



УДК 523.98

## Нові турбулентні ефекти перебудови сонячного магнетизму

В.Н. Криводубський

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

*Досліджено два ефекти турбулентного перенесення магнітного поля в конвективній зоні Сонця: топологічну накачку і «турбулентну плавучість». Показано, що топологічна накачка сприяє вертикальному розширюванню магнітних полів на горизонтальні магнітні силові трубки, тоді як «турбулентна плавучість» біля дна сонячної конвективної зони здана компенсувати класичну магнітну плавучість сильних магнітних полів.*

*НОВЫЕ ТУРБУЛЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПЕРЕСТРОЙКИ СОЛНЕЧНОГО МАГНЕТИЗМА, Криводубский В.Н. — Исследованы два эффекта турбулентного переноса магнитного поля в конвективной зоне Солнца: топологическую накачку и «турбулентную плавучесть». Показано, что топологическая накачка способствует вертикальному расслоению магнитных полей на горизонтальные магнитные силовые трубки, тогда как «турбулентная плавучесть» возле дна солнечной конвективной зоны способна компенсировать классическую магнитную плавучесть сильных магнитных полей.*

*NEW TURBULENT EFFECTS OF RECONSTRUCTION OF SOLAR MAGNETISM, by Krivodubskij V.N. — Two effects of turbulent transfer of magnetic field in the convective zone of the Sun, the topological pumping and “turbulent buoyancy”, are investigated. It is shown that the topological pumping contributes to the vertical stratification of the magnetic fields into the magnetic tubes. While the “turbulent buoyancy” near the bottom of the solar convection zone is able to compensate the classical magnetic buoyancy of strong magnetic fields.*

**Ключевые слова:** турбулентность; магнитные поля; солнечная конвективная зона.

**Key words:** turbulence; magnetic fields; solar convection zone.

### 1. ВСТУП

Оскільки спостережені рухи на сонячній поверхні і конвекція в підфотосферних шарах мають надзвичайно нерегулярний (турбулентний) характер, то при дослідженні еволюції сонячних магнітних полів дослідники зосередили зусилля на вивченні *турбулентних ефектів* збудження і перебудови магнетизму на Сонці. Дослідження електромагнітних властивостей турбулентної плазми в магнітному полі закінчилось створенням магнітогідродинаміки (МГД) усереднених полів, т.з. макроскопічної МГД [1, 2]. В рамках макроскопічної МГД властивості середовища визначаються не тільки газокінетичною електропровідністю  $\sigma$  і магнітною проникністю  $\mu$ , але ще й величинами, які характеризують його турбулентність: ефективною турбулентною швидкістю  $v = \langle \vec{v}^2 \rangle^{1/2}$ , кореляційною довжиною  $l$  і часом кореляції  $\tau$ , які пов'язані між собою співвідношенням  $v \approx l/\tau$  ( $\vec{v}$  — вектор поля швидкостей турбулентних рухів). В замагніченій плазмі було виявлено три нові ефекти турбулентності, які є суттю сучасних теорій еволюції магнітних полів в турбулізованому середовищі. У випадку спірального характеру турбулентних рухів основний ефект турбулентності полягає у збудженні макроскопічного (крупномасштабного) магнітного поля, пов'язаного з додатковим «турбулентним» електричним полем (т.з.  $\alpha$ -ефект). Другий ефект турбулентності пов'язаний з різким зменшенням величини електропровідності плазми, що призводить до суттєвого зменшення часу релаксації магнітних процесів. Нарешті, третій ефект турбулентності пов'язаний з неоднорідністю швидкості турбулентних пульсацій і густини турбулізованої плазми. Він проявляється в перенесенні магнітного поля вздовж градієнта турбулентної швидкості (макроскопічний турбулентний діаманетизм) і градієнта густини середовища [1, 2]. Процеси перенесення призводять до зміни масштабів поля, тому їх прийнято називати *процесами перебудови магнітного поля*.

Найбільшого поширення серед дослідників сонячного глобального магнетизму набуло уявлення про те, що сонячний цикл задається механізмом  $\alpha\Omega$ -динамо, який заснований на спільній дії в сонячній конвективній зоні (СКЗ) спіральної турбулентності ( $\alpha$ -ефект) і диференціального обертання ( $\Omega$ -ефект) [1, 2]. Саме  $\alpha$ -ефект дозволяє здійснити зворотний зв'язок глобальних компонент магнітного поля Сонця і досить просто замкнути сонячний магнітний динамо-цикл, оскільки усереднена турбулентна спіральність  $\alpha \approx (\tau/3) \cdot \langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle$ , діючи на тороїдальне поле  $\vec{B}_T$ , збуджує азимутальне «турбулентне» електричне поле і великомасштабний тороїдальний струм, з яким пов'язане нове похідне поле  $\vec{B}_P$ , антипаралельного спрямування по відношенню до його орієнтації  $\vec{B}_P$  в попередньому циклі. Щодо зазначених вище останніх двох ефектів турбулентності, то вони не дають динамо, однак складають окремі «елементи» турбулентних динамо-механізмів.

В результаті проведених впродовж кількох десятиліть досліджень на основі моделей турбулентного динамо вдалося відтворити основні спостережені закономірності магнітної активності Сонця (див. огляди [3–5]). В останні роки увага дослідників була зосереджена на вивченні низки турбулентних процесів, які допомагають зрозуміти реальні фізичні процеси в СКЗ (див., наприклад, роботи [6–12]). Зокрема, нами було показано, що макроскопічний турбулентний діамagnetизм і  $\nabla\rho$ -ефект відіграють на Сонці роль ефектів магнітної антиплавучості («негативної магнітної плавучості») [13, 14]. Разом з тим, залишилися поза увагою ще кілька процесів турбулентної перебудови магнетизму. В зв'язку з цим в даній роботі розглянуто два ефекти турбулентної перебудови сонячного магнетизму, а саме: топологічну накачку магнітного потоку і «турбулентну плавучість» магнітного поля.

## 2. ТОПОЛОГІЧНА НАКАЧКА І РОЗШАРУВАННЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ

Свого часу Бенар [15], досліджуючи нестійкість підігрітої знизу рідини, експериментально отримав гексагональну конвекцію у вигляді тривимірної коміркової структури. Сприятливі умови для виникнення бенарівської конвекції існують на Сонці, де речовина в конвективних комірках піднімається в центрі і опускається по периферії комірок (близьких до шестикутних). В результаті має місце топологічна нерівноправність низхідних і висхідних потоків у шарі бенарівських комірок: речовина, що опускається, просторово (топологічно) зв'язана, тоді як частини плазми, що піднімаються, ізольовані одна від одної зонами низхідних рухів. В такому ансамблі конвективних комірок верхні силові лінії горизонтального магнітного поля, вмороженого в сонячну плазму, спочатку зміщуються до країв комірок, а потім опускаються (проковзують) повністю вниз до нижньої основи комірок. Стосовно ж нижніх силових ліній, то догори їх тягнуть топологічно відокремлені частини плазми, тому вони будуть лише вигинатися в петлі, але в цілому не можуть переноситися догори. Зрештою, виникає ефект зміщення донизу горизонтального магнітного поля, який Дробишевський і Юферев [16] назвали топологічною накачкою магнітного потоку в нижню частину конвективних комірок. Тобто такий механізм працює як насос, що накачує магнітне поле до дна конвективного шару. В цьому випадку рівняння індукції необхідно доповнити переносним членом  $\text{rot}(\vec{V}_{\text{тн}} \times \vec{B})$ , де  $\vec{V}_{\text{тн}}$  — швидкість топологічної накачки.

На наш погляд, топологічна накачка може сприяти розшаруванню магнітних полів на горизонтальні силові трубки, які пронизують всю СКЗ. Спостереження свідчать, що на поверхні Сонця можна виділити кілька характерних масштабів рухів. Тому на сьогодні набуло широкого поширення уявлення (підтвержене також розрахунками) про ієрархію масштабів сонячної конвекції [17]. Найбільший масштаб мають трохи витягнуті вздовж меридіанів і порівняні з товщиною СКЗ комірки гігантської конвекції [18, 19], всередині яких у верхній частині СКЗ знаходяться супергрануляційні комірки [20, 21]. У верхніх частинах гігантських комірок і супергрануляції зосереджений шар мезогрануляції [22, 23] і грануляції [24]. Оскільки топологічна накачка діє тільки в масштабах власне комірок [16], то комірки кожного шару (ярусу) багатомасштабної конвекції мусять породжувати локальну накачку лише всередині відповідного конвективного шару. Тому перенесення поля донизу в об'ємі СКЗ, очевидно, набуватиме ступінчастого (дискретного) характеру по вертикалі, викликаючи зміщення полів до основи конвективних комірок різних масштабів. Згідно механізму топологічної накачки [16], величина швидкості накачки  $V_{\text{тн}}$  приблизно дорівнює швидкості конвекції в комірках  $v$ . Разом з тим, на всьому вертикальному масштабі СКЗ горизонтальне поле завдяки магнітній плавучості Паркера [25] неперерно піднімається з швидкістю  $V_B \approx v/(4\pi\rho)^{1/2}$  ( $\rho$  — густина плазми) із глибинних шарів до поверхні. Якщо для простоти аналізу розглянути протилежно спрямовані топологічну накачку (донизу) і магнітну плавучість (догори), то можна очікувати, що в результаті їх взаємодії в кожному зазначеному вище шарі (ярусі) конвекції відбуватиметься концентрація магнітного потоку. Із умови балансу двох протилежно спрямованих вертикальних магнітних потоків

$$\uparrow \vec{V}_B(B_0) + \downarrow \vec{V}_{\text{тн}} = 0 \quad (1)$$

можна отримати оцінку максимальної величини поля  $B_0 \approx v(4\pi\rho)^{1/2}$ , сконцентрованого в розділених по вертикалі конвективних горизонтальних ярусах; для наочності напрямки потоків догори або донизу у виразі (1) позначено відповідно стрілочками  $\uparrow$  і  $\downarrow$ . Наші розрахунки для моделі СКЗ [26] показали, що в шарі грануляції (нижня межа якого знаходиться на глибині  $z \approx 1000$  км) величина  $B_0$  становить  $\approx 8 \cdot 10^2$  Гс, в шарі мезогрануляції ( $z \approx 10$  тис. км)  $B_0 \approx 3,5 \cdot 10^3$  Гс, в супергрануляційному шарі ( $z \approx 30$  тис. км)  $B_0 \approx 5 \cdot 10^3$  Гс, і, нарешті, в нижній частині гігантських конвективних комірок поблизу дна СКЗ ( $z \approx 180$  тис. км)  $B_0 \approx 8 \cdot 10^3$  Гс. В результаті структура магнітних полів в СКЗ має набувати багатоярусного (дискретного шарового) по вертикалі характеру. Таким чином, врахування топологічної накачки відкриває шлях до пояснення глибинної фрагментації полів в підфотосферних шарах у вигляді магнітних силових трубок (МСТ), про можливість існування яких ведуться активні дискусії дослідників останнім часом.

### 3. РОЛЬ «ТУРБУЛЕНТНОЇ ПЛАВУЧОСТІ» У ФОРМУВАННІ МАГНІТНОГО ШАРУ НАДПОТУЖНОГО ПОЛЯ ПОБЛИЗУ ДНА СКЗ

Згідно з сучасними уявленнями, найбільш сприятливим місцем для  $\alpha\Omega$ -динамо виглядає ділянка, яка охоплює нижню частину СКЗ, шар проникаючої конвекції і променистий тахоклін, оскільки завдяки високій густині  $\rho$  тут буде найменшою швидкість паркерівського спливання горизонтальних МСТ  $V_B \approx B/(4\pi\rho)^{1/2}$ . Проте навіть тут важко тривалий час протистояти магнітній плавучості у випадку сильних полів  $B$ . Магнітна плавучість — сильний нелінійний ефект за величиною поля (оскільки магнітний тиск пропорційний  $B^2$ ), який створює проблеми для механізмів збудження космічного магнетизму у гравітаційному полі. Внаслідок швидкої евакуації полів із зони генерації важко забезпечити значне їх підсилення. Вже на глибині  $z \approx 100$  тис. км в СКЗ величина швидкості спливання для поля 100 Гс становить близько  $10^2$  см/с. Це призводить до швидкого спливання полів на поверхню — всього за 3 роки, внаслідок чого важко забезпечити значне їх підсилення і утримання в глибоких шарах впродовж часу, порівнянного з періодом сонячного циклу. Тому особливої актуальності набуває питання пошуку механізмів *антиплавучості*, здатних компенсувати швидке спливання сильних полів. Як згадувалося вище, роль таких механізмів відіграють процеси турбулентної перебудови магнетизму. Зокрема, в нашій роботі [13] було показано, що макроскопічний турбулентний діаманетизм в кінематичному режимі забезпечує тривале утримання поблизу дна СКЗ магнітних полів величиною 3000–4000 Гс. Однак в нелінійному режимі ефективність турбулентного діаманетизму різко зменшується (пропорційно  $1/B^3$ ).

В замагніченому турбулентному середовищі поряд з макроскопічним діаманетизмом виникає ще одне магнітне перенесення глобального магнітного поля, зумовлене змінністю густини плазми [27–29]. Неоднорідність густини високопровідної плазми, в якій збуджені маломасштабні магнітні пульсації  $\vec{b}$ , в нелінійному режимі викликає перенесення магнітного поля вздовж градієнта густини середовища  $\nabla\rho$  (в напрямку зростання густини) з ефективною швидкістю

$$\vec{V}_\rho \approx \tau \left( \frac{b^2}{4\pi\rho^2} \right) \cdot \nabla\rho \approx \tau v^2 \frac{\nabla\rho}{\rho}. \quad (2)$$

Оскільки в СКЗ густина речовини у радіальному напрямку від поверхні до дна зони зростає на 5–6 порядків величини, то тут виникає спрямований донизу — проти класичної магнітної плавучості — доволі інтенсивний магнітний потік. Щоб підкреслити роль неоднорідності густини плазми в досліджуваному процесі, ми присвоїли йому в роботі [13] назву  $\nabla\rho$ -ефект. Проведені нами розрахунки для моделі СКЗ [26] показали [13], що швидкість  $V_\rho$  змінюється в діапазоні від  $5 \cdot 10^3$  см/с ( $z \approx 30$  тис. км) до  $2 \cdot 10^3$  см/с ( $z \approx 180$  тис. км). Отже,  $\nabla\rho$ -ефект відіграє в СКЗ роль механізму антиплавучості, який дає суттєвий внесок в формування в глибоких шарах магнітного шару ( $B \approx 3000$ – $4000$  Гс). Разом з тим необхідно мати на увазі, що глобальний магнетизм викликає анізотропію, яка приводить до модифікації  $\nabla\rho$ -ефекту [29]. Тому необхідно уточнити розрахунки ефекту в нелінійному режимі.

З урахуванням впливу магнетизму вираз для ефективної швидкості радіального  $\nabla\rho$ -потoku набуває вигляду

$$\vec{V}_\rho^B(\beta) = \vec{V}_\rho \Psi_\rho(\beta), \quad (3)$$

де  $\Psi_\rho(\beta)$  — квенчінг-функція магнітного пригнічення, яка описує нелінійність [29],  $\beta = B/B_{\text{eq}}$  — параметр нормалізованого магнітного поля,  $B_{\text{eq}} \approx v(4\pi\rho)^{1/2}$  — рівнорозподілена магнітна індукція. Цей нелінійний ефект Кичатинов і Рюдигер [29] назвали «турбулентною плавучістю», бо подібно до паркерівської магнітної плавучості він також зумовлений впливом магнетизму на властивості плазми, в якій зосереджене поле. Однак на відміну від паркерівської плавучості, напрямок «турбулентної плавучості» ( $\uparrow$  або  $\downarrow$ ) залежить від величини великомасштабного поля. У випадку слабких полів, коли величина параметра нормалізованого поля  $\beta$  менша критичного значення  $\beta_{\text{cr}} \approx 1,8$ , ефективна швидкість  $\vec{V}_\rho^B(\beta)$  спрямована догори. І навпаки, для сильних полів ( $\beta > \beta_{\text{cr}}$ ) «турбулентна плавучість» стає негативною (що виглядає трохи несподівано), породжуючи витіснення полів донизу.

Проведемо спочатку аналіз досліджуваного нелінійного процесу в наближенні слабого поля, коли асимптотика функції пригнічення набуває вигляду [29], який має негативний знак

$$\Psi_\rho(\beta) \approx -\frac{2}{15}\beta^2, \quad (4)$$

що приводить до спрямованого догори магнітного потоку зі швидкістю

$$\vec{V}_\rho^B(B) \approx -\frac{2}{15}\beta^2 \vec{V}_\rho \approx -\frac{2}{15} \left( \frac{lc_a^2}{v} \right) \frac{\nabla\rho}{\rho} \quad (5)$$

( $c_a = B/(4\pi\rho)^{1/2}$  — локальна альвенівська швидкість).

Водночас, швидкість паркерівського спливання МСТ з радіусом  $R$  становить [25]

$$V_B \approx \frac{CR^2 c_a^2}{Hlv} \quad (6)$$

( $C$  — константа порядку одиниці,  $H = \left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right)^{-1}$  — висота однорідної атмосфери за густиною).

В теорії довжини змішування кореляційний масштаб  $l$  і висота однорідної атмосфери  $H$  вважаються величинами одного порядку, тому добуток  $l \cdot \frac{\nabla\rho}{\rho}$  буде величиною порядку одиниці. Проведені розрахунки для фізичних умов в супергрануляційному шарі ( $z \approx 30$  тис. км,  $l \approx 2 \cdot 10^9$  см,  $v \approx 2 \cdot 10^4$  см/с,  $\rho \approx 0,8$  г/см<sup>3</sup> [26]), які відповідають наближенню слабкого поля  $\beta \approx 0,8$  ( $\Psi_\rho \approx 0,1$ ), показали, що спрямований догори магнітний потік становить  $5 \cdot 10^2$  см/с. Разом з тим швидкість магнітного спливання МСТ (коли  $R \cong l$ ) значно вища:  $V_B \approx 10^5$  см. Отже, «турбулентна плавучість» у верхній частині СКЗ, де виконується умова слабкого магнітного поля, спрямована догори, хоча її ефективність суттєво менша паркерівської магнітної плавучості.

Разом з тим, як зазначено вище, у випадку сильних полів (за умови  $\beta > \beta_{cr} \approx 1,8$ ), магнітна квенчінг-функція змінює знак і набуває нового вигляду [29]

$$\Psi_\rho(\beta) \approx +\frac{\pi}{32}\beta \quad (7)$$

(зокрема,  $\Psi_\rho(\beta_{cr}) \approx 0,05$ ). Позитивний знак квенчінг-функції вказує на те, що тепер магнітний потік змінює напрямок на протилежний і вже спрямований донизу. Проаналізуємо, яка створюється ситуація в глибинних шарах поблизу дна СКЗ, де  $l \approx 8 \cdot 10^9$  см,  $v \approx 5 \cdot 10^3$  см/с,  $\rho \approx 0,2$  г/см<sup>3</sup>,  $V_\rho \approx 2 \cdot 10^3$  см/с,  $B_{eq} \approx 4 \cdot 10^3$  Гс. Наведена вище умова  $\beta > 1,8$  відповідає величині магнітного поля  $B > B_{cr} \approx \beta_{cr} B_{eq} \approx 7 \cdot 10^3$  Гс, тоді як  $\downarrow V_\rho^B(B_{cr}) \approx 10^2$  см/с. Як показано нами в попередньому розділі, завдяки топологічній накачці в нижній частині гігантських конвективних комірок на глибині  $z \approx 180$  тис. км відбувається концентрація потужного магнітного поля  $B_0 \approx 8 \cdot 10^3$  Гс, величина якого перевищує критичне значення  $B_{cr} \approx 7 \cdot 10^3$  Гс, що дає  $\beta \approx 2$  ( $> \beta_{cr}$ ). В такому разі тут створюються сприятливі умови для спрямованого донизу ефекту «турбулентної плавучості». Отриманий вище магнітний потік донизу  $\approx 10^2$  см/с здатний нейтралізувати спливання відносно тонких МСТ (з радіусом  $R \leq R_{cr} \approx V_\rho^B(B_{cr}) \frac{c_a^2}{Hv} \approx 10$  тис. км) і забезпечити, таким чином, їх тривале утримання в глибинних шарах.

Отже, проаналізовані тут два ефекти турбулентності (топологічна накачка і «турбулентна плавучість») за певних умов можуть відігравати суттєву роль в створенні в поблизу дна СКЗ шару потужного магнітного поля, виявленого в геліосейсмологічних експериментах [30, 31].

1. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
2. Краузе Ф., Рэдлер К.-Х. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. — М.: Мир, 1984. — 320 с.
3. Stix M. Theory of the solar cycle // Solar Phys. — 1981. — **74**. — P. 79–101.
4. Rüdiger G., Arlt R. Physics of solar cycle // In: Advances in nonlinear dynamos // The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics. — 2002. — **9**. — P. 147–191.
5. Ossendrijver M. The solar dynamo // Astron. Astrophys. Rev. — 2003. — **11**, № 4. — P. 287–367.
6. Kitchatinov L.L., Olemskoj S.V. Solar dynamo model with nonlocal alpha-effect // Astronomy Letters. — 2011. — **37**, № 4. — P. 286–292.
7. Rüdiger G., Kitchatinov L.L., Brandenburg A. Cross helicity and turbulent magnetic diffusivity in the solar convection zone // Solar Phys. — 2011. — **269**. — P. 3–12.
8. Devlen E., Brandenburg A., Mitra D. A mean field dynamo from negative eddy diffusivity // MNRAS. — 2013. — **432**. — P. 1651–1657.
9. Olemskoj S.V., Choudhuri A.R., Kitchatinov L.L. Fluctuations in the alpha-effect and grand solar minima // Astronomy Reports. — 2013. — **57**, № 6. — P. 458–468.
10. Pipin V. Helicity-vorticity turbulent pumping of magnetic fields in the solar convection zone // Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics. — 2013. — **107**. — P. 185–206.
11. Tlatov A., Illarionov E., Sokoloff D., Pipin V. A new dynamo pattern revealed by the tilt angle of bipolar sunspot groups // MNRAS. — 2013. — **432**, № 4. — P. 2975–2984.
12. Zhang H., Brandenburg A., Sokoloff D. Magnetic helicity and energy spectra of a solar active region // Astrophys. J. — 2014. — **784L** — P. L45.
13. Krivodubskij V.N. Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // Astron. Nachrichten. — 2005. — **326**, № 1. — P. 61–74.
14. Krivodubskij V.N. Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. — 2012. — **28**, № 5. — P. 232–238.
15. Bernard H. // Revue Générale des Sciences Peres et Appliquees. — 1900. — **11**. — P. 1261.
16. Drobyshevski E.M., Yuferev V.S. Topological pumping of magnetic flux by three-dimensional convection // Journ. Fluid Mech. — 1974. — **65**. — P. 33–44.
17. Getling A.V., Buchnev A.A. Some structural features of the convective-velocity field in the solar photosphere // Astronomy Reports. — 2010. — **54**. — P. 254–259.

18. *Bumba V., Howard R.* Large-scale distribution of solar magnetic fields // *Astrophys. J.* — 1965. — **141**, №4. — P. 1502–1512.
19. *Gilman P.A.* Nonlinear dynamics of boussinesq convection in a deep rotating spherical shell. I. // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics.* — 1977. — **8**. — P. 93–135.
20. *Simon G.W., Leighton R.B.* Velocity fields in the solar atmosphere. III. Large-scale motions, the chromospheric network, and magnetic fields // *Astrophys. J.* — 1964. — **140**. — P. 1120–1147.
21. *Simon G.W., Brandt P.N., November L.J., Scharmer G.B., Shine R.A.* Large-scale photospheric motions: first results from an extraordinary eleven-hour granulation observation / In: *Solar Surface Magnetism*, eds R.J.Rutten, C.J.Schrijver, Science Institute, Advanced Science Institute Series C: Mathematical and Physical Sciences. — V.433 (Dordrecht: Kluver, 1994). — P.261.
22. *November L.J., Toomre J., Gebbie K.V., Simon G.W.* The detection of mesogranulation on the Sun // *Astrophys. J.* — 1981. — **245L**. — P. L123–L126.
23. *November L.J.* Measurement of geometric distortion in a turbulent atmosphere // *Applied Optics.* — 1986. — **25**. — P. 392–397.
24. *Пруст Э.П.* Солнечная электродинамика. — М.: Мир, 1985. — 592 с.
25. *Parker E.N.* The formation of sunspots from the solar toroidal field // *Astrophys. J.* — 1955. — **121**. — P. 491–507.
26. *Stix M.* The Sun: an introduction, second edition. — Berlin: Springer-Verlag, 2002. — 490 p.
27. *Drobyshevskij E.M.* Magnetic field transfer by two-dimensional convection and solar “semi-dynamo” // *Astrophys. Space Sci.* — 1977. — **46**. — P. 41–49.
28. *Вайнштейн С.И.* // Магнитные поля в космосе. — М.: Наука, 1983. — 240 с.
29. *Kitchatinov L.L., Rüdiger G.* Magnetic field advection in inhomogeneous turbulence // *Astron. Astrophys.* — 1992. — **260**. — P. 494–498.
30. *Dziembovsky W.A., Goode P.R., Kosovichev A.G., Schou J.* Signature of the rise of cycle 23 // *Astrophys. J.* — 2000. — **537**. — P. 1026–1038.
31. *Antia H.M., Chitre S.M., Thompson M.J.* On variation of the latitudinal structure of the solar convection zone // *Astron. Astrophys.* — 2003. — **399**. — P. 329–336.

Надійшла до редакції 10.11.2014