



ISSN 2411–6602 (Online)

ISSN 1607–2855 (Print)

Том 11 • № 1 • 2015 С. 34 – 47

УДК 523.98

Подвійні максимуми сонячних циклів

В.Н. Криводубський

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

Запропоновано сценарій пояснення спостереженого явища подвійних максимумів 11-річних циклів сонячних плям, в якому беруть участь п'ять процесів перебудови магнетизму в сонячній конвективній зоні (СКЗ): Ω -ефект, магнітна плавучість, макроскопічний турбулентний діамagnetизм, ротаційний $\nabla\rho$ -ефект і меридіональна циркуляція. Встановлено, що перебудова магнетизму у високоширотному і приєкваторіальному доменах СКЗ відбувається у відмінних режимах. Ключову роль у розробленому механізмі відіграють дві зсунуті в часі хвилі тороїдального поля до сонячної поверхні в приєкваторіальному домені.

ДВОЙНЫЕ МАКСИМУМЫ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ, Криводубский В.Н. – Предложен сценарий объяснения наблюдаемого явления двойных максимумов 11-летних циклов солнечных пятен, в котором принимают участие пять процессов перестройки магнетизма в солнечной конвективной зоне (СКЗ): Ω -эффект, магнитная плавучесть, макроскопический турбулентный диамагнетизм, ротационный $\nabla\rho$ -эффект и меридиональная циркуляция. Установлено, что перестройка магнетизма в высокоширотных и приэкваториальном доменах СКЗ происходит в различных режимах. Ключевую роль в разработанном механизме играют две сдвинутые во времени волны тороидального поля к солнечной поверхности в приэкваториальном домене.

DOUBLE MAXIMA OF 11-YEAR SOLAR CYCLES, by Krivodubskij V.N. — The explanation of the observed phenomenon of double peaks of the 11 year sunspot cycles is proposed. The scenario involves five processes of reconstruction of magnetism in the solar convective zone (SCZ): Ω effect, magnetic buoyancy, macroscopic turbulent diamagnetism, rotary $\nabla\rho$ effect and meridional circulation. It was established that the reconstruction of magnetism in high-latitude and equatorial domains of the SCZ occurs in different modes. Two time-shifted waves of the toroidal field to the solar surface play a key role in the proposed mechanism in the equatorial domain.

Ключевые слова: солнечная активность; солнечные пятна; 11-летние циклы; магнитные поля; турбулентность; динамо-модель солнечного цикла; турбулентная перестройка магнетизма.

Key words: solar activity; sunspots; 11-year cycles; magnetic fields; turbulence; dynamo model of the solar cycle; turbulent reconstruction of magnetism.

1. ВСТУП

Сонячна активність (СА) — сукупність спостережуваних на Сонці явищ, які змінюються в часі (як з швидким, так і повільним темпом) і просторі (в різних ділянках сонячної поверхні). Для статистичного вивчення СА вводять усереднені за певними часовими інтервалами глобальні числові характеристики (т.зв. індекси), які відносяться до всього Сонця або істотної його частини і відображають особливості того чи іншого виду активності. Найпростішим і історично першим доступним для спостережень проявом СА були сонячні плями, тому найбільш поширеними серед дослідників виявилися індекси саме плям. Перші згадки про можливі зміни числа сонячних плям можна знайти у записах данського астронома П. Горребова [1], здійснених на підставі його спостережень Сонця в 1761–1769 рр. Однак видні наукові авторитети того часу (Кассіні, Лемон'є, Лаланд і Делямбр) негативно оцінили цей результат. Невдовзі спостережений матеріал Горребова загинув під час бомбардування Копенгагена британською ескадрою адмірала Нельсона в 1805 р. Факт часових змін числа спостережених плям був повторно виявлений через десятиліття астрономом-аматором Г. Швабе, якому і дісталася слава першовідкривача сонячної циклічності (золота медаль Королівського астрономічного товариства Великобританії, 1857 р.). Саме Г. Швабе в 1843 р. на підставі власних спостережень впродовж 17 ти років установив, що число сонячних плям змінюється з часом. Зацікавившись даною обставиною Р. Вольф з Цюриха зібрав і систематизував усі наявні на той час дані про плями, організував регулярні спостереження плям і запропонував в 1848 р. оцінювати ступінь СА спеціальним індексом, що визначає міру “заплямованості” Сонця. Характерною особливістю плям є те, що вони відносно рідко спостерігаються як ізольовані утворення і воліють з'являтися переважно у вигляді груп. Групи не є сталими об'єднаннями плям. Вони народжуються, розвиваються і розпадаються, проходячи певні еволюційні стадії [2]. Введений Вольфом індекс враховує як число плям f , що спостерігалися в даний день, так і число груп плям g на видимому диску Сонця. Він отримав назву відносного числа сонячних плям (тепер його частіше називають числом Вольфа), що

описується формулою

$$W = k(10g + f), \quad (1)$$

де k — коефіцієнт редукції, який враховує інструмент спостережень, метод підрахунку плям та поділу їх на групи, атмосферні умови спостережень та особливості спостерігача. Для своїх власних спостережень Вольф прийняв $k = 1$, тим самим закріпивши свою шкалу відносних чисел сонячних плям. В наші часи цей коефіцієнт характеризує систему певної обсерваторії відносно міжнародної системи відносних чисел плям. У 1908 р. Дж.Хейл [3] на основі поздовжнього ефекту Зеємана розщеплення спектральних ліній зробив перші вимірювання величини магнітного поля (1500–4000 Гс) в сонячних плямах, чим було встановлено їх магнітну природу. Нині ми знаємо, що фізичний сенс групи плям полягає в належності окремих її членів одній системі магнітного поля. Тому окремо існуючі плями і пори прийнято розглядати також як окремі носії магнітного поля, тобто їх відносять до груп. Загальноприйнятим кількісним вираженням ступеня СА служать усереднені (за місяць, квартал або рік) щоденні значення чисел Вольфа. На основі архівних даних Вольф відновив середньорічні значення індексу плям з 1700 р. Йому вдалося встановити, що в певні роки число плям періодично досягає максимальних і мінімальних значень. Це дозволило вдосконалити ідею Швабе і вперше визначити протяжність середнього періоду змін числа плям близько 11 років. Характерною особливістю відкритої періодичності було те, що інтервали часу між роками максимальних і мінімальних значень чисел W сильно відрізнялися. Тому правильніше говорити не про 11-річний період, а про 11-річний цикл (тобто прихований період зі збуренням). Так з'явився знаменитий закон Швабе–Вольфа, згідно якому зміни СА відбуваються циклічно з середнім періодом близько 11 років. Моменти часу, коли числа Вольфа досягають найбільших і найменших величин називають епохами максимуму і мінімуму 11-річного циклу. Ці епохи визначаються на підставі згладжених середньомісячних відносних чисел плям. Вольф розрахував значення цього індексу для дев'яти циклів, починаючи з 1749 р. і закінчуючи 1848 р., і ввів відповідну нумерацію циклів. Перший розрахований таким способом цикл (з епохою максимуму в 1750 р.) отримав нульовий номер, останній (з епохою максимуму в 1848 р.) — номер 9. Відповідно до Цюрихської нумерації поточний цикл СА, що розпочався в 2009 р., має номер 24. Для часу раніше 1749 р. епохи екстремумів циклів було відновлено за неповними даними спостережень і космогенними факторами. Нумерація таких циклів має знак мінус. Крива середньорічних чисел Вольфа (рис. 1) чітко показує циклічні зміни відносного числа сонячних плям.

Однак 11-річний цикл визначається не тільки за кривою часового ходу рівня плямоутворення. Р.Керрінгтон виявив [4], а Г.Шпюрер [5] згодом детально вивчив зміни з фазою циклу розподілу сонячних плям за геліоширотою. Встановлений Шпюрером закон відображає особливість частоти виникнення нових груп плям, яка полягає в монотонному зміщенні до екватора зони плямоутворення впродовж циклу. Групи плям виникають не на всьому диску Сонця, а тільки в т.зв. “королівських зонах”, розміщених на відстані приблизно до $40^\circ - 45^\circ$ обабіч екватора. Поблизу самого екватора до широт $\pm 5^\circ$ плями також зустрічаються дуже рідко. На початку кожного нового циклу плями з'являються переважно на середніх, а пізніше на все більш низьких широтах, наближаючись до екватора. Наочно закон Шпюрера ілюструється діаграмою “широта–час”, вперше побудованої Е.Маундером в 1913 р. (широтне розподілення плям з фазою циклу, що отримало згодом назву діаграми “метеликів”) [6]. Причому екваторіальний дрейф має в різних циклах більш стійкий характер, ніж циклічні криві відносних чисел. Тому середня тривалість циклу за діаграмою “метеликів” визначається значно точніше, ніж за кривою часових змін чисел Вольфа.

Індекс числа Вольфа добре витримав випробування часом, але на теперішньому етапі необхідно вимірювати СА більш сучасними кількісними методами. Другим важливим індексом, який використовується при дослідженні сонячної циклічності, служить сумарна площа плям. В порівнянні з числами Вольфа цей індекс відрізняється порівняно більшою об'єктивністю і надійністю. Сучасні обсерваторії ведуть ре-

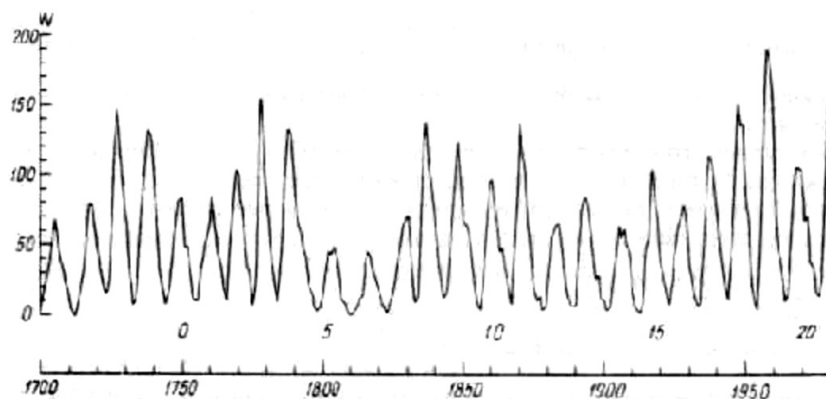


Рис. 1. Крива циклічних змін в часі Цюрихських середньорічних чисел Вольфа за 1700–1979 рр.

гулярні патрульні спостереження за Сонцем, використовуючи як міру активності оцінку площ сонячних плям у мільйонних частках площі видимої сонячної півсфери (м.ч.п.). Цей індекс якоюсь мірою відбиває величину магнітного потоку, зосередженого в плямах, через поверхню Сонця.

Р. Вольф вважав, що причина циклічності полягає у гравітаційній (припливній) дії планет на Сонце [7]. Після цього впродовж багатьох років робились спроби подати СА як результат дії сукупності дії окремих періодів обертання планет навколо Сонця. Однак всі пошуки у цьому напрямку дали значно більше для розвитку математики, ніж для встановлення конкретних механізмів СА. З часом зростала впевненість, що механізм сонячного циклу діє на самому Сонці. Нарешті, в середині ХХ ст. “спадкоємець” Р. Вольфа по Цюріху М. Вальдмайер [8], засумнівавшись у правоті свого “наукового прадіда”, вирішив шукати причину 11-річної циклічності всередині Сонця. Основна ідея робочої гіпотези Вальдмайера зводилася до того, що кожний сонячний цикл необхідно розглядати як замкнуте одне ціле вибухоподібних процесів, а сукупність 11-річних циклів відображає чергування цих процесів. Хоча з часом стало ясно, що 11-річні цикли ні в якому разі не можна розглядати як повністю ізольовані одне від одного явища [9]. Важливо те, що з часів висунення Вальдмайером своєї гіпотези розпочалося дослідження внутрішніх властивостей сонячної циклічності.

На сьогодні загально признано, що магнітне поле служить тим первинним чинником, який зумовлює як існування сонячних плям, так і циклічні зміни всіх індексів активності. Вперше ідея про магнітну природу сонячного циклу з урахуванням паркерівської магнітної плавучості була висловлена Х.В. Бебкоком [10]. Нестационарні процеси на Сонці в основному пов’язані з локальними тонкоструктурними (дискретними) магнітними полями активних ділянок. Разом з тим в основі практично будь-яких теорій виникнення магнітних полів на Сонці лежить концепція великомасштабного поля. Зауважимо, що ця концепція *не є тривіальною* [11, 12]. Строго кажучи, під великомасштабними магнітними поля слід розуміти всі поля за межами магнітних активних ділянок. В цьому сенсі вони поширені по всій поверхні Сонця. Якщо виділити серед них масштаб, який порівняний з радіусом Сонця, то таке поле прийнято називати глобальним (див. нижче). Водночас при спостереженнях можна вимірювати поверхневі поля поблизу полюсів Сонця, тоді таке поле називають полярним фоновим магнітним полем. Вживають також термін “загальне магнітне поле”, який не має чіткого фізичного визначення і часто ототожнюється з великомасштабним полем. Нарешті, існують ще вимірювання магнітного поля як зірки в інтегральному потоці випромінювання. Всі ці поля тісно пов’язані одне з одним і схожим чином залежать від часу, тому в багатьох публікаціях відмінності між ними ігноруються. Однак варто завжди мати на увазі, що з фізичної точки зору все це зовсім різні об’єкти і, взагалі кажучи, в різних застосуваннях вони можуть виступати по-різному [11].

Згідно сучасних уявлень [13–15], глобальне (великомасштабне) магнітне поле Сонця B складається з двох компонент: глибинного сильного тороїдального поля B_T , яке при спливанні визначає інтенсивність плямоутворення, і слабкого полоїдального поля B_P , силові лінії якого, виходячи на сонячну поверхню, формують фонові магнітні поля. При спостереженнях ми бачимо лише викликані магнітної плавучістю випадкові локальні опуклості тороїдального поля, які проявляються на сонячній поверхні у вигляді біполярних магнітних груп плям. Спостереження показують, що обидві компоненти осцилюють із середнім періодом близько 11 років в протифазі. Полоїдальне поле досягає максимуму амплітуди в епохи мінімумів активності плям. Оцінку його величини ($\sim 1 - 2$ Гс) отримують на підставі спостережень слабких поверхневих фонових магнітних полях в полярних шапках. І водночас, навпаки, через нульовий стан (коли відбувається зміна магнітної полярності — т.зв. магнітна реверсація) полоїдальне поле проходить в епохи максимумів плям (найбільш потужного тороїдального поля) [13–15]. Періодичність змін полярності двох компонент глобального поля становить близько 22 років (т.зв. магнітний цикл Хейла) [16]. Напрошується очевидний висновок, що обидві магнітні компоненти поля пов’язані між собою і збуджуються, напевно, одним процесом, який носить коливальний характер. Тому з точки зору розуміння спостережуваних закономірностей та аномалій циклічності СА необхідно досліджувати механізми магнітного циклу. Половина магнітного циклу — зазначений вище середньо статистичний період близько 11 років частоти появи на сонячній поверхні плям — відповідає загальноприйнятій назві тривалості сонячного циклу. Зауважимо, що міркування щодо 22-річної циклічності було вперше висловлено Р. Вольфом ще в далекому 1883 р. [17].

2. ТУРБУЛЕНТНА КОНВЕКЦІЯ НА СОНЦІ

Спостережені рухи на сонячній поверхні і конвекція в підфотосферних шарах мають надзвичайно нерегулярний (турбулентний) характер. У зв’язку з цим ми вважаємо, що при вивченні еволюції сонячного магнетизму магнітних полів Сонця слід брати до уваги різні спектри турбулентності [18, 19], а також ефекти перебудови магнетизму, пов’язані з різними режимами турбулентності [13]. Зокрема, в нещодавній роботі [20] встановлено, що спостережені турбулентні процеси на Сонці характеризуються двома різними режимами (спектрами) турбулентності. Перший режим на малих масштабах з нульовим

середнім магнітним полем можна описати в рамках моделі Колмогорова [21]. Тоді як на великих масштабах з відмінним від нуля середнім магнітним полем має місце анізотропія турбулентних процесів і тому вони описуються спектром Крайчана [22]. Перехід від першої спектру до другого відбувається на масштабах близько 3 тис. км. Режим Крайчана вказує на очевидний взаємозв'язок між середнім магнітним полем і спостереженими великомасштабними (глобальними) магнітними структурами. Наявність різних режимів турбулентності дозволяє сподіватися на подальший розвиток механізмів взаємозв'язку між параметрами турбулентного середовища і спостереженими просторово-часовими змінами магнітних полів на Сонці.

Як відомо, поле швидкостей в сонячній конвективній зоні (СКЗ) природно розділене на два масштаби: великомасштабну швидкість U , яка відповідає глобальному обертанню, і маломасштабну швидкість u турбулентної конвекції. Тому для вивчення еволюції магнітних полів в СКЗ дослідники залучають методи макроскопічної магнітогідродинаміки (МГД), яка базується на двохмасштабному підході до досліджуваних фізичних параметрах. Макроскопічна МГД вивчає поведінку усереднених (великомасштабних) магнітних полів, просторові і часові масштаби яких значно перевищують характерні розміри або часові інтервали маломасштабних турбулентних і магнітних пульсацій. В результаті виконаних процедур усереднення було відкрито кілька нових ефектів турбулентності [13, 14, 23], відсутніх в класичній МГД. Суть першого принципово нового ефекту полягає в здатності спіральних турбулентних рухів створювати електричне поле, паралельне усередненому магнітному полю (т.зв. α -ефект). Саме α -ефект дозволяє при моделюванні досить просто замкнути магнітний цикл Сонця. У нашій недавній роботі [24] показано, що маломасштабний α^2 -ефект Крайчана в глибоких шарах СКЗ може в значній мірі сприяти самоорганізації слабких неперервних магнітних полів в ізольовані магнітні силові трубки (МСТ). Другу групу ефектів складають турбулентні процеси, пов'язані з переносом і зміною масштабів магнітних полів (турбулентний діамagnetизм, $\nabla\rho$ -ефект і ін.). Хоча самостійно вони і не дають генерації, але можуть відігравати істотну роль у моделях турбулентного динамо. Зазвичай їх називають процесами *турбулентної перебудови магнетизму* [13]. Як нами встановлено раніше [25], турбулентний діамagnetизм відіграє важливу роль у забезпеченні тривалої стабільності плям. Крім того, турбулентність різко знижує величини електропровідності і магнітної проникності плазми, що призводить до суттєвого зменшення часу релаксації магнітних процесів і тим самим дозволяє узгодити спостережену та розраховану тривалість дисипації магнітних структур на Сонці [13, 23, 26].

3. МЕХАНІЗМИ ТУРБУЛЕНТНОЇ ПЕРЕБУДОВИ СОНЯЧНОГО МАГНЕТИЗМУ

На сьогодні найбільшого поширення серед дослідників отримали переконання, що спусковим механізмом сонячного циклу служить процес турбулентного гідроманітного динамо. Роль “динамо-машини” на Сонці відіграє його конвективна зона, де в результаті взаємодії обертання (з кутовою швидкістю $\vec{\Omega}$) і турбулізованої конвекції (зі швидкістю \vec{u}) створюється специфічна комбінація диференційного обертання і спіральної турбулентної конвекції. Диференційне обертання витягує силові лінії глибинного полоїдального поля \vec{B}_p , орієнтуючи їх у азимутальній площині, що приводить до збудження тороїдальної компоненти поля \vec{B}_t (Ω -ефект). Завдяки магнітній плавучості фрагменти тороїдального поля прориваються до сонячної поверхні, де через деякий час їх можна спостерігати на фотосферному рівні в “королівській зоні” у вигляді магнітних біполярних груп плям. Тоді як усереднена спіральна турбулентність регенерує з тороїдального поля нову полоїдальну компоненту \vec{B}_p (α -ефект), антипаралельного спрямування стосовно його вихідної орієнтації, замикаючи тим самим динамо-цикл. Механізм зазначених двох стадій збудження магнітних компонент глобального поля і замикання магнітного циклу зазвичай називають $\alpha\Omega$ -динамо моделлю сонячного циклу [13, 23, 26]. Внаслідок проведених досліджень на основі моделей динамо геліофізикам вдалося пояснити значну частину закономірностей і особливостей сонячної циклічності [15, 25–33]. Наведений у зазначених роботах перелік відтворених спостережених фактів свідчить, що модель $\alpha\Omega$ -динамо досить адекватно описує динаміку магнітного циклу і в загальному відображає реальні процеси, які мають місце в СКЗ. Разом з тим ще залишилися низка проблем і спостережених явищ, які вимагають пояснення.

4. ПОДВІЙНІ МАКСИМУМИ

Одна з таких актуальних проблем — так званий подвійний цикл, який описується “двохвершинними” кривими залежності від часу більшості індексів СА [34]. М. Гневишев [35], досліджуючи еволюцію середньорічної сумарної яскравості зеленої корональної спектральної лінії $\lambda 5303\text{\AA}$ (яка служить безпосередньою мірою магнітної активності і нагріву корони) в п'ятиградусних геліоширотних смугах впродовж 19-го циклу, виявив два максимуми індексу корональної інтенсивності. Аналогічне дослідження широтного розподілу значень середньорічної площі протуберанців і середньорічної сумарної площі груп плям впродовж 19-го циклу показало, що в кривих часової зміни цих індексів також були присутні два максимуми.

А. Анталова і М. Гневишев [36] вирішили перевірити виявлену в 19-му циклі широтну особливість індексу сумарної площі груп плям на базі спостереженого матеріалу інших циклів. За Грінвіцьким і Пулковським каталогами спостережень плям вони дослідили криві часової зміни цього індексу для восьми 11-річних циклів за проміжок часу від 1874 до 1962 р. (12–18 цикли) і отримали такий же результат (рис. 2, 3).

Було встановлено, що в кожному окремому циклі завжди спостерігалось два максимуми: перший проявлявся одночасно на всіх широтах «королівської зони» (за сумарними площами плям центрований на широту 25°), тоді як другий — пізніше і тільки на низьких широтах ($10^\circ - 15^\circ$). Відносні амплітуди двох максимумів і тривалість часових проміжків між ними змінювалися, так що в деяких циклах при широтних усередненнях максимуми майже зливалися, тоді як в інших циклах локальний мінімум між ними, відомий в літературі як «щілина Гневишева» (англ. *Gnevyshev gap*), визначався досить чітко. Згодом ці особливості були підтверджені і для 20-го циклу, в тому числі і при роздільному розгляді північної та південної півкулі Сонця [37].

Згідно М. Гневишеву [37, 38], перший максимум СА збігається з основним максимумом 11-річного циклу за числам Вольфа, тоді як другий максимум СА пов'язаний зі збільшенням числа плям великих

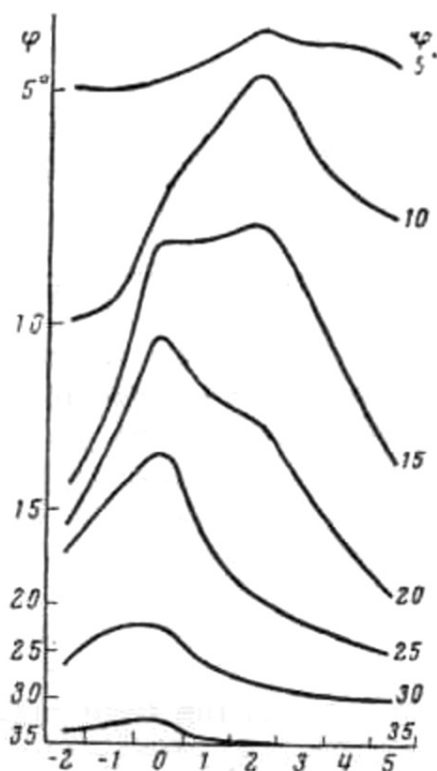


Рис. 2. Зміни площі (у відносних одиницях) сонячних плям в 5° -геліоширотних інтервалах впродовж усередненого 11-річного циклу на підставі даних за 8 циклів. Вдоль горизонтальної осі нанесено розрахований в роках час від першого максимуму. Цифри по вертикалі справа малюнка відповідають геліоширотам, до яких відносяться криві зміни площі. Цифри по вертикалі зліва малюнка вказують нульову точку кривих. Малюнок взято із роботи А. Анталової і М. Гневишева [36].

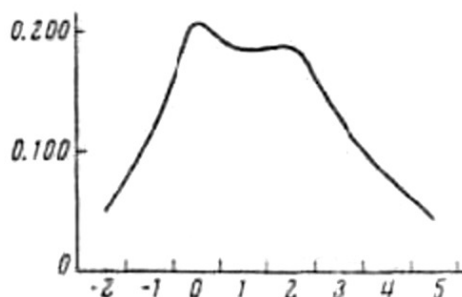


Рис. 3. Зміни площі сонячних плям впродовж усередненого 11-річного циклу для всіх геліоширот на підставі даних за 8 циклів. Вдоль горизонтальної осі нанесено розрахований в роках час від першого максимуму. Цифри по вертикалі зліва малюнка вказують площу плям у відносних одиницях. Малюнок взято із роботи А. Анталової і М. Гневишева [36].

розмірів (т.зв. максимум потужності плямоутворення) [34, 39]. Іншими словами, перший максимум СА є максимумом числа плям, тоді як другий максимум є максимумом їх розмірів [39]. У циклічних кривих чисел Вольфа вторинні максимуми не завжди помітні, однак при роздільному врахуванні плям різних розмірів можна виявити два максимуми. Використовуючи дані Гринвіцького і Пулковського каталогів, М. Гневишев [37] побудував циклічні криві зміни усередненого (за вісім циклів) числа Вольфа для плям з різними площами (рис.4). Виявилося, що маленькі плями з площею менше 200 м.ч.п. дають згладжену 11-річну криву з одним максимумом. Разом з тим при роздільному розгляді великих плям (з площами відповідно > 200 м.ч.п. і > 500 м.ч.п.) 11-річні криві виразно демонструють два максимуми.

Різноманітність форм 11-річних кривих чисел Вольфа для різних циклів залежить від часового інтервалу між максимумами. Цикли з короткими інтервалами мають малу роздільну здатність і тому спостерігаються, як цикли з одним максимумом з швидким наростанням і повільним убуттям активності. Тоді як в циклах з довгими часовими інтервалами чітко видно два розділені максимуми. Таким чином, взаємозв'язок амплітуд максимумів і часових інтервалів між ними визначають не тільки форму 11-річного циклу, але і його тривалість. Зокрема, затяжний за тривалістю попередній 23-й цикл був чітко двохвершинним [40]. Поточний 24-й цикл, що розпочався в 2009 р., також виявився подвійним. Він досить швидко досяг в 2012 р. за числами Вольфа першого максимуму, після якого настав локальний мінімум. Проте через два роки після стадії локального мінімуму число Вольфа знову почала

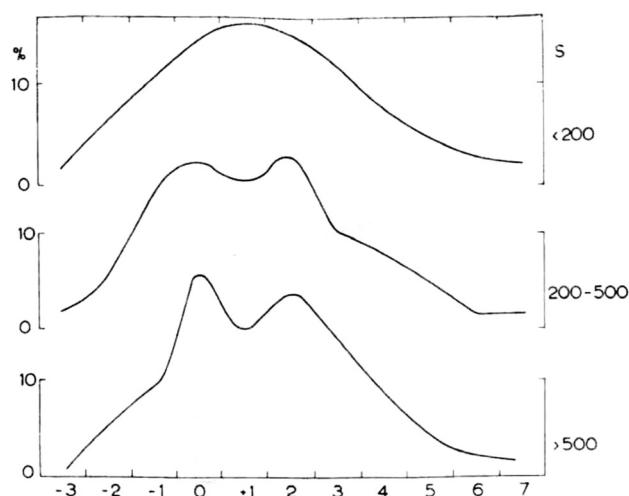


Рис. 4. Зміни усередненого (за 8 циклів) річного числа Вольфа з часом. Верхня крива відповідає сонячним плямам з площею S , меншою 200 м.ч.п. Середня крива відповідає плямам з площею в інтервалі 200–500 м.ч.п. Нижня крива відповідає плямам з площею більше 500 м.ч.п. Вздовж горизонтальної осі нанесено розрахований в роках час від першого максимуму. Цифри по вертикалі зліва малюнка вказують площу плям у відносних одиницях. Малюнок взятो із роботи М. Гневишева [37].

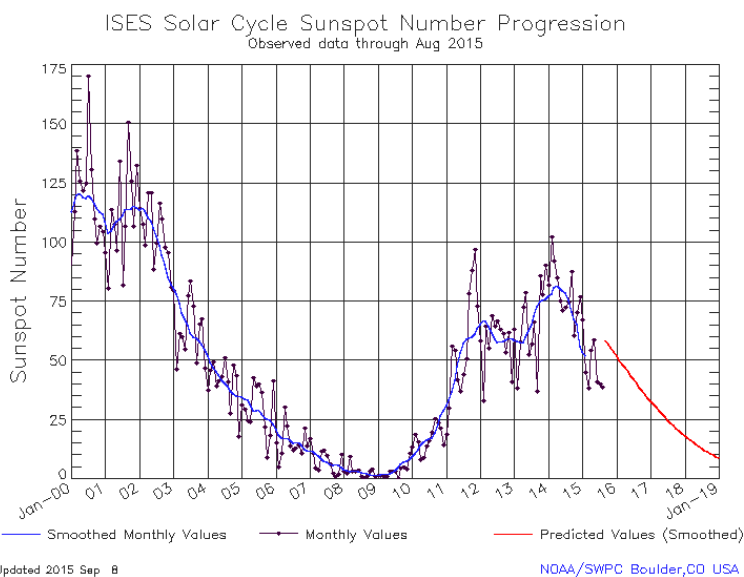


Рис. 5. Крива часової зміни сонячної активності (спостережені і згладжені місячні відносні числа сонячних плям) у другій половині 23-го циклу і в першій половині 24-го циклу (станом на серпень 2015 року) [74].

збільшуватися, в результаті чого 24-й цикл увійшов у фазу повторного максимуму (рис. 5).

Виявлення двох максимумів замість одного в 11-річних циклах коронального випромінювання і плям спочатку здавалося незначною деталлю. Проте в подальші роки було встановлено, що всі сонячні події — плями, спалахи, протуберанці, випромінювання корони, корпускулярне, радіо- і ультрафіолетове випромінювання — мають загальну властивість: їм притаманні дві рознесені в часі хвилі активності, які проявляються у вигляді двох максимумів в 11-річних [34, 37, 38]. Двохвершинні циклічні криві характерні також для індексів геофізичної активності. Тому для розуміння природи зазначених просторово-часових варіацій сонячної і геофізичної активності необхідно шукати фізичні механізми виявлених особливостей циклічних явищ. Зокрема, М. Гневишев вважав, що виявлені на різних широтах два максимуми сумарної площі груп плям статистично незалежні [36–38]. Тому їх походження пов'язане з двома різними фізичними механізмами збудження магнетизму, але іноді часовий проміжок між максимумами виявляється таким коротким, що його важко виявити. Водночас М. Копецький і Г. Куклін [39] вважали, що вторинний максимум пов'язаний зі зростанням частки потужних довгоживучих груп плям при неперервному дрейфі зони плямоутворення до екватора.

У цій статті для пояснення феномену двухвершинного циклу інтенсивності плямоутворення ми пропонуємо сценарій перебудови сонячного магнетизму, в якому беруть участь п'ять процесів: збудження торіодального поля із полоїдального біля дна СКЗ завдяки радіальному градієнту кутової швидкості (Ω -ефект), спрямована до екватора глибинна меридіональна циркуляція, магнітна плавучість і два турбулентні ефекти “антиплавучості”.

5. Ω -ЕФЕКТ

В роботі [41] в результаті успішного прогнозу відносних чисел 21-го циклу вперше на підставі даних спостережень в рамках моделі $\alpha\Omega$ -динамо було чітко підтверджено теоретичну функціональну залежність між амплітудою спостереженого полоїдального поля в мінімумі активності поточного циклу і потужністю магнітної активності наступного циклу (інтенсивністю плямоутворення, пов'язаної з величиною спливаючого на поверхню глибинного торіодального поля).

6. МЕРИДІОНАЛЬНА (ПОЛОЇДАЛЬНА) ЦИРКУЛЯЦІЯ

У зірках меридіональна циркуляція з необхідністю виникає в ротаційних конвективних оболонках в стислій турбулентній плазмі [42]. На сонячній поверхні слабка великомасштабна меридіональна течія речовини спрямована до полюсів. Спочатку вона була виявлена шляхом відстеження рухів магнітних структур [43–45] і прямими вимірами доплерівських зсувів в спектральних лініях [46]. На середніх геліоширотах амплітуда швидкості, спрямованої від екватора до полюсів поверхневої меридіональної течії, становить $U_M^{(\text{surf})} \approx 5 - 15$ м/с. Нещодавно К. Георгієва [47, 48] запропонувала оригінальний метод розрахунку поверхневої швидкості меридіонального течії на основі аналізу гео- і геліомагнітних даних (запізнення в часі максимумів aa-індексів геомагнітної активності по відношенню до максимумів чисел Вольфа в 10–23 циклах). Одержана нею оцінка $U_M^{(\text{surf})} \approx 4 - 18$ м/с підтверджує результати спектроскопічних вимірювань. Геліосейсмологічні експерименти показали, що спрямована до полюсів меридіональна течія детектується методами локальної геліосейсмології в біляповерхневих шарах СКЗ до глибин $r \approx 0,85R$ (до 15% радіуса Сонця) [49, 50]. Виняток становлять лише локальні і дуже близькі до поверхні ділянки в околі смуг активних центрів [51, 52].

Виходячи із закону збереження речовини, дослідники дійшли до висновку, що біля нижньої основи СКЗ повинна існувати меридіональна течія протилежного напрямку від полюсів до екватору. За такої умови речовина біля полюсів повинна опускатися вниз до тахокліну, тоді як біля екватора вона має підніматися з глибин на поверхню, щоб в такий спосіб забезпечити замкнений цикл полоїдальної циркуляції сонячної речовини в СКЗ [53, 54]. Швидкість спрямованої до екватора глибинної течії $U_M^{(\text{deep})}$ не можна виміряти безпосередньо. Тому для її розрахунку доводиться застосовувати непрямі методи. Зокрема, К. Георгієвою в рамках згаданого вище методу [47] вдалося зробити оцінку $U_M^{(\text{deep})}$. Для цього вона додатково врахувала два припущення щодо циркуляції речовини і транспортування магнітних полів в СКЗ. Перше припущення: згідно роботи [55] величина швидкості опускання речовини біля полюсів збігається з амплітудою швидкості спрямованої до екватора глибинної течії. Друге припущення враховує час транспортування торіодальних МСТ від дна СКЗ до поверхні в смузі сонячних плям [56]. У такому випадку розрахована швидкість спрямованої до екватору глибинної течії складає $U_M^{(\text{deep})} \approx 2 - 5$ м/с, що узгоджується з оцінками $U_M^{(\text{deep})} \approx 1,5 - 3$ м/с, отриманими з аналізу швидкості міграції смуги сонячних плям до екватору [57]. Крім того, К. Георгієва [47] проаналізувала кілька режимів сонячного динамо, які залежать від співвідношення внесків турбулентної дифузії і меридіональної циркуляції в механізм динамо з перенесенням магнітного потоку. В результаті вона показала, що в певних режимах динамо з'являється можливість пояснення подвійних максимумів сонячних циклів.

7. МАГНІТНА ПЛАВУЧИСТЬ

Згідно Е. Паркеру [58], величина швидкості магнітного спливання горизонтального поля приблизно дорівнює альвенівській швидкості c_a :

$$U_B(B, \rho) \approx c_a = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (2)$$

Тому швидкість магнітного спливання виявляється найбільшою поблизу сонячної поверхні, де ще мала величина густини плазми ρ , і значно меншою швидкість стає в глибоких щільних шарах. Магнітна плавучість — сильний нелінійний ефект за величиною поля, що створює проблеми для механізмів збудження космічного магнетизму в гравітаційному полі. Внаслідок швидкої евакуації сильних полів із зони генерації важко забезпечити значне підсилення і утримання їх у глибоких шарах СКЗ впродовж часу, порівнянного з періодом сонячного циклу. Тому виникає необхідність пошуку механізмів магнітної “антиплавучості” (негативної магнітної плавучості), які компенсують швидке спливання полів.

8. МАКРОСКОПІЧНИЙ ДІАМАГНЕТИЗМ

Я. Зельдович [59] дослідив процес турбулентної перебудови магнітного поля, який згодом отримав назву “макроскопічний діамагнітний ефект” [60]. Фізичний сенс макроскопічного турбулентного діамагнетизму плазми полягає в ефекті витісненні усередненого магнітного поля з ділянок з підвищеною інтенсивністю турбулентних пульсацій в місця з менш розвиненою турбулентністю уздовж градієнта турбулентної в'язкості $\nu_T \approx ul/3$ (l — характерний розмір турбулентних пульсацій) з ефективною швидкістю [13, 23]

$$\vec{U}_\mu = -\frac{\nabla \nu_T}{2}. \quad (3)$$

Оскільки на Сонці параметри турбулентної конвекції істотно змінюються вздовж радіуса, то в СКЗ створюються сприятливі умови для макроскопічного діамагнетизму. В нашій роботі [26] показано, що розрахований для моделі СКЗ Стікса [61] радіальний профіль турбулентної в'язкості ν_T виглядає гладкою опуклою функцією з максимумом ($\nu_T \approx 10^{13}$ см²/с) приблизно посередині конвективної зони на глибині $z \approx 130$ тис. км (рис. 6).

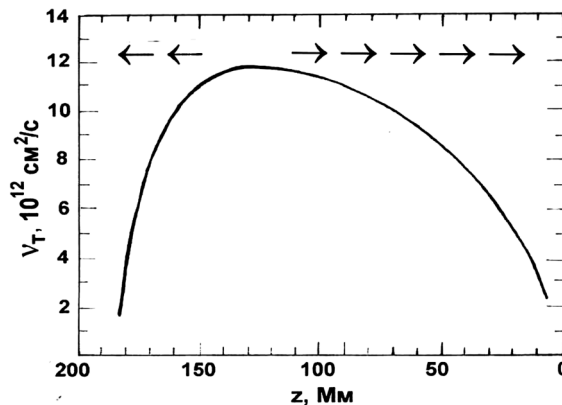


Рис. 6. Розподіл по глибині z коефіцієнта турбулентної в'язкості $\nu_T \approx ul/3$, розрахованого в наближенні теорії довжини змішування для моделі СКЗ Стікса [61]. Горизонтальні стрілки в верхній частині малюнка схематично показують напрямок турбулентного діамагнітного переносу поля уздовж сонячного радіуса зі швидкістю $U_\mu = -\nabla \nu_T/2$.

Виявлена вертикальна неоднорідність турбулентної в'язкості вказує на *сильні діамагнітні властивості* сонячної турбулізованої плазми. У верхній половині СКЗ турбулентний діамагнетизм діє подібно до магнітної плавучості — виштовхує горизонтальне магнітне поле до поверхні. Водночас поблизу дна СКЗ, де інтенсивність турбулентної конвекції стрімко зменшується до нуля, діамагнетизм діє проти магнітної плавучості, відіграючи, таким чином, роль негативної магнітної плавучості. Згідно з нашими розрахунками [26], швидкість спрямованого донизу вздовж сонячного радіуса діамагнітного витіснення горизонтального поля в глибинних шарах досягає значень $U_\mu \approx 2 \cdot 10^3$ см/с, що істотно зменшує ефективність спливання полів. Оскільки швидкість магнітного спливання U_B залежить від величини поля B , то з умови взаємної компенсації швидкостей магнітного спливання й діамагнітного занурення $U_\mu - U_B(B_0) = 0$ можна знайти значення горизонтального стаціонарного поля $B_0 \approx U_\mu \sqrt{4\pi\rho}$, спливання якого буде повністю компенсовано діамагнетизмом. Поблизу дна СКЗ одержуємо оцінку $B_0 \approx 3200$ Гс. Таким чином, в ділянці спрямованого вниз діамагнітного потоку повинен формуватися горизонтальний шар заблокованого магнітного поля. Разом з тим слід пам'ятати, що магнітне поле цього шару буде пригнічувати турбулентну конвекцію. Магнітне пригнічення турбулентності, в свою чергу, впливатиме на турбулентний діамагнетизм. У зв'язку з цим розглянемо модифікацію діамагнітного ефекту в присутності магнітного поля.

В нелінійному режимі швидкість діаманітного переносу поля [62] набуває вигляду

$$\vec{U}_D(\beta) = 6\vec{U}_\mu \Psi_D(\beta), \quad (4)$$

де $\Psi_D(\beta)$ — функція магнітного пригнічення; $\beta = B/B_{eq}$ — параметр нормованого магнітного поля; $B_{eq} \approx u\sqrt{4\pi\rho}$ — рівнорозподілене магнітне поле, яке збуджується маломасштабними турбулентними пульсаціями. У випадку магнітних полів і турбулентної конвекції, характерних для глибинних шарів СКЗ ($\beta^2 \ll 1$), функція пригнічення визначається виразом $\Psi_D(\beta) \approx \frac{1}{6} - \frac{\beta^2}{5}$, нормованим на $\Psi_0 = \frac{1}{6}$ при $\beta = 0$. Умова балансу швидкостей конкуруючих ефектів в магнітному шарі поблизу дна СКЗ в нелінійному режимі $U_B(B_0) - U_D(B_0) \approx 0$ приводить до оцінок: $B_0 \approx U_D\sqrt{4\pi\rho} \approx 2700$ Гс, $U_D \approx 1,7 \cdot 10^3$ см/с. Таким чином, при врахуванні турбулентного діаманетизму знімається зумовлене магнітної плавучістю обмеження на генерацію Ω -ефектом в глибоких шарах СКЗ потужних горизонтальних магнітних полів ($\leq B_0 \approx 2700$ Гс). Зауважимо, що при подальших розрахунках перебудови магнітного поля в нижній частині СКЗ ми будемо брати до уваги швидкість U_D спрямованого донизу діаманітного перенесення в магнітному шарі поблизу тахокліна. Тоді як у верхній частині СКЗ, де немає магнітного пригнічення турбулентності (оскільки тут відсутній шар заблокованого магнітного поля), при розрахунках буде використовуватися кінематичне значення швидкості U_μ діаманітного перенесення дотори.

9. МАГНІТНА НАКАЧКА В НЕОДНОРІДНОМУ ЗА ГУСТИНОЮ ТУРБУЛЕНТНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

Розглянемо ще один процес турбулентної перебудови магнетизму, який в СКЗ може відігравати роль антиплавучості. У неоднорідному за густиною ρ турбулентному середовищі за певних умов виникає спрямоване вздовж $\nabla\rho$ перенесення магнітного поля, зумовлене маломасштабними магнітними пульсаціями (т.зв. магнітна накачка). Явище магнітної накачки було відкрито для двовимірної турбулентності Е. Дробишевським [63], а потім узагальнено С. Вайнштейном [64] на випадок тривимірних рухів. Формально суть явища можна описати таким чином. Амплітуда магнітних флуктуацій \vec{b} , породжуваних турбулентними пульсаціями швидкості \vec{u} , в неоднорідному середовищі збільшується в напрямку росту густини середовища ρ : $b^2 \approx 4\pi\rho u^2$. Разом з \vec{b} у цьому напрямку збільшується і амплітуда флуктуаційних струмів $\vec{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \vec{b}$. Ці модифіковані струми збуджують додаткове магнітне поле B' , яке складається з вихідним полем B , в результаті чого змінюється первинне розподілення глобального магнетизму в просторі. В остаточному підсумку в нелінійному режимі просторовий перерозподіл поля еквівалентний його переносу в напрямку росту густини плазми. За умови рівнорозподілу густин кінетичної $\frac{\rho u^2}{2}$ та магнітної $\frac{b^2}{8\pi}$ енергій маломасштабних пульсацій вираз для ефективної швидкості магнітної накачки набуває вигляду [64, 65]

$$\vec{U}_\rho \approx \frac{1}{6} \tau \left(\frac{b^2}{4\pi\rho^2} \right) \nabla\rho \approx \frac{1}{6} \tau u^2 \frac{\nabla\rho}{\rho} \quad (5)$$

(τ — характерний час турбулентних пульсацій). Щоб підкреслити роль градієнта густини плазми у виникненні ефекту магнітної накачки ми присвоїли йому назву “ $\nabla\rho$ -ефект” [26].

Густина сонячної речовини в радіальному напрямку від поверхневих фотосферних шарів до дна СКЗ зростає майже на 6 порядків величини. Тому тут повинен виникати спрямований донизу інтенсивний магнітний потік \vec{U}_ρ . Дійсно, проведені нами розрахунки для моделі СКЗ [61] показали, що величина швидкості низхідної накачки U_ρ змінюється в діапазоні від $6 \cdot 10^3$ см/с поблизу поверхні ($z \approx 20$ тис. км) до $2 \cdot 10^3$ см/с біля дна СКЗ ($z \approx 180$ тис. км) [26]. Таким чином, в зоні турбулентної конвекції $\nabla\rho$ -ефект, подібно турбулентному діаманетизму в глибоких шарах, відіграє роль механізму антиплавучості.

Обертання Сонця породжує анізотропію конвекції, яка наділяє $\nabla\rho$ -ефект новими властивостями [66]. Вплив обертання призводить до відносного збільшення масштабів конвективних пульсацій уздовж осі обертання. Ступінь збурення конвекції обертанням визначається числом Коріоліса $\omega = 2\tau\Omega$ (обернене число Росбі). Найбільш істотна модифікація відбувається при помірному обертанні біля дна СКЗ, де $\omega \sim 5$. Крім того, трансформація $\nabla\rho$ -ефекту залежить від кутової відстані від полюсів. Якщо біля полюсів градієнт густини $\nabla\rho$ спрямований паралельно осі обертання, то при наближенні до середніх, а потім і низьких широт він поступово змінює свій напрямок. Тому на екваторі вектор $\nabla\rho$ стає перпендикулярним до осі обертання. За таких умов ротаційний $\nabla\rho$ -ефект здійснює “селекцію полів”, в результаті чого тороїдальна і полоїдальна магнітні компоненти переносяться в радіальному і меридіональному напрямках незалежно, з різними (за величиною і знаком) швидкостями. Найбільшої актуальності набуває дослідження радіального перенесення тороїдального поля, оскільки вихід останнього на поверхню приводить до формування плям. Виявилось, що швидкість і напрямок переносу цього поля (дотори чи донизу) істотно залежать від глибини z , полярного кута θ і числа Коріоліса ω [26, 66]

$$\vec{U}_{pr}^T(z, \theta, \omega) = 6\vec{U}_\rho(z) \{ \varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2 \theta \}. \quad (6)$$

Функції числа Коріоліса $\varphi_1[\omega(z)]$ і $\varphi_2[\omega(z)]$ описують вплив обертання на турбулентну конвекцію. Залежно від знака множника $\{\varphi_2[\omega(z)] - \varphi_1[\omega(z)] \sin^2 \theta\}$ магнітний потік тороїдального поля може бути спрямованим як донизу (коли цей знак позитивний), так і догори (коли знак множника негативний).

Згідно з даними геліосейсмологічних експериментів [67–69], поле кутової швидкості $\Omega(r, \theta)$ в СКЗ природно розділене на домени швидкого і повільного обертання з протилежними знаками радіального градієнта кутової швидкості. У приєкваторіальному (низькоширотному) домені (де $\theta^* < 45^\circ$, $\theta^* = 90^\circ - \theta$ — геліоширота) швидкого обертання кутова швидкість зменшується з глибиною (збільшується з ростом радіуса, $\frac{\partial \Omega}{\partial r} > 0$), водночас в навколополюсних (високоширотних) доменах ($\theta^* > 45^\circ$) повільного обертання вона, навпаки, зростає всередину Сонця ($\frac{\partial \Omega}{\partial r} < 0$). Достовірність цієї картини розподілу кутової швидкості в СКЗ було підтверджено незалежними теоретичними розрахунками О. Соловйова на основі релаксаційної моделі магнітного циклу [70]. Розрахунки для моделі СКЗ [61] показали, що у високоширотних ділянках ($\theta^* > 45^\circ$) швидкість перенесення тороїдального поля $U_{\rho r}^T(z, \theta, \omega)$ у всьому обсязі СКЗ спрямована донизу, тоді як в приєкваторіальному домені ($\theta^* < 45^\circ$) напрям переносу залежить від локалізації поля в СКЗ (рис. 7). Важливо, що нами виявлено доволі протяжну ділянку в нижній половині приєкваторіального домену, де магнітний $\nabla \rho$ -потік змінює напрям на протилежний, а саме — догори.

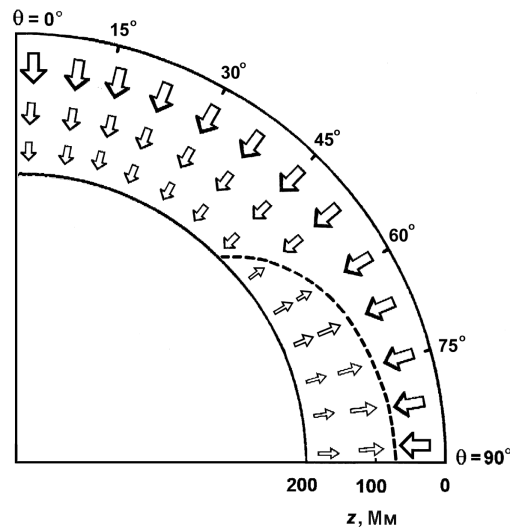


Рис. 7. Меридіональний розріз СКЗ, який демонструє розподіл радіальної швидкості перенесення тороїдального магнітного поля $U_{\rho r}^T(z, \theta, \omega)$ по глибині z і кошироті θ (число Коріоліса ω змінюється в діапазоні від одиниці в поверхневих шарах до 5 поблизу дна СКЗ). Стрілки показують напрям перенесення, швидкість якого змінюється в діапазоні від $\approx (1-3) \cdot 10^2$ см/с поблизу дна СКЗ до $\approx 10^4$ см/с в поверхневих шарах [26]. Штрихова крива відповідає лінії нульової швидкості $U_{\rho r}^T(z, \theta, \omega) = 0$, де відбувається зміна напрямку переносу. Видно, що в більшій частині СКЗ спрямоване донизу перенесення протидіє магнітній плавучості. Однак в глибоких шарах в приєкваторіальному домені (починаючи з геліошироти $\theta^* \approx 45^\circ$ біля дна СКЗ) магнітний потік, викликаний $\nabla \rho$ -ефектом, змінює знак і стає спрямованим догори. Тому тут $\nabla \rho$ -ефект допомагає магнітному спливанню і, таким чином, сприяє прориву сильних полів до поверхні, де вони спостерігаються як сонячні плями в “королівській зоні”.

10. ПЕРЕБУДОВА ТОРОЇДАЛЬНОГО ПОЛЯ

Проаналізуємо тепер картину перенесення тороїдального поля в СКЗ внаслідок комбінованої дії магнітної плавучості, турбулентного діамagnetизму і ротаційного $\nabla \rho$ -ефекту. Розглянемо сценарій окремо для приполярних (високоширотних) і приєкваторіальних доменів. У нижній частині приполярних ділянок турбулентний діамagnetизм і $\nabla \rho$ -ефект витісняють горизонтальні магнітні поля донизу [26]. Діючи проти магнітної плавучості, вони в значній мірі нейтралізують спливання полів. З умови балансу швидкостей конкуруючих ефектів (вертикальні стрілки вказують напрям переносу магнітного поля)

$$\uparrow \vec{U}_B + \downarrow \vec{U}_D + \downarrow \vec{U}_{\rho r}^T \approx 0 \quad (7)$$

(вертикальні стрілки вказують напрям переносу магнітного поля) можна визначити величину рівноважного магнітного поля

$$B_0 \approx (U_D + U_{\rho r}^T) \sqrt{4\pi\rho}, \quad (8)$$

заблокованого поблизу дна СКЗ. Для фізичних умов на глибині $z \approx 180$ тис. км ($\rho \approx 0,2$ г/см³ [49], $\downarrow U_D \approx 1,7 \cdot 10^3$ см/с, $\downarrow U_{\rho r}^T \approx 1 \cdot 10^2$ см/с [26]) одержуємо оцінку заблокованого поля $B_0 \approx 2900 - 3000$ Гс. Таким чином, у високоширотних доменах у глибинних шарах два ефекти антиплавучості здатні нейтралізувати магнітне спливання доволі інтенсивних тороїдальних полів, в результаті чого поблизу тахокліна повинен формуватися *магнітний шар потужного горизонтального поля*. Очевидно, саме тому укорінені в цьому шарі сильні глибинні приполярні тороїдальні поля не можуть прорватися до поверхні, щоб

спостерігатися на високих широтах у вигляді сонячних плям

Водночас зовсім інша картина створюється в приєкваторіальному домені ($\theta^* = 0^\circ \div 45^\circ$). Як видно з рис. 7, тут магнітний $\nabla\rho$ -потік в глибоких шарах спрямований догори (як і магнітна плавучість), тому умова балансу полів набуває вигляду

$$\uparrow \vec{U}_B + \downarrow \vec{U}_D + \uparrow \vec{U}_{\rho r}^T \approx 0. \quad (9)$$

Саме спрямований догори магнітний $\nabla\rho$ -потік ($\uparrow U_{\rho r}^T \approx 1 \cdot 10^2$ см/с для геліошироти $\theta^* \approx 20^\circ$) допомагає магнітній плавучості ($\uparrow U_B \approx 1,6 \cdot 10^3$ см/с) нейтралізувати турбулентний діамagnetизм ($\downarrow U_D \approx 1,7 \cdot 10^3$ см/с). По суті, $\nabla\rho$ -потік служить тригерним механізмом, який в приєкваторіальному домені запускає процес підйому сильних глибинних полів до поверхні. У цьому випадку величина заблокованого поля визначається виразом $B_0 \approx (U_D - U_{\rho r}^T) \sqrt{4\pi\rho}$ і виявляється помітно меншою ($B_0 \approx 2500$ Гс), ніж у приполярному домені, де $B_0 \approx 2900 - 3000$ Гс. Тому сильні тороїдальні поля > 2500 Гс повинні досить швидко переноситися догори. Максимальна геліоширота поблизу дна СКЗ, де $\nabla\rho$ -ефект сприяє спливанню полів, відповідає величині $\theta^* \approx 45^\circ$ (див. рис. 7), яка збігається з широтою полярної межі “королівської зони”.

Розглянемо тепер, що відбувається у верхніх шарах приєкваторіального домену. Тут $\nabla\rho$ -ефект і турбулентний діамagnetизм змінюють свої знаки на протилежні. Зауважимо, що у верхній частині СКЗ вище глибини $z \approx 130$ тис. км слід брати до уваги швидкість кінематичного діамagnetизму $\uparrow \vec{U}_\mu$. Тому нова умова балансу полів набуває вигляду

$$\uparrow \vec{U}_B + \uparrow \vec{U}_\mu + \downarrow \vec{U}_{\rho r}^T \approx 0. \quad (10)$$

Розрахунки показують, що низька густина речовини у приповерхневих шарах призводить до дуже великої швидкості магнітного спливання сильних полів величиною ≈ 2500 Гс: $\uparrow U_B \approx 4 \cdot 10^3$ см/с. Ця швидкість значно перевищує приблизно однакові за величиною швидкості двох інших ефектів магнітного перенесення ($\uparrow U_\mu \approx 5 \cdot 10^2$ см/с, $\downarrow U_{\rho r}^T \approx 5 \cdot 10^2$ см/с), які нейтралізують один одного. Зрештою, у верхній частині СКЗ приєкваторіального домену основну роль у транспортуванні полів до поверхні грає магнітна плавучість.

11. РОЗРАХУНОК МАКСИМУМІВ ДВОХВЕРШИННИХ ЦИКЛІВ

Найбільш сприятливим місцем для генерації тороїдального поля внаслідок Ω -ефекту служать глибинні шари поблизу дна СКЗ, оскільки тут густина кінетичної енергії диференційного обертання значно перевищує густину магнітної енергії. Крім того, в глибинних шарах густина речовини має найбільше значення в СКЗ. Тому тут швидкість магнітного спливання $U_B \approx \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$ виявляється малою і, таким чином, недостатньою для того, щоб швидко евакуювати із зони генерації поле, яке збуджується диференційним обертанням на початку циклу. В результаті біля дна СКЗ Ω -ефект встигає згенерувати досить потужне поле, перш ніж у міру наростання магнітної індукції вступить в дію плавучість і почне обмежувати величину заблокованого поля.

Характер подальшого транспортування збудженого глибинного поля до поверхні залежить від геліошироти. Як показано вище, у *високоширотних доменах* глибинні поля ($\approx 2900 - 3000$ Гс) заблоковані поблизу дна СКЗ спрямованими донизу двома ефектами антиплавучості: магнітною $\nabla\rho$ -накачкою і турбулентним діамagnetизмом. Водночас в глибоких шарах *приєкваторіального домену* два спрямовані догори магнітні потоки (плавучість і $\nabla\rho$ -потік) переважають турбулентний діамagnetизм і забезпечують тим самим досить швидке витіснення глибинних полів догори. Продемонструємо це на прикладі поля величиною ≈ 2500 Гс, для якого величина швидкості спливання $\uparrow U_B$ біля дна СКЗ становить $1,6 \cdot 10^3$ см/с. Швидкості двох інших магнітних потоків, згідно з нашими розрахунками [26], набувають тут таких значень: $\uparrow U_{\rho r}^T \approx 1 \cdot 10^2$ см/с (для $\theta^* \approx 20^\circ$), $\downarrow U_D \approx 1,7 \cdot 10^3$ см/с. За таких умов час τ_1 спрямованого догори радіального перенесення поля величиною ≈ 3000 Гс від дна СКЗ ($z_0 \approx 180$ тис. км) до шару на глибині $z_1 \approx 80$ тис. км (на якій відбувається зміна напрямку магнітного $\nabla\rho$ -потіку, див. рис. 7) в радіальній площині $\theta^* \approx 20^\circ$ становить

$$\tau_1 \approx \frac{z_0 - z_1}{U_B + U_{\rho r}^T - U_D} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ с } (\approx 1 \text{ рік}). \quad (11)$$

Проаналізуємо тепер ситуацію у верхній частині приєкваторіального домену, де $\nabla\rho$ -ефект і діамagnetизм взаємно компенсують один одного ($\downarrow U_{\rho r}^T \approx 5 \cdot 10^2$ см/с, $\uparrow U_\mu \approx 5 \cdot 10^2$ см/с). Розрахований час транспортування поля величиною ≈ 2500 Гс ($\uparrow U_B \approx 4 \cdot 10^3$ см/с) з глибини $z_1 \approx 80$ тис. км до поверхні ($z_2 \approx 0$ км) становить $\tau_2 \approx \frac{z_1 - z_2}{U_B + U_D - U_{\rho r}^T} \approx 3,2 \cdot 10^6 \text{ с } (\approx 1 \text{ місяць})$. В результаті загальний час виносу тороїдального поля $\tau = \tau_1 + \tau_2$ від дна СКЗ на поверхню становить близько одного року.

Отже, протягом фази наростання СА глибинні тороїдальні поля в приєкваторіальному домені завдяки комбінованій дії магнітної плавучості і двох турбулентних ефектів перебудови магнетизму переносяться до поверхні, де через відносно короткий час (близько року) фрагменти цих полів з'являються у вигляді плям в широтній смузі ($\Delta\theta^* \approx 45^\circ - 20^\circ$) “королівської зони”. Ця перша спрямована догори хвиля

тороїдального поля відповідає за основний максимум плямоутворення. Водночас в приполярних доменах два ефекти спрямованого донизу магнітного переносу ($\nabla\rho$ -потік і турбулентний діамagnetизм) приводять, як показано вище, до утворення шару потужного магнітного поля поблизу дна СКЗ. Заблоковані на початку циклу в цьому шарі сильні поля завдяки спрямованій до екватора глибинній меридіональній течії пізніше переносяться з ділянок полярних широт до середніх, а потім і низьких широт. Якщо для швидкості глибинної меридіональної течії біля дна СКЗ ($r \approx 5 \cdot 10^{10}$ см) взяти величину $U_M^{(\text{deep})} \approx 3-5$ м/с [47, 57], то характерний час міграції поля від широти $\theta_1^* = 70^\circ$ до широти $\theta_2^* = 15^\circ - 20^\circ$ становить $\tau_M \approx \frac{r}{U_M^{(\text{deep})}} \frac{\Delta\theta^*}{360^\circ} \approx 1-2$ роки. У низькоширотних ділянках ці “запізнілі” мігруючі поля згідно з описаною вище схемою транспортуються до поверхні, але вже на більш низьких геліоширотах “королівської зони” (друга хвиля тороїдального поля до поверхні). В результаті інтенсивність плямоутворення, яка до цього часу пішла на спад (оскільки основна частина фрагментів першої хвилі тороїдального поля вже встигла вийти раніше на поверхню на високих широтах), знову зростає, тому що тепер настала черга підйому “запізнілих” полів. На наш погляд, саме ця “друга порція” глибинних полів, яка завдяки меридіональній циркуляції із запізненням надходить до приекваторіального домену з полярних ділянок, викликає повторний максимум сонячної активності. Разом з тим звертаємо увагу на новітні роботи [71–73], в яких запропоновано схему подвійного циклу СА на основі моделі $\alpha\Omega$ -динамо в двохшаровому середовищі з урахуванням меридіональної циркуляції і двох зсунутих в часі широтних хвиль фонового магнітного поля протилежної полярності, які поширюються від полюса до полюса через екватор.

12. ВИСНОВОК

Для пояснення спостережуваного явища подвійних максимумів плямоутворення ми розробили сценарій перебудови глибинного тороїдального поля, в якому беруть участь *п'ять процесів*: Ω -ефект, магнітна плавучість, турбулентний діамagnetизм, ротаційний $\nabla\rho$ -ефект і меридіональна циркуляція. Ми встановили, що перебудова магнетизму в високоширотних і приекваторіальному доменах СКЗ відбувається в різних режимах. Ключову роль в запропонованій схемі відіграють дві зсунуті в часі хвилі сильних глибинних тороїдальних полів від дна СКЗ до поверхні в приекваторіальному домені. На початку чергового циклу глибинне радіальне диференціальне обертання діє на полоїдальне поле попереднього циклу, генеруючи в такий спосіб біля дна СКЗ сильне тороїдальне поле. Завдяки комбінованій дії магнітної плавучості, турбулентного діамagnetизму і ротаційного $\nabla\rho$ -ефекту тороїдальне поле транспортується до поверхні, де його фрагменти через деякий час можна спостерігати у вигляді магнітних біполярних груп плям на середніх широтах “королівської зони”. Ця спрямована догори перша хвиля тороїдальних полів відповідає за основний максимум активності плямоутворення. Водночас у високоширотних полярних доменах глибинні тороїдальні поля на початку нового циклу виявляються заблокованими біля дна СКЗ спрямованими донизу турбулентним діамagnetизмом та магнітною $\nabla\rho$ -накачкою, які нейтралізують магнітне спливання. Тільки через 1–2 роки, коли спрямована до екватора глибинна меридіональна течія витіснить ці поля в низькоширотні ділянки приекваторіального домену, де існують сприятливі умови для спливання полів, настає черга підйому “запізнілих” полів (друга спрямована догори хвиля тороїдальних полів). Прориваючись на поверхню на дещо нижчих широтах, друга порція спливання фрагментів затриманих в часі тороїдальних полів призводить до повторного максимуму сонячних плям.

1. *Horrebow P.* Elementa Mathesos I. Copenhagen. — 1792.
2. *Waldmeier M.* // *Zs. Astrophys.* — 1938. — **16**. — P. 439–450.
3. *Hale G.E.* On the probable existence of a magnetic field in sun-spots // *Astrophys. J.* — 1908. — **28**. — P. 315–343.
4. *Carrington R.C.* Observations of the spots of the Sun. — London, 1863. — 264 p.
5. *Spörer G.* // *Publ. Astron. Gesellschaf.* — 1874. — **13**. — P. 151; *Publ. Potsdam Obs.* — 1880. — № 1; *Publ. Potsdam Obs.* — 1894. — № 32.
6. *Maunder E.W.* Sun, Place of the, Distribution of sun-spots in heliographic latitude, 1874–1913 // *MNRAS.* — 1913. — **73**. — P. 112–116.
7. *Wolf R.* Handbuch der Astronomie, **2**, Shulthiss. — Zurich, 1892.
8. *Waldmaier M.* // *Astron. Mitt. Zurich.* — 1935. — № 133.
9. *Гневашев М.Н., Оль А.И.* О 22-летнем цикле солнечной активности // *Астрон. журн.* — 1948. — **25**, № 1. — С. 18–20.
10. *Babcock H.W.* The topology of the Sun's magnetic field and the 22 year cycle // *Astrophys. J.* — 1961. — **133**. — P. 572–1033.
11. *Обридко В.Н.* Солнечные пятна и комплексы активности. — М.: Наука, 1985. — 256 с.
12. *Обридко В.Н.* Магнитные поля и индексы активности // В кн.: Плазменная гелиогеофизика. В 2 т. Т. I / Под ред. Л.М. Зеленого, И.С. Веселовского. — М.: Физматлит, 2008. — С. 41–60.

13. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
14. Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D. Magnetic Fields in Astrophysics. — New York: Gordon and Breach, 1983.
15. Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle // Living Rev. Solar Phys. — 2010. — **7**, № 3. — P. 1–91.
16. Hale G.E., Nicholson S.B. Magnetic observations of sunspots, 1917–1924 // Publ. Carnegie Wash. Inst. — 1938. — № 498.
17. Wolf R. Kortweg Sitzungsberichte. — Wien, 1883.
18. Ладиков-Роев Ю.П., Черемных О.К. Математические модели сплошных сред. — Киев: Наукова думка, 2010. — 552 с.
19. Загородний А.Г., Черемных О.К. Введение в физику плазмы. — Киев: Наукова думка, 2014. — 696 с.
20. Козак Л.В., Костык Р.И., Черемных О.К. Два режима турбулентности на Солнце // Кинематика и физика небес. тел. — 2013. — **29**, № 2. — С. 22–29.
21. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. — 1941. — **30**, № 4. — С. 299–303.
22. Kraichnan R.H. Internal-ranger spectrum of hydromagnetic turbulence // Phys. Fluids. — 1965. — **8**. — P. 1385–1387.
23. Krause F., Rädler K.-H. Mean Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory. — Oxford: Pergamon Press, Ltd., 1980. — 271 p.
24. Krivodubskij V.N. Small scale alpha-squared effect in the solar convection zone // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. — 2015. — **31**, № 2. — P. 55–64.
25. Krivodubskij V.N. Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. — 2012. — **28**, № 5. — P. 232–238.
26. Krivodubskij V.N. Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // Astron. Nachrichten. — 2005. — **326**, № 1. — P. 61–74.
27. Stix M. Theory of the solar cycle // Solar Phys. — 1981. — **74**. — P. 79–101.
28. Криводубский В.Н. Интенсивность источников магнитных полей солнечного $\alpha\omega$ -динамо // Астрон. журнал. — 1984. — **61**, № 3. — С. 540–548.
29. Krivodubskij V.N. Rotational anisotropy and magnetic quenching of gyrotropic turbulence in the solar convective zone // Astronomy Reports. — 1998. — **42**, № 1. — P. 122–126.
30. Rudiger G., Arlt R. Physics of solar cycle // In: Advances in nonlinear dynamos / The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics. — 2002. — **9**. — P. 147–191.
31. Ossendrijver M. The solar dynamo // Astron. Astrophys. Rev. — 2003. — **11**, № 4. — P. 287–367.
32. Krivodubskij V.N. On the extended 23rd solar cycle // Proceed. IAU Symp. — **294**. — 2013. — P. 69–70.
33. Krivodubskij V.N., Lozitska N.I. Dependence of solar cycles duration on the magnitude of the annual module of the sunspots magnetic field // Proceed. IAU Symp. — **294**. — 2013. — P. 71–72.
34. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. — М.: Наука, 1986. — 296 с.
35. Gnevyshev M.N. The corona and the 11-year cycle of solar activity // Soviet Astronomy. — 1963. — **7**, № 3. — P. 311–318.
36. Antalova A., Gnevyshev M.N. Principal characteristics of the 11-year solar activity cycle // Soviet Astronomy. — 1965. — **9**. — P. 198–201.
37. Gnevyshev M.N. On the 11 years cycle of solar activity // Solar Phys. — 1967. — **1**. — P. 107–120.
38. Gnevyshev M.N. Essential features of the 11-year solar cycle // Solar Phys. — 1977. — **51**. — P. 175–183.
39. Kopecky M., Kuklin G.V. A few notes on the sunspot activity in dependence on the phase of the 11-year cycle and on the heliographic latitude // Bull. Astron. Inst. Czech. — 1969. — **20**. — P. 22–29.
40. Ishkov V.N. The current 23 solar cycle: its evolution and principal features // Abstracts of the conference “Astronomy and space physics at Kyiv University”, Kyiv, Ukraine, May 22–26, 2005. — P. 63–64.
41. Schatten K.H., Scherrer P.H., Svalgaard L., Wilcox J.M. Using dynamo theory to predict the sunspot number during cycle 21 // Geophys. Res. Lett. — 1978. — **5**. — P. 411–414.
42. Tassoul J.-L. Theory of Rotating Stars. — Princeton: University Press, 1978.
43. Komm R.W., Howard R.F., Harvey J.W. Meridional flow of small photospheric magnetic features // Solar Phys. — 1993. — **147**. — P. 207–223.
44. Snodgrass H.B., Dailey S.B. Meridional motions of magnetic features in the solar photosphere // Solar Phys. — 1996. — **163**. — P. 21–42.
45. Nesme Ribes E., Meunier N., Vince I. Solar dynamics over cycle 19 using sunspots as tracers // Astron. Astrophys. — 1997. — **321**. — P. 323–329.
46. Hathaway D.H. Doppler measurements of the Sun’s meridional flow // Astrophys. Journ. — 1996. — **460**. — P. 1027–1033.

47. *Georgieva K.* Why the sunspot cycle is doubly peaked // *ISRN Astronomy and Astrophysics*. — 2011. — Article ID 437838. — 11 p.
48. *Georgieva K., Kirov B.* Solar dynamo and geomagnetic activity // *Journ. Atmospheric and Solar Terrestrial Physics*. — 2011. — **73**, № 2–3. — P. 207–222.
49. *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 (London)*. — 1997. — **390**. — P. 52–54.
50. *Braun D.C., Birc A.C.* Prospects for the detection of the deep solar meridional circulation // *Astrophys. J. Lett.* — 2008. — **689**. — P. L161–L165.
51. *Zhao J., Kosovichev A.G.* Torsional oscillation, meridional flows, and vorticity inferred in the upper convection of the Sun by time-distance helioseismology // *Astrophys. J.* — 2004. — **603**. — P. 776–784.
52. *Kosovichev A.G.* Probing solar and stellar interior dynamics and dynamo // *Advances in Space Research*. — 2008. — **41**. — P. 830–837.
53. *Van Ballegoijen A.A., Choudhuri A.R.* The possible role of meridional circulation in suppressing magnetic buoyancy // *Astrophys. J.* — 1988. — **333**. — P. 965–977.
54. *Nandy D., Choudhuri A.R.* Explaining the latitudinal distribution of sunspots with deep meridional flow // *Science*. — 2002. — **296**. — P. 1671–1674.
55. *Jiang J., Chatterjee P., Choudhuri A.* Solar activity forecast with a dynamo // *MNRAS*. — 2007. — **381**, № 4. — P. 1527–1542.
56. *Fisher G.Y., Fan J., Longcope D.W., Linton M.G., Abbett W.P.* Magnetic flux tubes inside the Sun // *Physics of Plasma*. — 2000. — **7**, № 5. — P. 2173–2179.
57. *Hathaway D.H., Nandy D., Wilson R.M., Reichmann E.J.* Evidence that a deep meridional flow sets the sunspot cycle // *Astrophys. J.* — 2003. — **589**. — P. 665–670.
58. *Parker E.N.* The formation of sunspots from the solar toroidal field // *Astrophys. J.* — 1955. — **121**. — P. 491–507.
59. *Зельдович Я.Б.* Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости // *ЖЭТФ*. — 1956. — **31**. — С. 154–156.
60. *Rädler K.-H.* Zur Elektrodynamik turbulent bewegter leitender Medien // *Zeits. Naturforsch. I*. — 1968. — 23a. — S. 1841–1851; II. — 1968. — **23a**. — S. 1851–1860.
61. *Stix M.* The Sun: an introduction, second edition. — Berlin: Springer-Verlag, 2002. — 490 p.
62. *Kitchatinov L.L., Rudiger G.* Magnetic field advection in inhomogeneous turbulence // *Astron. Astrophys.* — 1992. — **260**. — P. 494–498.
63. *Drobyshevskij E.M.* Magnetic field transfer by two-dimensional convection and solar “semi-dynamo” // *Astrophys. Space Sci.* — 1977. — **46**. — P. 41–49.
64. *Вайнштейн С.И.* Магнитные поля в космосе. — М.: Наука, 1983. — 240 с.
65. *Кичатинов Л.Л.* О магнитной гидродинамике средних полей в неоднородной турбулентной среде // *Магнит. гидродинамика*. — 1982. — № 3. — С. 67–73.
66. *Kitchatinov L.L.* Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle // *Astron. Astrophys.* — 1991. — **243**, № 2. — P. 483–491.
67. *Christensen-Dalsgaard J.* Helioseismology // *Rev. Mod. Phys.* — 2002. — **74**. — P. 1073–1129.
68. *Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., Komm R., Larsen R. M., Schou J., Thompson M., Toomre J.* Dynamic variations at the base of the solar convection zone // *Science*. — 2000. — **287**. — P. 2456–2460.
69. *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**. — P. 390–417.
70. *Соловьев А.А., Киричек Е.А.* Диффузная теория солнечного магнитного цикла. — Элиста-СПб.: Изд-во Калмыцкого ГУ, 2004. — 182 с.
71. *Popova E., Zharkova V., Zharkov S.* Probing latitudinal variations of the solar magnetic field in cycles 21–23 by Parker's Two-Layer Dynamo Model with meridional circulation // *Ann. Geophys.* — 2013. — **31**. — P. 2023–2028.
72. *Shepherd S.J., Zharkov S.I., Zharkova V.V.* Prediction of solar activity from solar background magnetic field variations in cycles 21–23 // *Astrophys. Journ.* — 2014. — **795**, № 1. — P. 46 (8 pp.).
73. *Popova E.P., Potemina K.A., Yikhina N.A.* Double cycle of solar activity in a two-layer medium // *Geomagnetism and Aeronomy*. — 2015. — **54**, № 7. — P. 877–881.
74. <http://www.swpc.noaa.gov/communities/space-weather-enthusiasts>

Надійшла до редакції 20.09.2015
Прийнята до друку 6.10.2015