

УДК 523.98

В. Криводубський, д-р. фіз.-мат. наук, провід. наук. співроб.
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ПОВТОРНІ МАКСИМУМИ СОНЯЧНИХ ЦИКЛІВ ПЛЯМ

Запропоновано пояснення спостереженого феномену повторних максимумів циклів сонячних плям. Ключову роль у запропонованому сценарії відіграють два припливи тороїдальних полів від нижньої основи сонячної конвективної зони (СКЗ) до поверхні. Глибинні тороїдальні поля, які збуджуються Ω -ефектом на початку циклу поблизу дна СКЗ, завдяки комбінованій дії магнітної плавучості, магнітного ∇r -потoku і турбулентного діамagnetизму в приекваторіальному домені транспортуються до поверхні. Фрагменти магнітних полів через певний час можна спостерігати у вигляді біполярних плям на середніх широтах у "королівській зоні". Ця спрямована вгору перша хвиля тороїдальних полів дає основний максимум активності плям. Разом з тим у високоширотних полярних доменах глибинні тороїдальні поля на початку циклу заблоковані спрямованою вниз магнітною ∇r -накачкою і турбулентним діамagnetизмом. Приблизно через 1–2 роки, коли спрямована до екватора глибинна меридіональна течія витіснить ці поля в низькоширотні ділянки приекваторіального домену, настає черга підйому цих "запізнілих" полів (другий приплив тороїдальних полів). Прориваючись на поверхню на низьких широтах друга порція тороїдальних полів зумовлює повторний максимум сонячних плям.

Вступ. Найпростішим і історично першим доступним для спостережень проявом сонячної активності (СА) були сонячні плями. Тому найбільш поширеним індексом СА служить число Вольфа, яке характеризує кількість плям на видимій поверхні Сонця (т.з. відносне число сонячних плям). Загально прийнятим кількісним виразом ступені СА являються усереднені значення (за місяць або рік) чисел Вольфа. Циклічність проявляється в регулярному, майже періодичному збільшенні і зменшенні числа плям і пов'язаних з ними активних утворень. Найкраще вивчений 11-літній цикл зміни кількості плям, спостережених на сонячній поверхні (цикл Швабе-Вольфа). Роки (точніше певні моменти часу), коли числа Вольфа досягають найбільшої і найменшої величини називають відповідно епохами максимуму і мінімуму 11-річного циклу. Однак 11-річний цикл визначається не тільки за зміною частоти утворень плям. Виявилось, що з фазою сонячного циклу змінюється розподіл сонячних плям за геліоширотою (закон Шпюрера). Групи сонячних плям виникають не на всьому диску Сонця, а тільки в так званих "королівських зонах", розміщених на відстані приблизно до $40-45^\circ$ обабіч сонячного екватора. Поблизу самого екватора, до широти $\pm 5^\circ$, плями також трапляються дуже рідко. На початку кожного нового циклу плями з'являються переважно на середніх, а пізніше на все нижчих і нижчих широтах, наближаючись до екватора (діаграма "метеликів" Маундера). При цьому середня тривалість циклу з діаграми "метеликів" визначається значно точніше, ніж з кривої зміни чисел Вольфа. Другим важливим індексом, який використовується при дослідженні сонячної циклічності, є сумарна площа сонячних плям, яка вимірюється в мільйонних частках площі видимої півсфери Сонця (м.ч.п.).

В 1908 р. Дж. Хейлу на основі поздовжнього ефекту Зеємана вдалося зробити перші вимірювання величини магнітного поля сонячних плям, чим було встановлено їх магнітну природу. Частіше всього плями з'являються у вигляді біполярних магнітних груп, які складаються з двох великих плям протилежних полярностей та значної кількості дрібних плям і пор між ними. На сьогодні ми знаємо, що магнітне поле служить тим первісним фактором, який зумовлює як існування сонячних плям, так і всієї активності Сонця. Тому з точки зору розуміння спостережуваних закономірностей та аномалій циклічності СА необхідно досліджувати механізми просторово-часової еволюції сонячного магнетизму. Згідно з сучасними уявленнями глобальне (великомасштабне) магнітне поле Сонця В складається з двох компонент.

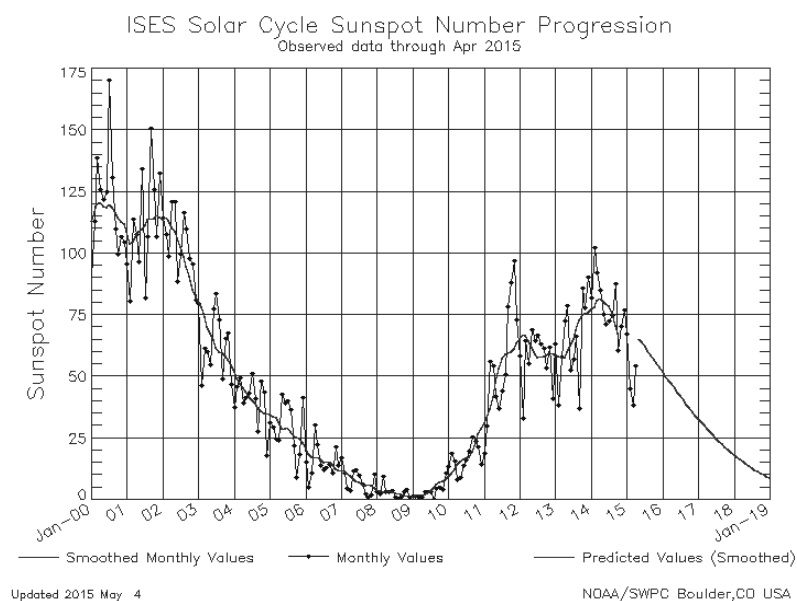


Рис. 1. Крива часової зміни сонячної активності (спостережені і згладжені місячні відносні числа сонячних плям) в другій половині 23-го циклу і в першій половині 24-го циклу (станом на квітень 2015 р.) (<http://www.swpc.noaa.gov/communities/space-weather-enthusiasts>)

Перша компонента – глибинне сильне тороїдальне (азимутальне) поле \mathbf{V}_T , магнітні силові трубки якого мають протилежні спрямування в північній і південній півкулях. Внаслідок магнітного спливання на поверхню це поле визначає інтенсивність плямоутворення. Друга магнітна компонента – слабка полоїдальна (меридіональна) поле \mathbf{V}_P , силові лінії якого, виходячи на сонячну поверхню, формують фонові магнітні поля. При спостереженнях ми бачимо лише викликані магнітною плавучістю випадкові локальні опуклості тороїдального поля, що проявляються на сонячній поверхні в "королівській зоні" у вигляді біполярних магнітних груп плям. Потужне магнітне поле плям з'являється спочатку поблизу широти $40\text{--}45^\circ$ і впродовж приблизно 11 років зміщується в напрямку менших широт. Зрештою, магнітне поле біля екватора послаблюється проникненням поля протилежного спрямування з іншої півкулі, зменшується і зникає. Стало ясно, що знаменита діаграма "метеликів" Маундера відображає місця концентрації тороїдального магнітного поля під фотосферою і визначає швидкість його міграції до екватора. Спостереження свідчать, що тороїдальна і полоїдальна компоненти осцилюють з середнім періодом близько 11 років у протифазі по відношенню до їхньої магнітної полярності. Тому очевидно, що обидві магнітні компоненти поля пов'язані між собою, і збуджуються, напевне, одним процесом, який носить коливальний характер.

Механізм турбулентного динамо. Найбільшого поширення серед дослідників набули переконання, що спусковим механізмом сонячного циклу служить процес турбулентного динамо. Роль "динамо-машини" на Сонці відіграє його конвективна зона, де в результаті взаємодії обертання (з кутовою швидкістю Ω) і турбулізованої конвекції (яка характеризується полем швидкостей \mathbf{v}) створюється специфічна комбінація диференційного обертання і спіральної турбулентної конвекції. Диференційне обертання в епоху мінімуму активності витягує силові лінії полоїдального поля \mathbf{V}_P , орієнтуючи їх в азимутальній площині, що приводить до збудження поблизу дна сонячної конвективної зони (СКЗ) тороїдальної компоненти \mathbf{V}_T (Ω -ефект). Тоді як усереднена спіральна турбулентність в епоху максимуму активності регенерує із тороїдального поля нову полоїдальну компоненту \mathbf{V}_P (α -ефект), антипаралельного спрямування по відношенню до його вихідної орієнтації, замикаючи тим самим сонячний динамо-цикл. Описаний сценарій відтворення глобальних магнітних компонент внаслідок двох процесів збудження отримав назву модель $\alpha\Omega$ -динамо [1, 2].

Таким чином, сонячний цикл забезпечується осциляцією полоїдальної і тороїдальної компонент глобального магнітного поля. Впродовж кількох останніх десятиліть було запропоновано низку динамо-моделей сонячного циклу. Внаслідок проведеного рядом дослідників чисельного моделювання на основі $\alpha\Omega$ -динамо моделей (див. огляди [3-6]) вдалося відтворити основні спостережені закономірності сонячної циклічності. Наведений в цих роботах перелік відтворених спостережених фактів свідчить, що модель $\alpha\Omega$ -динамо досить адекватно описує природу та динаміку сонячного магнітного циклу і в загальному відображає реальні процеси, які мають місце в СКЗ. Разом з тим, ще залишилася низка спостережених явищ і проблем, які потребують пояснення.

Подвійні цикли. Одна із таких актуальних проблем – так звані подвійні цикли, які описуються "двовершинними" кривими залежності від часу більшості індексів СА [7]. Як відомо, середньорічні відносні числа сонячних плям досягають свого максимального значення через кілька років після початку циклу (основний максимум). Однак, М.Гневишев [8], досліджуючи еволюцію сумарної яскравості зеленої корональної спектральної лінії $\lambda 5303 \text{ \AA}$ (яка служить безпосередньою мірою магнітною активності та нагрівання корони) в різних геліоширотних смугах впродовж 19-го циклу, виявив насправді два максимуми циклу. Впродовж першого максимуму (в околі 1957 р.) корональна інтенсивність спочатку зростала, а потім зменшувалася одночасно на всіх широтах, тоді як другий (повторний) максимум проявився пізніше в 1959–1960 рр. і спостерігався тільки на низьких широтах ($\leq 15^\circ$). Аналогічне дослідження широтного розподілу значень середньорічної площі протуберанців і середньорічної сумарної площі груп плям протягом 19 го циклу показало, що в кривих часових змін цих індексів також були присутні два максимуми. А. Анталова і М. Гневишев [9] вирішили перевірити виявлену широтну особливість активності. Для цього вони дослідили криві часової зміни індексу сумарної площі плям для сонячних циклів за проміжком часу від 1874 р. до 1962 р. (12–18-й цикли) і отримали такий самий результат. Було встановлено, що в кожному циклі завжди спостерігалось два максимуми: перший проявлявся одночасно на всіх широтах "королівської зони" (за сумарними площами плям центрованих на широту 25°), тоді як другий – пізніше і тільки на низьких широтах ($10\text{--}15^\circ$). Відносні амплітуди двох максимумів і часові проміжки між ними змінювалися, так що в деяких циклах при широтних усередненнях максимуми зливалися, тоді як в інших циклах щілина між ними, відома як "щілина Гневишева" (іноді її ще називають локальним мінімумом), спостерігалася досить чітко. Згідно М. Гневишеву [10, 11] перший максимум збігається з основним максимумом 11-річного циклу за числами Вольфа, тоді як другий максимум пов'язаний зі збільшенням числа плям великих розмірів (т.зв. максимум потужності плямоутворення). Іншими словами, перший максимум є максимумом числа плям, тоді як другий – максимумом їх розмірів. У циклічних кривих чисел Вольфа вторинні максимуми не завжди помітні, однак при роздільному врахуванні плям різних розмірів можна виявити два максимуми. Використавши дані Грінвіцького і Пулковського каталогів М. Гневишев [11] побудував циклічні криві зміни усередненого (за вісім циклів) числа груп сонячних плям з різними площами. Виявилось, 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. Зокрема, затяжний за тривалістю попередній 23-й цикл був чітко подвійним [12]. Новий 24-й цикл, що розпочався в 2009 р. і досяг за числами Вольфа першого максимуму в 2012 р., приблизно через два роки (в 2014–2015 рр.) також увійшов у стадію повторного максимуму активності (рис. 1).

М. Гневишев [10, 11] вважав, що для всіх циклів притаманні два максимуми, походження яких пов'язане з двома фізичними механізмами збудження сонячного магнетизму, але іноді щілина між максимумами така коротка, що на кривій чисел Вольфа її важко виявити. На жаль, М. Гневишев не конкретизував, які він мав на увазі фізичні механізми. На наш погляд феномен повторних максимумів циклів сонячних плям можна пояснити в рамках моделі турбулентного динамо, якщо до неї залучити меридіональну циркуляцію, магнітну плавучість і ефекти транспортування тороїдального поля. Саме цій проблемі присвячена наша робота.

Меридіональна (полоїдальна) циркуляція. В зорях меридіональна циркуляція з необхідністю виникає в ротаційних конвективних оболонках за умови стисненої турбулентної плазми. На сонячній поверхні слабка великомасштабна меридіональна течія речовини спрямована до полюсів. Спочатку вона була виявлена шляхом відстеження

рухів магнітних структур [13–15] і прямими вимірюваннями доплерівських зміщень в спектральних лініях [16]. На середніх геліоширотах амплітуда швидкості, спрямованої від екватора до полюсів поверхневої меридіональної течії, становить $V_M^{(surf)} \approx 5-15$ м/с. Нещодавно К.Георгієва [17, 18] запропонувала оригінальний метод розрахунку поверхневої швидкості меридіональної 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-му циклах), який дає оцінку $V_M^{(surf)} \approx 4-18$ м/с. Отримані двома методами оцінки швидкості меридіональної течії узгоджуються з результатами геліосейсмологічних вимірювань, згідно з якими $V_M^{(surf)}$ плавно зростає від 0 м/с на екваторі до 20-25 м/с на середніх широтах і знову спадає до 0 м/с біля полюсів. Геліосейсмологічні експерименти засвідчили, що спрямованість меридіональної течії до полюсів діагностується методами локальної геліосейсмології у приповерхневих шарах СКЗ до глибин $r \approx 0,85 R$ (до 15 % радіуса Сонця) [19-23]. Виняток становлять тільки локальні і дуже близькі до поверхні ділянки в околі смуг активних центрів [24–27]. Виходячи із закону збереження речовини дослідники дійшли висновку, що біля нижньої основи СКЗ мусить існувати меридіональна течія протилежного спрямування від полюсів до екватора. За такої умови речовина біля полюсів повинна опускатися донизу до тахокліну, тоді як біля екватора вона мусить підніматися із глибин на поверхню, щоб в такий спосіб забезпечити замкнутий цикл меридіональної (полоїдальної) циркуляції сонячної речовини в СКЗ. В найпростіший спосіб полоїдальну циркуляцію на Сонці можна параметризувати у вигляді стійкої квадрупольної структури в меридіональній площині з однією великомасштабною комірною течією плазми в кожному квадранті, яка простягається від поверхні (де течія спрямована до полюсу) до нижньої межі конвективної оболонки з променистою зоною (де течія спрямована до екватора) [28]. Швидкість спрямованої до екватора глибинної течії $V_M^{(deep)}$ не можна виміряти безпосередньо. Тому для її розрахунку доводиться застосовувати опосередковані методи. Зокрема, К.Георгієвій в рамках згаданого вище методу [18] вдалося зробити оцінку $V_M^{(deep)}$. Для цього вона додатково врахувала два припущення щодо циркуляції речовини і транспортування магнітних полів в СКЗ. Перше припущення: згідно роботи [29] величина швидкості опускання речовини біля полюсів співпадає з амплітудою швидкості спрямованої до екватора глибинної течії. Друге припущення враховує час транспортування тороїдальних магнітних силових трубок (МСТ) від основи СКЗ до поверхні в смугі сонячних плям [30]. В такому разі розрахована швидкість спрямованої до екватора глибинної течії становила $V_M^{(deep)} \approx 2-5$ м/с, що узгоджується з оцінками $V_M^{(deep)} \approx 1,5-3$ м/с, отриманими з аналізу швидкості міграції смуги сонячних плям до екватора [31]. Крім того, К. Георгієва [18] проаналізувала кілька режимів сонячного динамо, які залежать від співвідношення внесків турбулентної дифузії і меридіональної циркуляції (адвекції) в механізм динамо. У результаті вона показала, що в певних режимах відкривається шлях до пояснення подвійних максимумів сонячних циклів. Зауважимо, що для опису широтного розподілу сонячних плям Д. Нанді і А. Чудхурі [32] запропонували модель динамо з перенесенням магнітного потоку, в якій спрямована до екватора глибинна меридіональна течія проникає в променисту зону нижче СКЗ трохи глибше, ніж це вважалось раніше.

Ротаційний $\nabla\rho$ -ефект. У замагніченому турбулентному середовищі виникає магнітне перенесення глобального магнітного поля, зумовлене змінністю густини плазми [33–35]. Неоднорідність густини високопровідної плазми, в якій збуджені маломасштабні магнітні пульсації b , в нелінійному режимі викликає перенесення магнітного поля вздовж градієнта густини середовища $\nabla\rho$ (в напрямку зростання густини) з ефективною швидкістю

$$V_\rho \approx (1/6) \tau (b^2/4\pi\rho^2) \nabla\rho \approx (1/6) \tau v^2 \nabla\rho/\rho \quad (1)$$

(τ – характерний час турбулентних пульсацій). Оскільки густина речовини у радіальному напрямку від поверхні до дна СКЗ зростає майже на 6 порядків величини, то тут виникає спрямований донизу – проти класичної магнітної плавучості – доволі інтенсивний магнітний потік. Щоб підкреслити роль неоднорідності густини плазми в досліджуваному процесі ми присвоїли йому в роботі [33] назву $\nabla\rho$ -ефект. Проведені нами розрахунки для моделі СКЗ Стікса [36] показали, що спрямована донизу швидкість V_ρ змінюється в діапазоні від $6 \cdot 10^3$ см/с ($z \approx 20$ тис. км) до $2 \cdot 10^3$ см/с ($z \approx 180$ тис. км). Таким чином, $\nabla\rho$ -ефект у СКЗ відіграє роль механізму антиплавучості (негативної магнітної плавучості).

Обертання Сонця породжує анізотропію конвекції, яка наділяє $\nabla\rho$ -ефект новими властивостями [37]. Вплив обертання приводить до відносного збільшення масштабів конвективних пульсацій вздовж осі обертання. Ступінь збурення конвекції обертанням визначається числом Коріоліса $\omega = 2\tau\Omega$ (обернене число Росбі). Найбільш суттєва модифікація відбувається за умови помірного обертання ($\omega \sim 5$) біля дна СКЗ. 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 і низьких широт він поступово змінює своє спрямування, так що на екваторі вектор $\nabla\rho$ стає перпендикулярним до осі обертання. За таких умов ротаційний $\nabla\rho$ -ефект здійснює "селекцію полів", у результаті чого тороїдальна і полоїдальна магнітні компоненти переносяться у радіальному і меридіональному напрямках незалежно, з різними (за величиною і знаком) швидкостями. Найбільшої актуальності набуває дослідження радіального потоку тороїдального поля V_T , оскільки вихід останнього на поверхню приводить до формування сонячних плям. Важливо, що напрям і швидкість перенесення тороїдального поля (донизу чи догори) суттєво залежать від глибини z , полярного кута θ і числа Коріоліса ω [33, 37]:

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

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 може бути спрямованим як донизу (коли цей знак позитивний), так і догори (коли знак множника негативний). Наші розрахунки для моделі СКЗ [36] показали, що у високоширотних ділянках ($\theta > 45^\circ$) швидкість перенесення тороїдального поля V_{pr}^T у всьому об'ємі СКЗ спрямована донизу, тоді як в біляекваторіальному домені ($\theta < 45^\circ$) напрям перенесення залежить від глибини ($\theta = 90^\circ - \theta$ – геліоширота) (рис. 2). Таким чином, на відміну від раніше запропонованих схем полоїдальної циркуляції [28, 29, 31, 32], в яких течія речовини спрямована донизу тільки поблизу полюсів, в розрахованій нами схемі $\nabla\rho$ -ефект витісняє поля донизу майже у всьому об'ємі СКЗ. Ще важливішим є те, що нами виявлена досить протяжна ділянка – нижня половина приекваторіального

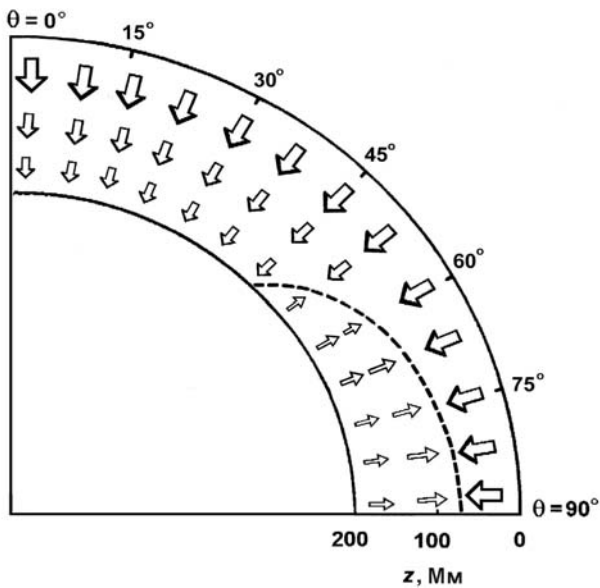


Рис. 2. Меридіональний розріз СКЗ, який демонструє розподіл радіальної швидкості перенесення тороїдального магнітного поля $V_{pr}^T(z, \theta, \omega)$ за глибиною z і коширотою θ (число Коріоліса ω змінюється в діапазоні від одиниці в поверхневих шарах до 5 поблизу дна СКЗ). Стрілочки показують напрямки перенесення, швидкість якого змінюється від $\approx (1-3) \cdot 10^2$ см/с поблизу дна СКЗ до $\approx 10^4$ см/с в поверхневих шарах [33]. Штрихова крива відповідає лінії нульової швидкості $V_{pr}^T(z, \theta, \omega) = 0$, де відбувається зміна напрямку магнітного перенесення. Видно, що в більшій частині СКЗ спрямоване донизу перенесення протидіє магнітній плавучості. Однак, в глибоких шарах в приекваторіальному домені (починаючи з геліошироти $\theta^* \approx 45^\circ$ біля дна СКЗ) магнітний потік, викликаний $\nabla\rho$ -ефектом, 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"

домену, де цей магнітний потік змінює напрям на протилежний – догори. При розрахункові сценарію перебудови магнітного поля ми будемо брати також до уваги макроскопічний турбулентний діаманетизм (відкрив Я.Б. Зельдович [1]), фізична суть якого полягає в перенесенні усередненого магнітного поля вздовж градієнта турбулентної в'язкості $\nu_T \approx (1/3)vl$ (l – характерний розмір турбулентних пульсацій) в напрямі зменшення величини останньої з ефективною швидкістю $V_\mu = -\nabla\nu_T/2$. У нелінійному режимі (при врахуванні впливу магнітного поля B на турбулентність) швидкість діаманетизму перенесення набуває вигляду $V_D(B) \approx 6 V_\mu \Psi_D(B)$, де $\Psi_D(B)$ – функція магнітного пригнічення. Турбулентна в'язкість ν_T , розрахована на підставі моделі Стікса [36], досягає свого максимального значення посередині вертикальної протяжності СКЗ [33]. Тому турбулентне діаманетичне перенесення згідно наших розрахунків [33] у нижній половині СКЗ спрямоване в глибинні шари, тоді як у верхній половині – до поверхні. Водночас загалом відома паркерівська плавучість у всіх ділянках на Сонці завжди переносить поля до поверхні. Тому при врахуванні всіх ефектів слід очікувати досить складної картини перебудови тороїдальних полів.

Перебудова тороїдального поля. Проаналізуємо ситуацію окремо для приполярних і приекваторіального доменів. У нижній частині високоширотних ділянок $\nabla\rho$ -ефект і макроскопічний турбулентний діаманетизм відіграють роль механізму антиплавучості (негативної магнітної плавучості), оскільки вони викликають витіснення магнітного поля у глибинні шари [33] (відповідно з швидкостями $\downarrow V_D$ і $\downarrow V_{pr}^T$, вертикальні стрілки показують напрям перенесення). Два магнітні потоки, діючи проти магнітної плавучості ($\uparrow V_B$), здатні в значній мірі нейтралізувати спливання полів. Оскільки швидкість паркерівського спливання залежить від величини магнітного поля ($V_B \approx B/(4\pi\rho)^{1/2}$), то із умови балансу вертикальних швидкостей конкуруючих ефектів

$$\uparrow V_B + \downarrow V_{pr}^T + \downarrow V_D \approx 0 \tag{3}$$

можна визначити величину рівноважного магнітного поля $B_0 \approx (V_{pr}^T + V_D)(4\pi\rho)^{1/2}$, яке може утримуватися поблизу дна СКЗ. Для фізичних умов на глибині $z \approx 180$ тис. км ($\rho \approx 2 \cdot 10^{-1}$ г/см³ [36], $\downarrow V_D \approx (1 \cdot 10^3)$ см/с [33], $\downarrow V_{pr}^T \approx 3 \cdot 10^2$ см/с [33]) отримуємо оцінку заблокованого поля $B_0 \approx 2000-3000$ Гс. Таким чином, два ефекти антиплавучості здатні компенсувати спливання доволі інтенсивних тороїдальних полів, в результаті чого поблизу тахокліну у високоширотних доменах повинен формуватися *магнітний шар* потужного тороїдального поля. Очевидно, саме тому глибоко вкорінені в цьому шарі сильні тороїдальні поля в приполярних ділянках не можуть прорватися до поверхні, щоб спостерігатися на високих широтах у вигляді сонячних плям.

Водночас зовсім інша картина транспортування тороїдального поля створюється в приекваторіальному домені ($\theta^* = 0^\circ-45^\circ$). Як видно із рис. 2, в глибоких шарах магнітний $\nabla\rho$ -потік, як і магнітна плавучість, спрямований догори, тому умова балансу вертикального перенесення полів набуває вигляду

$$\uparrow V_B + \uparrow V_{pr}^T + \downarrow V_D \approx 0. \tag{4}$$

Саме цей спрямований догори магнітний $\nabla\rho$ -потік ($\uparrow V_{pr}^T$), допомагаючи паркерівській магнітній плавучості, служить тригерним механізмом, який започатковує процес витіснення полів до поверхні в приекваторіальному домені. В результаті, сильні тороїдальні поля досить швидко переносяться догори (розрахунки часу підйому полів див. нижче). Максимальна геліоширота поблизу дна СКЗ, де $\nabla\rho$ -ефект сприяє спливанню полів, відповідає величині $\theta^* \approx 45^\circ$ (рис. 2), що співпадає з широтною полярної границі "королівської зони".

Однак у верхніх шарах СКЗ $\nabla\rho$ -ефект і турбулентний діаманетизм змінюють свої знаки на протилежні. Нова умова балансу перенесення полів ($\uparrow V_B + \downarrow V_{pr}^T + \uparrow V_D \approx 0$) свідчить, що тут $\nabla\rho$ -ефект, діючи проти магнітної плавучості і турбулентного діаманетизму, може до певної міри нейтралізувати спливання слабких полів. Зробимо оцінки. Протяжність по глибині шару, в якому $\nabla\rho$ -ефект протидіє двом ефектам спливання, в радіальній площині максимальної інтенсивності плямоутворення ($\theta^* \approx 20^\circ$) становить $\Delta z \approx 80$ тис. км. Із наведеної вище умови балансу протилежно спрямованих швидкостей на певній вибраній глибині можна визначити величину критичного щодо спливання поля $B_{cr} \approx (|V_D - V_{pr}^T|)(4\pi\rho)^{1/2}$. Для фізичних умов ($\rho \approx 1,5 \cdot 10^{-2}$ г/см³, $\uparrow V_D \approx 5 \cdot 10^2$ см/с, $\downarrow V_{pr}^T \approx 3 \cdot 10^3$ см/с) на глибині $z \approx 40$ тис. км (середина по вертикалі

приповерхневого шару, в якому $\nabla\rho$ -накачка спрямована донизу) отримуємо оцінку заблокованого поля $B_{кр} \approx 1000$ Гс. Разом з тим, $\nabla\rho$ -ефект не в змозі затримати спливання потужніших полів. Зрештою, верхня частина приекваторіального домену відіграє роль своєрідного "фільтру", який блокує спливання відносно слабких полів, але не може перешкодити підйому фрагментів сильних полів ($B > 1000$ Гс), які прориваючись у деяких місцях до фотосфери, з'являються там у вигляді магнітних біполярних груп плям у "королівській зоні".

Розрахунок повторних максимумів. Для пояснення феномену повторного максимуму сонячних плям ми пропонуємо сценарій перебудови глобального магнетизму, в якому беруть участь п'ять процесів: Ω -ефект, $\nabla\rho$ -ефект, турбулентний діамagnetизм, магнітна плавучість і меридіональна циркуляція. Найбільш сприятливим місцем для ефективного збудження тороїдального поля завдяки Ω -ефекту (т.з процесу "накручування" тороїдального поля із полоїдального) служать глибинні шари поблизу дна СКЗ, оскільки тут густина кінетичної енергії диференційного обертання значно перевищує густину енергії магнітного поля. Крім того, лише в глибинних шарах, де густина речовини ρ досягає найбільшого значення в СКЗ, швидкість паркерівського спливання $V_B \approx B/(4\pi\rho)^{1/2}$ достатньо мала, щоб досить потужне поле, яке спостерігається в активних ділянках, мало змогу згенеруватися внаслідок Ω -ефекту, перш ніж плавучість ефективно вступить в дію. Наступне транспортування збудженого глибинного поля до поверхні залежить від геолоширот.

Як показано вище, у високоширотних доменах глибинні поля (≈ 2000 – 3000 Гс) заблоковані поблизу дна СКЗ спрямованими донизу магнітною $\nabla\rho$ -накачкою і турбулентним діамagnetизмом. Водночас у нижній частині приекваторіального домену два спрямовані догори магнітні потоки (паркерівська плавучість і $\nabla\rho$ -потік) переважають турбулентний діамagnetизм і забезпечують, таким чином, досить швидке виштовхування сильних глибинних полів вгору. Для поля величиною ≈ 2000 Гс швидкість паркерівського спливання $\uparrow V_B$ біля дна СКЗ становить $1,3 \cdot 10^3$ см/с. Швидкості двох інших магнітних потоків згідно наших розрахунків [33] набувають тут таких значень: $\uparrow V_{pr}^T \approx 3 \cdot 10^2$ см/с (для $\theta^* \approx 20^\circ$), $\downarrow V_D \approx 1 \cdot 10^3$ см/с. За таких умов час вертикального перенесення поля величиною ≈ 2000 Гс від дна СКЗ ($z_0 \approx 200$ тис. км) до глибини $z_1 \approx 80$ тис. км (де відбувається зміна напрямку магнітного $\nabla\rho$ -потіку) в радіальній площині $\theta^* \approx 20^\circ$ становить $\tau_1 \approx (z_0 - z_1)/(V_B + V_{pr}^T - V_D) \approx 2,4 \cdot 10^7$ с (≈ 9 місяців). Проаналізуємо тепер ситуацію у верхній частині приекваторіального домену, де $\nabla\rho$ -ефект ($\downarrow V_{pr}^T \approx 3 \cdot 10^3$ см/с) частково нейтралізує спливання полів, викликане паркерівською плавучістю ($\uparrow V_B \approx 5 \cdot 10^3$ см/с) і турбулентним діамagnetизмом ($\uparrow V_D \approx 5 \cdot 10^2$ см/с) (наведені величини швидкостей відповідають глибині $z \approx 40$ тис. км – середині по вертикалі досліджуваного приповерхневого шару). Розрахований час транспортування полів з глибини $z_1 \approx 80$ тис. км до поверхні ($z_2 \approx 0$ км) становить $\tau_2 \approx (z_1 - z_2)/(V_B - V_{pr}^T + V_D) \approx 3,2 \cdot 10^6$ с (≈ 1 місяць). В такому разі, загальний час виносу тороїдального поля $\tau = \tau_1 + \tau_2$ від дна СКЗ на поверхню становить близько одного року. Розрив силових трубок внаслідок їх спливання і утворення плям зупиняє підсилення поля на відповідній широті. Однак, підсилення продовжується на нижчих широтах, в результаті чого смуга сонячних плям мігрує до екватора. З розвитком циклу критичний рівень поля, необхідний для його спливання, досягається в деякій смузі, центральна широта якої змінюється з експериментальним законом Шпюрера для сонячних плям. Отже, впродовж фази наростання СА глибинне тороїдальне поле у приекваторіальному домені завдяки комбінованій дії трьох ефектів транспортується до поверхні, де через відносно короткий час (близько одного року) проявляється на фотосферному рівні у вигляді плям в широтній смузі ($\Delta\theta^* \approx 45^\circ$ – 20°) "королівської зони". Ця перша хвиля виносу тороїдального поля на поверхню відповідальна за основний максимум активності плям.

Разом з тим, в приполярних доменах спрямовані донизу магнітний $\nabla\rho$ -потік і турбулентний діамagnetизм приводять, як показано вище, до утворення шару потужного магнітного поля поблизу дна СКЗ. Завдяки спрямованій до екватора глибинній меридіональній течії ці заблоковані на початку циклу сильні поля 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 $V_M^{(deep)} \approx 3$ – 5 м/с [18, 31], то характерний час міграції поля від широти $\theta_1^* = 70^\circ$ до широти $\theta_2^* = 15^\circ$ – 20° становить $\tau_M \approx r(\Delta\theta^*/360^\circ)/V_M^{(deep)} \approx 1$ – 2 роки. В низькоширотній ділянці ці мігруючі "запізнілі" поля згідно з описаною вище схемою транспортуються до поверхні, але вже на трохи нижчих геолоширотах "королівської зони" (другий приплив тороїдального поля до поверхню). В результаті, інтенсивність плямоутворення, що вже пішла на спад (оскільки основна частина фрагментів першої хвилі тороїдального поля вже встигла вийти на поверхню раніше на вищих широтах), знову зростає, оскільки тепер настала черга підйому "запізнілих" полів. Наш погляд, саме ця "друга порція" глибинних полів, яка поступає із запізненням в приекваторіальний домен із полярних ділянок, зумовлює повторний максимум активності сонячних плям.

Висновок. В рамках моделі турбулентного динамо, до якої залучено паркерівську магнітну плавучість, ротаційний $\nabla\rho$ -ефект, турбулентний діамagnetизм і спрямовану до екватора глибинну меридіональну течію розроблено сценарій пояснення спостереженого феномену повторних максимумів циклів сонячних плям, в якому ключову роль відіграють два зміщених в часі припливи тороїдальних полів від нижньої основи СКЗ до поверхні. Глибинні тороїдальні поля, які збуджуються Ω -ефектом на початку циклу поблизу дна СКЗ, завдяки комбінованій дії магнітної плавучості, $\nabla\rho$ -потіку і турбулентного діамagnetизму в приекваторіальному домені транспортуються до поверхні, де їх фрагменти через певний час можна спостерігати у вигляді магнітних біполярних груп плям на середніх широтах "королівської зони". Ця спрямована догори перша хвиля тороїдальних полів відповідальна за основний максимум активності плям. Водночас у високоширотних полярних доменах глибинні тороїдальні поля заблоковані біля дна СКЗ спрямованими донизу магнітною $\nabla\rho$ -накачкою і турбулентним діамagnetизмом. Тільки приблизно 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, настає черга підйому "запізнілих" полів (другий приплив тороїдальних полів). Прориваючись на поверхню на трохи нижчих широтах друга порція затриманих в часі тороїдальних полів зумовлює повторний максимум сонячних плям.

Список використаних джерел

1. Вайнштейн С.И. // Турбулентное динамо в астрофизике / С.И. Вайнштейн, Я.Б. Зельдович, А.А. Рузмайкин. – М. : Наука, 1980.
2. Краузе Ф. Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо / Ф. Краузе, К-Х. Рэдлер. – М. : Мир, 1984.
3. Stix M. Theory of the solar cycle / M. Stix // Solar Phys., 1981. – Vol. 74. – P. 79–101.
4. Rüdiger G. Physics of solar cycle / G. Rüdiger, R. Artl. – In: Advances in nonlinear dynamos/ The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics, 2002. – Vol. 9. – P. 147–191.
5. Ossendrijver M. The solar dynamo / M. Ossendrijver // Astron. Astrophys. Rev., 2003. – Vol. 11, No 4. – P. 287–367.
6. Charbonneau P. Dynamo models of the solar cycle / P. Charbonneau // Living Rev. Solar Phys., 2010. – Vol. 7, No 3. – P. 1–91.
7. Витинский Ю.И. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца / Ю.И. Витинский, М. Колецкий, Г.В. Куклин. – М. : Наука, 1986.
8. Gnevyshev M. N. The corona and the 11-year cycle of solar activity / M. N. Gnevyshev // Soviet Astronomy, 1963. – Vol. 7, No.3. – P. 311–318.
9. Анталова А. Принципиальные характеристики 11-летнего цикла солнечной активности / А. Анталова, М.Н. Гневышев // Астрон. журн., 1965. – Т. 42. – С. 253–259.
10. Gnevyshev M.N. On the 11-years cycle of solar activity / M.N. Gnevyshev // Solar Phys., 1967. – Vol. 1. – P. 107–120.
11. Gnevyshev M.N. Essential features of the 11-year solar cycle / M.N. Gnevyshev // Solar Phys., 1977. – Vol. 51. – P. 175–183.
12. Ishkov V. N. The current 23 solar cycle: its evolution and principal features / V. N. Ishkov // Abstracts of the conf. "Astronomy and space physics at Kyiv University", Kyiv, Ukraine, May 22–26, 2005. – P. 63–64.
13. Komm R.W. Meridional flow of small photospheric magnetic features / R.W. Komm, R.F. Howard, J.W. Harvey // Solar Phys., 1993. – Vol. 147. – P. 207–223.
14. Nesme-Ribes E. Solar dynamics over cycle 19 using sunspots as tracers / E. Nesme-Ribes, N. Meunier, I. Vince // Astron. Astrophys., 1997. – Vol. 321. – P. 323–329.
15. Snodgrass H.B. Meridional motions of magnetic features in the solar photosphere / H.B. Snodgrass, S.B. Dailey // Solar Phys., 1996. – Vol. 163. – P. 21–42.
16. Hathaway D.H. Doppler measurements of the Sun's meridional flow / D.H. Hathaway // Astrophys. J., 1996. – Vol. 460. – P. 1027–1033.
17. Georgieva K. Solar dynamo and geomagnetic activity / K. Georgieva, B. Kirov // J. Atmospheric and Solar Terrestrial Physics, 2011. – Vol. 73, No 2-3. – P. 207–222.
18. Georgieva K. Why the sunspot cycle is doubly peaked / K. Georgieva // ISRN Astronomy and Astrophysics, 2011. – Vol. 2. – Article ID 437838.
19. Hathaway D.H. GONG observations of solar surface flows / D.H. Hathaway, P. Gilman, J.W. Harvey et al. // Science, 1996. – Vol. 272. – P. 1306–1309.
20. A subphotospheric flow of material from the Sun's equator to its poles / P.M. Giles, T.L. Jr. Duval, P.H. Scherrer, R.S. Bogart // Nature (London). – 1997. – Vol. 390. – P. 52–54.
21. Braun D.L. Helioseismic measurements of the subsurface meridional flow / D.L. Braun, Y. Fan // Astrophys. J., 1998. – Vol. 508. – P. L105–L108.
22. Braun D.C. Prospects for the detection of the deep solar meridional circulation / D.C. Braun, A.C. Birc // Astrophys. J. Lett., 2008. – Vol. 689. – P. L161–L165.
23. Schou J. Flow and horizontal displacements from ring diagrams / J. Schou, R.S. Bogart // Astrophys. J. Lett., 1998. – Vol. 504. – P. L131–L134.
24. Evolving submerged meridional circulation cells within the upper convection zone revealed by ring-diagram analysis / D.A. Haber, B.W. Hindman, J. Toomre et al. // Astrophys. J., 2002. – Vol. 570. – P. 855–864.
25. Basu S. Changes in solar dynamics from 1995 to 2002 / S. Basu, H.M. Antia // Astrophys. J., 2003. – Vol. 585. – P. 553–565.
26. Zhao J. Torsional oscillation, meridional flows, and vorticity inferred in the upper convection of the Sun by time-distance helioseismology / J. Zhao, A.G. Kosovichev // Astrophys. J., 2004. – Vol. 603. – P. 776–784.
27. Kosovichev A.G. Probing solar and stellar interior dynamics and dynamo / A.G. Kosovichev // Advances in Space Res., 2008. – Vol. 41. – P. 830–837.
28. Van Ballegoijen A.A. The possible role of meridional circulation in suppressing magnetic buoyancy / A.A. Van Ballegoijen, A.R. Choudhuri // Astrophys. J., 1988. – Vol. 333. – P. 965–977.
29. Jiang J. Solar activity forecast with a dynamo / J. Jiang, P. Chatterjee, A. Choudhuri // MNRAS, 2007. – Vol. 381, No 4. – P. 1527–1542.
30. Magnetic flux tubes inside the Sun / G.Y. Fisher, J. Fan, D.W. Longcope et al. // Physics of Plasma., 2000. – Vol. 7, No 5. – P. 2173–2179.
31. Evidence that a deep meridional flow sets the sunspot cycle / D.H. Hathaway, D. Nandy, R.M. Wilson, E.J. Reichmann // Astrophys. J., 2003. – Vol. 589. – P. 665–670.
32. Nandy D. Explaining the latitudinal distribution of sunspots with deep meridional flow / D. Nandy, A.R. Choudhuri // Science, 2002. – Vol. 296. – P. 1671–1674.
33. Krivodubskij V.N. Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone / V.N. Krivodubskij // Astron. Nachr., 2005. – Vol. 326, No 1. – P. 61–74.
34. Drobyshevskij E.M. Magnetic field transfer by two-dimensional convection and solar "semi-dynamo" / E.M. Drobyshevskij // Astrophys. Space Sci., 1977. – Vol. 46. – P. 41–49.
35. Вайнштейн С.И. Магнитные поля в космосе / С.И. Вайнштейн. – М. : Наука, 1983.
36. Stix M. The Sun: an introduction, second edition / M. Stix. – Berlin : Springer-Verlag, 2002.
37. Kitchatinov L.L. Turbulent transport of magnetic fields in a highly conducting rotating fluid and the solar cycle / L.L. Kitchatinov // Astron. Astrophys., 1991. – Vol. 243, No 2. – P. 483–491.

Надійшла до редколегії 12.12.14

В. Криводубский, д-р физ.-мат. наук
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ПОВТОРНЫЕ МАКСИМУМЫ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ ПЯТЕН

Предложено объяснение наблюдаемого феномена повторных максимумов циклов солнечных пятен. Ключевую роль в предложенном сценарии играют два прилива тороидальных полей от нижнего основания солнечной конвективной зоны (СКЗ) к поверхности. Глубинные тороидальные поля, возбуждаемые Ω -эффектом в начале цикла вблизи дна СКЗ, благодаря комбинированному действию магнитной плаучести, магнитного $\nabla\rho$ -потока и турбулентного диамагнетизма в приэкваториальном домене, транспортируются к поверхности. Фрагменты магнитных полей через некоторое время можно наблюдать в виде биполярных пятен на средних широтах в "королевской зоне". Эта, направленная вверх первая волна тороидальных полей дает основной максимум активности пятен. Вместе с тем в высокоширотных полярных доменах глубинные тороидальные поля в начале цикла заблокированы, направленной вниз магнитной $\nabla\rho$ -накачкой и турбулентным диамагнетизмом. Примерно через 1-2 года, когда направленное к экватору глубинное меридиональное течение вытеснит эти поля в низкоширотные участки приэкваториального домена, наступает очередь подъема этих "запоздалых" полей (второй приток тороидальных полей). Прорываясь на поверхность на низких широтах вторая порция тороидальных полей ведет к повторному максимуму солнечных пятен.

V. Krivodubskij, Dr. Sci.
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

REPEATED MAXIMA OF SUNSPOT CYCLES

The explanation for the observed phenomenon of repeated maxima of sunspot cycles is proposed. Key roles in the proposed scenario play two tides of toroidal field from the lower base of the solar convection zone (SCZ) to the surface. Deep toroidal field is excited due to Ω -effect near the bottom of the SCZ at the beginning of the cycle. Then this field is transported to the surface due to combined acting of magnetic buoyancy, magnetic $\nabla\rho$ -flow and turbulent diamagnetism in the equatorial domain. Over time the magnetic fragments can be seen as bipolar spots in the middle latitudes in the "royal zone". This first wave of toroidal field, which is directed up, gives the main maximum activity spots. However, the underlying toroidal field in the high-latitude polar domains at the beginning of the cycle is blocked by directed downward magnetic $\nabla\rho$ -pumping and turbulent diamagnetism. Directed to the equator deep meridional flow replaces this field to the low latitudes (the equatorial domain) during about 1–2 years. After that the turn of floating this "retarded" field to surface (second tide of toroidal field). Coming to the surface at low latitudes this second portion of toroidal field leads to second sunspot maximum.