

УДК 523.98

В. Н. Криводубський

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка
04053 Київ, вул. Обсерваторна 3

Динамо-параметри конвективної зони Сонця

У рамках макроскопічної магнітогідродинаміки та у наближенні теорії довжини змішування досліджено базові динамо-параметри (спіральність турбулентної конвекції і радіальний градієнт кутової швидкості) сонячної конвективної зони (СКЗ) з урахуванням радіальної неоднорідності турбулентних пульсацій, магнітного пригнічення спіральної конвекції і останніх досягнень геліосейсмології у вивченні внутрішнього обертання Сонця. Врахування різкого радіального градієнта турбулентної швидкості призводить до зміни знаку параметра спіральності з позитивного на негативний (північна півкуля) і до формування шару негативного α -ефекту поблизу дна СКЗ. Цей глибинний шар несе відповідальність за меридіональну міграцію поверхневих магнітних структур. Якщо взяти до уваги магнітне пригнічення α -ефекту і значення радіального градієнта кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$, то розрахований період динамо-хвилі становить біля семи років, що за порядком величини узгоджується із середньою тривалістю циклу сонячних плям. Показано, що $\alpha\Omega$ -динамо може відтворити спостережену в епохи максимумів активності змішану північно-південну магнітну симетричність, якщо взяти до уваги негативний α -ефект біля дна СКЗ і використати із геліосейсмологічних інверсій параметр $\partial\Omega/\partial r$, який має протилежні знаки в екваторіальному і полярному доменах.

ДИНАМО-ПАРАМЕТРЫ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ СОЛНЦА, Криводубский В. Н. — В рамках макроскопической магнитогидродинамики и в приближении теории длины перемешивания исследованы базовые динамо-параметры (спиральность турбулентной конвекции и радиальный градиент угловой скорости) солнечной конвективной зоны (СКЗ) с учетом радиальной неоднородности турбулентных пульсаций, магнитного подавления спиральной конвекции и последних достижений гелиосейсмологии в изучении внутреннего вращения Солнца. Учет резкого радиального градиента турбулентной скорости приводит к изменению знака параметра спиральности с положительного на отрицательный (северное полушарие) и к формированию слоя отрицательного α -эффекта вблизи дна СКЗ. Этот глубинный слой несет ответственность за меридиональную миграцию поверхностных магнитных структур. Если принять во внимание магнитное подавление α -эффекта и значение радиального градиента

углової швидкості $\partial\Omega/\partial r$, то розрахований період динамо-хвилі становить близько семи років, що за порядком величини збігається з середньою тривалістю циклу сонячних плям. Показано, що $\alpha\Omega$ -динамо може відтворити спостережувану змішану магнітну симетричність північ — південь в епохи максимумів активності, якщо взяти до уваги негативний α -ефект поблизу дна СКЗ і використати з геліосейсмологічних інверсій параметр $\partial\Omega/\partial r$, який має протилежні знаки в екваторіальній та полярній областях.

DYNAMO-PARAMETERS OF THE CONVECTION ZONE OF THE SUN, by Kryodubskiy V. N. — In the framework of the macroscopic magnetohydrodynamics in the mixing length approach, we investigated the basic dynamo-parameters (helicity of turbulent convection and radial gradient of angular velocity) of the solar convection zone (SCZ) with taking into account the radial inhomogeneity of turbulent pulsations, magnetic quenching of helical convection and newest helioseismological progress in tracing of inner rotation of the Sun. Allowance for the sharp radial gradient in turbulent velocity results in a change of sign of the helicity parameter from positive to negative (in the northern hemisphere) and, as a consequence, in the formation of the negative α -effect layer near the bottom of the SCZ. This deep negative α -effect layer is responsible for observed meridional migration of the surface large-scale magnetic patterns. When one takes into account the magnetic alpha-quenching and the radial gradient of angular velocity $\partial\Omega/\partial r$, obtained in the recent helioseismological measurements, then the calculated dynamo-wave period is about seven years, which agrees by order of magnitude with the observed sunspot cycles mean duration. It is demonstrated that the $\alpha\Omega$ -dynamo can reproduce the mixed north-south magnetic parity, observed at the activity maxima epochs, if we take into account the negative α -effect near the bottom of the SCZ and use the parameter $\partial\Omega/\partial r$ derived from helioseismological inversions and having opposite signs in the equatorial and polar domains.

ВСТУП

Однією з фундаментальних проблем сонячної фізики є питання про походження і варіації магнітної активності Сонця. З точки зору довгострокового прогнозування всього комплексу геліогеофізичних явищ особливого значення набуває необхідність вивчення і обґрунтування циклічності глобального сонячного магнетизму. Згідно із сучасними уявленнями аксіально-симетричне глобальне (великомасштабне) магнітне поле Сонця \mathbf{B} складається з двох компонентів: глибинного сильного тороїдального (азимутального) поля B_T , яке при спливанні визначає інтенсивність плямоутворення, і слабкого полярного (меридіонального) поля B_P , силові лінії якого на сонячній поверхні дають основний внесок у фонові магнітні поля. Спостереження свідчать, що обидві складові осцилюють у протифазі з середнім періодом близько 11 років. Тому очевидно, що магнітні компоненти пов'язані між собою, і збуджуються, напевне, одним механізмом, а сам процес генерації носить квазіперіодичний коливальний характер.

Найбільшого поширення серед дослідників набули переконання, що спусковим механізмом сонячного циклу служить процес збудження магнетизму рухами плазми, який прийнято називати гідродинамічним динамо. Більшість деталізованих математичних моделей динамо ґрунтуються на теорії усереднених полів [8], яка вивчає поведінку макроскопічних електромагнітних і гідродинамічних полів у турбулентному електропровідному середовищі (макроскопічна магнітогідродинаміка). Теорія усереднених полів

базується на двомасштабному підході до рівнянь Максвелла і закону Ома в турбулентній плазмі. Для опису впливу турбулентності на властивості електропровідного середовища у всіх фізичних параметрів виділяють усереднені (великомасштабні) та флуктуаційні (маломасштабні) складові. Процедури усереднення (згладження) здійснюються за просторовими (L) або часовими (T) масштабами, які значно перевищують кореляційні масштаби довжини l або часу τ турбулентних пульсацій. Внаслідок вмороженості магнітного поля у плазму дрібний масштаб l властивий як для поля швидкості, так і для магнітного поля. Разом з тим для магнітного поля притаманний ще один — крупний масштаб $L \gg l$, порівнянний з розмірами досліджуваного об'єкта. Маломасштабні турбулентні рухи \mathbf{v} , взаємодіючи з великомасштабним магнітним полем $\langle \mathbf{B} \rangle$, створюють флуктуаційне магнітне поле \mathbf{b} у малому масштабі l і підтримують згладжене поле $\langle \mathbf{B} \rangle$ у значно більшому масштабі L (кутові дужки означають усереднення у відповідності до зазначеної вище процедури). За допомогою введених операцій усереднення були виведені рівняння для великомасштабних полів.

Ключову роль у теорії турбулентного динамо відіграє α -ефект, суть якого полягає у можливості збудження спіральними (дзеркально-несиметричними) рухами додаткового «турбулентного» електричного поля $\boldsymbol{\varepsilon} = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle / c$, паралельного до усередненого поля $\langle \mathbf{B} \rangle$, з яким пов'язане нове магнітне поле $\text{rot} \mathbf{B}_1 = 4\pi \sigma_T \boldsymbol{\varepsilon} / c^2$. Тут $\alpha \approx (\tau/3) \langle \mathbf{v} \cdot \text{rot} \mathbf{v} \rangle$ — параметр спіральності турбулентних рухів, σ_T — турбулентна електропровідність, c — швидкість світла. Другий важливий ефект турбулентності полягає у збільшенні великомасштабної дифузії, яка значно перевищує омичну дисипацію. Забезпечуючи швидкі зміни, зокрема затухання, магнітних полів, турбулентна дифузія створює необхідність постійного збудження магнетизму.

В астрофізичних умовах досить часто трапляється ситуація, коли поле швидкостей природно розділене на дві складові різних просторових масштабів, тому макроскопічна магнітогідродинаміка і побудована на ній теорія турбулентного динамо набули широкого застосування для пояснення походження космічного магнетизму. Зокрема, на Сонці роль «динамо-машини» відіграє його конвективна зона, де поле швидкостей розділене на великомасштабну (регулярну) швидкість \mathbf{V} , яка відповідає сонячному обертанню, і маломасштабну турбулентну конвекцію \mathbf{v} . Надзвичайно важливо, що рухи різних масштабів не є незалежними. У результаті взаємодії обертання з кутовою швидкістю Ω і турбулентної конвекції створюється специфічна комбінація диференційного обертання і спіральної турбулентної конвекції. Остання є мірою асиметрії маломасштабних потоків плазми. Саме енергія диференційного обертання і турбулентної конвекції служить джерелом постійного підживлення магнетизму Сонця в сучасну епоху, а відхилення від симетрії спірального поля швидкостей не допускає загасання динамо-процесу.

Зауважимо, що у загальному випадку повний вектор регулярного поля швидкостей \mathbf{V} крім диференційного обертання містить також меридіональну циркуляцію. Як відомо, доплерівські зміщення в спектральних лініях вказують на слабку великомасштабну меридіональну циркуляцію сонячної речовини на поверхні [47]. У зовнішніх приповерхневих шарах (до 15 % радіуса Сонця) ця меридіональна течія спрямована від екватора до полюсів [33, 44]. На середніх широтах амплітуда швидкості течії становить всього 5–10 м/с, що значно менше ніж поверхнева регулярна швидкість обертання (≈ 2 км/с). Для забезпечення збереження речовини біля нижньої основи СКЗ мусить існувати меридіональна течія протилежного спрямування від полюсів до екватора. За такої умови біля полюсів речовина повинна

опускатися донизу, тоді як біля екватора вона має підніматися із глибин на поверхню, щоб у такий спосіб забезпечити замкнутий цикл циркуляції речовини в СКЗ. Недавно було запропоновано кілька числових моделей сонячного динамо-циклу з урахуванням меридіональної циркуляції [39, 68]. Однак більшість дослідників досить обережні щодо залучення до розгляду меридіональної циркуляції, оскільки поки що немає достатньо адекватної теоретичної моделі, яка б пояснювала спрямовану до екватора глибинну течію.

Диференційне обертання $\Omega(r, \theta)$, діючи на полоїдальне поле \mathbf{B}_p , збуджує тороїдальну складову \mathbf{B}_T (Ω -ефект) [42], тоді як усереднена спіральна турбулентність $\alpha(r, \theta)$ регенерує із цього поля полоїдальну складову \mathbf{B}_p (α -ефект) [8, 17] антипаралельного спрямування до його первісної орієнтації, замикаючи тим самим сонячний динамо-цикл. У випадку, коли генерація і турбулентна дифузія магнітних потоків урівноважені, отримують модель $\alpha\Omega$ -динамо сонячного магнітного циклу, яка описується системою двох рівнянь [1, 8, 17]

$$\partial \mathbf{A} / \partial t = \alpha \mathbf{B}_T - \text{rot} [v_T^{1/2} \text{rot}(v_T^{1/2} \mathbf{A})], \quad (1)$$

$$\partial \mathbf{B}_T / \partial t = r \sin \theta (\mathbf{B}_p \nabla) \Omega \mathbf{i}_\varphi - \text{rot} [v_T^{1/2} \text{rot}(v_T^{1/2} \mathbf{B}_T)],$$

де $\mathbf{A} = A \mathbf{i}_\varphi$ — тороїдальний векторний потенціал, $\mathbf{B}_p = \text{rot} \mathbf{A}$, $v_T \approx (1/3) v l \approx (1/3) \tau v^2$ — турбулентна в'язкість, $v = (\langle v^2 \rangle)^{1/2}$ — середня квадратична швидкість турбулентних пульсацій, θ — полярний кут (відповідна йому широта становить $\theta^* = 90^\circ - \theta$), r — відстань від центра Сонця, $\nabla \equiv (\partial/\partial r) \mathbf{i}_r + (1/r)(\partial/\partial \theta) \mathbf{i}_\theta$, \mathbf{i}_r , \mathbf{i}_θ , \mathbf{i}_φ — радіальний, полярний і азимутальний одиничні вектори у сферичній системі координат, $\partial/\partial r$ і $\partial/\partial \theta$ — радіальний і широтний градієнти. Оскільки розглядаються тільки великомасштабні магнітні поля, то кутові дужки усереднення полів тут і далі опущені. Перші члени в правих частинах цих рівнянь описують збудження магнітних полів відповідно α -ефектом і Ω -ефектом, а другі відповідальні за турбулентне загасання полів. Розв'язок системи рівнянь (1) можна представити у вигляді мігруючих динамо-хвиль, які при спостереженнях проявляються як хвилі магнітної активності.

Упродовж кількох останніх десятиліть було запропоновано низку механізмів сонячного циклу, в основу яких покладено базову модель $\alpha\Omega$ -динамо. В результаті аналітичних досліджень і числового моделювання було визначено основні обмеження на характер поведінки фізичних параметрів сонячної конвективної зони (СКЗ), необхідні для відтворення спостереженого магнітного циклу з допомогою динамо-механізмів. Перелік відтворених явищ сонячної активності [3, 70, 77, 81] свідчить, що моделі динамо досить адекватно описують природу магнітного циклу Сонця і в цілому відображають реальні процеси у СКЗ.

Одночасно ще залишилася низка явищ, які не вдалося пояснити. Звичайно, при моделюванні циклу можна залучити до розгляду нові додаткові ефекти, що призводить до непомірного збільшення кількості довільних параметрів. Змінюючи останні, можна підігнати результат моделювання під будь-які спостережені дані. Проте, як зазначає Паркер [17], перебору безлічі допустимих варіантів недостатньо для розуміння реальних процесів. Потрібно володіти надійними знаннями про фізичні параметри і структуру підфотосферних шарів. Тому і на сьогодні актуальним залишається питання про те, якими мають бути розподіли базових динамо-параметрів (спіральної турбулентності, диференційного обертання і турбулентної дифузії) в СКЗ, щоб усунути обмеження моделі при поясненні

магнітної циклічності [35]. Тут ми зупинимося на кількох важливих проблемах сонячного динамо-циклу. Необхідно пояснити, чому фрагменти сильного тороїдального поля, що виходять на поверхню у вигляді плям у «королівській зоні», дрейфують до екватора впродовж циклу («діаграма метеликів»), тоді як високоширотні носії магнетизму зміщуються до полюсів. Розрахований період динамо-циклу виявляється значно меншим від спостереженої тривалості магнітного циклу, тому потрібно шукати шляхи подовження теоретичних оцінок періоду. Вимагає також пояснення спостережена північно-південна магнітна асиметрія під час переполюсовок полярного поля в епохи максимумів сонячних циклів (видима «монополярна» структура полоїдального поля).

Зазначені труднощі моделей динамо значною мірою пов'язані з тим, що у реальних природних умовах магнітні процеси відбуваються в нелінійному режимі, що не завжди бралось до уваги при розрахунках динамо-параметрів, а також з обмеженістю інформації про внутрішнє обертання Сонця, яку до недавнього часу отримували у результаті теоретичного моделювання. Принципово новий шлях до вивчення глибинного диференційного обертання відкрили геліосейсмологічні експерименти [36]. Тому для усунення ускладнень динамо-моделі сонячного циклу необхідно розрахувати фізичні динамо-параметри, взявши до уваги електромагнітну реакцію зростаючого поля на гідродинамічні рухи, а також останні досягнення геліосейсмології. Згідно з цим в даній роботі в рамках макроскопічної МГД проведено дослідження зазначених вище проблем сонячної циклічності.

ДИНАМО-ХВИЛІ І ДИФЕРЕНЦІЙНЕ ОБЕРТАННЯ

Є. Паркер [17] запропонував шукати розв'язки рівнянь $\alpha\Omega$ -динамо (1) у вигляді мігруючих у меридіональній площині динамо-хвиль

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_T &= \mathbf{B}_0 \exp[t/T - i(q\mathbf{K}r)] \exp i(k\theta \pm t/T + \pi/4), \\ A &= -\mathbf{B}_0 \sqrt{2} [1/kT(\partial\Omega/\partial r)] \exp[t/T - i(q\mathbf{K}r)] \exp i(k\theta \pm t/T), \end{aligned} \quad (2)$$

де \mathbf{K} — хвильове число динамо-хвиль, що характеризує масштаб зміни поля, k — звичайне хвильове число, $q = k/\mathbf{K}$ — безрозмірне хвильове число, $1/T$ — частота осциляцій поля. Амплітуда поля \mathbf{B}_0 визначається початковими умовами. Тороїдальне поле на сонячній поверхні перетворюється в нуль, тоді як полоїдальне поле на цій поверхні має зшиватися з зовнішнім вакуумним безструмовим полем.

Міграція відбувається у меридіональній площині перпендикулярно до градієнта кутової швидкості $\nabla\Omega$, тобто динамо-хвилі поширюються вздовж ізоротаційних поверхонь в напрямку вектора $\alpha \cdot [\nabla\Omega \times \mathbf{i}_\varphi]$ (закон Йошімури [98]). У відповідності до цього для пояснення спостереженої меридіональної міграції поверхневих магнітних структур впродовж циклу необхідно, щоб швидкість обертання Ω змінювалась вздовж радіуса в СКЗ. Саме в такому випадку у північній півкулі залежно від знаку добутку параметра спіральності α і радіального градієнта кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$ динамо-хвилі будуть зміщуватися вздовж меридіана від середніх широт до екватора (при $\alpha\partial\Omega/\partial r < 0$) чи навпаки (при $\alpha\partial\Omega/\partial r > 0$). У той же час широтний градієнт кутової швидкості $\partial\Omega/\partial\theta$, спостережений на поверхні Сонця, призводить до міграції динамо-хвиль вертикально вгору. Межі динамо-ділянки можуть змінювати напрям хвиль або перешкоджати їхньому поширенню, тому радіальні динамо-хвилі зупиняються сонячною поверхнею, заломлюються і віддаляються від широт їхнього збудження до екватора і полюса. В цілому опис процесу дуже ускладнюється. Значно простішу картину дає механізм

динамо з радіальним градієнтом кутової швидкості. Тому більшість дослідників воліють залучати до розгляду саме його.

Згідно з цим у регулярному полі швидкостей $\mathbf{V}(r, \theta) = \Omega(r, \theta) \times \mathbf{r} = r \sin\theta \Omega(r, \theta) \mathbf{i}_\varphi$ будемо брати до уваги лише радіальний зсув $\partial\Omega(r, \theta)/\partial r$. Залежність параметра спіральності від просторових координат прийнято задавати, як правило, у вигляді виразу $\alpha(r, \theta) = \alpha_0(r) \cos\theta$, знак якого на екваторі ($\theta = \pi/2$) змінюється на протилежний [8]. Важливу роль при модельних розрахунках відіграють введені Паркером характерне хвильове число динамо-хвилі

$$K = (\alpha G / \nu_T^2)^{1/3}$$

і безрозмірне динамо-число

$$N_D = \alpha G / \nu_T^2 k^3 \approx \alpha G \lambda^3 / \nu_T^2 = (K \lambda)^3,$$

де $\lambda \approx 1/k$ — характерний розмір ділянки динамо, $G \equiv r \partial\Omega / \partial r$ — міра радіального диференційного обертання. Динамо-число характеризує відношення членів, відповідальних за генерацію і затухання поля, і визначає порогові збудження мультипольних гармонік поля. Його зручно подати через спеціальні магнітні числа Рейнольдса, які характеризують інтенсивності α - і Ω -ефектів:

$$N_D = R_\alpha R_\Omega, \quad R_\alpha = \alpha \lambda / \nu_T, \quad R_\Omega = G \lambda^2 / \nu_T,$$

Типовою ознакою $\alpha\Omega$ -процесу є умова $|R_\Omega| \gg |R_\alpha|$. При цьому відношення амплітуд полоїдальної і тороїдальної складових поля визначається величиною $B_p/B_T \approx (R_\alpha/R_\Omega)^{1/2}$.

Якщо накласти відповідні крайові умови, то задача розв'язку системи рівнянь динамо (1) в кінематичному наближенні зводиться до задачі на відшукання власних значень: необхідно знайти такі значення фізичних параметрів СКЗ, за яких відповідні їм магнітні поля будуть осцилюючими і не виснажуються з часом. Для аналізу умов збудження магнітних гармонік зручно перейти до дисперсійного співвідношення. Спочатку шляхом виключення тороїдальної складової \mathbf{V}_T систему рівнянь (1) можна замінити одним рівнянням для векторного потенціалу полоїдального поля \mathbf{A} . Потім, підставивши в це рівняння пошуковий хвильовий розв'язок (2), легко отримати квадратичне відносно параметра $1/T$ дисперсійне співвідношення:

$$[(1/T) + \nu_T k^2]^2 = i \alpha G k. \quad (3)$$

яке має два корені:

$$(1/T) = \pm [i \alpha G k]^{1/2} - \nu_T k^2.$$

Проаналізувавши розв'язки, Паркер [17] визначив вимоги до умов збудження стаціонарного осцилюючого магнітного поля. У випадку, коли динамо-хвилі обмежені за амплітудою у всьому нескінченному просторі, швидкість утворення чи знищення поля визначається показником росту поля $\text{Re}(1/T) = \pm [(1/2) \alpha G k]^{1/2} - \nu_T k^2$, а частота осциляцій поля ω — величиною $\text{Im}(1/T) = \omega = \pm ((1/2) \alpha G k)^{1/2}$ при $\alpha G k > 0$ (або $\mp ((1/2) \alpha G k)^{1/2}$ при $\alpha G k < 0$). Верхній знак відповідає зростаючому полю при $|\alpha G k| > 2\nu_T^2 k^4$. Якщо ж $|\alpha G k| < 2\nu_T^2 k^4$, то гармоніки поля загасають, але повільніше, ніж у випадку, коли загасання зумовлюється тільки однією турбулентною дифузійною. Нижній знак відповідає полям, які активно знищуються механізмом динамо. Таким чином, у певних режимах поля можуть створюватися чи знищуватися за проміжки часу, значно коротші повного часу їхнього турбулентного загасання $T_3 \approx 1/\nu_T k^2$. Умова $\text{Re}(1/T) = 0$ відповідає динамо-хвилі сталої

амплітуди, тоді як для зростання поля ($\text{Re}(1/T) > 0$) необхідно, щоб спільна дія спіральних рухів і диференційного обертання була достатньою для подолання турбулентної магнітної дифузії (добуток параметра спіральності на міру диференційного обертання мусить бути досить великим). Якщо використати безрозмірне динамо-число, яке характеризує потужність динамо-процесу, то ця вимога набуває дуже простого вигляду $|N_D| > 2$. Період динамо-хвилі, яка мігрує вздовж меридіанів, визначається виразом

$$P = 2\pi/\omega = 2\pi/(1/2)\alpha Gk l^{1/2}. \quad (4)$$

Моделі динамо особливо чутливі до змін з радіусом і широтою основних базових параметрів — кутової швидкості і спіральної турбулентності. Залежність $\Omega(r, \theta)$ повинна бути такою, щоб у моделях динамо відтворити просторово-часову еволюцію магнетизму впродовж сонячного циклу. Водночас вона мусить узгоджуватися з розподілом кутової швидкості на сонячній поверхні, а також з даними геліосейсмологічних вимірювань внутрішнього обертання. Зокрема, для пояснення зростання швидкості обертання від високих широт до екватора теорія диференційного обертання передбачала зменшення кутової швидкості з глибиною ($\partial\Omega/\partial r > 0$) [21]. Спостережені обмеження на обертання при побудові теорії вимагали постійної кутової швидкості на циліндричних поверхнях, вісь яких збігається з віссю обертання. Швидкість обертання могла змінюватися лише при переході з однієї ізоротаційної циліндричної поверхні на іншу. Вона зменшувалася при змищенні в напрямі до осі обертання. Тільки в такому випадку можна було забезпечити спостережену на поверхні картину широтного диференційного обертання. Тим часом для пояснення міграції до екватора місць появи плям теорія динамо вимагала протилежної радіальної залежності кутової швидкості — збільшення її з глибиною ($\partial\Omega/\partial r < 0$). В моделі $\alpha\Omega$ -динамо для забезпечення зміщення тороїдального поля від середніх широт до екватора у північній півкулі необхідна умова $\alpha\partial\Omega/\partial r < 0$ [17]. Тривалий час вважалося, що параметр спіральності турбулентних рухів $\alpha(r)$ має позитивний знак у всьому об'ємі СКЗ [88], що і приводило до вимоги $\partial\Omega/\partial r < 0$, яка суперечила висновкам теорії диференційного обертання. З часом геліосейсмологічні експерименти прояснили, що в дійсності СКЗ природно розділена на домени швидкого і повільного обертання з протилежними знаками $\partial\Omega/\partial r$ [52, 80]. Виявилось, що в низькоширотному домені швидкого обертання ($\theta^* = 0\dots 40^\circ$) радіальний градієнт кутової швидкості в

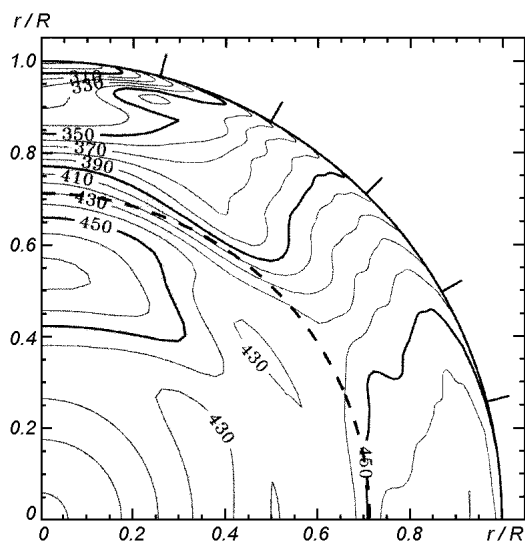


Рис. 1. Картина внутрішнього обертання Сонця за даними SOHO [80]. Цифрами зазначено величину Ω в наногерцах. Величина кутової швидкості на поверхні Сонця на екваторі становить 450 нГц. Штрихова лінія відповідає нижній основі СКЗ ($r \approx 0.71R$), глибше якої знаходиться тахоклін

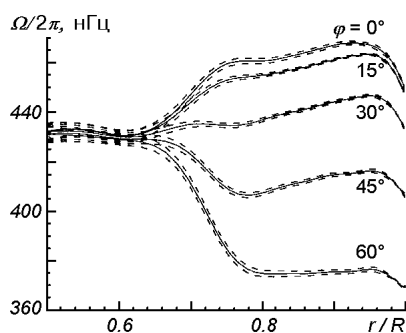


Рис. 2. Розподіл за радіусом усереднених за 1995—1999 рр. швидкостей внутрішнього обертання Сонця для різних широт φ [52]. Штриховими лініями позначено коридор похибок

основному зменшується при заглибленні ($\partial\Omega/\partial r > 0$), тоді як у високоширотних доменах повільнішого обертання ($\theta^* = 50\dots 90^\circ$) він збільшується з глибиною ($\partial\Omega/\partial r < 0$) (рис. 1, 2). Але й з визначеним із геліосейсмологічних інверсій параметром $\partial\Omega/\partial r$ не вдалося пояснити міграцію низькоширотних динамо-хвиль до екватора, оскільки він не задовольняв необхідну для цього умову $\alpha\partial\Omega/\partial r < 0$. Оскільки геліосейсмологія зарекомендувала себе надійним інструментом вивчення внутрішніх ділянок Сонця, то увагу дослідників було звернуто на радіальний профіль параметра спіральності турбулентних рухів $\alpha(r)$ (конвективний α -ефект).

СПІРАЛЬНА ТУРБУЛЕНТНІСТЬ

Спіральність є абсолютно природним ефектом, який з'являється у гравітаційному полі в охоплених турбулентністю або конвекцією системах, що обертаються. Тобто, поле турбулентних швидкостей мусить мати принаймні два переважних напрями: $\nabla \ln(\rho v)$ і Ω . Умова появи α -ефекту полягає в тому, що усереднене значення кореляції поля турбулентних швидкостей $\langle \mathbf{v} \cdot \text{rot} \mathbf{v} \rangle$ на великих відстанях повинно відрізнятися від нуля. Вимога $\langle \mathbf{v} \cdot \text{rot} \mathbf{v} \rangle \neq 0$ вказує на те, що турбулентність мусить мати переважне (правостороннє або ж лівостороннє) гвинтове закручування, яке власне і буде забезпечувати спіральність рухів. Для отримання сумарного ефекту закручування певного знаку необхідна деяка асиметрія між висхідними і низхідними потоками. Головною причиною асиметрії служить стратифікація, зумовлена тим, що висхідні комірочки розширюються, а низхідні стискаються. Інші причини можуть бути пов'язані з топологією (оскільки плазма піднімається переважно в центрі комірочки і опускається на її краях) і магнітною плавучістю, яка сприяє підйому намагніченої плазми. Комбінація радіального і обертального рухів приводить до переважання у північній півсфері лівогвинтового, а в південній — правогвинтового закручування [1]. Коефіцієнт α виражається в одиницях швидкості і є мірою інтенсивності спіральності, тобто мірою асиметрії (правої чи лівої) маломасштабного потоку плазми. При досить інтенсивній спіральності α -ефект збуджує магнітні поля, які можуть протистояти омичним виснаженням, відкриваючи таким чином прямий шлях до пояснення походження космічних магнітних полів. Зокрема, як уже зазначалося, α -ефект дає змогу досить просто замкнути сонячний динамо-цикл.

У зв'язку з ускладненнями при визначенні міграції динамо-хвиль на Сонці уявлення про позитивний α -ефект [88] було поставлено під сумнів, поки Х. Йошімура [98] не висунув гіпотезу, що у нижній частині СКЗ параметр спіральності може змінювати свій знак. Щоб перевірити це припущення, потрібно розрахувати радіальний профіль параметра спі-

ральності на основі фізичних характеристик підфотосферних шарів. Для цього можна використати моделі СКЗ, в яких параметри турбулентності розраховані в наближенні теорії довжини змішування.

Кількісно радіальна складова параметра спіральності описується виразом [1, 8]

$$\alpha_0(r) \approx -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{v} \cdot \text{rot} \mathbf{v} \rangle \approx -\frac{2}{3} \Omega l^2 \nabla \ln(\rho v) = -\frac{2}{3} \Omega l^2 \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} + \frac{\nabla v}{v} \right), \quad (5)$$

де $\nabla \equiv \partial/\partial r$. Видно, що коефіцієнт $\alpha_0(r)$ визначається суперпозицією внесків, зумовлених відносними радіальними градієнтами густини речовини ρ :

$$\alpha_0^{\rho}(r) \approx -\frac{2}{3} \Omega l^2 \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \right), \quad (6)$$

і швидкості турбулентних пульсацій v :

$$\alpha_0^v(r) \approx -\frac{2}{3} \Omega l^2 \left(\frac{\nabla v}{v} \right). \quad (7)$$

З метою врахування впливу обертання на спіральну турбулентність Рюдигер і Кичатинов [79] ввели ваговий множник $S(\omega) = \Psi^{\rho}(\omega)/\Psi^v(\omega)$, який характеризує відносний внесок радіального градієнта густини речовини у загальний α -ефект:

$$\alpha_0(r, \omega) \approx -\frac{\tau}{3} \langle \mathbf{v} \cdot \text{rot} \mathbf{v} \rangle \approx -\frac{1}{2} \Omega l^2 \Psi^v(\omega) \nabla \ln(\rho^{S(\omega)} v).$$

Функції $\Psi^{\rho}(\omega)$ і $\Psi^v(\omega)$ враховують вплив швидкості обертання Ω на складові α -ефекту, зумовлені градієнтами густини і турбулентної швидкості, через число Коріоліса $\omega = 2\tau\Omega$, яке описує ступінь збурення конвекції обертанням. Для фізичних умов у глибинних шарах СКЗ, які відповідають наближенню швидкого обертання $\omega \gg 1$, функції впливу набувають сталого значення $\Psi^{\rho}(\omega) = \Psi^v(\omega) \approx 2\pi/\omega$, що дає $S(\omega) \approx 1$. Тому при дослідженні α -ефекту в СКЗ можна користуватися формулами (5)–(7).

За табличними значеннями фізичних параметрів із моделі СКЗ Стікса [89] методом чисельного диференціювання ми розраховували відносні радіальні градієнти густини плазми $[\nabla \rho(r)/\rho(r)]$ і турбулентної швидкості $[\nabla v(r)/v(r)]$. Виявилось, що радіальні градієнти $\nabla \rho$ і ∇v мають протилежні знаки. При цьому на більшій відстані вертикальної протяжності конвективної зони відносний градієнт $\nabla \rho/\rho$ домінує над величиною $\nabla v/v$. Саме тому сумарний радіальний профіль $\alpha_0(r) = \alpha_0^{\rho}(r) + \alpha_0^v(r)$ у верхній частині СКЗ має позитивний знак. Проте при наближенні до нижньої основи СКЗ

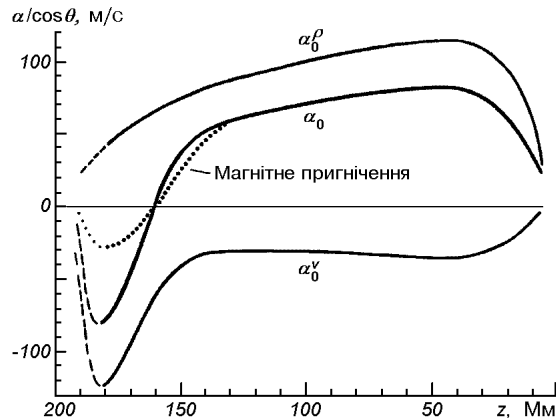


Рис. 3. Залежність від глибини z в СКЗ (модель Стікса [89]) параметра спіральності: α_0 — сумарний параметр спіральності, α_0^{ρ} і α_0^v — внески, зумовлені радіальними градієнтами густини речовини і турбулентної швидкості; штрихова крива — магнітне пригнічення $\alpha(\beta) = \alpha_0 \Psi_{\alpha}(\beta)$

інтенсивність турбулентних пульсацій хоч і поступово, але неухильно спадає до нуля, в результаті чого ситуація змінюється на протилежну. Тепер уже відносний позитивний градієнт турбулентної швидкості $\nabla v/v$, який дає від'ємне значення α_0^v , за амплітудою переважає відносний негативний градієнт густини плазми $\nabla \rho/\rho$, відповідальний за додатне значення α_0^p . Це приводить до зміни знаку сумарної спіральності на глибині $z \approx 160$ тис. км [13, 54, 55]. В результаті недалеко від шару проникної конвекції параметр спіральності досягає свого негативного пікового значення $\alpha_0 \approx -70$ м/с (рис. 3), а його усереднена (по ділянці негативних значень) амплітуда становить -20 м/с. Таким чином, різкий радіальний градієнт швидкості турбулентної конвекції сприяє формуванню в нижній частині СКЗ шару негативного α -ефекту ($\alpha_0 < 0$) товщиною $\Delta z \approx 30$ тис. км.

Використавши метод трасерів, який ґрунтується на ідеї про те, що поверхневі активні утворення містять інформацію про МГД-потоки в ділянках, через які вони проходять при підйомі до поверхні [65], можна отримати альтернативну оцінку α -ефекту. Розрахунки струмової спіральності [22, 26, 58, 72, 83], а також дослідження нахилу осі біполярних груп плям [58, 61, 82] підтвердили, що α -ефект дійсно змінює свій знак в сонячних надрах.

Зауважимо, що крім класичного конвективного α -ефекту, збудження спіральності може відбуватися за рахунок взаємодії архімедових і коріолісових сил [16, 48]. Числове моделювання для шару проникної конвекції показало [43, 69, 91, 92], що спливаючі магнітні трубки під впливом сили Коріоліса зазнають систематичного закручування, формально аналогічного конвективній спіральності — зумовлений магнітною плавучістю α -ефект. Проте типова амплітуда $|\alpha| \sim 0.1 \dots 1$ см/с [44, 69] зумовленою плавучістю α -ефекту на три-чотири порядки менша від характерних величин $|\alpha| \sim 10$ м/с конвективного α -ефекту (рис. 3). Тому магнітний α -ефект не може забезпечити циклічний динамо-процес самозбудження, проте він може бути корисним для пояснення тривалих періодів низької сонячної активності, подібних до маундерівського мінімуму [44, 69, 70].

Проведені в останні роки дослідження, в тому числі автором [54], дають підставу стверджувати, що найсприятливішими для $\alpha\Omega$ -динамо виглядають глибинні ділянки СКЗ поблизу шару проникної конвекції [75] і променистого тахокліна [86]. Проте, незважаючи на особливу привабливість шару проникної конвекції для перебудови магнетизму, він занадто тонкий — всього 3 Мм [27]. Збудження великомасштабного магнітного поля в такому тонкому шарі породжує низку проблем [78]. Тому вважається, що ділянка динамо простягається глибше в надра Сонця і захоплює променистий тахоклін товщиною біля 30 Мм [86]. Важливим аргументом на користь глибинних шарів служить також те, що у глибоких щільних шарах є найменшими втрати магнітного потоку внаслідок плавучості, оскільки швидкість магнітного спливання полів обернено пропорціональна густині плазми [17]. До того ж саме тут процеси турбулентної перебудови магнетизму (так звані ефекти негативної магнітної плавучості) допомагають компенсувати спливання особливо інтенсивних тороїдальних полів [54]. Тому основний сценарій генерації і перебудови магнітного поля, відповідальний за картину поверхневого магнетизму, розігрується переважно в глибинних шарах СКЗ товщиною 30 Мм. Детально роль ефектів турбулентної перебудови магнетизму в моделі сонячного динамо висвітлено в роботах автора [9, 11, 12, 54, 56]. Тут же ми акцентуємо увагу на потребі модифікації базових параметрів механізму динамо з метою вирішення проблем сонячної циклічності.

Недавно зроблено кілька спроб числового моделювання сонячного циклу [31, 38, 39, 40, 57, 67, 68] на основі моделі Беккока — Лейтона [25, 59], в якій розглядаються процеси в поверхневих шарах СКЗ. Для пояснення регенерації полоїдального поля вважається, що при загасанні нахилених біполярних активних ділянок меридіональні магнітні складові дають внесок в нове полоїдальне поле. Тобто, на відміну від макроскопічної МГД, в якій полоїдальне поле регенерується за рахунок спіральної турбулентності в глибинах СКЗ, у модифікованих моделях процес збудження замінюється феноменологічним описом відтворення полоїдального поля біля поверхні. Далі припускається, що меридіональна циркуляція буде переносити ці слабкі дифузійні поля спочатку до полюсів, а потім і до дна СКЗ, де за рахунок диференційного обертання збуджується тороїдальне поле. Однак ця схема пов'язана з кількома серйозними ускладненнями. Оскільки радіальний градієнт кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$ поблизу тахокліна на високих широтах має більшу амплітуду, ніж на низьких широтах, то у рамках такої схеми диференційне обертання буде призводити до генерації сильних тороїдальних полів насамперед на високих широтах, що явно суперечить факту виникнення сонячних плям на низьких широтах [35]. Крім того, в цих числових моделях не вдалося відтворити необхідну дипольну парність (симетричність) полоїдального поля впродовж циклу [29, 39]. Нарешті, як уже зазначалося, поки що не створено надійної теоретичної моделі меридіональної циркуляції. Тому ми згідно з роботою [39] також вважатимемо, що у моделях динамо-циклу α -ефект макроскопічної МГД поблизу дна СКЗ має більшу вагу, ніж феноменологічний ефект нахилених біполярних груп плям поблизу сонячної поверхні.

Виявилось, що визначене за даними геліосейсмологічних інверсій внутрішнє обертання [52, 80] і установлений нами шар негативного α -ефекту забезпечують меридіональне зміщення хвиль магнітної активності у відповідності до спостережень. У НШД, де $\partial\Omega/\partial r > 0$, виконується умова $\alpha\partial\Omega/\partial r < 0$, що призводить до зміщення динамо-хвилі до екватора. Як уже згадувалося, ця основна магнітна хвиля проявляється на сонячній поверхні при аналізі локалізації плям впродовж циклу в «королівській зоні» (закон Шперера). У ВШД геліосейсмологія дає протилежний знак радіального градієнта кутової швидкості ($\partial\Omega/\partial r < 0$), тоді як знак параметра спіральності залишається незмінним ($\alpha < 0$). Тому тут динамо-хвиля спрямована до полюсів ($\alpha\partial\Omega/\partial r > 0$). Ця слабкіша магнітна хвиля фіксується при спостереженнях у вигляді мігруючих до полюсів високоширотних структур з нейтральними магнітними лініями [34, 64] і носіїв слабких магнітних полів — факелів [15]. Її можна також прослідкувати за змінами активності корони і високоширотних протуберанців (зміни яскравості зеленої корональної лінії λ 530.3 нм) [30, 60].

МАГНІТНЕ НАСИЧЕННЯ АЛЬФА-ЕФЕКТУ

Розглянемо тепер питання про електромагнітну реакцію глобального магнетизму на поле швидкостей в СКЗ. Оскільки спільний розв'язок системи рівнянь індукції і руху є надзвичайно складною задачею, яку досі не завершено, то зазвичай замість цього дослідники модифікують моделі кінематичного динамо, включаючи в них реакцію сили Лоренца на рухи, які збуджують магнетизм. Очевидно, нелінійність насамперед буде пригнічувати α -ефект, що є упорядкованішим, чутливішим і слабшим у порівнянні з Ω -ефектом. Позаяк конвективний α -ефект породжується адвекцією магнітного поля під впливом спіральної турбулентності, а сама пасивна магнітна адвекція уповільнюється при наближенні величини поля

до рівнорозподіленого значення, то найадекватнішою виявилася ідея про алгебраїчне насичення α -ефекту [4]. Відповідно до цієї концепції вплив зростаючого магнітного поля на α -ефект можна описати виразом $\alpha(\beta) = \alpha_0 \Psi_\alpha(\beta)$, де α_0 — «немагнітне» значення параметра спіральності (5), $\beta = B/B_{\text{eq}}$ — параметр нормалізованого магнітного поля, $B_{\text{eq}} \approx v(4\pi\rho)^{1/2}$ — рівнорозподілена магнітна індукція, яка збуджується маломасштабними турбулентними пульсаціями v , $\Psi_\alpha(\beta)$ — нормалізована ($\Psi_\alpha(0) = 1$) функція магнітного насичення α -ефекту (квенчінг-функція). При зростанні поля величина $\Psi_\alpha(\beta)$ зменшується (асимптотично прямує до нуля), таким чином зупиняючи подальше збудження магнетизму, в чому і полягає суть альфа-квенчінгу. В рамках евристичного формалізму квенчінг-функція тривалий час бралась у вигляді $\Psi_\alpha(\beta) = (1 + \beta^2)^{-1}$ [4, 87]. Проте з часом дослідники дійшли висновку, що магнітне поле B викликає сильніше насичення α -ефекту — пропорційно B^{-3} [66, 76, 79]. В наближенні довжини змішування Рюдігер і Кичатинов [79] отримали для квенчінг-функції вираз

$$\Psi_\alpha(\beta) = \frac{15}{32\beta^4} \left[1 - \frac{4\beta^2}{3(1 + \beta^2)^2} - \frac{1 - \beta^2}{\beta} \arctg\beta \right]. \quad (8)$$

При зростанні поля запропонована квенчінг-функція стає пропорційною β^{-3} : $\Psi_\alpha(\beta) = 15\pi/(64\beta^3)$.

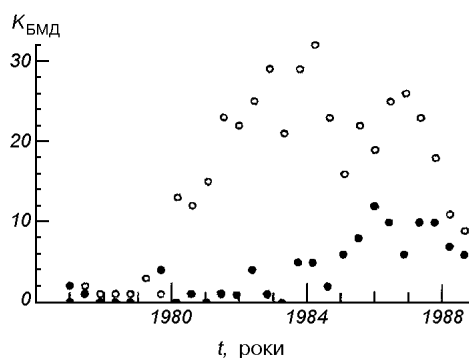
Згідно з нашими дослідженнями [11, 12, 54, 56] ефекти магнітної антиплавучості приводять до концентрації біля дна СКЗ доволі потужного тороїдального $B = \beta B_{\text{eq}} \approx 0.3...0.4$ Тл ($B_{\text{eq}} \approx 0.35...0.6$ Тл). Електромагнітна реакція цього поля викликає суттєве пригнічення α -ефекту [13, 54, 55]. Поблизу дна СКЗ, де $\beta = B/B_{\text{eq}} \approx 0.8...0.7$, розрахована згідно з формулою (8) квенчінг-функція $\Psi_\alpha(\beta)$ зменшується до значення 0.3...0.4, що приводить до зменшення негативного пікового значення кінематичного параметра спіральності в цій ділянці (рис. 3): $\alpha(\beta) = \alpha_0 \Psi_\alpha(\beta) \approx -20$ м/с, тоді як $\alpha_0 \approx -70$ м/с. Виявлене магнітне насичення α -ефекту в СКЗ сприяє подовженню розрахованого періоду динамо-циклу (див. нижче).

СПОСТЕРЕЖЕНА МАГНІТНА АСИМЕТРІЯ ПІВНІЧ — ПІВДЕНЬ

Магнітографічні спостереження поверхневих, зокрема полярних магнітних структур свідчать, що у більшості випадків полоїдальне поле можна описати диполем, антисиметричним за знаком відносно екваторіальної площини. Проте під час останніх п'яти максимумів сонячної активності зміна магнітних знаків полярних полів відбувалася з інтервалом 1—2 роки [24, 41, 45, 51, 62, 63, 84, 96]. В результаті обидва магнітні полюси в цей період мали однаковий знак. Спостережена магнітна асиметрія започаткувала дискусію щодо магнітного монополя Сонця [5, 18, 45, 49, 50, 90, 97], яка не завершена і сьогодні [6, 7]. Впевнено можна тільки сказати, що магнітний розбаланс є важливою властивістю Сонця [18, 19]. Для пояснення такої магнітної аномалії деякі дослідники припускають, що в цей час на Сонці домінувала магнітно-симетрична відносно екваторіальної площини квадрупольна гармоніка полоїдального поля [16, 51, 59]. Теорія динамо зобов'язана обґрунтувати справедливість припущення про можливе домінування квадрупольної гармоніки в конфігурації полоїдального поля впродовж певного часу.

Незрозумілими також залишаються спостережені аномалії симетрії розподілу кількості і площі плям та їхньої полярності відносно екватора [46, 95, 99].

Рис 4. Розподіл кількості $K_{\text{БМД}}$ біполярних магнітних ділянок з урахуванням їхньої орієнтації у приекваторіальній широтній смузі $\pm 7^\circ$ упродовж 21-го циклу [46]: кружки — «правильна» орієнтація, яка відповідає закону магнітної полярності Хейла, точки — «неправильна» орієнтація (порушення закону Хейла). Епоха максимуму циклу знаходиться поблизу 1980 р. Одна точка відповідає кількості БМД, просумованих за шість керрінгтонівських обертів



В роботі [95] було проаналізовано 2700 біполярних магнітних ділянок (БМД) з площею понад 315 мільйонних часток сонячної півсфери, які спостерігалися впродовж 21-го циклу, і виявлено близько 6.4 % БМД, які порушують закон полярності Хейла. Наприклад, у північній півсфері, поряд з притаманною для даного циклу орієнтацією біполярних груп спостерігалися активні ділянки з «неправильною» (властивою для південної півсфери) орієнтацією. В іншій роботі [46] було побудовано «діаграму метеликів» 21-го циклу, яка враховує полярність плям, і знайдено, що у приекваторіальній широтній смузі $\pm 7^\circ$ частка БМД з «неправильною» полярністю поступово збільшується у кілька разів при наближенні до епохи мінімуму циклу (рис. 4). Докази магнітного розбалансу Сонця упродовж 23-го циклу недавно було підтверджено новітньою методикою автоматизованого розпізнавання плям на всьому сонячному диску на основі обробки його зображень, отриманих у білому світлі за допомогою інструменту MDI/SOHO [99]. Статистичний аналіз розподілу площі зареєстрованих плям дозволив виявити північно-південну асиметрію, яка змінюється з періодом близько семи років. Суттєву північно-південну асиметрію розподілу плям по сонячній поверхні демонструють також «архівні діаграми метеликів» на заключній фазі мінімуму Маундера [73, 85]. В цей час плями були зосереджені переважно у південній півсфері поблизу екватора (у широтній зоні до -20°), тоді як у північній півсфері лише кілька поодиноких плям ледве досягали широти $+10^\circ$.

Зазначені спостережені феномени північно-південної асиметрії поверхневого магнетизму, мабуть, пов'язані з асиметрією структури глибинного магнітного поля Сонця [2, 93]. Тому необхідно шукати шляхи виявлення цієї асиметрії. Як відомо [8, 17], розв'язки рівняння динамо є суперпозицією багатьох парціальних магнітних гармонік з відмінними типами симетрії відносно екватора. Для збудження певної гармоніки необхідно, щоб відповідне динамо-число $N_D = (K\lambda)^3$ перевищувало його критичне значення [4, 8, 17, 74]. На основі механізму $\alpha\Omega$ -динамо було побудовано низку числових нелінійних моделей [29, 32, 37, 53, 74], які враховують реакцію зростаючого магнітного поля на параметри турбулізованої конвективної оболонки (спіральність, диференційне обертання і плавучість). Основний результат числового моделювання полягає в тому, що при певному виборі параметрів α , $\partial\Omega/\partial r$ і ν_T було відтворено режими генерації, які характеризуються двома типами змішаної парності магнітних гармонік. Для першого типу основні гармоніки мають різну інтенсивність (диполь домінує над слабким квадруполем), тоді як для другого — обидві гармоніки порівнянні за інтенсивністю.

Оскільки згідно з модельними розрахунками пороги збудження диполя і квадруполя досить близькі (див. нижче), то не виключено, що в деяких

ділянках СКЗ фізичні умови можуть бути сприятливими для генерації, насамперед, квадрупольної гармоніки полоїдального поля, яка може проявлятися на певних фазах сонячного циклу. Тому задача полягає у пошуку варіацій глибинних фізичних параметрів. Широкі можливості діагностики надр Сонця відкрила в останні роки геліосейсмологія [36]. Впевненість в успішному вирішенні проблеми зросла після того, як в результаті новітніх геліосейсмологічних експериментів [28, 52, 80, 94] було виявлено різні режими внутрішнього обертання в НШД і ВШД (див. рис. 1 і 2), які узгоджуються з незалежними теоретичними розрахунками [20].

ГАРМОНІКИ ГЛОБАЛЬНОГО ПОЛЯ, ЗБУДЖЕНОГО МЕХАНІЗМОМ ДИНАМО

Сонячний глобальний магнетизм породжується електрострумами, зосередженими всередині високопровідної плазмової сфери $r \leq R$. У зовнішньому просторі $r > R$ з характеристиками вакууму електроструми відсутні, тому там магнітне поле має потенціальний (безструмовий) характер. Векторне геліомагнітне поле $\mathbf{B}(r, \theta, \varphi)$ (за умови його неперервної диференційованості) можна виразити [8, 17] через три скалярні функції $T(r, \theta, \varphi)$, $M(r, \theta, \varphi)$ і $U(r, \theta, \varphi)$ у вигляді

$$\mathbf{B} = \text{rot}(\mathbf{r}T) + \text{rot} \text{rot}(\mathbf{r}M) - \nabla U,$$

де перших два члени носять вихровий характер — відповідно тороїдальна \mathbf{B}_T і полоїдальна \mathbf{B}_P складові, а третій член — безвихровий. Функція U згідно з умовою $\text{div} \mathbf{B} = 0$ задовольняє рівняння Лапласа $\Delta U = 0$. В аксіально-симетричному випадку силові лінії тороїдального поля

$$\mathbf{B}_T = \text{rot}(\mathbf{r}T) = -\mathbf{r} \times \nabla T = B_\varphi \mathbf{i}_\varphi$$

лежать на сферичних поверхнях фіксованого радіуса r . Сховане в сонячних глибинах сильне тороїдальне поле спрямоване вздовж паралелей і зосереджене обабіч екватора в основному на середніх та низьких широтах. Силові лінії полоїдального (меридіонального) поля

$$\mathbf{B}_P = \text{rot} \text{rot}(\mathbf{r}M) = -\text{rot}(\mathbf{r} \times \nabla M) = B_r \mathbf{i}_r + B_\theta \mathbf{i}_\theta$$

розміщені у меридіональних площинах. Однозначно нормовані функції $T(r, \theta, \varphi)$ і $M(r, \theta, \varphi)$ можна подати у вигляді добутків радіальної і поверхневої функцій, розкладених в ряди [8]

$$T(r, \theta, \varphi) = \sum_{m,l,n} T_{ln}^m(r) Y_l^m(\theta, \varphi), \quad M(r, \theta, \varphi) = \sum_{m,l,n} M_{ln}^m(r) Y_l^m(\theta, \varphi),$$

за радіальними хвильовими функціями

$$T_{ln}^m(r) = d_l^m J_{l+1/2}(r), \quad M_{ln}^m(r) = c_l^m J_{l+1/2}(r)$$

і сферичними поверхневими функціями (тесеральними гармоніками)

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = P_l^m(\cos\theta) \exp(\pm im\varphi),$$

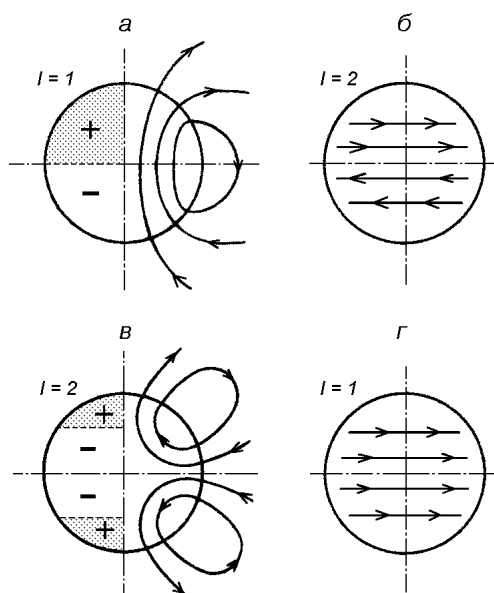
в яких $J_{l+1/2}(r)$ — сферичні функції Бесселя, c_l^m , d_l^m — константи, $P_l^m(\cos\theta)$ — приєднані функції Лежандра. Сферичні функції Бесселя описують залежність введених функцій від радіуса, а тесеральні сферичні гармоніки — залежність від кутових координат на поверхні сфери $r = \text{const}$.

Спостережені векторні магнітні поля \mathbf{B}_T і \mathbf{B}_P можна розглядати як суму окремих полів, що відповідають певним членам у рядах-розкладах T і M . Цим полям приписуються конкретні ступені мультипольності сферичних функцій: $l = 1$ — диполь, $l = 2$ — квадруполь, $l = 3$ — октуполь, ..., $l = N$

— « 2^N -поль» [23]. Із розгляду вилучають гармоніку $l = 0$, що відповідає монополю, оскільки існування магнітного монополя у природі поки що не встановлено. Ступінь мультипольності l характеризує залежність структури полів від кошироти θ і азимута φ : він дає число вузлових ліній (кіл на поверхні сфери), де змінюється знак магнітного поля. Азимутальний порядок тесеральних гармонік m ($|m| \leq l$) характеризує залежність від азимута — він дає спрямовані вздовж меридіанів $2m$ вузлових ліній, що перетинають екватор, даючи таким чином $2m$ секторів перемежованих знаків магнітного поля (m позитивних і m негативних). Оскільки ми розглядаємо аксіальну задачу, коли конфігурація поля не залежить від азимута ($m = 0$), то всі вузлові магнітні лінії будуть паралельними до екваторіальної площини, поділяючи поверхню Сонця на $l + 1$ широтну зону з певною полярністю магнітного поля. Тому ступені мультипольності l у випадку аксіальної симетрії поля називаються зональними (широтними) гармоніками. Аналіз зональної структури великомасштабних фотосферних магнітних полів на основі маунт-вілсоновських магнітографічних спостережень [23], а також H_α -карт [14], свідчить, що на поверхні Сонця ступінь широтної зональної моди l на різних фазах циклу може становити від 1 до 9. Радіальний порядок функції Бесселя n характеризує глибинну структуру полів — він дає число вузлів вздовж радіуса, на яких змінюється знак магнітного поля.

У нестационарному випадку, коли магнітне поле залежить від часу, гармоніки з меншими числами l і n загасають повільніше (швидше ростуть), ніж гармоніки з більшими l і n [8]. Це пояснюється тим, що геометрична структура поля пов'язана з числами l і n . При збільшенні l і n сильніше змінюється поле в просторі (зростає його неоднорідність і відповідно зменшується масштаб), тому ефективніше відбувається омична дисипація, яка зумовлює загасання поля. Тому з часом в розкладах магнітного поля в ряди будуть переважати гармоніки з найменшими індексами мультипольності.

Рис. 5. Антисиметричні найнижчі гармоніки $A0$ (а, б) та симетричні гармоніки $S0$ (в, г) глобального магнітного поля, яке збуджується $\alpha\Omega$ -процесом: а — права півсфера: силові лінії дипольної гармоніки ($l = 1$) меридіонального поля (перший непарний член розкладу); ліва півсфера: дві широтні зони ($l + 1 = 2$) з позитивною і негативною полярністю поверхневого магнетизму, які відповідають глибинній структурі диполя; б — силові лінії квадрупольної гармоніки азимутального поля (перший парний член розкладу): два протилежно зорієнтовані тороїди, симетрично розміщені над і під екваторіальною площиною; в — права півсфера: силові лінії квадрупольної гармоніки ($l = 2$) меридіонального поля (перший парний член розкладу); ліва півсфера: три широтні зони ($l + 1 = 3$) з альтернативною полярністю спостереженого поверхневого магнетизму, які відповідають глибинній структурі квадруполь; г — силові лінії дипольної гармоніки азимутального поля (перший непарний член розкладу): спрямоване в одному напрямі кільце, симетричне відносно екваторіальної площини з максимальною величиною індукції в цій площині



Враховуючи, що регулярне поле швидкостей симетричне ($V = r \sin \theta \Omega_i \varphi$), а усереднена спіральна турбулентність антисиметрична ($\alpha = \alpha_0 \cos \theta$) відносно екваторіальної площини, для ефектів індукції будуть властиві такі ж типи симетрії. Тому розв'язки системи рівнянь (1) можна розділити на два сімейства: антисиметричні поля A (непарні, дипольного типу), і симетричні поля S (парні, квадрупольного типу) [8]. При цьому виявляється, що у меридіональному і азимутальному рядах-розкладах не всі мультипольні гармоніки пов'язані між собою. А саме, непарні члени розкладу меридіонального поля виявляються пов'язаними з парними членами розкладу азимутального поля і навпаки. Найпростішими розв'язками задачі будуть антисиметрична $A0$ і симетрична $S0$ гармоніки перших двох членів у розкладах — чисто дипольні і квадрупольні поля (перші два непарні і парні члени розкладів). Дипольна гармоніка ($l = 1$) меридіонального поля ($A0$) пов'язана при цьому з антисиметричним двокільцевим квадрупольним ($l = 2$) азимутальним полем (два протилежно зорієнтовані тороїди, симетрично розміщені над і під екваторіальною площиною) (рис. 5, а, б), а квадрупольна гармоніка ($l = 2$) меридіонального поля ($S0$) — з дипольним ($l = 1$) азимутальним полем у вигляді простого кільця, симетричного відносно екваторіальної площини, з максимальною величиною індукції в цій площині ($\theta = \pi/2$) (рис. 5, в, г). У припущенні, що перші члени у меридіональному і азимутальному рядах-розкладах визначають тип поля, можна сказати, що дипольні і квадрупольні гармоніки можуть існувати незалежно одна від одної. Мультиполі вищих ступенів ($l = 3, 4, \dots$) характеризуються такими ж самими властивостями симетрії відносно екваторіальної площини, що й диполь і квадруполь. Яке з цих полів реалізується фактично, залежить від конкретних умов збудження.

МОДЕЛЬНІ РОЗРАХУНКИ ДИНАМО-ЧИСЕЛ І ВИДИМИЙ МАГНІТНИЙ «МОНОПОЛЬ»

Магнітне поле Сонця є наочним прикладом осцилюючих з частотою $\omega = \text{Im}(1/T)$ хвиль постійної амплітуди $\text{Re}(1/T) = 0$. Використавши характерне число динамо-хвилі K , безрозмірне хвильове число $q = k/K$ і параметр «швидкості зростання» поля [71]

$$A = 1/\nu_T K^2 T + k^2/K^2$$

дисперсійне співвідношення відносно частоти (3) можна записати у безрозмірному вигляді.

Якщо пошукові розв'язки хвильового типу $C \exp[t/T - i(qKr)]$ підставити в систему рівнянь динамо (1), то дисперсійне співвідношення (3) зводиться до нового дисперсійного співвідношення (рівняння четвертого порядку) відносно безрозмірного хвильового числа q [71]

$$(A + q^2)^2 - iq = 0.$$

Це рівняння має чотири корені q_i ($i = 1, 2, 3, 4$) у вигляді алгебраїчних функцій параметра A , що задовольняють умову $\sum q_i = 0$. Тоді розв'язки магнітних полів можна подати у вигляді суми чотирьох хвиль:

$$\sum_{i=1}^4 C_i \exp[t/T - i(q_n Kr)].$$

Коефіцієнти C_i можна визначити, використавши крайові умови задачі.

З метою демонстрації можливостей генерації різних гармонік магнітного поля при різних умовах збудження Паркер [71] розглянув модель локаль-

ного прямокутного динамо. Для спрощення модельних розрахунків він розглянув настільки тонкий сферичний шар динамо, що можна вважати його плоским. Це надає право застосувати локальну декартову систему координат, у якій вісь x спрямована вздовж радіуса, вісь y зорієнтована за азимутом у напрямі обертання, а вісь z вказує на північ. Для визначення розмірів ділянки прямокутного динамо Паркер увів параметр горизонтальної протяжності ділянки дії динамо λ , спрямованої вздовж осі z (меридіанів) від екваторіальної площини до полюсів (див. рис. 3 роботи [71]). За визначенням для північної півкулі λ вважається додатнім ($\lambda > 0$), а для південної — від'ємним ($\lambda < 0$). Параметром вертикальної протяжності ділянки динамо служить її товщина вздовж радіуса — відносно тонкий шар конвективної оболонки. Горизонтальний (більший) розмір ділянки динамо визначає ефективність генерації, тоді як вертикальний зумовлює дисипацію поля. Перевага моделі локального прямокутного динамо перед більш реалістичним сферичним динамо полягає у простоті аналітичних перетворень, які приводять до компактних виразів для динамо-чисел і магнітних полів у стаціонарному і коливальному станах. Пошукові розв'язки — три магнітні компоненти — можна записати у вигляді

$$\begin{aligned} B_x &= \sum_{i=1}^4 C_i (A + q_i^2) \exp[t/T - i(q_i \mathbf{K} \mathbf{r})], \\ B_y &= \sum_{i=1}^4 C_i \exp[t/T - i(q_i \mathbf{K} \mathbf{r})], \\ B_z &= \sum_{i=1}^4 C_i / (A + q_i^2) \exp[t/T - i(q_i \mathbf{K} \mathbf{r})], \end{aligned} \quad (9)$$

де чотири величини q_i є розв'язками рівняння $\sum q_i = 0$. У північній півкулі ($z > 0$) поля описуються динамо-хвилями (9), а у південній півкулі ($z < 0$) в аналогічних виразах для динамо-хвиль (зі сталими коефіцієнтами D_i замість C_i) потрібно K замінити на $-K$, оскільки при переході через екваторіальну площину змінюється на протилежний знак α -ефекту. Крайові умови задачі (умова неперервності полів на екваторі й рівність нулеві азимутальної і широтної магнітних складових поля на полюсах) приводять до системи восьми лінійних однорідних рівнянь для коефіцієнтів C_i і D_i . Підстановка $E_i \equiv C_i + D_i$ і $H_i \equiv C_i - D_i$ розділяє систему восьми рівнянь на дві системи для E_i і H_i із чотирьох рівнянь кожна. Коефіцієнт E_i при цьому відповідає парним (симетричним) гармонікам магнітних полів відносно екваторіальної площини (квадруполь, гексадекуполь і т. д.), тоді як H_i — непарним (антисиметричним) гармонікам (диполь, октуполь і т. д.). Для знаходження коефіцієнтів E_i — нетривіальних розв'язків першої системи — необхідно спочатку розв'язати характеристичне рівняння цієї системи: скласти визначник системи із коефіцієнтів рівнянь, що містять E_i , і прирівняти його нулеві. Ця процедура приводить до дисперсійного співвідношення відносно динамо-числа $K\lambda$ для парних гармонік магнітного поля: $F^E(AK\lambda) = 0$. Подібним чином можна отримати дисперсійне співвідношення і для непарних гармонік: $F^H(AK\lambda) = 0$. Характер збуджуваних гармонік залежить від розв'язків цих рівнянь — значень динамо-числа

$$K\lambda = (\alpha G / v_T^2)^{1/3} \lambda \approx N_D^{1/3}.$$

Розв'язавши зазначені дисперсійні співвідношення, Паркер [71] установив вимоги до динамо-числа $K\lambda$, необхідні для забезпечення збудження непарних чи парних мод як стаціонарного, так і осцилюючого магнітних полів.

Виявилося, що стаціонарне динамо ($\text{Im}(1/T) = \omega = 0$) більш ймовірне при помірних значеннях динамо-числа ($|K\lambda| \approx 3 \dots 6$), тоді як при його збільшенні проявляється тенденція до збудження осцилюючих полів ($\omega \neq 0$). Оскільки нас цікавлять періодичні поля, розглянемо детальніше питання про умови, за яких забезпечується збудження осцилюючого магнітного поля.

Для збудження певної магнітної гармоніки рядів-розкладів необхідно, щоб динамо-число $K\lambda$ перевищувало відповідне цій гармоніці критичне значення $[K\lambda]_0$. Розв'язки дисперсійних рівнянь засвідчили, що для генерації двох перших лідируючих гармонік необхідні значно менші критичні динамо-числа $[K\lambda]_0$, ніж для вищих мод. При цьому виявилося, що у випадку від'ємного динамо-числа ($K\lambda < 0$) збудження непарних/парних осцилюючих гармонік відбувається при такій же критичній амплітуді параметра $|[K\lambda]_0|$, яка у випадку його позитивного знаку ($K\lambda > 0$) веде до збудження відповідно парних/непарних мод. А саме, при від'ємних динамо-числах $K\lambda$ для збудження непарних і парних гармонік необхідні такі їхні критичні значення [17]:

$$A: [K\lambda]_0 = -7.43 \text{ (диполь)}, -16.1 \text{ (октуполь)}, -24.8, -33.5, \dots$$

$$S: [K\lambda]_0 = -9.10 \text{ (квадруполь)}, -17.8 \text{ (гексадекуполь)}, -26.5, -35.2, \dots$$

У випадку ж додатних динамо-чисел $K\lambda$ збудження непарних і парних гармонік відбувається за умов

$$A: [K\lambda]_0 = +9.10 \text{ (диполь)}, +17.8 \text{ (октуполь)}, +26.5, +35.2, \dots$$

$$S: [K\lambda]_0 = +7.43 \text{ (квадруполь)}, +16.1 \text{ (гексадекуполь)}, +24.8, +33.5, \dots$$

Отже, при від'ємних значеннях динамо-чисел першою легше збуджується основна непарна гармоніка — диполь, яка вимагає $[K\lambda]_0 = -7.43$, тоді як для квадруполя необхідно $[K\lambda]_0 = -9.10$. І навпаки, при додатних значеннях чисел $K\lambda$ першою переважно буде збуджуватися квадрупольна гармоніка, оскільки для цього потрібно менше значення (+7.43), ніж для диполя (+9.10).

Важливо те, що пороги збудження найнижчих гармонік глобального поля $A0$ і $S0$ (диполя і квадруполя) не набагато відрізняються за модулем динамо-числа, але суттєво залежать від знаку цього числа. Останній, в свою чергу, залежить від співвідношення знаків параметрів спіральної турбулентності α , радіального градієнта кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$ і горизонтальної протяжності ділянки динамо λ . Знаки параметрів α і λ змінюються на протилежні при переході через екваторіальну площину: у північній півкулі $\alpha(r, \theta) = \alpha_0(r)\cos\theta < 0$, $\lambda > 0$; тоді як у південній $\alpha(r, \theta) > 0$, $\lambda < 0$. Тому у обох півкулях при різних знаках $\alpha_0(r)$ і $\partial\Omega/\partial r$ легше збуджується дипольна гармоніка, а при однакових знаках — квадрупольна.

У ході сонячного циклу зміни величини магнітної індукції потужного тороїдального поля можуть впливати на параметри конвективної зони, передусім на спіральну конвекцію і турбулентну в'язкість (оскільки низькоенергетичні маломасштабні турбулентні пульсації найчутливіші до впливу змін глобального магнетизму), а також і на диференційне обертання. Тому не виключено, що при незначних варіаціях цих параметрів на певних фазах сонячного циклу буде збуджуватися симетричний магнітний квадруполь ($S0$). Як вже згадувалося, такими випадковими збудженнями квадруполя дослідники звично пропонують пояснити слабку парну магнітну симетрію Сонця під час максимумів сонячної активності, коли обидва полюси меридіонального магнітного поля мали однаковий знак [24, 51], а також північно-південну асиметрію плямоутворення в кінці маундерівського мінімуму [2, 85]. Отже, задача полягає в тому, щоб виявити

варіації (в часі і просторі) фізичних параметрів СКЗ, які відповідають за збудження великомасштабного магнітного поля.

Очевидно, що саме в доменах з різними режимами обертання будуть суттєво відрізнятися умови генерації. Щоб пересвідчитися в цьому, необхідно детальніше дослідити картину внутрішнього обертання. Для розрахунку поля кутової швидкості в глибинах СКЗ ми скористалися даними цитованих вище геліосейсмологічних вимірювань поблизу епохи максимуму 23-го циклу [52], поданими у вигляді усереднених за період спостережень (1995—1999 рр.) кривих залежності кутової швидкості $\Omega(r/R)$ для п'яти геліоширот $\theta^* = 0, 15, 30, 45$ і 60° (рис. 2). Зазначені залежності проаналізовано за допомогою математичного програмного пакета «Mathcad 2000». З метою знаходження функції розподілу кутової швидкості по широті було утворено матрицю із 6×41 значень кутової швидкості на п'яти широтах вздовж радіуса. За допомогою гармонічного аналізу методом трапецій для цих значень було знайдено коефіцієнти ряду Фур'є на заданих широтах. При використанні коефіцієнтів 6-го порядку графіки експериментальних геліосейсмологічних даних і розрахованих значень мають коефіцієнт кореляції 0.93—0.99, що свідчить про надійність проведених обчислень. Взнявши до уваги залежні від широти ($\cos^2\theta^*$) коефіцієнти Фур'є поліномної регресії шляхом інтерполяції було отримано неперервну за широтою функціональні залежності кутової швидкості. Побудований ряд Фур'є відтворює двовимірну картину розподілу кутової швидкості $\Omega(r, \theta^*)$ в СКЗ.

З метою визначення парності магнітних гармонік перейдемо до прямих розрахунків величини динамо-числа $K\lambda = (\alpha G \lambda^3 / \nu_T^2)^{1/3}$ в СКЗ. Скористаємося даними отриманого розподілу швидкості обертання $\Omega(r, \theta^*)$ і розрахованого вище радіального профілю параметра спіральності турбулентних рухів $\alpha(r)$. В рамках схематичної моделі прямокутного динамо розглянемо в шарі негативного α -ефекту дві ділянки генерації (ДГ) в широтних інтервалах з різними режимами обертання. Шар негативного α -ефекту служитиме за вертикальний масштаб ($\Delta r \approx 30$ тис. км) ДГ, середина якого знаходиться на відстані $r_D \approx 5.2 \cdot 10^{10}$ см від центра Сонця ($z \approx 175$ тис. км), де $\nu_T \approx 3 \cdot 10^{12}$ см²/с [9]. Сектор сталої кутової швидкості у вузькому широтному інтервалі $\Delta\theta^* \approx 40^\circ - 50^\circ = 10^\circ$, який простягається вздовж радіуса від поверхні до променистої зони з майже жорстким обертанням, назовемо тахоконстом. Саме він розділяє СКЗ на дві ДГ: перша, низькоширотна ділянка генерації (ДГ1): $\Delta\theta_1^* = 40^\circ - 0^\circ = 40^\circ$, і друга, високоширотна (ДГ2): $\Delta\theta_2^* = 90^\circ - 50^\circ = 40^\circ$. Горизонтальні масштаби ДГ визначимо їхніми відповідними меридіональними протяжностями $\lambda_{1,2} \approx 2\pi r_D (\Delta\theta_{1,2}^* / 360^\circ)$ на сферичній поверхні $r_D = \text{const} \approx 5.2 \cdot 10^{10}$ см: $\lambda_1 \approx 3.6 \cdot 10^{10}$ см, $\lambda_2 \approx 3.6 \cdot 10^{10}$ см. Значення параметрів $\partial\Omega(r, \theta) / \partial r$ і $\alpha(r, \theta) = \alpha(r) \cos\theta$ необхідно усереднити в межах вертикального (вздовж радіуса) і горизонтального (за широтою) масштабів ділянок генерації.

Розглянемо спочатку ділянку генерації 1 ($\theta^* = 0 \dots 40^\circ$). Згідно з результатами відтвореної нами двовимірної карти розподілу кутової швидкості $\Omega(r, \theta^*)$ радіальний зсув швидкості обертання в діапазоні глибин 160—190 тис. км в середній широтній площині 20° становить $\Delta\Omega \approx 3$ нГц. Йому відповідають такі значення параметрів, що характеризують радіальне диференціальне обертання: $\partial\Omega^{(1)} / \partial r \approx \Delta\Omega / \Delta r \approx +3$ нГц / 30 тис. км $\approx +10^{-9}$ нГц / см = $+6.3 \cdot 10^{-18}$ рад / (с·см); $G_1 \equiv r_D \partial\Omega^{(1)} / \partial r \approx +3.3 \cdot 10^{-7}$ рад/с.

Звертаємо увагу на позитивний знак розрахованих параметрів диференційного обертання. Тепер щодо спіральної турбулентності. Нагадаємо, що в глибинних шарах їй властивий негативний знак. З урахуванням магнітного насичення амплітуда $\alpha(\beta)$ біля дна СКЗ становить -20 м/с (рис. 3). Якщо для глибини $z \approx 175$ тис. км взяти усереднене значення $\alpha \approx -5$ м/с, то в площині $\theta^* = 20^\circ$ ($\theta = 70^\circ$) отримуємо таку оцінку параметра спіральності: $\alpha_1 = \alpha \cos \theta \approx -2$ м/с. Прямі розрахунки на підставі отриманих значень фізичних параметрів приводять до від'ємного динамо-числа

$$K_1 \lambda_1 = (\alpha_1 G_1 \lambda_1^3 / \nu_T^2)^{1/3} \approx -7,$$

величина якого близька до необхідного для збудження диполя критичного значення $[K\lambda]_0 = 7.43$. Тому НШД служить джерелом збудження першого типу змішаної парності динамо-гармонік, в якому домінує диполь. Нагадаємо, що типовою ознакою $\alpha\Omega$ -процесу є умова $|R_\Omega| \gg |R_\alpha|$, а для зростання поля необхідно, щоб динамо-число перевищувало певну величину: $|N_D| = |R_\alpha R_\Omega| > 2$. За нашими оцінками $|R_\alpha| \approx 2.5$, $|R_\Omega| \approx 140$, $|N_D| \approx |K_1 \lambda_1|^3 \approx 350$, так що фізичні характеристики СКЗ забезпечують необхідні умови для $\alpha\Omega$ -динамо в ДГ1.

Важливим параметром $\alpha\Omega$ -процесу є період динамо-хвилі, які відіграє роль періоду сонячного динамо-циклу. Розрахунки в кінематичному наближенні періоду меридіональної динамо-хвилі P за формулою (4) давали оцінку близько одного року [1], що значно менше, ніж тривалість сонячного циклу. Малі значення P , очевидно, зумовлені завищеними значеннями параметрів α і $\partial\Omega/\partial r$. Тому розходження спостереженого і теоретичного періодів циклу можна зменшити, якщо врахувати магнітне насичення параметра α і скористатися даними останніх геліосейсмологічних інверсій, які дають для $\partial\Omega/\partial r$ менші значення, ніж у попередніх експериментах. Якщо взяти до уваги отримані автором оцінки зазначених параметрів, то розрахований період динамо-хвилі становить

$$P_1 = 2\pi / (1/2) \alpha_1 G_1 k_1^{1/2} \approx 2\pi / (1/2) (\alpha_1 \partial\Omega^{(1)}/\partial r) \cdot (r_D/\lambda_1)^{1/2} \approx 7 \text{ років},$$

що задовільно узгоджується з середньою тривалістю сонячного циклу (тут для оцінок було прийнято $k_1 \approx 1/\lambda_1$).

Зауважимо, що в числовій моделі динамо [78], локалізованого в шарі проникної конвекції, де $\alpha_1 < 0$, шляхом підбору введеного авторами «множника розрідження» $\varepsilon < 1$, який враховує перемежовану природу магнетизму, вдалося отримати необхідну тривалість сонячного циклу.

На широтах вище 50° (ділянка генерації 2) знак радіального градієнта кутової швидкості змінюється на протилежний ($\partial\Omega^{(2)}/\partial r < 0$), тоді як знак α -ефекту залишається незмінним ($\alpha_2 < 0$), в результаті чого динамо-число тут стає додатним. У серединній площині ДТ2 70° розраховані динамо-параметри набувають таких значень: $\partial\Omega^{(2)}/\partial r \approx -8 \cdot 10^{-18}$ рад/(с·см), $G_2 \equiv r_D \partial\Omega^{(2)}/\partial r \approx -4 \cdot 10^{-7}$ рад/с, $\alpha_2 = \alpha \cos(90^\circ - 70^\circ) \approx -3$ м/с. Відповідне їм додатне динамо-число становить $K_2 \lambda_2 = (\alpha_2 G_2 \lambda_2^3 / \nu_T^2)^{1/3} \approx +8$. За такої умови ВШД є джерелом генерації другого типу змішаної парності магнітних гармонік, серед яких домінує квадруполь, оскільки збудження останнього можна забезпечити при критичному значенні динамо-числа $[K\lambda]_0 = +7.43$.

Таким чином, якщо взяти до уваги виявлені із геліосейсмологічних досліджень природний поділ СКЗ на домени з протилежними знаками $\partial\Omega/\partial r$ і розрахований нами параметр турбулентної спіральності, то $\alpha\Omega$ -процес в глибинних шарах призводить до збудження двох типів змішаної

парності магнітних гармонік глобального поля. В першому режимі збудження домінує диполь, у другому — квадруполь. З іншого боку, магнітографічні спостереження також наводять на думку, що морфологія поверхневого магнетизму впродовж циклу відображає глибинну конфігурацію, яка містить дипольну і квадрупольну гармоніки з певною роллю кожної у сценарії магнітного циклу.

ОБГОВОРЕННЯ

Очевидно, впродовж більшої частини часу циклом править дипольна гармоніка, і тільки у коротші інтервали часу — в моменти переполусовок полярного поля і, можливо, після них — проявляється наявність квадрупольної гармоніки полоїдального поля. В результаті Ω -ефекту енергія дипольної гармоніки полоїдального поля з часом поступово «перекачується» в тороїдальне поле. При наближенні до фази зміни знаку полярного поля, коли енергія диполя вже суттєво вичерпалася, створюються сприятливі умови для спостереження квадруполя, який у меншій мірі зазнавав впливу диференційного обертання впродовж циклу. Варто звернути увагу на важливий аспект північно-південної магнітної асиметрії у період переполусовок, коли обидва геліографічні полюси мали однаковий магнітний знак. Зазвичай в цей час одна полярна зона була помітнішою від іншої: додатний полюс був «більш додатним», ніж «від'ємний» [17]. Напевне, це можна пояснити тим, що інтенсивність поля в одній, скажімо, північній зоні, де силові лінії квадруполя і диполя зорієнтовані в одному напрямі, була більшою за інтенсивність південної зони, де орієнтації силових ліній квадруполя і послабленого диполя були взаємно протилежними. Отже, установлена нами змішана парність магнітних гармонік надає можливість пояснити спостережену в епохи максимумів сонячних плям позірну магнітну «монопольну» структуру біляполюсних зон.

Крім того, еволюція впродовж циклу двох типів магнітних гармонік змішаної парності, очевидно, допоможе також пояснити аномалію північно-південної симетрії розподілу кількості БМД і їхньої полярності відносно екватора (порушення закону магнітної полярності Хейла) [46, 95, 99]. Ймовірно, що аномальні БМД могли виникнути завдяки тому, що одночасно з диполем до ефекту «накручування» силових ліній в незначній мірі був зтягненим і квадруполь. За такої умови в одній півсфері буде збільшуватися кількість «правильних» БМД, а в іншій можуть утворитися «неправильні» БМД. Однак на фазі росту циклу ефект маскується потужними біполярними групами плям, походження яких пов'язане з диполем. Можна очікувати, що ситуація зміниться після максимуму циклу, коли енергія диполя починає вичерпуватися. Дійсно, із рис. 4 видно, що у приекваторіальній широтній смузі $\pm 7^\circ$ загальна кількість «правильно» зорієнтованих БМД на фазі спаду 21-го циклу (1984—1986 рр.) поступово зменшувалася, тоді як кількість «неправильно» зорієнтованих ділянок суттєво збільшилася. На наш погляд, це свідчить про те, що внесок квадруполя в ефект «накручування» азимутального поля збільшується і стає помітним саме на фазі спаду циклу, тоді як внесок диполя, навпаки, зменшується. Ще однією причиною магнітної північно-південної аномалії в приекваторіальній зоні може бути ефект взаємного проникнення динамо-хвиль із однієї півкулі в іншу [2]. Зауважимо, що такому забіганню магнітних хвиль через екватор у сусідню півкулю може сприяти досліджений автором ротаційний $\nabla\rho$ -ефект (спрямована до екватора турбулентна адвекція тороїдального поля) [12, 54]. Не виключено також, що виявлені два типи змішаної парності магнітних гармонік стосуються також і асиметрії плямоутворення

в кінці маундерівського мінімуму [2, 73, 85]. Можна припустити, що відсутність сонячних плям в цей час здебільшого пов'язана зі змінами конфігурації поля і його широтним і радіальним перерозподілом, аніж зі зменшенням самої по собі амплітуди магнітного поля.

Нагадаємо, що явище плямоутворення — це комплексний процес, основними чинниками якого є збудження тороїдальних магнітних силових трубок (МСТ) у глибинах СКЗ і їхній наступний вихід на поверхню завдяки магнітному спливанню. Очевидно, цикл сонячних плям розпочинається з виходу на поверхню неглибоко вкорінених і тому відносно слабких МСТ. І тільки коли на поверхню спливає так звана основна тороїдальна МСТ сонячного циклу, яка була згенерована поблизу дна СКЗ, настає максимальна фаза циклу. При наближенні до епохи максимуму диполь суттєво «видихається», і в кінцевому підсумку змінює свій знак на протилежний. Тому сонячні плями і БМД на фазі спаду циклу спричиняються спливанням МСТ, які були згенеровані раніше в глибинних шарах. Водночас стає помітним внесок у процес плямоутворення квадрупольної магнітної гармоніки. Процеси ж Ω -генерації за участі нового диполя на фазі спаду поточного циклу породжують глибинні тороїдальні поля уже протилежного спрямування. Останні, спливаючи на поверхню чотири-п'ять років потому, сигналізують спостерігачам про початок нового наступного циклу сонячних плям.

ВИСНОВКИ

В наближенні теорії довжини змішування вивчено питання про зміну знака α -ефекту в глибинних шарах СКЗ. На основі фізичних параметрів із моделі СКЗ Стікса [89] знайдено, що внески в параметр спіральності, зумовлені радіальними неоднорідностями густини плазми і швидкості турбулентних пульсацій, мають протилежні знаки — відповідно позитивний і негативний. Для більшої частини СКЗ розрахований радіальний профіль сумарного параметра спіральності має позитивний знак. Проте поблизу дна СКЗ крутий радіальний градієнт турбулентної швидкості приводить до формування відносно тонкого шару негативного α -ефекту. Оскільки для пояснення поширення до екватора динамо-хвиль необхідна умова $\alpha \cdot \partial\Omega/\partial r < 0$, а геліосейсмологічні експерименти для низькоширотного домену дають $\partial\Omega/\partial r > 0$, то саме негативний α -ефект поблизу дна СКЗ забезпечує у моделях динамо зміщення активних ділянок до екватора, яке при спостереженнях впродовж циклу проявляється у вигляді міграції сонячних плям (закон Шперера). На високих широтах, де $\partial\Omega/\partial r < 0$, динамо-хвилі мігрують у протилежному напрямі — до полюсів. Очевидно, ці хвилі відповідальні за спостережений полярний дрейф слабких великомасштабних (фонових) магнітних полів.

Взявши до уваги магнітну реакцію глобального поля на спіральну турбулентність і величину параметра $\partial\Omega/\partial r$, визначеного на підставі даних останніх геліосейсмологічних експериментів, зроблено оцінку періоду спрямованої до екватора меридіональної динамо-хвилі. Розрахований період становить близько семи років, що за порядком величини узгоджується зі спостереженою середньою протяжністю циклів сонячних плям.

Якщо врахувати природний поділ СКЗ на домени з протилежними знаками $\partial\Omega/\partial r$, то $\alpha\Omega$ -процес в шарі негативного α -ефекту зумовлює збудження на Сонці двох типів змішаної парності (симетричності відносно екваторіальної площини) магнітних гармонік. При цьому у низькоширотному домені, де $\partial\Omega/\partial r > 0$, $\alpha < 0$, першою легше збуджується антисиметрична

відносно екватора дипольна гармоніка, тоді як у високоширотному ($\partial\Omega/\partial r < 0$, $\alpha < 0$) — симетрична квадрупольна гармоніка. Домінантні гармоніки кожної серії мультиполів відіграють свою певну роль у сценарії магнітного циклу. Впродовж більшого часу циклом править диполь, який несе відповідальність за північно-південне співвідношення знаків біполярних груп плям (закон Хейла). Проте при наближенні до моменту зміни знаку полярного магнетизму створюються сприятливі умови для спостереження переважної квадрупольної конфігурації на фоні загасаючого диполя. На сумарній картині розподілу поверхневого магнетизму, яка відповідає цій конфігурації, біляполюсні зони матимуть однаковий знак. В результаті з'являється можливість пояснити видиму магнітну «монопольність», яка спостерігається поблизу сонячних максимумів. Крім того, ймовірно, квадрупольна гармоніка на фазі спаду сонячного циклу значною мірою зумовлює порушення закону магнітної полярності Хейла у приекваторіальній зоні.

Автор вдячний рецензентів за корисні зауваження, а також П. Г. Брайку за допомогу в обробці геліосейсмологічних даних.

1. *Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А.* Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980.—352 с.
2. *Галицкий В. М., Соколов Д. Д., Кузьян К. М.* Динамо-волна вблизи солнечного экватора // *Астрон. журн.*—2005.—82, № 4.—С. 378—384.
3. *Иванова Т. С., Рузмайкин А. А.* Магнитогидродинамическая динамо-модель солнечного цикла // *Астрон. журн.*—1976.—53, № 2.—С. 398—410.
4. *Иванова Т. С., Рузмайкин А. А.* Нелинейная магнитогидродинамическая модель динамо Солнца // *Астрон. журн.*—1977.—54, № 4.—С. 846—858.
5. *Котов В. А., Левицкий Л. С.* К проблеме разбаланса общего магнитного поля Солнца: аномальный характер межпланетного магнитного поля в 1970—1981 гг. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.*—1985.—71.—С. 32—53.
6. *Котов В. А., Ханейчук В. И., Цап Т. Т.* О магнитном поле Солнца перед максимумом 23-го цикла // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.*—2001.—97.—С. 60—68.
7. *Котов В. А., Ханейчук В. И., Цап Т. Т.* К измерениям магнитного разбаланса Солнца // *Кинематика и физика небес.* тел.—2002.—18, № 3.—С. 205—216.
8. *Краузе Ф., Рэдлер К-Х.* Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. — М.: Мир, 1984.—320 с.
9. *Криводубский В. Н.* О переносе магнитных полей в турбулентной оболочке Солнца // *Астрон. журн.*—1984.—61, № 2.—С. 354—365.
10. *Криводубский В. Н.* Интенсивность источников магнитных полей солнечного $\alpha\Omega$ -динамо // *Астрон. журн.*—1984.—61, № 3.—С. 540—548.
11. *Криводубский В. Н.* Перенос крупномасштабного магнитного поля Солнца, обусловленный неоднородностью плотности вещества конвективной зоны // *Письма в Астрон. журн.*—1987.—13, № 9.—С. 803—810.
12. *Криводубский В. Н.* Турбулентный перенос крупномасштабного магнитного поля во вращающейся конвективной зоне Солнца // *Астрон. журн.*—1992.—69, № 4.—С. 842—849.
13. *Криводубский В. Н.* Вращательная анизотропия и магнитное подавление гиротропной турбулентности в конвективной зоне Солнца // *Астрон. журн.*—1998.—75, № 1.—С. 139—143.
14. *Макаров В. И., Кушнир М. В.* О низких l -модах крупномасштабного магнитного поля Солнца // *Солнеч. данные.*—1987.—№ 7.—С. 64—69.
15. *Макаров В. И., Макарова В. В.* О соотношении полярных факелов с яркими рентгеновскими точками и эфемерными областями на Солнце // *Солнеч. данные.*—1987.—№ 3.—С. 62—70.
16. *Моффат Г.* Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. — М.: Наука, 1980.—340 с.
17. *Паркер Е.* Космические магнитные поля: в 2-х ч. — М.: Мир, 1982.
18. *Северный А. Б.* Магнитная асимметрия и колебания общего магнитного поля Солнца // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.*—1968.—38.—С. 3—51.
19. *Северный А. Б.* Некоторые проблемы физики Солнца. — М.: Наука, 1988.—224 с.
20. *Соловьев А. А., Киричек Е. А.* Диффузная теория солнечного магнитного цикла. — Элиста — Санкт-Петербург: Изд-во Калмыцкого ГУ, 2004.—182 с.
21. *Тассуль Ж.-Л.* Теория вращающихся звезд. — М.: Мир, 1982.—472 с.

22. *Abramenko V. I., Wang T. J., Yurchishin V. B.* Analysis of electric current helicity in active regions on the basis of vector magnetograms // *Solar Phys.*—1996.—**168**.—P. 75—89.
23. *Altschuler M. D., Trotter D. F., Newkirk G., Howard R.* The large-scale solar magnetic field // *Solar Phys.*—1974.—**39**.—P. 3—17.
24. *Babcock H. D.* The Sun's polar magnetic field 1952—1954 // *Astrophys. J.*—1959.—**130**, N 2.—P. 364—365.
25. *Babcock H. W.* The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle // *Astrophys. J.*—1961.—**133**.—P. 572—587.
26. *Bao S. D., Zhang H. Q.* Patterns of current helicity for the twenty-second solar cycle // *Astrophys. J.*—1998.—**496**.—P. L43—L46.
27. *Basu S.* Seismology of the base of the solar convection zone // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1997.—**288**, N 3.—P. 572—584.
28. *Basu S., Antia H. M.* Changes in solar dynamics from 1995 to 2002 // *Astrophys. J.*—2003.—**585**, N 1.—P. 553—565.
29. *Bonanno A., Elstner D., Rüdiger G., Belvedere G.* Parity properties of an advection-dominated solar $\alpha^2\Omega$ dynamo // *Astron. and Astrophys.*—2002.—**390**.—P. 673—680.
30. *Bortsov V. V., Makarov V. I., Mikhailutsa V. P.* Global solar cycle in the distribution of the green coronal emission period—1940—1989 // *Solar Phys.*—1991.—**137**.—P. 395—400.
31. *Brandenburg A.* The case for a distributed solar dynamo shaped by near-surface shear // *Astrophys. J.*—2005.—**625**, N 1.—P. 539—547.
32. *Brandenburg A., Tuominen I., Krause F., et al.* The stability of nonlinear dynamos and the limited role of kinematic growth rates // *Astron. and Astrophys.*—1989.—**213**, N 1-2.—P. 411—422.
33. *Braun D. L., Fan Y.* Helioseismic measurements of the subsurface meridional flow // *Astrophys. J.*—1998.—**508**.—P. L105—L108.
34. *Bumba V., Howard R.* Large-scale distribution of solar magnetic fields // *Astrophys. J.*—1965.—**141**, N 4.—P. 1502—1512.
35. *Chatterjee P., Nandy D., Choudhuri A. R.* Full-sphere simulations of a circulation-dominated solar dynamo: Exploring the parity issue // *Astron. and Astrophys.*—2004.—**427**.—P. 1019—1030.
36. *Christensen-Dalsgaard J.* Helioseismology // *Rev. Mod. Phys.*—2003.—**74**.—P. 1073—1129.
37. *Covas E., Tavakol R., Tworkowski A., Brandenburg A.* Axisymmetric mean field dynamos with dynamic and algebraic alpha-quenchings // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**329**.—P. 350—360.
38. *Dikpati M., Charbonneau P.* A Babcock-Leighton flux transport dynamo with solar-like differential rotation // *Astrophys. J.*—1999.—**518**, N 1.—P. 508—520.
39. *Dikpati M., Gilman P.* Flux-transport dynamos with α -effect from global instability of tachocline differential rotation: a solution for magnetic parity selection in the Sun // *Astrophys. J.*—2001.—**559**, N 1.—P. 428—442.
40. *Durney B. R.* On a Babcock-Leighton solar dynamo model with a deep-seated generating layer for the toroidal magnetic field. IV // *Astrophys. J.*—1997.—**486**.—P. 1065—1067.
41. *Durrant C. J., Wilson P. R.* Observations and simulations of the polar field reversals in cycle 23 // *Solar Phys.*—2003.—**214**, N 1.—P. 23—39.
42. *Elsasser W. M.* Induction effects in terrestrial magnetism // *Phys. Rev.*—1946.—**69**.—P. 106—116.
43. *Ferriz-Mas A., Schmitt D., Schüssler M.* A dynamo effect due to instability of magnetic flux tubes // *Astron. and Astrophys.*—1994.—**289**, N 3.—P. 949—956.
44. *Giles P. M., Duval T. L. Jr., Scherrer P. H., Bogart R. S.* A subphotospheric flow of material from the Sun's equator to its poles // *Nature*.—1997.—**390**.—P. 52—54.
45. *Grigoryev V. M., Demidov M. L.* The solar magnetic “monopole” in activity cycles 19—21 // *Solar magnetic fields and corona*. — Novosibirsk: Nauka, 1989.—Vol. 1.—P. 108—114.
46. *Harvey K. L.* The cycle behavior of solar activity // *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.* / Ed. by K. L. Harvey.—1992.—**27**.—P. 335—367.
47. *Hathaway D. H., Gilman P., Harvey J. W., et al.* GONG observations of solar surface flows // *Science*.—1996.—**272**.—P. 1306—1309.
48. *Hide R.* A note on helicity // *Geophys. Fluid Dyn.*—1976.—**7**.—P. 157—161.
49. *Howard R.* Polar magnetic fields of the Sun: 1960—1971 // *Solar Phys.*—1972.—**25**.—P. 513.
50. *Howard R.* Studies of solar magnetic fields. II. The magnetic fluxes // *Solar Phys.*—1974.—**38**.—P. 59—67.
51. *Howard R.* Studies of solar magnetic fields. I. The average field strengths // *Solar Phys.*—1974.—**38**.—P. 283—299.
52. *Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., et al.* Dynamic variations at the base of the solar convection zone // *Science*.—2000.—**287**, 5462.—P. 2456—2460.
53. *Jennings R. L., Weiss N. O.* Symmetry breaking in stellar dynamos // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1991.—**252**.—P. 249—260.

54. *Krivodubskij V. N.* Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // *Astron. Nachrichten.*—2005.—**326**, N 1.—P. 61—74.
55. *Krivodubskij V. N., Schultz M.* Complete alpha-tensor for solar dynamo // *The Cosmic Dynamo. IAU Symp. 157. Proceedings / Eds F. Krause, K. H. Rüdiger, G. Rüdiger.* — Dordrecht: Kluwer, 1993.—P. 25—26.
56. *Kryvodubskij V. N., Rüdiger G., Kichatinov L. L.* Non-linear diamagnetic transfer and magnetic buoyancy of large-scale magnetic field in the convective zone of the Sun // *Вісн. Київ. ун-ту. Астрономія.*—1994.—№ 33.—С. 55—58.
57. *Küker M., Rüdiger G., Schultz M.* Circulation-dominated solar shell dynamo models with positive alpha-effect // *Astron. and Astrophys.*—2001.—**374**.—P. 301—308.
58. *Kuzanyan K. M., Bao S., Zhang H.* Probing signature of the alpha-effect in the solar convection zone // *Solar Phys.*—2000.—**191**.—P. 231—246.
59. *Leighton R. B.* A magneto-kinetic model of the solar cycle // *Astrophys. J.*—1969.—**156**.—P. 1—26.
60. *Leroy J. L., Noes J. C.* Does the solar activity cycle extend over more than an 11-year period? // *Astron. and Astrophys.*—1983.—**120**, N 2.—P. L1—L2.
61. *Longcope D. W., Fisher G. H., Pevtsov A. A.* Flux-tube twist resulting from helical turbulence: The sigma-effect // *Astrophys. J.*—1998.—**507**, N 1.—P. 417—432.
62. *Makarov V. I., Sivaraman K. R.* On the epochs of polarity reversals of the polar magnetic field of the sun during 1870—1982 // *Bull. Astron. Soc. India.*—1986.—**14**.—P. 163—167.
63. *Makarov V. I., Sivaraman K. R.* Evolution of latitude zonal structure of the large-scale magnetic field in solar cycles // *Solar Phys.*—1989.—**119**, N 1.—P. 35—44.
64. *Makarov V. I., Sivaraman K. R.* New results concerning the global solar cycle // *Solar Phys.*—1989.—**123**, N 2.—P. 367—380.
65. *Melrose D. B.* Neutralized and unneutralized current patterns in the solar corona // *Astrophys. J.*—1991.—**381**, N 1.—P. 306—312.
66. *Moffat H. K.* An approach to a dynamic theory of dynamo action in a rotating conducting fluid // *J. Fluid Mech.*—1972.—**53**.—P. 385—399.
67. *Nandy D., Choudhuri A. R.* Toward a mean field formulation of the Babcock-Leighton type solar dynamo. I. α -coefficient versus Durney's-ring approach // *Astrophys. J.*—2001.—**551**, N 1.—P. 576—585.
68. *Nandy D., Choudhuri A. R.* Explaining the latitudinal distribution of sunspots with deep meridional flow // *Science.*—2002.—**296**, 5573.—P. 1671—1674.
69. *Ossendrijver M. A. J. H.* Grand minima in a buoyancy-driven solar dynamo // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**359**.—P. 364—372.
70. *Ossendrijver M.* The solar dynamo // *Astron. and Astrophys. Rev.*—2003.—**11**, N 4.—P. 287—367.
71. *Parker E. N.* The generation of magnetic fields in astrophysical bodies. IV. The solar and terrestrial dynamos // *Astrophys. J.*—1971.—**164**.—P. 491—510.
72. *Pevtsov A. A., Canfield R. C., Metcalf T. R.* Patterns of helicity in solar active regions // *Astrophys. J.*—1994.—**425**.—P. L117—L119.
73. *Ribes J. C., Nesme-Ribes E.* The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715 // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**276**.—P. 549—563.
74. *Roberts P. H.* Kinematic dynamo models // *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.*—1972.—**272**.—P. 663—703.
75. *Roxburgh I. W.* Convection and solar structure // *Astron. and Astrophys.*—1978.—**65**, N 2.—P. 281—285.
76. *Rüdiger G.* The influence of a uniform magnetic field of arbitrary strength on turbulence // *Astron. Nachrichten.*—1974.—**295**.—P. 275—284.
77. *Rüdiger G., Arlt R.* Physics of solar cycle // *Adv. nonlinear dynamos.*— 2002.—**9**.—P. 147—191.—(The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics).
78. *Rüdiger G., Brandenburg A.* A solar dynamo in the overshoot layer: cycle period and butterfly diagram // *Astron. and Astrophys.*—1995.—**296**.—P. 557—566.
79. *Rüdiger G., Kichatinov L. L.* Alpha-effect and alpha-quenching // *Astron. and Astrophys.*—1993.—**269**, N 1-2.—P. 581—588.
80. *Schou J., Antia H. M., Basu S., et al.* Helioseismic studies of differential rotation in the solar envelope by the Solar Oscillations Investigation using the Michelson Doppler Imager // *Astrophys. J.*—1998.—**505**, N 1.—P. 390—417.
81. *Schüssler M.* Stellar dynamo theory // *Solar and stellar magnetic fields: origins and coronal effects / Ed. J. O. Stenflo (Symp. IAU 102. Zurich. 1982).* — Dordrecht: Reidel, 1983.—P. 213—236.
82. *Seehafer N.* Electric current helicity in the solar atmosphere // *Solar Phys.*—1990.—**125**.—P. 219—232.
83. *Seehafer N.* Alpha-effect in the solar atmosphere // *Astron. and Astrophys.*—1994.—**284**, N 2.—P. 593—598.

84. *Snodgrass H. B., Kress J. M., Wilson P. R.* Observations of the polar magnetic fields during the polarity reversals of cycle 22 // *Solar Phys.*—2000.—**191**, N 1.—P. 1—19.
85. *Sokoloff D. D., Nesme-Ribes E.* The Maunder minimum: A mixed-parity dynamo mode? // *Astron. and Astrophys.*—1994.—**288**, N 1.—P. 293—298.
86. *Spiegel E. A., Zahn J.-P.* The solar tachocline // *Astron. and Astrophys.*—1992.—**265**, N 1.—P. 106—114.
87. *Stix M.* Non-linear dynamo wave // *Astron. and Astrophys.*—1972.—**20**.—P. 9—12.
88. *Stix M.* Dynamo theory and solar cycle // *Basic mechanisms of solar activity: Proceedings of IAU Symp. 71 / Eds Bumba V., Kleczek J.* — Dordrecht: Reidel, 1976.—P. 367—388.
89. *Stix M.* The Sun. — Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1989.—200 p.
90. *Stix M., Wiehr E.* On the solar magnetic “monopole” // *Solar Phys.*—1974.—**37**.—P. 493—495.
91. *Thelen J.-C.* A mean electromotive force induced by magnetic buoyancy instabilities // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2000.—**315**, N 1.—P. 155—164.
92. *Thelen J.-C.* Non-linear $\alpha\Omega$ -dynamos driven by magnetic buoyancy instabilities // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2000.—**315**, N 1.—P. 165—183.
93. *Verma V. K.* On the north-south asymmetry of solar activity cycles // *Astrophys. J.*—1993.—**403**, N 2.—P. 797—800.
94. *Vorontsov S. V., Christensen-Dalsgaard J., Schou J., et al.* Helioseismic measurements of solar torsional oscillations // *Science.*—2002.—**296**, 5565.—P. 101—103.
95. *Wang Y.-M., Sheeley N. R.* Average properties of bipolar magnetic regions during sunspot cycle 21 // *Solar. Phys.*—1989.—**124**, N 1.—P. 81—100.
96. *Webb D. F., Davis J. M., McIntosh P. S.* Observations of the reappearance of polar coronal holes and the reversal of the polar magnetic field // *Solar Phys.*—1984.—**92**, N 1.—P. 109—132.
97. *Wilcox J. M.* Why does the Sun some times look like a magnetic monopole? // *Comments Astrophys. and Space Phys.*—1972.—**4**.—P. 141—147.
98. *Yoshimura H.* Solar-cycle dynamo wave propagation // *Astrophys. J.*—1975.—**201**, N 3.—P. 740—748.
99. *Zharkov S., Zharkova V. V., Ipson S. S.* Statistical properties of sunspots in 1996—2004: I. Detection, North-South asymmetry and area distribution // *Solar. Phys.*—2005.—**228**, N 1-2.—P. 377—397.

Надійшла до редакції 21.11.05