

ПРО РУХ АЗИМУТАЛЬНОГО МАГНЕТНОГО ПОЛЯ В СОНЯЧНІЙ КОНВЕКТИВНІЙ ЗОНІ ТА ПРИЛЕГЛИХ ДО НЕЇ ДІЛЯНКАХ

П. Г. Брайко

*Кіровоградський національний технічний університет
пр-т Університетський, 8, Кіровоград, 25006, Україна*

(Отримано 18 грудня 2006 р.; в остаточному вигляді — 11 липня 2007 р.)

Геліосейсмологічні дослідження дають змогу встановити як амплітудне значення магнетних полів, що утворюються внаслідок розтягування початкових полів Ω -ефектом, так і можливість їх перенесення меридіональною циркуляцією до екватора без залучення динамо-хвиль. Показано, що для утворення тороїдальних магнетних полів величиною 10^5 Гс, необхідно або залучати початкові поля величиною 10–100 Гс, або переглядати механізми генерації. Радіальний рух потужних магнетних полів спричинюється нелінійними ефектами плавучості та турбулентного діамagnetизму, що мають установлювати баланс на межі зони променистого переносу та конвективної зони. Знайдено умови, при яких поля вище від рівнорозподіленого можуть перебувати під конвективною зоною і спливати до поверхні.

Ключові слова: сонячна конвективна зона, диференційне обертання, меридіональна циркуляція, магнетні силові лінії, турбулентний діамagnetизм, магнетна плавучість.

PACS number(s): 90.60.–j, 90.60.Hv, 90.60.Ly

I. ВСТУП

Як загальноприйнято, рух магнетних полів у сонячному циклі має визначатися поширенням динамо-хвиль уздовж ізоротаційних поверхонь або в площинах, близьких до них [1]. Унаслідок анізотропії параметрів середовища напрямку руху магнетних полів може суттєво змінюватись [2]. Початковим моментом моделювання еволюції магнетних полів є генерація потужних магнетних полів за допомогою Ω -ефекту (розтягування силових ліній за допомогою диференційного обертання) в межах теорії сонячного динамо [3]. Раніше вважалося, що кожен елементарний об'єм сонячних надр є джерелом динамохвиль, які мають спрямовуватися до екватора для підтвердження “метеликів Маундера” [4]. Із появою геліосейсмології з'явилася можливість знайти локалізацію цього ефекту і розрахувати величину тороїдального магнетного поля (ТМП), що генерується з полоїдальної конфігурації. Величина утвореного ТМП може навести на певний висновок про достатність Ω -ефекту або необхідність знайти додаткові ефекти підсилення поля до значень 10^5 Гс. Крім того, ТМП може не мати вигляду суцільного середовища великого масштабу, а уявлятися як дискретні силові лінії [5]. Розрахунок швидкості меридіональної циркуляції біля сонячної поверхні [6] приводить до ідеї про збереження кутового моменту й можливість меридіонального переносу речовини в ділянці проникаючої конвекції, де кутова швидкість швидко змінюється вздовж радіуса. Це перенесення може спричинювати рух ТМП, крім власного руху динамохвилі, як уважалося раніше. Моделювання магнетного поля в ділянці проникаючої конвекції вимагає чіткого знання умов генерації, існування, переносу й руйнування ТМП. Се-

ред основних параметрів для вказаних процесів слід виділити розподіли магнетної турбулентної в'язкості, усередненої швидкості турбулентних пульсацій, густини, швидкості меридіональної циркуляції.

II. ВЕЛИЧИНА РОЗТЯГУВАННЯ МАГНЕТНИХ СИЛОВИХ ЛІНІЙ

Важливою для аналізу проблемою є місце генерації тороїдального магнетного поля, адже переполосування на початку наступного сонячного циклу вказує на однозначність полярності сонячних плям, які з'являються на високих широтах. Використовуючи теорему про лінійне збільшення магнетної індукції з часом унаслідок розтягування силових ліній і профіль диференційного обертання [7], [8], знайдемо можливе розташування ділянок генерації тороїдального магнетного поля. Для цього запишемо рівняння генерації в кінематичному варіанті без дифузії:

$$B_{\varphi} = r \sin \theta \left(B_r \frac{\partial \Omega}{\partial r} + B_{\theta} \frac{\partial \Omega}{r \partial \theta} \right) t = B' G t, \quad (1)$$

де B_r , B_{θ} — радіальний та широтний складник полоїдального магнетного поля відповідно, t — час генерації, B' — початкове значення величини полоїдального поля (близько $1-2$ Гс), $G = r \sin \theta \left(\cos \theta \frac{\partial \Omega}{\partial r} - \sin \theta \frac{\partial \Omega}{r \partial \theta} \right)$ — функція генерації. Зазначимо, що полоїдальне поле, як це прийнято в літературі [9], має дипольну конфігурацію з урахуванням соленоїдальності: $B_r = B' \cos \theta$, $B_{\theta} = -B' \sin \theta$.

Для знаходження радіального й широтного градієнтів використано розподіл кутової швидкості, виражений рядами Фур'є, і взято похідні за радіусом і широтою, що дало змогу отримати коефіцієнти нового

ряду Фур'є. Унаслідок підстановки знайдених градієнтів у вираз для G і лінійної зміни часу t встановлено таке:

1. На межі сонячної конвективної зони (СКЗ) і зони променистого переносу, в ділянці тахокліна, є дві локалізовані ділянки (А і В), які можуть бути відповідальними за генерацію ТМП. Вони розташовані в приполярній і приекваторіяльній ділянках.
2. Функція генерації G ділянки А має від'ємний знак, тоді як у ділянці В вона додатна.
3. Для ділянок А і В генерація ТМП відбувається переважно під СКЗ.
4. Функція генерації G в ділянці А має в 15 разів більші амплітудні значення, ніж у ділянці В.
5. Фактично в усій СКЗ функція генерації G приймає від'ємне значення завдяки внеску широтного градієнта кутової швидкості.

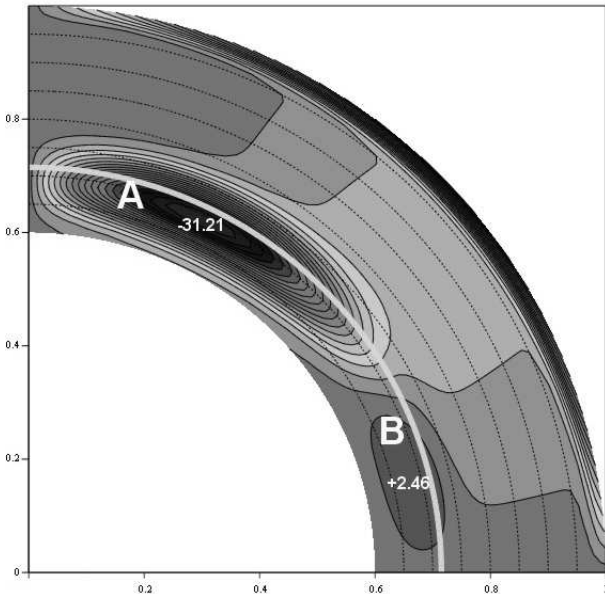


Рис. 1. Профіль функції G , яка визначає генерацію ТМП в кінематичному режимі. Амплітудні значення для ділянок дані в 10^{-7} Гц. Світла смуга показує межу між СКЗ і зоною променистого переносу (0.72 сонячного радіуса).

Порівняння внесків радіального й широтного градієнтів кутової швидкості у функцію генерації G показало, що суттєвішим є радіальний градієнт. Саме він перетворює радіальний складник у ТМП. Генерація ТМП в ділянці В малоймовірна, оскільки початкове полоїдальне поле зі знаком, яке визначає полярність циклу, непрямо проявляється в “королівській” зоні лише тоді, коли спливають силові лінії ТМП. Щобільше, можна припустити, що початкове полоїдальне поле в сонячних надрах фрагментовано, тому протягом часу генерації ТМП в ділянці А воно може бути відсутнім

у ділянці В. Отже, генерація ТМП ефективніша в ділянці А (рис. 1).

Простий розрахунок показує, що початкове дифузійне поле зі значенням 1–2 Гс досягає 500–1000 Гс лише через 5 років при ефективних умовах генерації, тобто коли початкове поле перебуває в ділянці генерації з найбільшим амплітудним значенням і не рухається до екватора. Для полів, які спостерігаємо на поверхні (3000–4000 Гс), за нашими розрахунками, необхідно приблизно 15–20 років. У цих міркуваннях не було прийнято до уваги існування дифузії та меридіональної циркуляції — процесів, які явно зменшують величину поля при вказаній початковій конфігурації. Звідси можна зробити висновок про існування інших ефектів, що підсилюють поле до потрібних значень, або іншого сценарію генерації великомасштабного магнетного поля. Це означає доконечність перегляду генерації тороїдального поля в тому вигляді, який пропонують відомі моделі [5].

Усе ж кінематичний режим, при якому силові лінії полоїдального поля залишаються сталими, не може реально оцінити розтягування й підсилення поля. Оскільки меридіональна циркуляція здатна переносити поле в широтному напрямку, в напрямку до екватора, то знайдемо, у скільки разів відбувається розтягування силових ліній щодо початкового стану в азимутальному напрямку внаслідок дії диференційного обертання для проміжку часу, коли генерація ефективна. Проаналізуємо умови, при яких Ω -ефект буде найдієвішим. Із рівнянь, які визначають процес динамо [3], відомо, що радіальний градієнт кутового обертання взаємодіє з радіальною компонентою полоїдального великомасштабного магнетного поля, тому повинно відбуватися її перенесення й одночасна генерація тороїдального поля. Через те, що перенесення радіального складника з рівнянь генерації радіально неможливе, тому розглянемо її широтне перенесення в ділянці тахокліна. Запишемо рівняння генерації в рухомій системі координат, яка пов'язана з силовою лінією:

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} \cong r \sin(\theta + \omega_\theta t) \frac{\partial \Omega(r, \theta + \omega_\theta t)}{\partial r} B_r, \quad (2)$$

де $\omega_\theta = U_\theta/r$ — кутова швидкість меридіональної циркуляції в широтному напрямку. У формулі (2) не взято до уваги широтного складника полоїдального магнетного поля через його мале значення в ділянці тахокліна. Якщо B_r суттєво не піддається впливу дифузії в ділянці тахокліна, то можна отримати:

$$\begin{aligned} B_\varphi &= B_r \int_0^T r \frac{\partial \Omega(r, \theta_0 + \omega_\theta t)}{\partial r} \sin(\theta_0 + \omega_\theta t) dt \\ &= \frac{B_r}{\omega_\theta} \int_{\theta_0}^{\theta_0 + \omega_\theta T} r \frac{\partial \Omega(r, \beta)}{\partial r} \sin \beta d\beta, \end{aligned} \quad (3)$$

де θ_0 — початковий полярний кут руху радіального складника поля, T — час генерації. Ураховуючи про-

філь диференційного обертання, який виражений через поліноми Лежандра, запишемо таке:

$$B_\varphi = \frac{2\pi r B_r}{U_\theta} \int_{\theta_0}^{\theta_0 + \omega_\theta T} \sum_{j=0,1,2,\dots} r \frac{\partial A_{2j+1}(r)}{\partial r} P_{2j+1}^1(\cos \beta) d\beta. \quad (4)$$

Прийемо, що радіальний градієнт кутової швидкості суттєвий при $j=1$, тоді B_ϕ має вигляд:

$$B_\varphi \approx \frac{2\pi r B_r}{U_\theta} r \frac{\partial A_3(r)}{\partial r} \int_{\theta_0}^{\theta_0 + \omega_\theta T} P_3^1(\cos \beta) d\beta = \frac{2\pi r B_r}{U_\theta} r \frac{\partial A_3(r)}{\partial r} \times \int_{\theta_0}^{\theta_0 + \omega_\theta T} \frac{3}{2} (1 - 5 \cos^2 \beta) \sin \beta d\beta$$

$$= -\frac{\pi r B_r}{U_\theta} r \frac{\partial A_3(r)}{\partial r} (3 \cos \beta - 5 \cos^3 \beta) \Big|_{\theta_0}^{\theta_0 + \omega_\theta T}. \quad (5)$$

Отже величину розтягу S розраховуємо за формулою:

$$S = \frac{B_\varphi}{B_r} \approx \frac{\pi r}{U_\theta} r \frac{\partial A_3(r)}{\partial r} \left[-3(\cos(\theta_0 + \omega_\theta T) - \cos \theta_0) + 5(\cos^3(\theta_0 + \omega_\theta T) - \cos^3 \theta_0) \right]. \quad (6)$$

Для ілюстрації знайденого результату прийемо рух силової лінії у сферичній системі координат по широті, починаючи з 20° полярного кута (70° геліошироти), а швидкість меридіональної циркуляції біля дна конвективної зони набуває значень $0.5\text{--}2.5$ м/с (таблиця 1).

Швидкість циркуляції меридіональної U (м/с)	Час досягнення 30° геліошироти (в роках)	Величина розтягу S
0.5	31.25	-4060
0.8	13.28	-2980
1	10.62	-2386
1.2	8.85	-1989
1.5	7.08	-1591
1.8	5.90	-1326
2	5.31	-1190
2.2	4.82	-1084
2.5	4.25	-955

Таблиця 1. Час досягнення магнетних силових ліній тороїдального спрямування 30° геліошироти та величина їх розтягу для певних швидкостей меридіональної циркуляції.

Аналіз і розрахунки показують, що для збільшення розтягу силових трубок у цій моделі необхідно прийняти швидкість меридіональної циркуляції якомога меншою, але існує обмеження періодом сонячного циклу в 11 років. Від'ємний знак розтягу вказує на те, що напрямок лінії магнетної індукції протилежний до напрямку обертання Сонця. Збільшення швидкості меридіональної циркуляції дає зменшення величини розтягу до значень, менших за модулем у 1000 разів. Це теж є певним обмеженням. Якщо дослідити значення розтягу на екстремум, тобто:

$$S'(T) = 0 \Rightarrow \sin(\theta_0 + \omega_\theta T) \times (1 - 5 \cos^2(\theta_0 + \omega_\theta T)) = 0, \quad (7)$$

то для розглянутого випадку розв'язком останнього рівняння буде функція:

$$T = \begin{cases} \frac{1}{\omega_\theta} \left(-\theta_0 + \arccos \sqrt{\frac{1}{5}} \right) \\ \frac{1}{\omega_\theta} \left(\pi - \theta_0 - \arccos \sqrt{\frac{1}{5}} \right) \end{cases}.$$

Це означає, що найбільші значення $\theta_0 + \omega_\theta T$ для S припадають на $26^\circ\text{--}27^\circ$ геліошироти. Підстановка до рівняння дає вираз максимальної величини розтягу S_{\max} для різних швидкостей меридіональної циркуляції:

$$S_{\max} = \frac{\pi r}{U_\theta} r \frac{\partial A_3(r)}{\partial r} \left[-3 \left(\sqrt{\frac{1}{5}} - \cos \theta_0 \right) + 5 \left(\sqrt{\left(\frac{1}{5} \right)^3} - \cos^3 \theta_0 \right) \right]. \quad (8)$$

Як свідчить моделювання, оптимальною швидкістю меридіональної циркуляції є діапазон $1.5\text{--}2$ м/с, що узгоджується з попередніми роботами [2, 10], у яких меридіональну циркуляцію прийнято для пояснення певних спостережних фактів. Тривалість генерації становить $5\text{--}7$ років, а величина розтягу за модулем — $1000\text{--}1500$ раз. Якщо припустити наявність ефектів притягання силових ліній і їхнього злипання з полем близько $10\text{--}100$ Гс, то можна досягнути значень $10^4\text{--}10^5$ Гс.

III. ПІДСИЛЕННЯ І СПЛИВАННЯ ТМП В ДІЛЯНЦІ ТАХОКЛИНА

Існують обмеження на величину магнетного поля, яке внаслідок плавучості може не досягнути спостережуваної ділянки спливання на середніх й екваторіальних широтах. Розрахунки Паркера показують, що для поля в 100 Гс вже починається незворотний рух угору до поверхні [9]. Для утримання поля використовуються різні методи, зокрема можуть бути нелінійний турбулентний діамagnetизм, а також $\nabla\rho$ -ефект [11]. Розгляньмо перший з ефектів, адже він діє біля дна конвективної зони. Він виникає при переході між різними за станом течії середовищами і створює рух силових ліній великомасштабного магнетного поля з місць із великою турбулентною інтенсивністю в місця з меншою інтенсивністю. Відповідна частина

рівняння індукції для ТМП B_ϕ з урахуванням цього ефекту має вигляд [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_\phi}{\partial t} &= -\text{rot} \left[\eta_T^{1/2} \text{rot} \left(\eta_T^{1/2} B_\phi \right) \right] \\ &= \text{rot} \left(V_\mu \times B_\phi \right) - \text{rot} \left[\eta_T \text{rot} B_\phi \right], \end{aligned} \quad (9)$$

де η_T — турбулентна дифузія, V_μ — швидкість переносу турбулентним діамagnetизмом. Отже, у правій частині рівняння (9) перший член відповідає за перенесення поля завдяки турбулентному діамagnetизму зі швидкістю $V_\mu = -\nabla\eta_T/2$, тоді як другий член містить звичайну турбулентну дифузію поля.

Розгляньмо цей рух одновимірним, причому в'язкість η має неперервний перехід від ламінарного до турбулентного стану з можливістю знаходження другої похідної за напрямком. Так, праву частину рівняння (9) можна записати:

$$-\text{rot} \left[\eta^{1/2} \text{rot} \left(\eta^{1/2} B_\phi \right) \right] = \eta \left[\frac{\partial^2 B_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_\phi}{\partial r} \left(2 + \frac{3}{2} \frac{\partial \eta}{\eta \partial r} r \right) + \frac{B_\phi}{r^2} \left(\frac{3}{2} \frac{r \partial \eta}{\eta \partial r} + \frac{1}{2} \frac{r^2 \partial^2 \eta}{\eta \partial r^2} \right) \right].$$

Якщо порівняти внески в останньому виразі, то він набере такого вигляду:

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = \eta \left(\frac{\partial^2 B_\phi}{\partial r^2} + \frac{3}{2} \frac{\partial \eta}{\eta \partial r} \frac{\partial B_\phi}{\partial r} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \eta}{\eta \partial r^2} B_\phi \right). \quad (10)$$

Перший член останнього виразу має відповідати за турбулентну дифузію в лінійному режимі, другий — характеризує перенесення поля, а третій — кількісне значення поля при переході між ділянками з різними характеристиками й режимами середовища. Якщо записати повне рівняння для генерації ТМП, то виявиться, що третій член буде суттєво впливати на поле при переході між середовищами, причому чим менша товщина перехідного шару, тим стрімкіше змінюється амплітудне значення поля. Крім того, рух силової лінії до конвективної зони має супроводжуватися спочатку різким підсиленням, а потім — послабленням амплітудних значень. Припустимо, що дифузія ТМП в конвективній оболонці відбувається завдяки турбулентності. З іншого боку, під конвективною зоною турбулентність або занадто слабка, або відсутня, тому дифузія не відчутна. Отже, шари з низьким і високим значеннями дифузії перебувають у близькості. Це нагадує модель Паркера “інтерфейс-динамо” [12]. Розв'язати рівняння (10) виявляється складно через невизначеність умов спливання (в рівнянні відсутній ефект плавучості).

Усе ж можна з'ясувати, як існує баланс швидкості, що спричинює турбулентний діамagnetизм, і магнетна плавучість V_B , яка виражається формулою:

$$V_B \cong \left(\frac{l}{H_p} \right) \left(\frac{v}{\gamma} \right) \frac{\beta^2}{15} = \left(\frac{\alpha_{\text{MLT}}}{\gamma} \right) \frac{B_\phi^2}{60\pi\rho v} \approx \frac{B_\phi^2}{72\pi\rho v}, \quad (11)$$

де l — довжина перемішування Прандтля, що визначається характерною шкалою тиску H_p , v — усереднене значення швидкості турбулентних пульсацій, γ — показник адіябати (для Сонця 5/3), α_{MLT} — густина, $\beta = B_\phi/B_{\text{eq}}$ — параметр нормалізованого магнетного поля. Умова, при якій сили плавучості й ефекту турбулентного діамagnetизму можуть урівноважуватися, має вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{B_\phi^2}{72\pi\rho v} \frac{\partial B_\phi}{\partial r} &\cong \frac{3}{2} \frac{\partial \eta}{\partial r} \frac{\partial B_\phi}{\partial r} \Rightarrow B_\phi \cong \sqrt{108\pi\rho v \frac{\partial \eta}{\partial r}} \\ &= B_{\text{eq}} \sqrt{\frac{27}{v} \frac{\partial \eta}{\partial r}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Звичайно, якщо конвективна зона починається з позначки 0.72 відносного радіуса Сонця, то можна використовувати значення турбулентних швидкостей з моделей конвективної зони. Але в ділянці тахокліна конвекція нерозвинута й лише проникає вглиб, тому важко встановити величину швидкості. Для уникнення цих труднощів візьмемо експоненціальну залежність швидкості від радіуса, починаючи з 0.65 радіуса до початку конвективної зони, у вигляді емпіричної функції $v(r) = 1980 (\tanh [100(r - 0.725)] + 1)$ см/с. У результаті, при умові $B_\phi > \sqrt{108\pi\rho v \frac{\partial \eta}{\partial r}}$ поле спливає до поверхні, а при $B_\phi < \sqrt{108\pi\rho v \frac{\partial \eta}{\partial r}}$ рухається до дна конвективної зони (рис. 2).

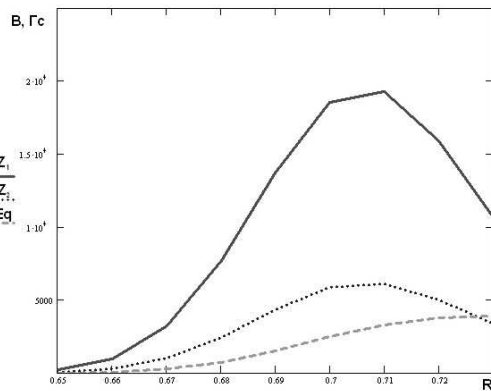


Рис. 2. Розподіл граничного значення тороїдального магнетного поля, що спливає до поверхні в лінійному режимі. По горизонталі відкладено відносний сонячний радіус R , по вертикалі — значення магнетного поля B у гаусах. Крива E_q описує рівнорозподілене значення поля, Z_1 — поле з модельним значенням коефіцієнта дифузії близько 10^{13} см²/с, Z_2 — поле зі значенням коефіцієнта дифузії, зменшене в 10 разів, згідно з моделлю, наведеною в [13].

Аналізуючи знайдені умови, можна прийняти таке. Рух меридіональної циркуляції може спрямувати

ТМП до екватора в ділянці під конвективною зоною. Якщо амплітудне значення поля перевищує рівнорозподілене, то утворюється баланс між силами плавучості та рухом, який спричинений турбулентним діаманетизмом, коли під конвективною зоною трубка набуває значень порядку 10^4 Гс та більше. Результат регламентує той факт, що силові лінії мають пересуватися радіально зі збільшенням (рух угору) або зменшенням (рух униз) величини магнетного поля. Спостереження, вказуючи на випадковість появи групи сонячних плям на поверхні з різною еволюцією і амплітудними значеннями, непрямо підтверджують деякий ефект підсилення поля. Лінії, вказані на мал. 2, є траєкторіями руху ТМП в ділянці проникаючої конвекції для модельних значень дифузії. Звичайно, генерування повинно бути в цій ділянці навіть у середніх та екваторіяльних широтах, де Ω -ефект не суттєвий згідно з нашими припущеннями й розрахунками. Тому перехід ТМП в напрямку до поверхні, минаючи ділянки з сильним градієнтом дифузії, має супроводжуватися збільшенням магнетної індукції. Імовірнішим механізмом, який збільшує (або зменшує) поле в цій ділянці, є притягання (або відштовхування) силових ліній.

-
- [1] V. C. Ferraro, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **97**, 458 (1937).
 - [2] L. L. Kitchatinov, *Astron. Astrophys.* **394**, 1135 (2002).
 - [3] С. И. Вайнштейн, Я. Б. Зельдович, А. А. Рузмайкин, *Турбулентное динамо в астрофизике* (Наука, Москва, 1980).
 - [4] E. W. Maunder, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **64**, 747 (1904).
 - [5] A. R. Choudhuri, *Sol. Phys.* **215**, 31 (2003).
 - [6] R. W. Komm, R. F. Howard, J. W. Harvey, *Sol. Phys.* **147**, 207 (1993).
 - [7] A. G. Kosovichev, *Astrophys. J.* **469**, L61 (1996).
 - [8] П. Г. Брайко, *Журн. фіз. досл.* **6**, 383 (2002).
 - [9] E. Parker *Astrophys. J.* **281**, 839 (1984).
 - [10] M. Küker, G. Rüdiger, M. Schultz, *Astron. Astrophys.* **374**, 301 (2001).
 - [11] V. N. Krivodubskij, *Astron. Nachr.* **326**, 61 (2005).
 - [12] E. N. Parker, *Astrophys. J.* **408**, 707 (1993).
 - [13] M. Dikpati, P. A. Charbonneau, *Astrophys. J.* **518**, 508 (1999).

ON THE MOTION OF THE AZIMUTHAL MAGNETIC FIELD IN THE SOLAR CONVECTIVE ZONE AND REGIONS ADJOINING IT

P. G. Brayko

Kirovograd National Technical University
8, *Universytetsky Ave., Kirovohrad, UA-25006, Ukraine*
suryadev@mail.ru

Helioseismic studies allow to estimate a magnetic field amplitude. These fields appear by the Ω -effect stretch on the initial ones. So, there is a possibility to transport the strong magnetic fields by meridional circulation to the equator without the use of dynamo-waves. It is necessary either to attract the initial fields by a size of 10–100 G, or look over the generation mechanism for the formation of the toroidal magnetic fields with the magnitude 10^5 G. A radial motion of the powerful magnetic fields is caused by the nonlinear effects of buoyancy and turbulent diamagnetism that are to set a balance on the verge of the radiative and convective. Conditions are found, at which higher equipartition fields can lie under the convective zone and emerge to the surface.