

УДК 523.98  
PACS number(s): 96-60 Rd

## ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ДРІБНОМАСШТАБНОЇ ТУРБУЛЕНТНОСТІ В АКТИВНИХ ОБЛАСТЯХ НА СОНЦІ ДЛЯ ПРОГНОЗУ СПАЛАХІВ

**М. Ковальчук, М. Гірняк, І. Лаба**

*Астрономічна обсерваторія  
Львівського національного університету імені Івана Франка  
вул. Кирила і Мефодія, 8, 79005 Львів, Україна  
e-mail: hirnyak@astro.franko.lviv.ua*

Для дослідження передспалахового стану в активних областях, зокрема у флокулах, застосовують теорію локально-ізотропної турбулентності. Турбулентність виявляється у відмінності гідродинамічної швидкості у різних точках флокула, причому середня величина є статистичною функцією відстані між точками.

Зіставлено спостережувану функцію, вчислену унаслідок вимірювань яскравості у флокулах з теоретичною статистичною функцією, розрахованою у припущенні локально-ізотропної турбулентності. Область і момент, коли спостережувана функція перестає узгоджуватись із теоретичною, можна вважати передспалаховим станом. Звичайно, у цьому випадку число Маха більше ніж одиниця.

У статті використані матеріали кінофільмів хромосфери Сонця, отриманих у лінії  $H_{\alpha}$  на астрономічній обсерваторії Львівського національного університету ім. І. Франка за період серпень–вересень 2002 р.

*Ключові слова:* сонячні спалахи, активна область, локально-ізотропна турбулентність.

Дослідження рухів і динаміки активних областей на Сонці є важливим для часткового розв'язку задачі короткострокового прогнозу сонячних спалахів. Доступними у цьому сенсі є хромосферні флокули, що відзначаються порівняно тривалою стійкістю своєї зовнішньої форми. Флокули підтримуються у стані своєрідної рівноваги певним поєднанням сил так, що у них відбуваються лише внутрішні рухи. У праці Северного і Хохлової [1], що стосується спокійних протуберанців, звернено увагу на неупорядкований, турбулентний характер рухів у них. Це дало змогу допустити наявність локально-ізотропної турбулентності в спокійних протуберанцях і визначити основні параметри турбулентного руху в цих утвореннях.

Ефективність застосування теорії локально-ізотропної турбулентності для пояснення структури і геометрії рухів у газових утвореннях, наприклад, у туманностях, або в окремих конденсаціях типу сонячних протуберанців добре відома [2, 3, 4].

Ми зробили спробу отримати кількісні характеристики внутрішніх неупорядкованих рухів вузлів флокула для дослідження передспалахового стану в активних областях. Припускають, що вузли флокула можна в багатьох випадках трактувати як хаотично розкидані флуктуації густини у полі ізотропної турбуленції.

Ми обмежимося теоретичними дослідженнями турбулентності для випадку однорідної та ізотропної турбулентності, коли характеристики руху речовини не залежать від положення і напряму в просторі [5, 6].

Перейдемо до кількісного опису процесів, що спричинюють активізацію хромосферних структур на стадії предвісника спалахової активності.

Теорія локально-ізотропної турбулентності описує дрібномасштабну структуру будь-якої турбулентної течії з досить великим значенням числа Рейнольдса ( $Re \geq 10^3$ ). Воно для сонячної атмосфери перевищує  $10^{11}$ , тобто умова виникнення турбулентного руху чітко виконується. За таких обставин вплив в'язкості вже несуттєвий і спектр близький до колмогорівського [5]. Основним параметром, що визначає структуру турбулентності, згідно з Колмогоровим [5], є величина потоку енергії  $\varepsilon$ , що дисипує вздовж ієрархії вихорів, перетворюючись у теплоту. Другим параметром, що відповідає за процес дисипації енергії, є кінематична в'язкість  $\nu$ . Розмірність  $\varepsilon$  і  $\nu$ :

$$[\varepsilon] = L^2 T^{-3} ; \quad [\nu] = L^2 T^{-1},$$

де  $L$  і  $T$  – характерні довжина та час існування вихорів.

Очевидно, що з цих двох величин можна скласти єдиний масштаб довжини  $l$ :

$$l = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4},$$

де  $l$  – це внутрішній масштаб турбулентності (на противагу зовнішньому масштабу  $L$ ).

Аналізуючи турбулентність, важливим є відношення швидкості течії  $V$  до швидкості звуку  $c$ , що характеризується числом Маха:

$$M = V/c.$$

Коли  $V > c$ , виникають розривні зміни параметрів середовища, і характеристики течії помітно змінюються на дуже малих відстанях.

Для стаціонарної турбулентності рух вихорів із розмірами, значно меншими від  $L$ , можна вважати локально-ізотропним, тобто середня різниця складових швидкості у двох точках не залежить від часу, від координат, а лише від відстані  $r$  між точками.

Для такого випадку теорія пояснює імовірні значення різниці швидкостей і тисків у різних точках [6]:

$$\Pi(M, M') = \left[ \overline{P(M')} - \overline{P(M)} \right]^2 = \rho^2 \left[ \overline{V_e(M')} - \overline{V_e(M)} \right]^2 = \Pi(r). \quad (1)$$

На підставі теорії розмірностей робимо висновок, що

$$\Pi(r) = q^2 \Pi\left(\frac{r}{l}\right),$$

$$\text{де } l = K_1 \left(\frac{v^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}; \quad q = \rho u^2 = K_2 \rho \sqrt{v \varepsilon},$$

тут  $K_1$  і  $K_2$  – числові коефіцієнти;  $\Pi\left(\frac{r}{l}\right)$  – структурна функція, оскільки вона повністю визначається локальною структурою потоку і при відстанях  $r \gg l$  не залежить від в'язкості  $\nu$ .

Асимптотично  $\Pi\left(\frac{r}{l}\right) \sim \left(\frac{r}{l}\right)^{4/3}$  при  $r \gg l$ , і отже,  $\Pi(r) = c^2 \rho^2 \varepsilon^{4/3}$ , де  $c \approx 1$ .

Підставивши цей вираз в (1), отримуємо

$$[P(M')]^2 = \rho^2 \left[ \overline{V_i(M') - V_i(M)} \right]^2 = c^2 \varepsilon^{4/3} r^{4/3} \rho^2. \quad (2)$$

У теорії стаціонарної турбулентності існує зв'язок між імовірними значеннями різниці швидкостей мас і різниці тисків. Відомо, що флуктуації тисків набагато легше виміряти, ніж різниці швидкостей мас, бо між тиском у газі та інтенсивністю випромінювання в лінії існує тісний зв'язок між імовірними значеннями різниці швидкостей мас і різниці тисків. Відомо, що флуктуації тисків набагато легше виміряти, ніж різниці швидкостей мас, бо між тиском у газі та інтенсивністю випромінювання в лінії наявний тісний зв'язок:

$$I(x) = K \int_0^l p^2(x, y) dy, \quad (3)$$

де  $x$  – координата точки  $M$  на картинній площині;  $y$  – координата вздовж променя зору.

У статті використані матеріали кінофільмів хромосфери Сонця, отриманих на Астрономічній обсерваторії Львівського національного університету за допомогою фотосферно-хромосферного телескопа в лінії  $H_\alpha$  в серпні–вересні 2002 р.

Ми вибрали декілька кінострічок із зображеннями флокулів в активних областях NOAA 10094 і 10097 (за 31.08 – 4.09.2002 р.) придатної компактності та яскравості. У кожному флокулі вимірювали почорніння більше ста точок, розміщених на однаковій відстані одна від іншої. Одиначній відстані  $r$ , що становить 0,1 мм на плівці, відповідає відстань  $1,6 \cdot 10^8$  см. За допомогою характеристичних кривих почорніння переводились у відносні яскравості. Отже, із спостережень ми отримуємо інтенсивність у лінії, що в свою чергою, пропорційна до фотографічної густини (чи яскравості) флокула в т.  $M$  і  $M'$ , що знаходяться одна від одної на відстані  $r$ . Отож, отримуємо емпіричну статистичну функцію:

$$G(r) = \frac{1}{N} \frac{\sum [I(M) - I(M')]^2}{\bar{I}^2}. \quad (4)$$

Згідно із визначенням  $G(r)$  і враховуючи (3), теоретична функція  $F(r)$  має вигляд:

$$F(r) = \frac{K^2 \left\{ \int_0^l p^2(x, y) dy - \int_0^l p^2(x+r, y) dy \right\}^2}{K^2 \left\{ \int_0^l p(x, y) dy \right\}^2}.$$

Унаслідок застосування математичних тотожностей до середнього від інтегралів (3) і використання виразів (2) і  $\frac{\rho}{p} = \frac{m^2}{4(kT_e)^2}$  функцію  $F(r)$  записують у вигляді:

$$F(r) = C^2 \frac{m^2}{(kT_e)^2} \varepsilon^{4/3} r^{4/3} \varphi,$$

причому

$$\varphi\left(\frac{r}{l}\right) = \left[ \int_0^1 \left( 1 + \frac{L^2}{r^2} u^2 \right)^{2/3} - \left( \frac{L}{r} u \right)^{4/3} \right] (1-u) du,$$

де  $u = \frac{y'-y}{L}$ . Значення функції  $\varphi\left(\frac{r}{l}\right)$  визначають числовим інтегруванням, причому вони розміщені в межах від 0 до 1. Приймаємо, що

$$\varphi\left(\frac{r}{l}\right) \approx \frac{1}{2}.$$

Теоретична функція  $F(r)$  у логарифмічній шкалі має значення тангенса кута нахилу кривої приблизно 4/3.

Зіставлено спостережувану статистичну функцію  $G(r)$ , отриману внаслідок вимірів флукуацій яскравості у флокулах із теоретичною статистичною функцією  $F(r)$ , розрахованою у припущенні локально-ізотропної турбулентності.

Область, де ці функції перестають узгоджуватися між собою, вважають передспалаховою областю. Звичайно число Маха у цьому випадку більше від одиниці.

З'ясовано, що при  $r \geq 10$  виникають значні відхилення кривої  $G(r)$  від  $F(r)$ . Це означає, що зовнішній розмір турбулентних вихорів  $L$  становить  $10 \cdot 1,6 \cdot 10^8 \text{ см} = 1,6 \cdot 10^9 \text{ см}$ . У переддень спалаху, а особливо перед самим спалахом відбувається різка перебудова в активній області. Зовнішній розмір турбулентних вихорів флокула значно зменшується, вони починають подрібнюватися; відхилення теоретичної кривої від спостережуваної настає раніше – в околі точки  $r = 5$ .

Для визначення дисипації енергії  $\varepsilon'$  прирівнюється значення функцій  $G(r)$  і  $F(r)$  [7]:

$$F(r) = c^2 \frac{m_H^2}{(kT_e)^2} \varepsilon^{4/3} r^{4/3} \varphi\left(\frac{r}{l}\right) = G(r) .$$

Звичайно електронна температура  $T_e$  у флокулі дорівнює 6 500°, а одиничний масштаб  $r = 1$  не набагато перевищує  $10^9$  см; функція  $\varphi\left(\frac{r}{l}\right)$  змінюється від 0 до 1.

Згідно із [2], можна вважати, що  $\varphi\left(\frac{r}{l}\right) = \frac{1}{2}$ . Звідси робимо висновок, що

$$\lg \varepsilon' = \frac{3}{4} [12,7 + \lg G(1)] .$$

Із отриманих значень дисипації енергії  $\varepsilon$ , використовуючи співвідношення Колмогорова [ 5 ], можна визначити турбулентні швидкості:

$$V_t = \sqrt{\varepsilon L} .$$

Відомо, що в турбулентному середовищі може збільшуватися магнітна енергія  $H^2 / 8\pi$  за рахунок кінетичної енергії  $\rho \frac{v^2}{2}$ . При цьому напруженість магнітного поля зростає доти, поки не будуть урівноважені обидва види енергії:

$$\frac{H^2}{8\pi} \approx \rho \frac{V^2}{2} .$$

Ми отримали кількісні оцінки параметрів турбулентного руху в процесі розвитку флокула; вони наведені у таблиці.

Таблиця

Параметри турбулентного руху в процесі розвитку флокулів

Дата	Активна область	$\varepsilon$ , ерг/г·сек	$V_t$ , см/сек	$H$ , Гс
31.08.2002	NOAA 10094	$2,7 \cdot 10^8$	$5,8 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^1$
1.09.2002	NOAA 10094	$3,2 \cdot 10^8$	$5,9 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^1$
2.09.2002	NOAA 10094	$9,6 \cdot 10^8$	$6,4 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^1$
	NOAA 10097	$1,8 \cdot 10^8$	$5,5 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^1$
3.09.2002	NOAA 10094	$1,1 \cdot 10^9$	$6,8 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^1$
	NOAA 10097	$2,2 \cdot 10^8$	$5,6 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^1$

Усі параметри турбулентного руху у флокулі – масштаб турбулентності, величина дисипації енергії турбулентних вихорів, турбулентна швидкість, посилення магнітного поля турбулентним рухом – цілком узгоджуються з даними, отриманими іншими способами [ 7 ].

Як видно із таблиці, значення параметрів, що описують стан цього флокула, від дня до дня зростають, причому максимуми настають у день спалаху, в нашому випадку – 3.09.2002 р. Функції  $F(r)$  і  $G(r)$  не узгоджуються вже при  $r = 5 - 6$ . Область і час, коли спостережувана функція  $G(r)$  не узгоджується із теоретичною, можна вважати передспалаховим станом. Звичайно, в цьому випадку число Маха є більшим від одиниці.

- 
1. *Северный А.Б., Хохлова В.Л.* Исследование движений и свечения солнечных протуберанцев // Изв. КрАО. 1953. Т. X. С. 9–53.
  2. *Пикельнер С.Б., Шайн Г.А.* . Флюктуации яркости в туманности Ориона как возможное следствие турбулентности // Изв. КрАО. 1954. Т. XI. С. 22–33.
  3. *Дубов Э.Е.* Изотропная турбулентность и диссипация энергии в спокойных протуберанцах // Изв. КрАО. 1955. Т. XV. С. 121–129.
  4. *Hearn A.G.* The Energe Requirements of Microturbulence // Astron. Astrophys. 1974. Vol. 31, N 4. P. 415–418.
  5. *Колмогоров А.Н.* Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30. № 4. С. 299–303.
  6. *Обухов А.М.* О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Докл. АН СССР. 1941. Т. 32. № 1. С. 22–24.
  7. *Solanki S.K.* The origin and the diagnostic capabilities of the Stokes V asymmetry observed in solar faculae and the network // Astron. Astrophys. 1989. Vol. 224. P. 225–241.

**THE DETERMINATION OF PARAMETERS OF SMALL-SCALE  
TURBULENCE IN ACTIVE REGIONS ON THE SUN FOR PROGNOSIS OF  
FLARES**

**M. Koval'chuk, M. Hirnyak, I. Laba**

*Astronomical observatory of the Ivan Franko Lviv National University  
Kyryla & Mephodia Str., 8, 79005 Lviv, Ukraine  
e-mail: hirnyak@astro.franko.lviv.ua*

The theory of local-isotropic turbulence is applied for investigation of preflare state in active regions especially in floculae. The turbulence is manifested in difference of hydrodynamic velocity in different points of flocula besides that middle mean is statistical function of distance between points. Comparison of observational function calculated in result of measuring of brightness of fluctuations in floculae with theoretical statistical function calculated in assumption of local-isotropic turbulence is made. Region and moment when observational function stops to come to an agreement with theoretical is possible to consider as preflare state. Of course in this case Makh's number begins to exceed the unity. Materials of films of Sun (august – september 2002) received in  $H_{\alpha}$  line on astronomical observatory of Lviv national university are used in this paper.

*Key words* : preflare state, active region, turbulence, structure of turbulence.

Стаття надійшла до редколегії 27.09.2006

Прийнята до друку 09.06.2008