 р. (момент перетину магнітошару 12:40:20 UT), *б* — 17 лютого 2010 р. (момент перетину магнітошару 14:15:30 UT). Прямокутниками виділено зворотні каскадні процеси

деллю, а процеси у форшоковій області близькі до однорідних турбулентних процесів. Найбільша неоднорідність (переміжність) та неізотропність турбулентних процесів спостерігається у постшоковій області.

Про наявність різних характерних масштабів у плазмі сонячного вітру та області магнітошару свідчать і результати спектрального аналізу (рис. 8).

Тренд в даних видалений високочастотною фільтрацією з частотою відсічки 0.002 Гц. Загальний вигляд спектрів модуля магнітного поля показує, що спектральна густина, представлена у подвійному логарифмічному масштабі, відчуває злам на частоті близько 1 Гц. Лінійна апроксимація розрахована в діапазоні від $10^{-2.5}$ до 1 Гц і в діапазоні від $10^{-0.5}$ до $10^{0.7}$ Гц. Спектральні індекси для області магнітошару помітно змінюються при переході від одного діапазону до іншого: від 1.1 у низькочастотній смузі до 1.72 у високочастотній смузі.

Для плазми сонячного вітру зламу спектру в області іонноциклотронної частоти не спостерігається.

Хороша дискретність вимірів флуктуацій магнітного поля дозволила провести аналіз високочастотної області спектру в найбільш цікавій області — у місці переходу космічного апарата із плазми сонячного вітру в магнітошар. Результати представлено на рис. 9.

На рис. 9, *a* добре прослідковується наявність кількох складових частот. Можна відмітити низькочастотну складову $f \approx 0.015 \dots 0.025$ Гц, яка з'явилась ще перед початком перетину магнітошару (12:40:20 UT). Крім того, можна відмітити наявність складової $f \approx 0.15$ Гц, що поступово зміщувалася з часом до $f \approx 0.07$ Гц. Таким чином, маємо каскадний процес від високих частот до низьких, так званий зворотний каскадний процес. Таку поведінку можна відмітити не тільки в 12:40:20 UT, але і в 12:43:15 UT. Інтенсивність при $f \approx 0.07$ Гц була більша, ніж при $f \approx 0.15$ Гц. Області виникнення зворотних каскадних процесів виділено на рисунку прямокутниками.

Появу зворотних каскадів виявлено і при аналізі даних КА за 17 лютого 2010 р. Можна відмітити наявність 3-каскадних процесів у пе-

рехідній області магнітосфери Землі у моменти 14:17:30 UT, 14:19 UT та 14:20 UT.

Попередні результати проведеного вейвлет-аналізу вказують на наявність каскадних процесів — здебільшого зворотних каскадних процесів, що свідчить про багатомасштабний характер динаміки магнітосфери. І важливо, що при цьому магнітосфера поводить себе як самоорганізована система з різними характерними масштабами.

ВИСНОВКИ

В результаті проведеного статистичного і спектрального аналізу властивостей плазми сонячної фотосфери, сонячного вітру на орбіті Землі та перехідних областей магнітосфери встановлено, що:

- в активних областях Сонця на малих масштабах мають місце турбулентні процеси, які можна описати в рамках моделі Колмогорова (ізотропні турбулентні процеси), а на великих масштабах спостерігаються турбулентні процеси типу Ірошнікова — Крейчнана (анізотропні турбулентні процеси, обумовлені ненульовим середнім магнітним полем);

- перехід від спектра Колмогорова до спектра Ірошнікова — Крейчнана відбувається на масштабах мезогрануляції і свідчить про наявність ненульових середніх магнітних полів для активних областей;

- у спокійній області сонячної фотосфери характер турбулентності близький до моделі Колмогорова (т. ч. маємо нульове середнє магнітне поле);

- відносні варіації магнітного поля в магнітошарі перевищують значення в сонячному вітрі приблизно в 2—5 разів. При цьому всі істотні зміни у плазмі сонячного вітру і у міжпланетному магнітному полі відображаються у збуреннях аналогічних параметрів у магнітошарі. Однак зворотне судження неправильне — не всі варіації параметрів у магнітошарі виникають в результаті флуктуації сонячного вітру або міжпланетного магнітного поля, значна частина з них генерується у самому магнітошарі або на його межах. Джерелами варіацій у магнітошарі є процеси на фронті ударної хвилі;

- аналіз моментів функції розподілу флуктуацій магнітного поля, отриманих в рамках космічної

місії «Кластер-2» показав наявність неоднорідності (переміжності) турбулентності у перехідних областях магнітосфери Землі з критичним масштабом поблизу іонно-циклотронної частоти.

- для плазми сонячного вітру зафіксовано однорідність турбулентних процесів. При цьому турбулентність, за умови дисперсії варіацій магнітного поля до 0.25 можна описати двовимірною моделлю Ірошнікова — Крейчнана, а якщо дисперсія суттєво менша (0.15—0.05) то ізотропною колмогорівською моделлю;

- турбулентні процеси всередині магнітошару відповідають ізотропній логпуасонівській каскадній моделі, а у форшоковій області — близькі до однорідних процесів. Найбільша неоднорідність (переміжність) та неізотропність спостерігається в постшоковій області;

- інерційний діапазон в перехідних областях магнітосфери Землі на порядок менший від інерційного діапазону для плазми сонячного вітру;

- в області магнітошару можливе утворення зворотних каскадних процесів.

Узагальнюючи отримані результати, можна вказати на можливість реалізації самоорганізованих магнітних плазмових структур в активних областях сонячної фотосфери та про багатомасштабний характер динаміки магнітосфери. Магнітосфера також поводить себе як самоорганізована система з різними характерними масштабами (на це вказує наявність зворотних каскадних процесів при наявності різких стрибків параметрів у перехідних областях магнітосфери Землі).

Автори вдячні співробітникам ІКД РАН Л. М. Зеленому і С. П. Савіну за обговорення отриманих результатів, а також А. Т. Луї, співробітнику лабораторії прикладної фізики університету імені Джона Хопкінса, Меріленд, США.

Робота виконувалася відповідно до Цільової комплексної програми НАН України з наукових космічних досліджень на 2012—2016 рр. та за підтримки освітньої програми Міністерства освіти і науки України № 2201250 «Освіта, навчання студентів, аспірантів, наукових і педагогічних кадрів за кордоном» (стажування в лабораторії прикладної фізики університету імені Джона Хопкінса, Меріленд, США).

1. Астафьева Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физ. наук. — 1996. — **166**. — С. 1145—1170.
2. Баренблатт Г. И. Турбулентные пограничные слои при очень больших числах Рейнольдса // Успехи мат. наук. — 2004. — **59**. — С. 45—62.
3. Гледзер Е. Б. Диссипация и перемежаемость турбулентности в рамках гидродинамических аппроксимаций // Изв. Акад. наук. Физ. атмосферы и океана. — 2005. — **41**, № 6. — С. 733—751.
4. Загородний А. Г., Черемных О. К. Введение в физику плазмы. — Київ: Наук. думка, 2014. — 697 с.
5. Козак Л. В., Костык Р. И., Черемных О. К. Два режима турбулентности на Солнце // Кинематика и физика небес. тел. — 2013. — **59**, № 3. — С. 22—29.
6. Козак Л. В., Пилипенко В. А., Чугунова О. М., Козак П. Н. Статистический анализ турбулентности форшоковой области и магнитослоя Земли // Космич. исслед. — 2011. — **49**, № 3. — С. 202—212.
7. Козак Л. В., Савин С. П., Будаев В. П. и др. Характер турбулентности в пограничных областях магнитосферы Земли // Геомагнетизм и аэрономия. — 2012. — **52**, № 4. — С. 470—481.
8. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. — 1941. — **30**, № 4. — С. 299—303.
9. Космическая геогелиофизика / Под ред. Л. М. Зеленого, И. С. Веселовского. — М.: Физматлит, 2008. — Том 1. — 624 с.
10. Кременецкий И. О., Черемных О. К. Космічна погода: механізми і прояви. — Київ: Наук. думка, 2009. — 144 с.
11. Benzi R., Ciliberto S., Tripicciono R., et al. Extended self-similarity in turbulent flows // Phys. Rev. E. — 1993. — **48**. — P. R29—R32.
12. Boldyrev S. Spectrum of magnetohydrodynamic turbulence // Phys. Rev. Lett. — 2006. — **96**. — P. 115002—115006.
13. Consolini G., Kretzschmar M., Lui A. T. Y., et al. On the magnetic field fluctuations during magnetospheric tail current disruption: A statistical approach // J. Geophys. Res. — 2005. — **110** — A07202. doi:10.1029/2004JA010947.
14. Dubrulle B. Intermittency in fully developed turbulence: Log-Poisson statistics and generalized scale covariance // Phys. Rev. Lett. — 1994. — **73**. — P. 959—962.
15. Grossmann A., Morlet J. Decomposition of Hardy functions into square integrable wavelets of constant shape // SIAM J. Mathematical Analysis. — 1984. — **15**. — P. 723—731.
16. Jacobsen K. S., Phan T. D., Eastwood J. P., et al. THEMIS observations of extreme magnetopause motion caused by a hot flow anomaly // J. Geophys. Res. — 2009. — **114** — A08210. doi:10.1029/2008JA013873.
17. Kostyk R. I., Khomenko E. V. The effect of acoustic waves on spectral-line profiles in the solar atmosphere: Observations and theory // Astron. Repts. — 2002. — **46**, № 12. — P. 925—931.
18. Kraichnan R. H. The structure of isotropic turbulence at very high Reynolds numbers // J. Fluid Mech. — 1959. — **5**. — P. 497—543.
19. Kraichnan R. H. Convergents to turbulence functions // J. Fluid Mech. — 1970. — **41**. — P. 189—217.
20. Schroter E. H., Soltau D., Wiehr E. The German solar telescopes at the Observatorio del Teide // Vistas in Astron. — 1985. — **28**. — P. 519—525
21. She Z., Leveque E. Universal scaling laws in fully developed turbulence // Phys. Rev. Lett. — 1994. — **72**. — P. 336—339.
22. Stebbins R. T., Goode P. R. Waves in the Solar Photosphere // Solar. Phys. — 1987. — **110**. — P. 237—248.

Стаття надійшла до редакції 15.12.14

Л. В. Козак¹, Р. И. Костык²,
О. К. Черемных³, А. С. Прохоренков¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

² Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

³ Інститут космічних досліджень Національної академії наук України і Государственного космического агентства Украины, Київ

ПРИЗНАКИ ПРОЦЕСОВ САМООРГАНІЗАЦІЇ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА І ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Проведено дослідження властивостей турбулентних процесів в плазмі сонячної фотосфери, сонячному вітрі і перехідних областях магнітосфери Землі. Для аналізу були використані наземні спостереження флуктуацій конвективної складової швидкості в активних і спокійних областях сонячної фотосфери, отримані на 70-см німецькому вакуумному башенному телескопі VTT в Ізаньї (о. Тенериф, Іспанія), і супутникові вимірювання флуктуацій магнітного поля, отримані космічним апаратом С3 місії «Кластер-2» (дані представлені з часовою дискретністю 22.5 Гц). В якості характеристик турбулентних процесів був проведений (на різних масштабах) аналіз моментів функції розподілення флуктуацій швидкості і магнітного поля; спектральний і вейвлет-аналіз. Отримані залежності порівнювалися з існуючими на сьогодні моделями описання як однородних, так і неоднородних турбулентних процесів. Крім різних типів турбулентних процесів в проаналізованих областях відзначається можливість реалізації самоорганізуючихся магнітних плазменних структур в активних областях сонячної фотосфери і багатомасштабний характер динаміки магнітосфери. Магнітосфера веде

себя как самоорганизующаяся система с различными характерными масштабами. При этом, при наличии резких скачков параметров в переходных областях магнитосферы Земли фиксируется появление обратных каскадных процессов.

Ключевые слова: турбулентные процессы, переходные области магнитосферы Земли, плазма солнечного ветра, обратные каскадные процессы в магнитосфере Земли, самоорганизация магнитных плазменных структур.

L. V. Kozak¹, R. I. Kostyk²,

O. K. Cheremnykh³, A. S. Prokhorenkov¹

¹ Kyiv National Taras Shevchenko University, Kyiv

² Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

³ Space Research Institute of the National Academy of Science of Ukraine and the National Space Agency of Ukraine, Kyiv

SIGNS OF SELF-ORGANIZATION PROCESSES IN THE SOLAR ATMOSPHERE AND NEAR EARTH SPACE

A study of the properties of turbulent plasma processes in the solar atmosphere, solar wind, and the Earth's magnetosphere

transitional areas is made. The ground-based observations of fluctuations of the convective velocity component in active and quiet solar photosphere were used for the analysis. They were obtained by the 70-cm vacuum tower telescope VTT in Isanie (Tenerife Island, Spain), and satellite measurements of magnetic field fluctuations obtained by the satellite C3 of spacecraft mission "Cluster-2" (the data are of temporal discreteness of 22.5 Hz). To characterize turbulent processes we conducted (at different scales) the analysis of moments of distribution function for velocity fluctuations and magnetic field, spectral and wavelet analysis. The obtained dependences were compared with the existing description models of homogeneous and inhomogeneous turbulent processes. Along with various types of turbulent processes in the analyzed areas we have noted the possibility of realization of self-organized plasma structures in magnetic active regions of the solar photosphere and of multiple nature of the dynamics of the magnetosphere. Magnetosphere behaves as a self-organizing system with different characteristic scales. Thus, if the abrupt spikes of the parameters in the transition region of the Earth's magnetosphere are present, then the appearance of the inverse cascade process is recorded.

Key words: turbulent processes, the transition regions of the magnetosphere of the Earth, the solar wind plasma, inverse cascade processes in the Earth's magnetosphere, self-organization magnetic plasma structures.