Вісник Астрономічної школи | Astronomical School's Report

ISSN 2411–6602 (Online)
ISSN 1607–2855 (Print)

Том 12 • № 2 • 2016 С. 153 – 165

УДК 523.98

Роль альфа-ефекту Бебкока–Лейтона в генерації полоїдального магнітного поля Сонця

В.Н. Криводубський

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

Зроблено огляд недавніх досліджень циклічності магнітної активності Сонця на основі $\alpha\Omega$ динамо моделі. Відзначено, що між спостереженими величинами полоїдального $\vec{\boldsymbol{B}}_P$ і тороїдального $\vec{\boldsymbol{B}}_T$ магнітних полів існує функціональна залежність. Це надає можливість по величині виміряного на початку циклу поля $\vec{\boldsymbol{B}}_P$ прогнозувати амплітуду і потужність циклу. Разом з тим, тривалий час не вдавалося виявити позитивних кореляцій між характеристиками сонячних плям (числом Вольфа або загальною площею плям) циклу і полярним магнітним потоком в кінці циклу. Як згодом виявилося, це було зумовлено тим, що α-ефекту Бебкока–Лейтона, який визначається кутами нахилу біполярних магнітних областей, турбулентною дифузією і меридіональною циркуляцією, і зумовлює регенерацію полоїдального поля, властиві випадкові флуктуації в часі і просторі. Ситуація, одначе, кардинально змінилася після того, як було запроваджено параметр магнітної потужності циклу, який представляє собою добуток площі всіх плям циклу на кути нахилу біполярних магнітних областей. В рамках $\alpha\Omega$ динамо це свідчить про те, що поверхневий α-ефект Бебкока–Лейтона зумовлює генерацію полоїдального магнітного поля в кінці поточного циклу, а асимільований його параметр є невід'ємною компонентою майбутніх сонячних прогнозів на основі моделей динамо. На підставі опрацювання даних, які охоплюють проміжок часу більше століття, недавніми дослідженнями встановлено, що інтервал пам'яті циклу обмежений тільки одним циклом.

РОЛЬ АЛЬФА-ЭФФЕКТА БЭБКОКА-ЛЕЙТОНА В ГЕНЕРАЦИИ ПОЛОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА, Криводубский В.Н. — Сделан обзор недавних исследований цикличности магнитной активности Солнца на основе $\alpha\Omega$ динамо модели. Отмечено, что между наблюдаемыми величинами полоидального $\vec{\boldsymbol{B}}_P$ и тороидального $\vec{\boldsymbol{B}}_T$ магнитных полей существует функциональная зависимость. Это дает возможность по величине измеренного в начале цикла поля $\vec{\boldsymbol{B}}_P$ прогнозировать амплитуду и мощность цикла. Вместе с тем, длительное время не удавалось обнаружить положительных корреляций между характеристиками солнечных пятен цикла (числом Вольфа или общей площадью пятен) и полярным магнитным потоком в конце цикла. Как впоследствии оказалось, это было обусловлено тем, что α-эффекту Бэбкока–Лейтона, который определяется углами наклона биполярных магнитных областей, турбулентной диффузией и меридиональной циркуляцией, и приводит к регенерации полоидального поля, присущи случайные флуктуации во времени и пространстве. Ситуация, однако, кардинально изменилась после того, как был введен параметр магнитной мощности цикла, представляющий собой произведение площади всех пятен цикла на углы наклона биполярных магнитных областей. В рамках $\alpha\Omega$ динамо это свидетельствует о том, что поверхностный α-эффект Бэбкока–Лейтона приводит к генерации полоидального магнитного поля в конце текущего цикла, а ассимилированный его параметр является неотъемлемой компонентой будущих солнечных прогнозов на основе моделей динамо. На основании обработки данных, которые охватывают промежуток времени больше века, недавними исследованиями установлено, что интервал памяти цикла ограничен только одним циклом.

THE ROLE OF THE ALPHA EFFECT OF BABCOCK–LEIGHTON IN THE GENERATION OF POLOIDAL MAGNETIC FIELD OF THE SUN, by Krivodubskij V.N. — The paper reviews recent studies of cyclicity of magnetic activity of the Sun based on the $\alpha\Omega$ dynamo model. It is noted that there is a functional dependence between the observed values of the poloidal $\vec{\boldsymbol{B}}_P$ and toroidal $\vec{\boldsymbol{B}}_T$ magnetic fields. This allows predicting the amplitude and the strength of cycle for the measured field $\vec{\boldsymbol{B}}_P$ at the beginning of the cycle. Nevertheless, for a long time no positive correlations between the characteristics of sunspots cycle (Wolf number or the total area of spots) and polar magnetic flux at the end of the cycle were found. As it turned out later, this was due to the fact that the α-effect of Babcock–Leighton, defined by tilt angles of the bipolar magnetic fields, turbulent diffusion and meridional circulation, leading to regeneration of the poloidal field, is characterized by random fluctuations in time and space. The situation changed drastically after the parameter of magnetic strength of cycle was introduced, which is a product of the area of spots cycle and tilt angles of the bipolar magnetic groups. Within the framework of the $\alpha\Omega$ dynamo this indicates that the surface α effect of Babcock–Leighton leads to the generation of the poloidal magnetic field at the end of the current cycle, and its assimilated parameter is an integral component of future forecasts based on the solar dynamo models. Relying on the data which cover the time span of more than a century, recent studies have established that the memory interval of cycle is limited only by one cycle.

Ключевые слова: Солнце; магнитные поля; турбулентность; солнечные пятна; циклы активности; динамо-модель; прогнозы солнечной активности; интервал памяти цикла.

Key words: solar activity; magnetic fields; turbulence; sunspots; activity cycles; dynamo model; predictions of solar activity; memory span of cycle.

Криводубський Валерій Никифорович; ✉ krivod2@ukr.net

1. ВСТУП

Магнітні поля Сонця контролюють космічну погоду в геліосфері [1] і формують магнітосферу і верхню атмосферу Землі [2]. Варіації сонячного випромінювання, пов'язані з циклічними змінами магнітної активності Сонця, становлять загрозу для засобів зв'язку, приладів на космічних апаратах і систем розподілу електроенергії, а також потенційно небезпечні для здоров'я пасажирів літаків висотних полярних маршрутів і астронавтів у космосі. Тому дослідники докладають багато зусиль для вивчення природи сонячного магнетизму з метою розробки точних прогнозів сонячних циклів і прогнозування довгострокової еволюції космічної погоди [3–13]. Для вирішення зазначених задач необхідно мати інформацію про глобальні властивості сонячних магнітних полів впродовж останніх століть [14]. Однак регулярні синоптичні спостереження крупномасштабних поверхневих магнітних полів Сонця і вимірювання міжпланетного магнітного поля із космічних апаратів ведуться всього тільки кілька останніх десятиліть. Тому для відновлення інформації про сонячний магнетизм в минулому в роботах [15–18] на підставі аналізу архівних даних спостережень плям і полярних факелів проведено реконструкцію необхідних характеристик магнітних полів, які можуть бути корисними при вивченні і прогнозуванні довгострокової еволюції глобального магнетизму Сонця.

На сьогодні загальноприйнято, що відповідальність за циклічні зміни активності Сонця несуть процеси генерації і турбулентної перебудови магнетизму в сонячній конвективній зоні (СКЗ) [19–27]. В останні роки в літературі продовжується дискусія щодо походження і місця зосередження в СКЗ т.зв. альфа-ефекту, відкритого в теорії макроскопічного (усередненого) магнітного поля в турбулентному середовищі. Суть α-ефекту полягає в здатності гіротропних (гвинтових) турбулентних рухів створювати в замагніченій плазмі електричне поле

$$\vec{\varepsilon} = \alpha \langle \vec{\mathbf{B}} \rangle / c, \tag{1}$$

паралельне чи антипаралельне — в залежності від знаку параметра гіротропності

$$\alpha \approx -\frac{\tau}{3} \langle \vec{\mathbf{u}} \times \mathrm{rot}\, \vec{\mathbf{u}} \rangle \tag{2}$$

до усередненого магнітного поля $\langle \vec{\mathbf{B}} \rangle$. Кутові дужки $\langle ... \rangle$ означають процедуру усереднення (згладження) на масштабах або часових проміжках, які значно перевищують характерні просторові l і часові τ параметри турбулентного поля швидкостей $\vec{\mathbf{u}}$ [21]. Можливість появи наведеного (індукованого) електричного поля $\vec{\varepsilon}$, паралельного (чи антипаралельного) до напряму згладженого поля $\langle \vec{\mathbf{B}} \rangle$ в середовищі, яке в середньому є нерухомим, але перебуває в стані турбулентних рухів, *знаходиться у разючому протиріччі зі звичною картиною в класичній електродинаміці*, коли індуковане регулярними рухами зі швидкістю $\vec{\mathbf{U}}$ електричне поле $(\vec{\mathbf{U}} \times \vec{\mathbf{B}})/c$ завжди є перпендикулярним до напряму магнітного поля $\vec{\mathbf{B}}$. Параметр гіротропної (гвинтової) турбулентності α був введений М.Штеєнбеком, Ф.Краузе і К.Х.Редлером [21, 27–29], які виникнення додаткового турбулентного електричного поля $\vec{\varepsilon}$ назвали "α-ефектом". Незважаючи на свою довільність, цей термін досить міцно укоренився, а сам α-ефект з того часу є суттю усієї сучасної теорії турбулентного динамо.

Коефіцієнт α виражається в одиницях швидкості і є мірою інтенсивності гіротропності (середньої швидкості обертання вихорів), тобто мірою асиметрії (правої чи лівої) маломасштабної течії плазми. Зауважимо, що Е.Паркер в своїх піонерських дослідженнях [26] називав цей параметр мірою *циклонічності* конвективних рухів. Пізніше Г.Моффат [19] запровадив термін *спіральна* (англ. *helical*) *турбулентність*, який на сьогодні став загально вживаним. Умова появи α-ефекту полягає в тому, що усереднене значення кореляції поля турбулентних швидкостей $\langle \vec{\mathbf{u}} \times \mathrm{rot}\, \vec{\mathbf{u}} \rangle$ на великих відстанях повинно відрізнятися від нуля і мати якийсь певний знак. Очевидно, вимога $\langle \vec{\mathbf{u}} \times \mathrm{rot}\, \vec{\mathbf{u}} \rangle \neq 0$ вказує на те, що турбулентність мусить мати переважне (правостороннє або ж лівостороннє) спіральне закручування, яке власне і буде забезпечувати несиметричність рухів.

Як це може здійснитися в космічній плазмі? Пояснимо на прикладі виникнення спіральності в конвективній зоні Сонця, яка обертається. Густина плазми в СКЗ зменшується (збільшується) при зміщенні по радіусу догори (донизу). Тому висхідний (низхідний) елемент конвективної комірки (який переміщується в радіальному напрямі зі швидкістю $\vec{\mathbf{u}}_\mathrm{r}$) розширюється (стискується) з горизонтальною (тангенціальною) швидкістю $\vec{\mathbf{u}}_\mathrm{tan}$, щоб набути густини навколишньої плазми. Коріолісова сила, що діє на горизонтальні потоки плазми $\vec{\mathbf{u}}_\mathrm{tan}$, приводить до повороту висхідної конвективної комірки: в північній півсфері в одному напрямі, а в південній — в іншому. Низхідна комірка повертається в протилежному напрямі. В цілому швидкість підйому (опускання) $\vec{\mathbf{u}}_\mathrm{r}$ комірки корелює з вихором повороту комірки $\mathrm{rot}\, \vec{\mathbf{u}}_\mathrm{tan}$, вектор якого спрямований радіально ($\langle \vec{\mathbf{u}}_\mathrm{r} \cdot \mathrm{rot}\, \vec{\mathbf{u}}_\mathrm{tan} \rangle \neq 0$). Для отримання сумарного ефекту закручування певного знаку необхідна деяка асиметрія між висхідними і низхідними потоками. Головною причиною асиметрії служить стратифікація, зумовлена тим, що висхідні комірки розширюються, а низхідні стискуються. Інші причини можуть бути пов'язані з топологією (оскільки плазма піднімається переважно в центрі конвективної комірки і опускається на її краях) і магнітною плавучістю, яка сприяє підйому намагніченої плазми. Результуюча комбінація радіального і обертального рухів приводять в досить про-

тяжних ділянках до переважання в північній півсфері лівогвинтового, а в південній — правогвинтового закручування [22, 24].

Отже, надзвичайною особливістю турбулентності в астрофізичних умовах є те, що закручування (вихорі) в ній виникають природним шляхом в результаті взаємодії обертання Ω і неоднорідності плазми $\nabla\rho$ (або ж неоднорідності інтенсивності турбулентних пульсацій ∇u). Кількісно ця властивість описується параметром усередненої спіральності [21]

$$\alpha(r,\theta)=\alpha(r)\cos\theta, \qquad \alpha(r)\cong-\frac{\tau}{3}\left\langle\vec{\mathbf{u}}\times\mathrm{rot}\,\vec{\mathbf{u}}\right\rangle\cong-\frac{2}{3}\Omega l^2\nabla\ln(\rho u)=-\frac{2}{3}\Omega l^2\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}+\frac{\nabla u}{u}\right), \tag{3}$$

де r — відстань від центра Сонця, θ — полярний кут, ρ — густина речовини, $\nabla\equiv\dfrac{\partial}{\partial r}$ — радіальний градієнт. Кутова залежність $\alpha(r,\theta)$ така, що α обертається в нуль на екваторі і має різні знаки в північній $(0<\theta<\pi/2)$ і південній $(\pi/2<\theta<\pi)$ півсферах. Видно, що спіральність певного знаку виникає у турбулентному середовищі, яке обертається, за наявності градієнту густини речовини ρ і/або градієнту ефективної турбулентної швидкості $u=\left\langle\vec{\mathbf{u}}^2\right\rangle^{1/2}$ (у загальному випадку за наявності градієнту густини потоку $\nabla\ln(\rho u)$). Спіральність є абсолютно природним ефектом, який з необхідністю виникає в гравітаційному полі в охоплених турбулентністю (конвекцією) системах, що обертаються.

Таким чином, в конвективних зонах небесних тіл турбулентність набуває спірального характеру $\left\langle\vec{\mathbf{u}}\times\mathrm{rot}\,\vec{\mathbf{u}}\right\rangle\neq0$. За *наявності магнітних полів* $\vec{\mathbf{B}}$ саме вона приводить до α-ефекту — збуджує електричне поле $\vec{\varepsilon}=\alpha\left\langle\vec{\mathbf{B}}\right\rangle/c$, необхідне для самопідтримання глобального магнетизму $\left\langle\vec{\mathbf{B}}\right\rangle$. При досить інтенсивній спіральності α-ефект збуджує магнітні поля, які можуть протистояти омічним виснаженням, відкриваючи, таким чином, прямий шлях до пояснення походження космічних магнітних полів. Основна причина популярності α-ефекту у дослідників глобального сонячного магнетизму полягає в тому, що він служить однією із двох базових генераційних складових моделі $\alpha\Omega$ динамо, даючи змогу досить просто замкнути сонячний "динамо-цикл" [21] (див. нижче).

Як уже відзначено, загально α-ефект на Сонці та інших конвективних зорях пов'язують з маломасштабними спіральними (циклонічними) рухами. Одначе причини походження відповідних спіральних течій можуть бути різними. Зазвичай досліджуються два типи α-ефекту.

Перший тип спіральності, який пов'язаний з неоднорідністю густини в ротаційній турбулізованій конвективній зоні, був запропонований Е.Паркером [26] в 1955 р. Згодом М.Штеєнбек, Ф.Краузе і К.-Х.Редлер [27, 28] в 1966 р. теоретично обґрунтували, що подібна спіральність може породжуватися також внаслідок неоднорідності інтенсивності турбулентності (див. вираз (3)). Цей «класичний» тип спіральності, який збуджується у всьому об'ємі СКЗ, прийнято називати *кінетичним α-ефектом Паркера–Штеєнбека–Краузе* (його ще називають *конвективним α-ефектом*, оскільки ключову роль у його виникненні відіграє турбулізована конвекція). По суті, Паркер мовою вморожених полів, конвективних комірок і закручених магнітних петель запропонував якісну модель конвективної магнітної циклонічності, в якій сила Коріоліса діє на горизонтальні складові швидкості стікаючою вниз речовини у спливаючих магнітних конвективних комірках. Заслуга Штеєнбека, Краузе і Редлера полягає в тому, що вони дали математичних підхід до тих же процесів мовою усереднень і кореляційних тензорів турбулентності і виявили здатність спіральної турбулентності підсилювати первісне слабке магнітне поле. Зазначимо, що α-ефект уже давно отримав експериментальне підтвердження в лабораторних умовах [29]. До виникнення кінетичної спіральності можуть також призводити магнітострофічні хвилі біля дна СКЗ [30] або ж глобальна гідродинамічна нестабільність широтного диференційного обертання тахокліну [31].

Другий тип α-ефекту, запропонований Г.В.Бебкоком [32] в 1961 р. і математично обґрунтований Р.Б.Лейтоном [33] в 1969 р., пов'язаний з поверхневими активними магнітними областями на Сонці.

В обох випадках спіральність поля турбулентних швидкостей $\left\langle\vec{\mathbf{u}}\times\mathrm{rot}\,\vec{\mathbf{u}}\right\rangle$, необхідна для збудження α-ефекту, виникає в результаті впливу сили Коріоліса на горизонтальні рухи речовини, проте ці рухи в запропонованих механізмах мають різну природу [25]. «Класичний» кінетичний механізм α-ефекту Паркера–Штеєнбека–Краузе опирається на рухи, які виникають внаслідок термічної конвекції, тоді як в механізмові Бебкока–Лейтона береться до уваги магнітна плавучість. В більшості теоретичних досліджень сонячного динамо-циклу впродовж тривалого часу залучалась до розгляду, в основному, кінетична версія α-ефекту Паркера–Штеєнбека–Краузе, який функціонує у всьому об'ємі СКЗ (див., наприклад, [21—26, 34, 35]). Разом з тим, в останні роки наступив ренесанс щодо вивчення поверхневого α-ефекту Бебкока–Лейтона. Виявилося, що механізм Бебкока–Лейтона заслуговує не меншої уваги [36, 41], оскільки його властивості можна оцінити з статистичних властивостей спостережених сонячних плям на відміну від необхідності теоретичних розрахунків кінетичного параметру Паркера–Штеєнбека–Краузе. Важливо також, що нелокальний α-ефект Бебкока–Лейтона не зазнає т.зв. катастрофічного пригнічення внаслідок збереження магнітної спіральності [39].

2. СЦЕНАРІЙ СОНЯЧНОГО ЦИКЛУ

Згідно сучасних наукових переконань, які сформувалися на основі спостережень і теоретичних уявлень [5, 9, 12, 19–26, 32, 42–45], глобальне магнітне поле Сонця $\vec{\mathbf{B}}$ складається з двох аксіально-симетричних компонент. Перша компонента — приховане від спостерігачів в сонячних глибинах сильне тороїдальне (азимутальне) поле $\vec{\mathbf{B}}_T$. Воно спрямоване вздовж паралелей в основному на середніх та низьких широтах і має протилежну полярність (спрямованість) обабіч екватора. Тільки найбільш потужні поля ($\geqslant 10^3$ Гс), прориваючись завдяки магнітній плавучості на сонячну поверхню, проявляються у вигляді локальних опуклостей тороїдального поля, визначаючи тим самим інтенсивність плямоутворення. Останню прийнято характеризувати відносним числом сонячних плям W (числом Вольфа) і параметром потужності циклу. Максимальне значення усереднених місячних чисел W в циклі, зазвичай, називають *амплітудою* 11-річного циклу. Параметр *потужності* циклу визначається як загальна площа всіх плям, спостережених впродовж циклу. Друга компонента — зосереджене в меридіональних площинах слабке полоїдальне поле $\vec{\mathbf{B}}_P$. Силові лінії полоїдального поля, виходячи на сонячну поверхню, формують фонові магнітні поля, зокрема, полярні магнітні поля. Полоїдальне поле зримо проявляється у вигляді корональних стримерів, що виходять із високих широт і спостерігаються під час затемнень Сонця. В чистому вигляді полоїдальні поля трапляються в приполярних ділянках вище 55° широти. Зазвичай вони визначаються шляхом прямих магнітографічних вимірювань [46] або ж вимірювань магнітного потоку на основі спостережень полярних факелів (які служать індикаторами полярних магнітних потоків) [18].

Спостереження показують, що величина і полярність обох компонент коливаються із середнім періодом близько 11 років в протифазі [5, 12, 32, 44, 45]. Пояснимо детальніше. Полоїдальне поле досягає максимуму амплітуди $\sim 1-2$ Гс (оцінку якої дослідники отримують на підставі спостережень слабких поверхневих магнітних полів в полярних шапках) в епохи мінімумів активності плям, коли змінюється полярність тороїдального поля. Після цього полоїдальне поле зменшується і змінює знак, проходячи через нульовий стан (який прийнято називати переполюсовкою або ж магнітною реверсацією) в епохи максимумів плям, коли тороїдальне поле найбільш потужне. Іншими словами, магнітне поле в обох півсферах на полюсах зберігає полярність головних плям біполярних груп циклу відповідних півсфер аж до моменту його обернення (реверсації) в епоху максимуму плям. Справді важливою особливістю є те, що з кожним новим циклом полярності сонячних плям і полів біля полюсів змінюються на протилежні (в часовій протифазі в епохи максимуму і мінімуму циклу). Коли на початку чергового циклу з'являються нові високоширотні групи плям, то розподілення їхніх полярностей виявляється протилежним тому, яке мають малочисельні групи, що залишилися від попереднього циклу поблизу екватору. Для повернення Сонця до тієї самої загальної конфігурації магнітних полів плям і слабких полів біля полюсів необхідні два класичних 11-річних цикли зміни кількості плям, тобто 22 роки. Це природним шляхом вказує на те, що в фізичному сенсі основним служить не 11-річний, а 22-річний цикл. Виявлена зі спостережень закономірність зміни проявів полярностей полоїдальної і тороїдальної компонент загального магнітного поля Сонця отримала назву "магнітний цикл Хейла".

Таким чином, 11-річний цикл характеризується зміною напряму компонент крупномасштабного магнітного поля, яка супроводжується радикальною зміною кількості і площі плям. В мінімумі циклу, коли магнітне поле переважно спрямоване вздовж меридіанів, на Сонці майже не спостерігаються плями, а в максимумі, коли поле зорієнтоване в основному в азимутальному напрямку, кількість плям може досягнути ста і покривати близько одного відсотка сонячної поверхні. Періодичність змін полярності двох компонент глобального поля становить близько 22 років. Очевидно, що глобальні магнітні компоненти пов'язані між собою і збуджуються, напевно, одним процесом, який носить коливальний циклічний характер.

Спостережені рухи на сонячній поверхні і конвекція в підфотосферних шарах мають надзвичайно нерегулярний (турбулентний) характер (див., напр., [47, 48]). Тому найбільшого поширення серед дослідників отримали переконання, що спусковим механізмом сонячного циклу служить процес турбулентного гідромагнітного динамо [6, 9, 13, 20–27, 42, 43], в результаті якого частина енергії обертання і конвективних рухів перетворюється в енергію магнітного поля. Роль «динамо-машини» на Сонці відіграє його конвективна зона, де в результаті взаємодії обертання (з кутовою швидкістю Ω) і турбулізованої конвекції (зі швидкістю $\vec{\mathbf{u}}$) створюється специфічна комбінація диференційного обертання $\Omega(r,\theta)$ і спіральної турбулентної конвекції $\langle \vec{\mathbf{u}} \times \mathrm{rot}\, \vec{\mathbf{u}} \rangle$. У високопровідній сонячній плазмі магнітні поля вморожені (закріплені) в речовину. За цієї умови диференційне обертання витягує магнітні силові лінії глибинного полоїдального (меридіонального) поля $\vec{\mathbf{B}}_P$, орієнтуючи їх у азимутальній площині, що призводить до збудження тороїдальної компоненти поля $\vec{\mathbf{B}}_T$, яка має протилежні напрями в північній і південній півсферах (т.зв. ефект «накручування» або ж Ω-ефект). Зазначений ефект описується першим членом правої частини рівняння

$$\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}_T}{\partial t} = r\sin\theta\left(\vec{\mathbf{B}}_P\nabla\right)\Omega\,\vec{\mathbf{i}}_\varphi + \nu_T\Delta\vec{\mathbf{B}}_T, \tag{4}$$

де $\upsilon_T \approx \frac{\tau}{3}\left\langle \vec{\mathbf{u}}\cdot\vec{\mathbf{u}}\right\rangle \approx \frac{\tau}{3}u^2$ — турбулентна в'язкість; $\nabla \equiv \vec{\mathbf{i}}_r\frac{\partial}{\partial r} + \vec{\mathbf{i}}_\theta\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}$; $\frac{\partial}{\partial r}$ і $\frac{\partial}{\partial\theta}$ — радіальний і широтний градієнти; $\vec{\mathbf{i}}_r$, $\vec{\mathbf{i}}_\theta$, $\vec{\mathbf{i}}_\varphi$ — відповідно одиничні радіальний, меридіональний і азимутальний вектори в сферичній системі координат. Оскільки розглядаються тільки крупномасштабні магнітні поля, то кутові дужки усереднення тут і далі опущені. Другий член правої частини цього рівняння описує конкуруючий ефект турбулентної дисипації магнітного поля, який обмежує величину наростаючого поля $\vec{\mathbf{B}}_T$. Завдяки магнітній плавучості фрагменти тороїдального поля (магнітні Ω-петлі) прориваються до сонячної поверхні, де через певний час їх можна спостерігати на фотосферному рівні в «королівській зоні» у вигляді біполярних магнітних груп плям, орієнтованих вздовж лінії, приблизно паралельної сонячному екватору (точніше спрямованої під невеликим, до 10°, кутом до екватору). Головні плями в біполярних групах (лідируючі по відношенню до напряму обертання) мають протилежні полярності в північній і південній півсферах і співпадають з полярністю магнітних полюсів.

Усереднена спіральна турбулентність $\left\langle \vec{\mathbf{u}}\times\mathrm{rot}\,\vec{\mathbf{u}}\right\rangle$ збуджує електричне поле $\vec{\varepsilon} = \alpha\vec{\mathbf{B}}_T/c$ (α-ефект), який регенерує з тороїдального поля $\vec{\mathbf{B}}_T$ нову полоїдальну компоненту $\vec{\mathbf{B}}_P$

$$\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}_P}{\partial t} = c\,\mathrm{rot}\,\vec{\varepsilon} + \nu_T\Delta\vec{\mathbf{B}}_P = \mathrm{rot}(\alpha\vec{\mathbf{B}}_T) + \nu_T\Delta\vec{\mathbf{B}}_P, \tag{5}$$

антипаралельного спрямування по відношенню до його вихідної меридіональної орієнтації в попередньому циклі (перший член в правій частині рівняння (5)), замикаючи тим самим сонячний динамо-цикл [22]. Нове полоїдальне поле внаслідок турбулентної дифузії (другий член в правій частині рівняння (5)) поступово згасає), однак диференційне обертання підсилює тороїдальну компоненту (перший член в правій частині рівняння (4)) доти, поки не настане реверсація полоїдального поля (в епоху максимуму циклу плям). Після реверсації диференційне обертання починає генерувати нову тороїдальну компоненту протилежного спрямування до попередньої, так що сумарне тороїдальне поле поступово зменшується. У міру його зменшення α-ефект все ще підсилює нову полоїдальну компоненту, допоки тороїдальне поле не зникне в епоху нового мінімуму активності [41]. Після цього завдяки регулярному диференційному обертанню розпочинається зростання тороїдальної компоненти нового спрямування, так що далі повторюється описаний цикл, але з протилежними полярностями глобальних полів. Таким чином, реверсація полярностей глобальних магнітних полів в описаній схемі відбувається у відповідності до спостереженого магнітного циклу Хейла.

Механізм регенерації двох основних компонент глобального магнітного поля і замикання сонячного циклу внаслідок двох зазначених базових турбулізованних конвективних ефектів збудження магнетизму прийнято називати моделлю $\alpha\Omega$-динамо сонячного циклу [6, 13, 19 25]. Турбулентна магнітна дифузія відіграє подвійну роль в еволюції магнітних полів: вона об'єднує всі маломасштабні петлі магнітного потоку в одне згладжене поле і, крім того, сприяє поширенню великомасштабного поля із ділянки його генерації по всій СКЗ. У випадку, коли генерація і дифузія магнітних потоків зрівноважені, отримують циклічну модель турбулентного $\alpha\Omega$-динамо, яка описується системою рівнянь (4)–(5).

Таким чином, спостережений і теоретично обґрунтований сонячний магнітний цикл забезпечується коливаннями полоїдальної і тороїдальної компонент глобального магнітного поля, які описуються двома основними ефектами динамо-теорії вкупі з турбулентною дифузією. Однак для побудови реалістичного сценарію спостереженої картини магнітної циклічності Сонця модель динамо необхідно доповнити *ефектами турбулентного накачування (адвекції) магнітного потоку*, а також включити до неї *меридіональну циркуляцію* речовини в СКЗ (динамо з переносом магнітного потоку (англ. *flux-transport dynamo*)) [6, 13].

3. ПОВЕРХНОВИЙ АЛЬФА-ЕФЕКТ БЕБКОКА–ЛЕЙТОНА

Альфа-ефект Бебкока–Лейтона пов'язаний з правилом Джоя [49], згідно з яким осі біполярних магнітних груп плям орієнтовані під певним кутом до широтного напряму «схід–захід», так що західні (лідируючі по відношенню до обертання) плями знаходяться в середньому ближче до екватору, ніж східні хвостові плями (рис. 1).

Середній позитивний кут нахилу α (англ. *tilt angle*) впродовж циклу становить близько 4°, змінюючись при цьому від кількох градусів (для груп поблизу екватору) до $8-10°$ для високоширотних груп. Нахил осі біполярних груп зумовлений дією сили Коріоліса на *горизонтальні складові* швидкості стікання речовини донизу в спливаючих тороїдальних магнітних трубках. Сила Коріоліса повертає магнітні силові дуги (що утворюють плями) під певними кутами до екваторіального напряму, які зростають при збільшенні геліошироти (зменшенні полярного кута θ), оскільки коріолісове прискорення пропорційне величині $\cos\theta$ [50]. Статистичний аналіз варіацій кутів нахилу під час виходу біполярних магнітних областей (БМО) на сонячну поверхню, проведений на підставі магнітограм, отриманих за допомогою

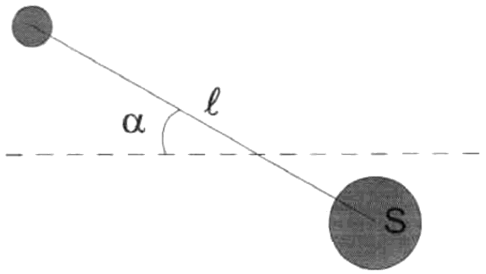

Рис. 1. Ілюстрація правила Джоя біполярних магнітних груп плям: S — площа найбільшої плями в групі, l — відстань між центрами протилежних магнітних полярностей, α — кут нахилу магнітних осей біполярних груп плям до широтного напряму. Пунктирна лінія показує локальну сонячну паралель в північній півкулі, екватор знаходиться внизу, тому кут нахилу α — позитивний. Малюнок взято із роботи [38].

приладу Michelson Doppler Imager (MDI) на борту космічного апарату SOHO, показав, що систематичний розподіл кутів нахилу згідно з правилом Джоя встановлюється в середині періоду розвитку БМО [51]. Це свідчить про те, що нахил кутів швидше за все генерується під сонячною поверхнею.

Через обмежений кінцевий кут нахилу магнітне поле активних ділянок містить полоїдальну (меридіональну) складову. Маломасштабні полоїдальні компоненти магнітних петель, які з'єднують плями з протилежними полярностями, дають меридіональний внесок в глобальне полоїдальне поле в процесі розпаду активних областей впродовж циклу. При цьому маломасштабні меридіональні внески мають протилежне спрямування по відношенню до орієнтації затухаючого глобального полоїдального поля $\vec{\mathbf{B}}_P$ поточного циклу. В кінці циклу головні плями біполярних груп дифундують через екватор, де їхні магнітні потоки взаємно анігілюються внаслідок протилежних полярностей головних плям в кожній півсфері. Разом з тим, магнітні потоки хвостових плям дифундують в протилежному напрямі від екватору. Турбулентна дифузія об'єднує ці маломасштабні магнітні флуктуації в крупніші утворення, а поверхнева меридіональна циркуляція [52] переносить їх до полюсів Сонця. В результаті тут спочатку відбувається погашення магнітного потоку поточного циклу, а потім накопичення магнітного потоку протилежної полярності [53, 54]. Зрештою це призводить до зародження нового глобального полоїдального поля протилежного знаку ($-\vec{\mathbf{B}}_P$) в наступаючому циклі. Саме в цьому полягає суть нелокального поверхневого α-ефекту Бебкока–Лейтона [32, 33], який відіграє актуальну роль в сонячному турбулентному динамо. Важливо, що описаний механізм пов'язаний зі спостереженими характеристиками магнітних активних областей. Тому його внесок в генерацію магнітного поля можна оцінити на підставі статистичної обробки спостережених даних. Розподіл кутів нахилу центровані щодо їх позитивних значень, хоча відхилення значень простягаються в область негативних значень [55]. Тому α-ефекту Бебкока–Лейтона властиві випадкові флуктуації, однак вони не перешкоджають статистичній оцінці внеску цього ефекту в глобальне полоїдальне поле.

Згідно [38], внесок активних областей в полоїдальне поле сумірний їхньому магнітному потоку, який пропорційний площі плям. Тому в роботах [38–41] загальний внесок всіх спостережених активних областей за певний проміжок часу окремого циклу в полоїдальне поле нового циклу описується параметром *магнітної потужності плям* поточного циклу B, який визначається як сумарний добуток

$$B = \sum_i S_i l_i \sin \alpha_i, \tag{6}$$

де S_i — площа найбільшої плями в певній групі; l_i — відстань між зваженими центрами протилежних магнітних полярностей; α_i — кут нахилу магнітних осей біполярних груп плям до широтного напряму. Підсумовування ведеться за всіма активними областями, що спостерігаються в певний проміжок часу, індекс сумування i відповідає окремій групі плям, а зазначені параметри беруться для фази максимального розвитку кожної групи. В тих випадках, коли сумування у виразі (6) ведеться за весь сонячний цикл, величину B позначають як $B_{\text{сус}}$ [40].

4. ОМЕГА ЕФЕКТ І ПРОГНОЗУВАННЯ ПОТУЖНОСТІ ЦИКЛІВ

Методи прогнозування сонячних циклів, зазвичай, діляться на три категорії [7, 8]: а) екстраполяційні методи, які використовують математичні властивості ряду спостережених сонячних даних для прогнозування майбутніх рівнів активності; б) методи провісників, які використовують різні спостережені гео- і геліофізичні дані поточного циклу в якості параметрів для оцінок амплітуди наступних циклів; в) прогнозування на основі моделей, які використовують для прогнозів включення спостережених геліофізичних даних в моделі сонячних циклів. Відзначимо на перший погляд парадоксальний причинно-наслідковий зв'язок, який використовується в методі провісників: варіації магнітного поля Землі служать провісником магнітного поля Сонця із завбачливістю близько 5 років. Проте все стає зрозумілим, якщо врахувати, що впродовж циклу відбувається трансформація крупномасштабного по-

лоїдального магнітного поля Сонця $\vec{\mathbf{B}}_P$, яке визначає геомагнітну активність на фазі мінімуму циклу, в тороїдальне поле $\vec{\mathbf{B}}_T$ і зумовлені ним локальні магнітні поля сонячних плям на фазі максимуму, яка настає пізніше. Однак далі в даній роботи ми зосереджуємо увагу на третій категорії прогнозів, які базуються на фізичних моделях сонячного циклу.

Загальноприйнято, що радіальний градієнт кутової швидкості $\partial\Omega/\partial r$, діючи в сонячних глибинах на полоїдальне поле $\vec{\mathbf{B}}_P$, трансформує його в тороїдальне поле $\vec{\mathbf{B}}_T$ (див. рівняння (4)). Зазвичай вважають, що найбільш сприятливим місцем для генерації тороїдального поля служать глибокі шари поблизу дна СКЗ в районі тахокліну, оскільки тут густина кінетичної енергії диференційного обертання значно перевищує густину магнітної енергії. Крім того, тут збуджуване поле зазнає найменших втрат внаслідок магнітної плавучості. В рамках моделі $\alpha\Omega$-динамо на підставі даних спостережень в роботі [56] вперше було теоретично обґрунтовано функціональний зв'язок між амплітудою полоїдального поля $\vec{\mathbf{B}}_P$, що спостерігається в полярних областях в мінімумі циклу, та інтенсивністю плямоутворення W наступаючого циклу. На підставі встановленої функціональної залежності зазначених магнітних індексів був зроблений вдалий прогноз чисел Вольфа 21-го циклу. Виявлена кореляція зумовлена досить стабільною регулярністю диференціального обертання $\partial\Omega/\partial r$, якому притаманні лише незначні зміни з часом [41]. Оскільки $B_T \sim B_P \partial\Omega/\partial r$ (див. рівняння (4)), то при майже стабільній величині $\partial\Omega/\partial r$ полоїдальне поле B_P в епоху мінімуму циклу визначає величину тороїдального поля B_T, а значить, і активність плямоутворення в наступаючому циклі. При цьому найкраща кореляція між полярним магнітним полем в мінімумі і потужністю наступного циклу забезпечується за умови високої турбулентної дифузії (турбулентного перенесення) поверхневого полоїдального поля до глибинного шару тахокліну біля дна СКЗ, де відбувається найбільш ефективна генерація тороїдального поля [9, 57]. В.Макаров та ін. [58, 59] на підставі статистичного опрацювання спостережених даних 16–22 циклів виявили високу лінійну кореляцію між запровадженим ними A-індексом (магнітним моментом крупномасштабного полоїдального поля) і амплітудою W наступного максимуму.

Згодом Дж.Джянг та ін. [57] на підставі спостережених даних останніх 9 циклів встановили залежності річних значень міжнародних чисел сонячних плям $R_{\max}$ від дипольного моменту DM, визначеного на основі A-індексу [58], і від дипольного моменту DM, отриманого в результаті прямих вимірювань полярного магнітного поля в мінімумі циклу [46] (рис. 2).

В роботі [37] в результаті аналізу спостережених даних за 15–21 цикли (серії вимірювань варіацій кутів нахилу БМО від циклу до циклу, отриманих в обсерваторіях Маунт Вілсон і Кодайканал) виявлено позитивні кореляції між добутком усередненої площі плям на усереднений кут нахилу БМО впродовж певного поточного циклу і потужністю (усередненою площею плям) наступного циклу. Ще вагомішу позитивну кореляцію було виявлено між параметром механізму Бебкока–Лейтона (який включає в себе кут нахилу БМО) і амплітудою (числами Вольфа) наступного циклу. Крім того, установлено, що потужність певного циклу (сумарна площа плям за цикл) і усереднені за цикл кути нахилу БМО в комбінації (як добуток одне на одне) відіграють важливу роль в побудові полярного магнітного поля в мінімуму в кінці циклу, що важливо при прогнозуванні характеристик майбутнього полярного поля (див. нижче).

В недавній роботі [60] на основі вивчення реконструйованих магнітних характеристик, які охоплю-

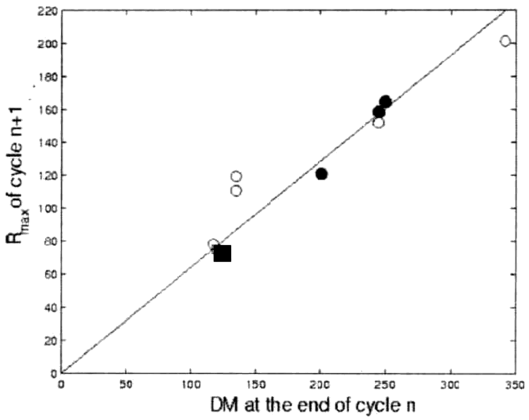

Рис. 2. Максимальна потужність сонячних циклів $R_{\max}$ (максимальне значення річних міжнародних чисел сонячних плям в даному циклі) як функція дипольного моменту (DM) полярного магнітного поля попередніх сонячних мінімумів. Світлі кружки — дипольний момент, оцінений на підставі A-індексу крупномасштабного магнітного поля [58], темні кружки — дипольний момент, отриманий в результаті прямих вимірювань полярного магнітного поля в мінімумі 21–23 циклів [46]. Квадрат — прогноз максимуму 24-го циклу, розрахований в 2007 році [57] на підставі оцінок дипольного моменту в мінімумі циклу і лінійної залежності, показаної на цьому графіку. Малюнок взято із роботи [57].

ють часовий період більше одного століття [15–18], проведено дослідження, спрямовані на вивчення розвитку, інтервалу пам'яті і прогнозування сонячних циклів. В результаті аналізу відновлених даних за 9 циклів (15–23 цикли) було виявлено значущу позитивну кореляцію між усередненим полярним магнітним потоком (в епоху мінімуму) і потужністю (загальною площею всіх плям) наступного циклу (окремо для північної і південної сонячних півсфер). Крім того, було установлено, що інтервал пам'яті циклу обмежений періодом тільки одного циклу (детальніше див. розділ 6).

Значуща позитивна кореляція між полярними полями в мінімумі і потужністю наступного циклу сонячних плям на основі реконструкції магнітних полів з 1700 року була підтверджена Дж. Джянгом та ін. в роботі [17].

Виявлені переконливі докази тісної кореляції між спостереженими магнітними геліофізичними параметрами були використані для більш-менш успішних прогнозів потужності наступаючих нових циклів [57–62]. Значне поліпшення прогнозів було досягнуто при включенні в числові моделі динамо глобальних меридіональних потоків речовини [63–69]. Таким чином, проведені в останні роки дослідження без сумніву підтверджують, що Ω-ефект служить надійною складовою механізму сонячного $\alpha\Omega$-динамо, а вимірювання полоїдального поля в мінімумі циклів можна залучати прогнозів наступних максимумів циклів. Виявлена кореляція між спостереженим полоїдальним полем в мінімумі циклу і амплітудою наступного циклу свідчить про зв'язок між поверхневим магнітним полем і глибинними шарами біля дна СКЗ [60, 70]. Меридіональна циркуляція і турбулентна дифузія переносить магнітні силові лінії поверхневого полоїдального поля до дна СКЗ, в результаті чого там формується великомасштабне полоїдальне поле B_P. Диференційне обертання, діючи на це поле, генерує тороїдальне поле B_T, яке при спливанні визначає інтенсивність плямоутворення в новому циклі.

Слід також відзначити застосування для прогнозування сонячної активності методу асиміляції (засвоєння) даних до простої нелінійної моделі динамо, який враховує невизначеності (похибки) спостережених сонячних даних і вплив турбулентних динамо-процесів, які ще не до кінця зрозумілі [71]. Перевага методу полягає в його здатності поєднувати спостережені дані і моделі для можливості точних оцінок фізичних властивостей, які не можна безпосередньо спостерігати. В даному випадку дослідники на підставі відомих (з певними похибками) із спостережень чисел Вольфа робили оцінки стану сонячних магнітних полів, які описуються динамо-моделлю з деякою невизначеністю турбулентних параметрів. Для асиміляції спостережених даних було використано ефективний для дослідження нелінійних динамічних моделей метод ансамбль-Кальман-фільтру. Метод забезпечує оцінки минулих, поточних і майбутніх станів систем навіть у випадках, коли точна природа системи, що моделюється, невідома. В рамках цього методу при врахуванні змінності магнітної спіральності в моделі $\alpha\Omega$-динамо вдалося отримати прийнятне узгодження між прогнозами попередніх сонячних циклів (формами профілів кривих чисел Вольфа) і спостереженими даними [71, 72]. Розрахований прогноз 24-го циклу (за згладженими річними числами Вольфа на $\sim 30\%$ слабкіший попереднього циклу з максимумом приблизно в 2013 р.) [72] добре узгоджується зі спостереженнями.

5. АЛЬФА ЕФЕКТ І ПРОГНОЗУВАННЯ ПОЛОЇДАЛЬНИХ ПОЛІВ В МІНІМУМІ ЦИКЛІВ

Оскільки α-ефект перетворює тороїдальне поле $\vec{\mathbf{B}}_T$ в полоїдальне $\vec{\mathbf{B}}_P$ згідно рівняння (5): $B_P \sim \alpha B_T$, то у дослідників були наївні очікування функціональної залежності між спостереженою амплітудою поточного циклу W і полоїдальним полем B_P в мінімумі наступного циклу, подібної до функціональної залежності між спостереженими параметрами $DM(B_P)$ і $R_{\max}(W)$, відображеної на рис. 2. Однак виявилося, що амплітуда циклу W не корелює з А-індексом полоїдального поля в кінці тих же самих циклів [38, 57–59] (див. рис. 3,б).

В термінах динамо-теорії це нібито свідчить про відсутність функціональної залежності полоїдального поля $\vec{\mathbf{B}}_P$ в кінці циклів від тороїдального поля $\vec{\mathbf{B}}_T$ в максимумі поточного циклу. Дослідники вважають, що таке співвідношення все ж таки реалізується завдяки α-ефекту, але його неоднозначність зумовлена випадковими флуктуаціями, властивими цьому ефекту [38–41, 74]. На противагу майже стабільному в часі Ω-ефекту, для α-ефекту властива значна хаотичність в часі і просторі. Альфа-ефект пов'язаний з відносно маломасштабними рухами, які не є регулярними на відміну від глобального диференційного обертання. Тому випадкові флуктуації порушують функціональний зв'язок між тороїдальною і полоїдальною компонентами магнітного поля [57, 74].

Однак внесок механізму Бебкока–Лейтона в генерацію полоїдального поля, включаючи наявні флуктуації, можна все ж таки оцінити за даними спостережень сонячних плям. І саме формула (6) надає таку можливість на підставі засвоєння (асиміляції) спостережених даних біполярних груп 19–21 виявлено хорошу кореляцію між сумарним внеском всіх сонячних груп плям (розрахованим з допомогою виразу (6) шляхом асиміляції площі найбільшої плями в БМО, протяжності і кута нахилу кожної групи плям) і крупномасштабним дипольним магнітним полем (див. рис. 3,а). В роботах [40, 41] цитовані тут результати було підтверджено на підставі довшого ряду (за 14–21 сонячні цикли) спостережених даних (рис. 4).

В роботі [60] на підставі опрацювання бази сонячних даних, що охоплюють часовий інтервал, довший століття, було дослідження кореляції між площами сонячних плям (максимальної і сумарної за цикл) [15] і величиною усередненого полярного магнітного потоку (розрахованого із вимірів полярних факелів) в мінімумі циклів [18]. Установлено, що площі сонячних плям поточних циклів не корелюють з полярним магнітним потоком наступних мінімумів. Тому площа сонячних плям сама по собі не може бути підходящим параметром для використання в прогнозах полярних магнітних потоків на основі моделей динамо.

Однак ситуація значно поліпшується і площі плям починають корелювати з полярними магнітними потоками, якщо ці площі помножити на середньо зважені кути нахилів БМО. Це говорить про те, що при спільному засвоєнні (асиміляції) кутів нахилу і площі плям відновлюється функціональна залежність полярних магнітних потоків від асимільованого параметру сонячних плям попереднього циклу. Тому цей асимільований параметр, ймовірно, є невід'ємною компонентою майбутніх сонячних прогнозів на основі моделей динамо. Проаналізовані кореляції спостережених сонячних даних, отриманих за століття, підсилюють переконання, що процеси виникнення і розпаду БМО служать основним механізмом генерації полоїдального поля (тобто свідчать на користь механізму Бебкока–Лейтона).

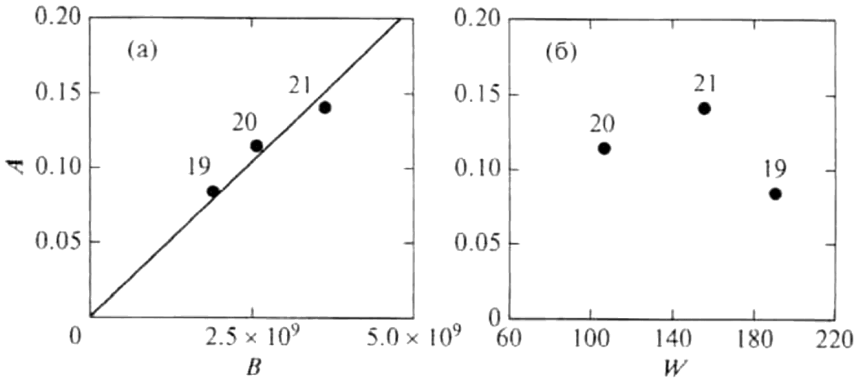

Рис. 3. *а* — Положення окремих сонячних циклів в координатах величин B, розрахованих за формулою (6) (площа найбільшої плями в певній групі була взята в мільйонних частках сонячної півсфери, а відстань між зваженими центрами протилежних магнітних полярностей — в кілометрах), і значень індексу A крупномасштабного магнітного поля [58, 59] в наступні мінімуми активності. Біля розрахованих точок вказано номери циклів; спостережені дані для яких брались із Каталогу сонячної діяльності Пулковської астрономічної обсерваторії [73]. Отримана лінійна кореляція описується співвідношенням $A = 4{,}1 \cdot 10^{-11} B$. *б* — те ж саме для амплітуди циклів W (максимальні усереднені за рік числа Вольфа) і індексу A. Малюнок взято із роботи [38].

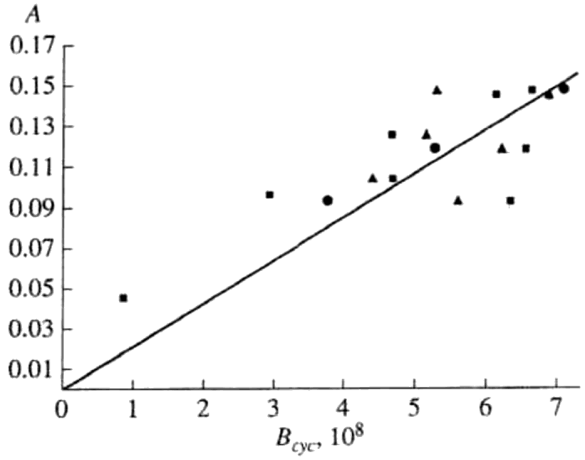

Рис. 4. Залежність значень індексу крупномасштабного дипольного магнітного поля A [58, 59] в мінімумах активності окремих сонячних циклів від магнітної потужності полоїдального магнітного поля поточних циклів $B_{\text{сус}}$. Кружками показано дані Каталогу сонячної діяльності Пулковської астрономічної обсерваторії (19–21 цикли) [73], трикутниками — обсерваторія Маунт-Вілсон (16–21 цикли) [75], квадратами — обсерваторія Кодайканал (14-21 цикли) [75]. Наведена лінійна кореляція описується співвідношенням $A = 2{,}16 \cdot 10^{-10} B_{\text{сус}}$. Малюнок взято із роботи [40].

6. ІНТЕРВАЛ ПАМ'ЯТІ СОНЯЧНОГО ЦИКЛУ

При прогнозуванні циклічності в рамках теорії динамо із залучення спостережених сонячних даних дослідники в останні роки опираються на подібні за природою моделі турбулентного динамо сонячного циклу з перенесенням магнітного потоку (англ. *flux-transport dynamo*), але з різним акцентом на природу ефектів перенесення магнітного потоку [60, 61]. Суть відмінностей полягає в оцінці відносного внеску в моделі дифузійного і меридіонального перенесень магнітного потоку. Частина дослідників (див., напр., [61, 76, 77]) розробляє числові моделі динамо з низькою турбулентною дифузією магнітного поля ($\sim 10^8$ см^2/с), в яких основним механізмом перенесення магнітного потоку служить меридіональна циркуляція (т.зв. адвекція). В цьому режимі згенероване в поточному циклі поверхневе полоїдальне поле переноситься спочатку від середніх широт до полюсів, потім вниз до тахокліну, далі в екваторіальному напрямі до широт сонячних плям, де внаслідок Ω-ефекту трансформується в тороїдальне поле наступного циклу. Цей режим прийнято називати «моделлю динамо з домінуючим переносом магнітного потоку внаслідок адвекції» (динамо-режим АД) [78]). Разом з тим, в роботах [61, 78] запроваджено режим з високою турбулентною дифузією магнітного поля ($\sim 10^{13}$ см^2/с), в якому поверхневе полоїдальне поле переноситься вниз до тахокліну в основному за рахунок турбулентної дифузії — «модель динамо з домінуючим переносом магнітного потоку внаслідок турбулентної дифузії» (динамо-режим ДД). Автор цієї статті дотримується точки зору авторів роботи [61] (динамо-режим ДД), оскільки згідно його розрахунків [79, 80] на підставі фізичних характеристик СКЗ коефіцієнт турбулентної дифузії магнітного поля є досить високим ($\sim 3\cdot 10^{12} - 10^{13}$ см^2/с).

В результаті теоретичного вивчення [81] установлено, що головна відмінність між прогнозами активності на основі моделей АД і ДД полягає в різному інтервалі пам'яті (англ. *memory span*) сонячного циклу. На основі моделювань, в яких джерело полоїдального поля варіювалося стохастично в часі, досліджувались кореляції між полярним магнітним потоком в мінімумі циклу n і амплітудою (загальною площею плям) циклів n, $n+1$, $n+2$ і $n+3$. Було знайдено, що в режимі ДД полярний магнітний потік в мінімумі циклу корелює тільки з амплітудою наступного циклу ($n+1$), тоді як в режимі АД полярний магнітний потік в мінімумі циклу n корелює з амплітудами циклів n, $n+1$ і $n+2$. В недавній роботі [82] знайдено, що залучення до моделювання турбулентного накачування (перенесення магнітного потоку, пов'язаного з морфологічною асиметрією між спрямованими догори і донизу конвективними течіями [83]) ліквідує будь-яку довготермінову пам'ять сонячного циклу, залишаючи тільки короткострокову пам'ять на один цикл наперед. В результаті при врахуванні магнітного накачування прогнози активності в АД і ДД режимах стають нерозрізненими.

В роботі [60] досліджено проблему пам'яті циклу зі спостереженої точки зору. На підставі опрацювання даних вимірювань площі плям і полярного магнітного потоку, що охоплюють проміжок часу більше століття, було виявлено тільки одну істотну кореляцію між полярним магнітним потоком в мінімумі циклу n і амплітудою наступного циклу $n+1$. Отриманий результат свідчить, що інтервал пам'яті циклу обмежений тільки одним циклом. Подібний висновок раніше був зроблений також в роботі [84] на основі знайденої кореляції між довжиною поточного циклу і амплітудою наступного циклу. В світлі теоретичних досліджень [81, 82] це дозволяє припустити, що зі спостереженнями сумісні моделі ДД і/або моделі динамо з перенесенням потоку внаслідок магнітного накачування (див., напр., [85]), тоді як моделі в чистому режимі АД — не сумісні зі спостереженнями. Хоча не виключено, що хаотичні варіації амплітуди меридіональних течій також можуть приводити до скорочення інтервалу пам'яті циклу в режимі АД.

7. ВИСНОВКИ

Згідно моделі $\alpha\Omega$-динамо диференційне обертання $\partial\Omega/\partial r$ і полоїдальне магнітне поле $\vec{\mathbf{B}}_P$ спільно породжують тороїдальне магнітне поле $\vec{\mathbf{B}}_T$ (Ω-ефект). Оскільки диференційному обертанню притаманна майже стабільна регулярність, то між величинами $\vec{\mathbf{B}}_P$ і $\vec{\mathbf{B}}_T$ існує функціональна залежність: поле $\vec{\mathbf{B}}_P$ в епоху мінімуму визначає величину збуджуваного поля $\vec{\mathbf{B}}_T$ в наступаючому циклі, яке несе відповідальність за інтенсивність плямоутворення. Це надає можливість по величині визначеного на початку циклу поля $\vec{\mathbf{B}}_P$ прогнозувати амплітуду $R_{\max}$ (числа Вольфа) і потужність (загальну площу всіх плям) циклу.

Разом з тим, певний час в минулому не вдавалося виявити позитивних кореляцій між характеристиками сонячних плям циклу (числом Вольфа або загальною площею плям) і полярним магнітним потоком в кінці циклу. В термінах динамо-теорії це нібито свідчило про відсутність функціональної залежності полоїдального поля $\vec{\mathbf{B}}_P$ в кінці циклів від тороїдального поля $\vec{\mathbf{B}}_T$ в максимумі циклів. Як згодом виявилося, це було зумовлено тим, що α-ефекту Бебкока–Лейтона (який визначається кутами нахилу біполярних активних областей, турбулентною дифузією і меридіональною циркуляцією, і зумовлює регенерацію полоїдального поля) властиві випадкові флуктуації в часі і просторі.

Ситуація, одначе, кардинально змінилася після того, як було запроваджено параметр магнітної потужності плям циклу, який представляє собою добуток площі всіх плям циклу на кути нахилу БМО. При

спільному засвоєнні (асиміляції) площі плям і кутів нахилу відновлюється функціональна залежність полярних магнітних потоків (які служать індикатором полоїдального поля $\vec{\mathbf{B}}_P$) від асимільованого параметру магнітної потужності сонячних плям (який характеризує відносну інтенсивність тороїдального поля $\vec{\mathbf{B}}_T$). В рамках $\alpha\Omega$-динамо це свідчить про те, що поверхневий α-ефект Бебкока–Лейтона зумовлює генерацію полоїдального магнітного поля $\vec{\mathbf{B}}_P$ в кінці поточного циклу, а асимільований його параметр, ймовірно, є невід'ємною компонентою майбутніх сонячних прогнозів на основі моделей динамо.

Також були встановлені позитивні кореляції між параметрами, пов'язаними з кутом нахилу біполярних груп плям певного циклу і потужністю наступного циклу, на основі яких можна прогнозувати сонячну активність.

На підставі опрацювання даних, які охоплюють проміжок часу більше століття, недавніми дослідженнями встановлено, що інтервал пам'яті циклу обмежений тільки одним циклом.

1. *Schwenn R.* Space weather: The solar perspective // Living Rev. Solar Phys. — 2006. — **3**, №2. — P.1–72.
2. *Pulkkinen T.* Space weather: Terrestrial perspective // Living Rev. Solar Phys. — 2007. — **4**, №1. — P.1–60.
3. *Stix M.* Theory of the solar cycle // Solar Phys. — 1981. — **74**. — P.79–101.
4. *Rüdiger G., Arlt R.* Physics of solar cycle // In: Advances in nonlinear dynamos / The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics. — 2002. — **9**. — P.147–191.
5. *Fan Y.* Magnetic fields in the solar convection zone // Living Rev. Solar Phys. — 2009. — **6**, №4. — P.1–96.
6. *Charbonneau P.* Dynamo models of the solar cycle // Living Rev. Solar Phys. — 2010. — **7**, №3. — P.1–91.
7. *Petrovay K.* Solar Cycle Prediction // Living Rev. Solar Phys. — 2010. — **7**, №6. — P.1–59.
8. *Pesnel W.D.* Solar Cycle Predictions (Invited Review) // Solar Phys. — 2011. — **281**, №1. — P.507–532.
9. *Choudhuri A.R.* Origin of solar magnetism // The Physics of Sun and Star Spots. Proceed IAU Symp. — 2011. — **273**. — P. 28–36.
10. *Krivodubskij V.N.* On the extended 23rd solar cycle // Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity. Proceed. IAU Symp. — 2013. — **293**. — P.69–70.
11. *Krivodubskij V.N., Lozitska N.I.* Dependence of solar cycles duration on the magnitude of the annual module of the sunspots magnetic field // Solar and Astrophysical Dynamos and Magnetic Activity. Proceed. IAU Symp. — 2013. — **294**. — P. 71–72.
12. *Hathaway D.H.* The solar cycle // Living Rev. Solar Phys. — 2015. — **12**, №4. — P.1–87.
13. *Cameron R.H., Dikpati M., Brandenburg A.* The global solar dynamo // Space Science Rev. — 2016. (arXiv: 1602.01754v1 [astro-ph.SR] 4 Feb 2016).
14. *Usoskin I.G.* A history of solar activity over millennia // Living Rev. Solar Phys. — 2013. — 10, №1. — P1–94.
15. *Balmaceda L.A., Solanki S.A., Krivova N.A., Foster S.* A homogeneous database of sunspot areas covering more than 130 years // J. Geophys. Res. — 2009. — **114**, Iss. A7. — CiteID A07104.
16. *Jiang J., Cameron R.H., Schmitt D., Schüssler M.* The solar magnetic field since 1700. I. Characteristics of sunspot group emergence and reconstruction of the butterfly diagram // Astron. Astrophys. — 2011. — **528**, id.A82.
17. *Jiang J., Cameron R.H., Schmitt D., Schüssler M.* The solar magnetic field since 1700. II. Physical reconstruction of total, polar and open flux // Astron. Astrophys. — 2011. — **528**, id.A83.
18. *Muñoz-Jaramillo A., Sheeley N.R., Zhang J., DeLuca E.E.* Calibrating 100 years of polar faculae measurements: implications for the evolution of the heliospheric magnetic field // Astrophys. J. — 2012. — **753**, №2.
19. *Moffat H.K.* Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids. — London-New York-Melbourne: Cambridge University Press, 1978.
20. *Parker E.N.* Cosmical Magnetic Fields. — Oxford: Clarendon Press, 1979.
21. *Krause F., Rädler K.-H.* Mean Field Magneto-Hydrodynamics and Dynamo Theory. — Academic Verlag: Berlin, 1980. — 271 p.
22. *Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.* Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
23. *Priest E.R.* Solar Magneto-Hydrodynamics. — Dordrech–Boston–London: D. Reidel Publishing Company, 1982.
24. *Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D.* Magnetic Fields in Astrophysics. — New York: Gordon and Breach, 1983.
25. *Ossendrijver M.* The solar dynamo // Astron. Astrophys. Rev. — 2003. — **11**, №4. — P.287–367.
26. *Parker E.N.* The formation of sunspots from the solar toroidal field // Astrophys. J. — 1955. — **121**. — P.491–507.
27. *Steenbeck M., Krause F.* The generation of stellar and planetary magnetic fields by turbulent dynamo action // Zeits. Naturforsch. — 1966. — **21a**. — P.1285–1296.
28. *Steenbeck M., Krause F., Rädler K.-H.* A calculation of the mean electromotive force in electrically conducting fluid in turbulent motion, under the influence of Coriolis forces // Zeits. Naturforsch. — 1966. — **21a**. — P.369–376.
29. *Штеенбек М., Кирко И.М., Гайлитис А. и др.* Экспериментальное обнаружение электродвижущей силы вдоль внешнего магнитного поля, индуцированной течением жидкого металла (α-эффект) // ДАН СССР — 1968. — **180**, №2. — С.326–329.

30. *Schmitt D.* An alpha-omega-dynamo with an alpha-effect due to magnetostrophic waves // Astron. Astrophys. — 1987. — **174**, № 1–2. — P. 281–287.
31. *Dikpati M., Gilman P.A.* Flux-transport dynamos with α-effect from global instability of tachocline differential rotation: a solution for magnetic parity selection in the Sun // Astrophys. J. — 2001. — **559**, № 1. — P.428–442.
32. *Babcock H.W.* The topology of the Sun's magnetic field and the 22 year cycle // Astrophys. J. — 1961. — **133**. — P.572–1033.
33. *Leighton R.B.* A magneto-kinematic model of the solar cycle // Astrophys. J. — 1969. — **156**. — P.1–26.
34. *Krivodubskij V.N.* Rotational anisotropy and magnetic quenching of gyrotropic turbulence in the solar convective zone // Astron. Reports. — 1998. — **42**.— P.122–126.
35. *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.
36. *Erofeev D.V.* An observational evidence for the Babcock-Leighton dynamo scenario // Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity. Proceed. IAU Symp. — 2004. — **223**. — P.97–98.
37. *Dasi-Espuig M., Solanki S.K., Krivova N.A., Cameron R., Peñuela T.* Sunspot group tilt angles and the strength of the solar cycle // Astron. Astrophys. — 2010. — **518**, id.A7.
38. *Kitchatinov L.L., Olemskoy S.V.* Does the Babcock-Leighton mechanism operate on the Sun? // Astron. Lett. — 2011. — **37**. — P.656–658.
39. *Kitchatinov L.L., Olemskoy S.V.* Alleviation of catastrophic quenching in solar dynamo model with nonlocal alpha-effect // Astron. Nachrichten. — 2011. — **332**, № 5. — P.496–501.
40. *Olemskoy S.V., Choudhuri A.R., Kitchatinov L.L.* Fluctuations in the alpha-effect and grand solar minima // Astron. Reports. — 2013. — **57**, № 6. — P.458–468.
41. *Kitchatinov L.L.* The solar dynamo: Inferences from observations and modelling // Geomagnetism. Aeronomy. — 2014. — **54**. — P.867–876.
42. *Krivodubskij V.N.* The structure of the global solar magnetic field excited by the turbulent dynamo mechanism // Astron. Reports. — 2001. — **45**. — P.738–745.
43. *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.
44. *Bumba V., Howard R.* Solar magnetic fields // Science. — 1965. — **149**, № 3690. — P.1331–1337.
45. *Howard R.* Magnetic field of the Sun (observational) // Ann. Rev. Astron. Astrophys. — 1967. — **5**. — P.1.
46. *Svalgaard L., Cliver E.W., Kamide Y.* Sunspot cycle 24: Smallest cycle in 100 years? // Geophys. Research Lett. — 2005. — **32**, № 1. — CiteID L01104.
47. *Miesch M.S.* Large-scale dynamics of the convection zone and tachocline // Living Rev. Solar Phys. — 2005. — **2**, № 1. — P.1–139.
48. *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.
49. *Hale G.E., Ellerman F., Nicholson S.B., Joy A.H.* The magnetic polarity of sun-spots // Astrophys. J. — 1919. — **49**. — P.153–186.
50. *Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr.* Average properties of bipolar magnetic regions during sunspot cycle 21 // Solar Phys. — 1989. — 124, № 1. — P.81–100.
51. *Kosovichev A.G., Stenflo J.O.* Tilt of emerging bipolar magnetic regions on the Sun // Astrophys. J. Lett. — 2008. — **688**, № 2. — P.L115–L118.
52. *Komm R.W., Howard R.F., Harvey J.W.* Meridional flow of small photospheric magnetic features // Solar Phys. — 1993. — **147**, № 2. — P.207–223.
53. *Wang Y.-M., Nash A.G., Sheeley N.R., Jr.* Magnetic flux transport on the Sun // Science. — 1989. — **245**. — P.712–718.
54. *Wang Y.-M., Nash A.G., Sheeley N.R., Jr.* Evolution of the Sun's polar fields during sunspot cycle 21 — Poleward surges and long-term behavior // Astrophys. J. — 1989. — **347**. — P.529–538.
55. *Howard R.F.* Solar active regions as diagnostics of subsurface conditions // Annual Rev. Astron. Astrophys. — 1996. — **34**. — P.75–110.
56. *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.
57. *Jiang J., Chatterjee P., Choudhuri A.R.* Solar activity forecast with a dynamo model // MNRAS. — 2007. — **381**, № 4. — P.1527–1542.
58. *Makarov V.I., Tlatov A.G.* Large-scale magnetic field and sunspot cycles // Astron. Reports. — 2000. — **44**. — P.759–764.
59. *Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K., Obridko V.N., Shelting B.D.* Large-scale magnetic field and sunspot cycles // Solar Phys. — 2001. — **198**, № 2. — P.409–421.
60. *Muñoz-Jaramillo A., Dasi-Espuig M., Balmaceda L.A., DeLuca E.E.* Solar cycle propagation, memory, and prediction: insights from a century of magnetic proxies // Astrophys. J. Lett. — 2013. — **767**. — P.L25.
61. *Choudhuri A.R., Chatterjee P., Jiang J.* Predicting solar cycle 24 with a solar dynamo model // Phys. Rev. Lett. — 2007. — **98**, № 13. — id. 131103.

62. *Cameron R., Schüssler M.* The crucial role of surface magnetic fields for the solar dynamo // Science. — 2015. — **347**, №6228. — P.1333–1335.
63. *Dikpati M., Gilman P.A.* Simulating and predicting solar cycles using a flux-transport dynamo // Astrophys. J. — 2006. — **649**. — P.498–514.
64. *Nandy D., Muñoz-Jaramillo A., Martens P.C.H.* The unusual minimum of sunspot cycle 23 caused by meridional plasma flow variations // Nature. — 2011. — **471**, №7336. — P.80–82.
65. *Pipin V.V., Kosovichev A.G.* The mean-field solar dynamo with a double cell meridional circulation pattern // Astrophys. J. — 2013. — **776**. — a.i.36.
66. *Tlatov A., Illarionov E., Sokoloff D., Pipin V.* A new dynamo pattern revealed by the tilt angle of bipolar sunspot groups // MNRAS. — 2013. — **432**, №4. — P.2975–2984.
67. *Zhao J., Bogart R.S., Kosovichev A.G., Duvall T.L., Jr., Hartlep T.* Detection of equatorward meridional flow and evidence of double-cell meridional circulation inside the Sun // Astrophys. J. Lett. — 2013 — **774**, №2. — P.L29–L34.
68. *Belucz B., Dikpati M., Forgács-Dajka E.* A Babcock-Leighton solar dynamo model with multi-cellular meridional circulation in advection- and diffusion-dominated regimes // Astrophys. J. — 2015. — **806**, №2.
69. *Jiang J., Cameron R.H., Schüssler M.* The case of the weak solar cycle 24 // Astrophys. J. Lett. — 2015. — **808**. — L.28–35.
70. *Charbonneau P., Barlet G.* The dynamo basis of solar cycle precursor schemes // J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys. — 2011. — **73**, №2–3. — P.198–206.
71. *Kitiashvili I., Kosovichev A.G.* Application of data assimilation method for predicting solar cycles // Astrophys. J. — 2008. — **688**. — P.L49–L52.
72. *Kitiashvili I., Kosovichev A.G.* Nonlinear dynamical modeling of solar cycles using dynamo formulation with turbulent magnetic helicity // Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics. — 2009. — **103**, №1. — P.53–68.
73. http://www.gao.spb.ru/database/csa/groups_r.htm
74. *Moss D., Sokoloff D., Usoskin I., Tutubalin V.* Solar grand minima and random fluctuations in dynamo parameters // Solar Phys. — 2008. — **250**, №2. — P.221–234.
75. ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/stp/solar_data/sunspot_regions
76. *Dikpati M., Gilman P.A., MacGregor K.B.* Penetration of dynamo-generated magnetic fields into the Sun's radiative interior // Astrophys. J. — 2006. — **638**, №1. — P.564–575.
77. *Dikpati M., De Toma G., Gilman P.A.* Predicting the strength of solar cycle 24 using a flux-transport dynamo-based tool // Geophys. Res. Lett — 2006. — 33, №5. — P.5110.
78. *Hotta H., Yokoyama T.* Importance of surface turbulent diffusivity in the solar flux-transport dynamo // Astrophys. J. — 2010. — **709**, №2. — P.1009–1017.
79. *Криводубский В.Н.* О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы // Солн. данные. — 1982. — №7. — С.99–109.
80. *Krivodubskij V.N.* Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. — 2012. — **28**, №5. — P.232–238.
81. *Yeates A.R., Nandy D., Mackay D.H.* Exploring the physical basis of solar cycle predictions: flux transport dynamics and persistence of memory in advection- versus diffusion-dominated solar convection zones // Astrophys. J. — 2008. — **673**, №1. — P.544–556.
82. *Karak B.B., Nandy D.* Turbulent pumping of magnetic flux reduces solar cycle memory and thus impacts predictability of the Sun's activity // Astrophys. J. Lett. — 2012. — **761**, №1. — P.L13–L17.
83. *Tobias S.M., Brummell N.H., Clune T.L., Toomre J.* Transport and storage of magnetic field by overshooting turbulent compressible // Astrophys. J. — 2001. — **549**, №2. — P.1183–1203.
84. *Solanki S.K., Krivova N.A., Schüssler M., Fligge M.* Search for a relationship between solar cycle amplitude and length // Astron. Astrophys. — 2002. — **396**. — P.1029–1035.
85. *Guerrero G., De Gouveia Dal Pino E.M.* Turbulent magnetic pumping in a Babcock–Leighton solar dynamo model // Astron. Astrophys. — 2008. — **485**, №1. — P.267–273.

Надійшла до редакції 14.11.2016
Прийнята до друку 5.12.2016