

S. Parnovsky, Dr. Phys. and Math. Sciences, Prof., I. Izotova, Ph.D. in Phys. and Math. Sciences
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

DEPENDENCE OF THE RATIO OF LUMINOSITY TO MASS OF YOUNG STELLAR POPULATION ON THEIR METALLICITY AND STAR BURST AGE FOR LUMINOUS COMPACT GALAXIES

For the sample of about 800 luminous compact galaxies we consider the optimal approximation of the ratio of the luminosity to the mass of the young stellar population as a function of their oxygen abundance and starburst age. It is shown that all qualitative conclusions obtained by approximation of luminosities only are valid in this case as well.

Key words: luminosity, metallicity, age outbreak, starburst.

УДК 523.98

В. Криводубский, д-р физ.-мат. наук
КНУ имени Тараса Шевченко, Киев

О САМООРГАНИЗАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМЕ

Проанализировано роль отрицательной турбулентной диффузии в образовании дискретных магнитных полей в солнечной конвективной зоне (СКЗ). Подчеркнуто, что спиральные движения во вращающейся конвективной турбулентности способствуют возникновению обратного каскада переноса энергии от мелкомасштабных к крупномасштабным пульсациям (мелкомасштабный α^2 -эффект Крайчана). Последний эффект вызывает уменьшению суммарного коэффициента турбулентной магнитной диффузии. При специально подобранных характеристиках спиральности это может привести к отрицательной суммарной турбулентной диффузии, которая вызывает "стягивание" однородного магнитного поля в изолированные структуры. Проведенные нами расчеты для двух моделей СКЗ показали, что в глубинных слоях существуют благоприятные условия для возбуждения эффекта спиральной отрицательной турбулентной диффузии. Это должно в значительной степени содействовать самоорганизации изначально слабых непрерывных магнитных полей в тонкие изолированные магнитные силовые трубки.

Ключевые слова: магнитные поля, солнечная конвективная зона.

Введение. Общепринято считать, что наблюдаемые на солнечной поверхности изолированные магнитные силовые трубки (МСТ) являются результатом магнитного всплывания из солнечных глубин на поверхность сильных полей. Поэтому необходимо исследовать физические процессы в различных солнечных слоях, приводящие к дискретной структуре магнитных полей на Солнце. Особую актуальность в связи с этим приобретает вопрос о роли турбулентных эффектов в перестройке солнечного магнетизма [22], поскольку наблюдаемые движения на солнечной поверхности и конвекция в подфотосферных слоях соответствуют признакам развитой турбулентности. В нашей недавней работе [15] в рамках макроскопической МГД [14] было показано, что существенную роль в обеспечении длительной стабильности равновесного состояния всплывших на солнечную поверхность вертикальных МСТ играет эффект макроскопического турбулентного диамагнетизма, открытый академиком Зельдовичем Я.Б. [4]. Однако остается не до конца выясненным вопрос о причинах начальной стадии фрагментации (концентрации) магнитного поля в изолированные МСТ. В связи с этим мы полагаем, что важную роль в решении этого вопроса может сыграть эффект отрицательной турбулентной диффузии [20]. Именно этой проблеме посвящена наша работа.

Роль спирального поля скоростей в возбуждении отрицательной турбулентной магнитной диффузии. В течение длительного времени у исследователей бытовало порожденное наблюдениями убеждение, что турбулентность в природных средах всегда разрушает структуры всех видов. Однако со временем наступило понимание, что при определенных условиях мелкомасштабная турбулентность может порождать макроскопические структуры [2, 6, 7]. Оказалось, что турбулентность не обязательно приводит к сглаживанию магнитных неоднородностей. Наоборот, в случае спирального характера движений она может создавать магнитные неоднородности. Спиральность является абсолютно природным явлением, с необходимостью возникающим в гравитационном поле в охваченных турбулентностью вращающихся системах. Во вращающихся космических объектах гидродинамическая спиральность поля скоростей ($\mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u}$) связана с кориолисовой силой $2[\mathbf{u} \Omega]$ ($\mathbf{u}$ – скорость турбулентных движений, Ω – угловая скорость). Отличительная особенность проблемы состоит в том, что в спиральной турбулентной *энтрофия* – квадрат вихря скорости $(\text{rot} \mathbf{u})^2$ – переносится вдоль пространственного спектра от крупномасштабных к мелкомасштабным движениям, однако *энергия* турбулентных скоростей – величина, пропорциональная квадрату скорости (u^2) – может переноситься в противоположном направлении – от мелких масштабов к крупным. Последнее приводит к появлению энергоемких макромасштабных вихревых гидродинамических и магнитных структур. В научной литературе этот феномен получил название обратного (инверсного) каскада энергии турбулентных движений (см., например, работы [2, 10-13]). Ключевую роль в возникновении инверсного каскада энергии играют устойчивые (долгоживущие) усредненные мелкомасштабные спиральные движения $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \rangle$ ($\langle \rangle$ – операция усреднения по пространственным L или временным T масштабам, превышающим характерные размеры l или времена корреляции τ мелкомасштабных турбулентных пульсаций ($L \gg l$, $T \gg \tau$) [14]). Усредненная спиральность порождает тенденцию к слиянию мелких вихрей [12, 13], поэтому этот процесс соответствует свойствам отрицательной диффузии, суть которой состоит в поддержании или даже возрастании разности скоростей турбулентного течения [20].

Остановимся несколько подробнее на природе отрицательной турбулентной магнитной диффузии, открытой Крайчаном [11-13] в результате численных экспериментов. Эффект возникает в сильно завихренной турбулентной высокопроводящей жидкости, находящейся в неоднородном крупномасштабном магнитном поле $\mathbf{B}$. Важной характеристикой нового явления служит время существования τ_2 усредненных спиральных вихрей $\langle \mathbf{u} \cdot \text{rot} \mathbf{u} \rangle$ (здесь и далее мы используем обозначения характерных времен различных турбулизированных структур согласно статьям Крайчана [12, 13]). Каждый вихрь с большой собственной спиральностью Крайчаном моделировался дрейфующим

циклоном с параметрами конвективных ячеек l и u , при этом очень важным было то, чтобы отдельные вихри существовали в течение времени τ_2 , большего характерного времени жизни $\tau_1 \approx l/u$ самих ячеек. Количество поднимающихся и опускающихся спиральных вихрей с противоположными направлениями вращения было одинаковым, так что усредненная по достаточно протяженному масштабу полная спиральность $\langle \alpha \rangle \sim \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle$ была равна нулю. Поэтому генерация крупномасштабного магнитного поля не происходила. Однако была отличной от нуля усредненная величина $\langle \alpha^2 \rangle$. Если выполняется условие $\langle \alpha^2 \rangle \neq 0$ в течение длительного времени, то устойчивая турбулентная спиральность обладает удивительным, на первый взгляд, свойством "стягивать" присутствующие магнитные поля, а не рассеивать их. Крайчнан [12, 13] назвал это явление мелкокомасштабным α^2 -эффектом. Оно напоминает мелкокомасштабное динамо в том смысле, что оно увеличивает энергию и упорядочивает магнитное поле (самоорганизация замагниченной турбулентной плазмы). Для неустойчивого возрастания локального магнитного поля необходимо, чтобы время поддержания τ_2 устойчивой спиральности турбулентных пульсаций превышало в два-три раза время корреляции τ_1 турбулентного поля скоростей u . Это значит, что изменение спиральности должно быть медленным по сравнению со корреляционным временем существования ячеек τ_1 . Иными словами, каждый вихрь должен обладать сильной собственной спиральностью в течение длительного времени τ_2 , чтобы за время поддержания спиральности жидкость в ячейке успела описать большой угол поворота (хотя бы $\sim \pi$). Для описания характерного времени циркуляции вещества в конвективных ячейках Крайчнан использовал обозначение τ_0 , которое в конкретных физических условиях может быть большим, равным или меньшим времени существования τ_1 самой ячейки. Крайчнан проводил исследования для поля скоростей при умеренных и больших числах Рейнольдса, когда выполняется условие $\tau_1 \approx \tau_0$ (т.е., за время существования ячейки циркуляция вещества в ней совершает полный оборот). Поскольку согласно нашим расчетам [5] числа Рейнольдса в СКЗ достигают больших значений (порядка 10^{13}), мы считаем правомерным применить результаты численных экспериментов Крайчнана (соответствующих условиям $\tau_2 > \tau_1$, $\tau_1 \approx \tau_0$) для изучения турбулентных процессов в СКЗ. Итак, отрицательный коэффициент турбулентной магнитной диффузии можно в принципе получить, если специально задать достаточно большее время поддержания устойчивых спиральных флуктуаций. Турбулентность в фотосфере и конвекция в подфотосферных слоях в присутствии магнитного поля могут иметь разные режимы, но в то же время обладают заметной упорядоченностью, при которой для турбулентных пульсаций характерна существенная иерархия масштабов, скоростей и корреляционных времен [3, 8, 9]. Это позволяет надеяться, что нам удастся подыскать приемлемый вариант параметров турбулентной конвекции, при котором в солнечных слоях может проявиться отрицательная турбулентная магнитная диффузия.

Согласно Крайчнану [12, 13] эволюция во времени усредненного магнитного поля $\langle \mathbf{B} \rangle$ вследствие турбулентной диффузии и устойчивой турбулентной спиральности подчиняется уравнению

$$\partial \langle \mathbf{B} \rangle / \partial t = \eta_T \Delta \langle \mathbf{B} \rangle + \tau_2 \text{rot} (\langle \alpha \text{rot} \alpha \rangle \langle \mathbf{B} \rangle). \quad (1)$$

Если использовать векторные тождества для раскрытия операторов $\text{rot} (\alpha \mathbf{B})$ и $\text{rot rot } \mathbf{B}$, то уравнение (1) приобретает вид,

$$\partial \langle \mathbf{B} \rangle / \partial t = (\eta_T - \tau_2 \langle \alpha^2 \rangle) \Delta \langle \mathbf{B} \rangle. \quad (2)$$

где

$$\eta_T \approx (1/3) ul \approx (1/3) \tau_1 u^2 - \quad (3)$$

коэффициент турбулентной диффузии скалярного поля; $u = (\langle u^2 \rangle)^{1/2}$ и l – среднеквадратичная эффективная скорость и длина пути перемешивания турбулентного поля скоростей u , связанные со временем жизни турбулентных ячеек соотношением $\tau_1 \approx l/u$. Первый член справа в уравнении (2) описывает турбулентную диффузию, которая сглаживает магнитные неоднородности, тогда как второй описывает изменение магнитного поля вследствие мелкокомасштабного α^2 -эффекта. Его отрицательный знак означает неустойчиво возрастающую концентрацию векторного магнитного поля. Обозначим величину $(-\tau_2 \langle \alpha^2 \rangle)$ как

$$\eta_T^\alpha \approx -\tau_2 \langle \alpha^2 \rangle \quad (4)$$

и будем называть его коэффициентом отрицательной турбулентной магнитной диффузии векторного магнитного поля, обусловленной спиральностью турбулентных вихрей. Параметр гидродинамической спиральности α в стратифицированных по плотности турбулизированных конвективных оболочках астрофизических тел [14] обычно описывается параметром

$$\alpha \approx -(\tau_1/3) \langle \mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \rangle \approx -(2/3) l^2 \Omega \lambda, \quad (5)$$

где Ω – угловая скорость, а $\lambda = \nabla \rho / \rho$ – высота однородной атмосферы по плотности ρ . Введем еще одно обозначение

$$\eta_T^* = \eta_T + \eta_T^\alpha \approx (1/3) \tau_1 u^2 - \tau_2 \langle \alpha^2 \rangle, \quad (6)$$

равное величине суммарной подавленной турбулентной диффузии векторного магнитного поля, и назовем его эффективным коэффициентом турбулентной магнитной диффузии. Из уравнения (4) видно, что отличный от нуля в течение длительного времени τ_2 усредненный квадрат спиральности $\langle \alpha^2 \rangle$ вызывает рост отрицательного значения коэффициента спиральной диффузии η_T^α . Согласно уравнению (6) это приводит к уменьшению эффективного коэффициента диффузии η_T^* по сравнению со значением обычной турбулентной диффузии η_T . И если время корреляции флуктуаций спиральности τ_2 в два-три раза превышает время существования турбулентных вихрей $\tau_1 \approx l/u$ (циркуляция жидкости в спиральном вихре за это время успевает составить большой угол), то отрицательное значения η_T^α может превысит положительную величину η_T . В результате, эффективный коэффициент магнитной турбулентной диффузии η_T^* может уменьшиться до отрицательного значения [12, 13]. Отрицательный знак коэффициента η_T^* означает преобладание мелкокомасштабного α^2 -эффекта в создании магнитных неоднородностей по сравнению с обычной турбулентной диффузией, которая сглаживает магнитные неоднородности. Именно мелкокомасштабный α^2 -эффект, в конечном итоге, обуславливает неустойчиво возрастающую со временем концентрацию векторного магнитного поля в изолированные дискретные структуры (самоорганизация относительно слабого начального непрерывного магнитного поля).

Как показал Паркер [17], отрицательный вклад спиральности в эффективный коэффициент турбулентной диффузии квадратичен по углу поворота Φ конвективных ячеек (поскольку $\langle \alpha^2 \rangle \sim \Phi^2$) и становится существенным при $\Phi > 1$ радиан. Поэтому, чем больший угол поворота, тем больший отрицательный вклад. Во вращающихся небесных телах для возникновения эффекта отрицательной диффузии важное значение имеет величина угловой скорости Ω , от которой зависят углы поворота Φ (спиральное закручивание магнитных силовых линий в конвективных ячейках). Угол закручивания определяется величиной $\Phi = \Omega \tau_2 = 2\pi\tau_2/T$, где T – период вращения небесного тела. Поскольку для возникновения отрицательной турбулентности необходима устойчива спиральность отдельных вихрей ($\langle \alpha^2 \rangle \neq 0$) в течение длительного времени τ_2 , то во вращающихся телах это ведет к требованию больших углов поворота ($\Phi \geq \pi$) магнитных силовых линий [17]. Очевидно, можно ожидать выполнения условия $\Phi \geq \pi$ в быстровращающихся космических телах, которые успевают совершить много оборотов за время жизни отдельного спирального вихря τ_2 . В связи с этим рассмотрим вопрос о возможности выполнения этого условия в различных слоях солнечной плазмы. Поскольку на сегодняшний день нет информации о времени τ_2 поддержания спиральности турбулентных пульсаций $\langle \alpha^2 \rangle$, то для расчетов в первом приближении мы принимаем гипотезу, что время τ_2 совпадает со временем существования турбулентных ячеек $\tau_1 \approx l/u$.

Фотосферные слои. Основные турбулентные характеристики поля скоростей для наблюдаемых на солнечной поверхности конвективных ячеек разных ярусов соответственно составляют: гранулы – $l \approx 300\text{--}2000$ км, $\tau_1 \approx 10^3$ с [5], мезограулы – $l \approx 5\text{--}10$ тис. км, $\tau_1 \approx 10^4$ с [16], супергранулы – $l \approx 20\text{--}30$ тис. км, $\tau_1 \approx 10^5$ с [18]. Рассчитанные углы поворота оказываются меньшими единицы: $\Phi = \Omega\tau_1 = 2\pi\tau_1/T \leq 0,3$ рад, что свидетельствует об относительно слабом спиральном закручивании конвективных ячеек. Поэтому явление отрицательной магнитной диффузии не дает существенного вклада в самоорганизацию (фрагментацию) магнитных полей в поверхностных слоях Солнца.

Таблица 1. Параметры турбулентности и угол закручивания Φ конвективных ячеек под действием силы Кориолиса для двух моделей СКЗ

Модель СКЗ Спруита (1977) [19]					Модель СКЗ Стикса (2002) [21]				
z (10^3 км)	u (см/с)	l (см)	τ_1 (с)	Φ (рад)	z (10^3 км)	u (см/с)	l (см)	τ_1 (с)	Φ (рад)
100	$5,8 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^9$	$8,6 \cdot 10^5$	2,7	100	$7,4 \cdot 10^3$	$4,7 \cdot 10^9$	$6,4 \cdot 10^5$	2,0
135	$4,8 \cdot 10^3$	$6,3 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^6$	4,1	135	$5,9 \cdot 10^3$	$6,0 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^6$	3,1
160	$3,9 \cdot 10^3$	$7,4 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^6$	6,0	165	$4,4 \cdot 10^3$	$6,9 \cdot 10^9$	$1,6 \cdot 10^6$	5,0
170	$3,5 \cdot 10^3$	$7,7 \cdot 10^9$	$2,2 \cdot 10^6$	6,9	170	$4,0 \cdot 10^3$	$7,0 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^6$	5,7
180	$2,9 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^9$	$2,8 \cdot 10^6$	8,8	175	$3,4 \cdot 10^3$	$7,1 \cdot 10^9$	$2,1 \cdot 10^6$	6,6
190	$2,0 \cdot 10^3$	$8,3 \cdot 10^9$	$4,2 \cdot 10^6$	13,2	180	$2,6 \cdot 10^3$	$7,1 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^6$	8,7

Конвективная зона. Посмотрим теперь, какая ситуация складывается в глубинах Солнца. Для этого воспользуемся характеристиками конвекции из моделей СКЗ Спруита [19] и Стикса [21]. В таблице 1 представлены результаты наших расчетов значений $\tau_1 \approx l/u$ и $\Phi = 2\pi\tau_1/T$ на основании параметров u и l , взятых из упомянутых моделей. Чрезвычайно важно, что в нижней части СКЗ (начиная с глубин $z \approx 160$ тыс. км) рассчитанные характерные времена существования конвективных ячеек ($\tau_1 > 10^6$ с) становятся сравнимыми с периодом вращения Солнца $T \approx 2 \cdot 10^6$ с. Поэтому вследствие силы Кориолиса в этой области появляется возможность спирального закручивания ячеек на большие углы ($\Phi \approx 4\text{--}13$ рад), которые превосходят величину π . Это позволяет надеяться на благоприятные условия для возбуждения здесь негативной турбулентной диффузии.

В таблице 2 представлены результаты расчеты параметров α , η_T , η_T^α и η_T^* в глубоких конвективных слоях. Видно, что вблизи дна СКЗ ($z \geq 170$ тыс. км) величина отрицательного коэффициента спиральной диффузии $\eta_T^\alpha \approx -(2\text{--}3) \cdot 10^{12}$ см²/с достигает одной трети величины положительного коэффициента турбулентной диффузии скалярного поля $\eta_T \approx (6\text{--}9) \cdot 10^{12}$ см²/с ($\eta_T^\alpha \approx -0,3\eta_T$). Поэтому коэффициент суммарной турбулентной диффузии магнитного поля оказывается существенно подавленным: $\eta_T^* = \eta_T + \eta_T^\alpha \approx 0,7\eta_T$. Согласно вышеизложенной концепции это должно ощутимо способствовать в глубинных слоях СКЗ самоорганизации магнитных полей в изолированные МСТ.

Таблица 2. Параметр спиральности и коэффициенты турбулентной диффузии в глубоких слоях для двух моделей СКЗ

Модель СКЗ Спруита (1977) [19]					Модель СКЗ Стикса (2002) [21]				
Z (10^3 км)	α (см/с)	η_T (см ² /с)	η_T^α ($\tau_2 \approx \tau_1$) (см ² /с)	η_T^* ($\tau_2 \approx \tau_1$) (см ² /с)	Z (10^3 км)	α (см/с)	η_T (см ² /с)	η_T^α ($\tau_2 \approx \tau_1$) (см ² /с)	η_T^* ($\tau_2 \approx \tau_1$) (см ² /с)
160	$-1,3 \cdot 10^3$	$9,6 \cdot 10^{12}$	$-3,2 \cdot 10^{12}$	$6,4 \cdot 10^{12}$	165	$-1,5 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{13}$	$-3,4 \cdot 10^{12}$	$6,6 \cdot 10^{12}$
170	$-1,2 \cdot 10^3$	$9,0 \cdot 10^{12}$	$-3,0 \cdot 10^{12}$	$6,0 \cdot 10^{12}$	170	$-1,3 \cdot 10^3$	$9,3 \cdot 10^{12}$	$-3,2 \cdot 10^{12}$	$6,1 \cdot 10^{12}$
180	$-9,7 \cdot 10^2$	$7,7 \cdot 10^{12}$	$-2,6 \cdot 10^{12}$	$5,1 \cdot 10^{12}$	175	$-1,1 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^{12}$	$-2,7 \cdot 10^{12}$	$5,3 \cdot 10^{12}$
190	$-6,7 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^{12}$	$-1,9 \cdot 10^{12}$	$3,4 \cdot 10^{12}$	180	$-8,7 \cdot 10^2$	$6,2 \cdot 10^{12}$	$-2,0 \cdot 10^{12}$	$4,2 \cdot 10^{12}$

Представляет интерес вопрос, каким должно быть время τ_2 для того, чтобы коэффициент отрицательной спиральной диффузии $\eta_T^\alpha \approx -\tau_2 \alpha^2$ был способен полностью скомпенсировать величину обычной турбулентной диффузии $\eta_T \approx (1/3)\tau_1 u^2$ и даже привести к отрицательной суммарной диффузии η_T^* (т.е., чтобы выполнялось условие $\eta_T + \eta_T^\alpha \leq 0$). Расчеты дают следующую оценку по порядку величины: $\tau_2 \geq 3\tau_1$ (или же $\tau_2 \geq 3T$, поскольку в нижней части СКЗ $\tau_1 \approx T$, см. Табл. 1). Поэтому для установления решающей роли мелкомасштабного α^2 -эффекта в самоорганизации солнечного магнетизма необходимы поиски в солнечных недрах устойчивых спиральных структур, время существования которых в два-три раза превышает период вращения Солнца.

Выводы. Таким образом, выполненные нами расчеты с использованием турбулентных параметров двух моделей СКЗ показали, что в глубоких слоях (где число Кориолиса $\omega = 2\tau_1\Omega$ значительно больше единицы) конвективные ячейки могут закручиваться на достаточно большие углы, необходимые для весомого отрицательного вклада спиральной турбулентности в суммарную турбулентную диффузию магнитного поля. Поэтому мелкомасштабный α^2 -эффект вблизи дна СКЗ способствует созданию благоприятных условий для возбуждения отрицательной спиральной турбулентной магнитной диффузии. В предположении, что время существования спиральных структур τ_2 совпадает по величине со временем жизни конвективных ячеек τ_1 , рассчитанные значения коэффициента спиральной турбулентной диффузии η_T^α достигают здесь одной трети величины коэффициента положительной турбулентной диффузии η_T . Согласно идеологии о важной роли негативной турбулентной диффузии в самоорганизации замагниченной плазмы это должно в заметной степени содействовать концентрации изначально слабых непрерывных магнитных полей в тонкие изолированные МСТ. Для прогресса в исследуемой проблеме важны экспериментальные гелиосейсмологические поиски в солнечных глубинах устойчивых долгоживущих спиральных структур.

Список використаних джерел:

1. Зельдович Я.Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости// ЖЭТФ. – 1956. – 31. – С.154-156.
2. Зимин В.Д., Фрик П.Г. Турбулентная конвекция. – М.: Наука. – 1988. – 174 с.
3. 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.
4. Криводубский В.Н. О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы// Солн. данные. – 1982. – №7. – С.99-109.
5. Прист Э.Р. Солнечная электродинамика. – М.: Мир. – 1985. – 592 с.
6. Рабинович М.И., Сушик М.М. Когерентные структуры в турбулентных течениях// Нелинейные волны: Самоорганизация. – М.: Наука. – 1983. С.56-85.
7. Haken H. Advanced Synergetics. – Berlin – Heidelberg – New York – Tokyo: Springer-Verlag. – 1983. – 356 p.
8. Getling A.V., Buchnev A.A. Some structural features of the convective-velocity field in the solar photosphere// Astronomy Reports. – 2010. – 54. – P.254-259.
9. Gibson E.G. The Quiet Sun. – Washington: Scientific and Technical Information Office, NASA. – 1973.
10. Frisch U., Pouquet A., Léorat L., Mazure A. Possibility of an inverse cascade of magnetic helicity in magnetohydrodynamic turbulence// Journ. Fluid Mech. – 1975 – 68. – P.769-778.
11. Kraichnan R.H. Helical turbulence and absolute equilibrium// J. Fluid Mech. – 1973. – 59. – P. 745-752.
12. Kraichnan R.H. Diffusion of weak magnetic fields by isotropic turbulence // J. Fluid Mech. – 1976a. – 75. – P. 657-676.
13. Kraichnan R.H. Diffusion of passive-scalar and magnetic fields by helical turbulence// J. Fluid Mech. – 1976b. – 77. – P. 753-774.
14. Krause F., Rädler K.-H. Mean-Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory// Berlin: Akademie-Verlag. – 1980.
15. Krivodubskii V.N. Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. – 2012. – 28, No.5. – P.232-238.
16. November L.J., Toomre J., Gebbie K.V., Simon G.W. The detection of mesogranulation on the Sun//Astrophys. J. – 1981. – 245L. – P.L123-L126.
17. Parker E.N. Cosmic Magnetic Fields. – Oxford: Oxford University Press. – 1979.
18. Simon G.W., Leighton R.B. Velocity fields in the solar atmosphere. III. Large-scale motions, the chromospheric network, and magnetic fields //Astrophys. J. – 1964. – 140. – P.1120-1147.
19. Spruit H. //A convection zone model/Magnetic flux tubes and transport of heat in the convection zone of the Sun. Thesis. – Utrecht: Univ. Utrecht. – 1977. – P.17-34.
20. Starr V.P. Physics of Negative Viscosity Phenomena. – Toronto London Sydney: McGraw-Hill Book Company. – 1968.
21. Stix M. The Sun. 2nd edition. Berlin: Springer-Verlag. – 2002.
22. Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D. Magnetic Fields in Astrophysics. – New York: Gordon and Breach. – 1983.

Надійшла до редколегії 09.12.13

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

ПРО САМООРГАНІЗАЦІЮ МАГНІТНИХ ПОЛІВ В СОНЯЧНІЙ ТУРБУЛЕНТНІЙ ПЛАЗМІ

Проаналізовано роль негативної турбулентної дифузії в утворенні дискретних магнітних полів у сонячній конвективній зоні (СКЗ). Підкреслено, що спіральні рухи під обертається конвективною турбулентністю сприяють виникненню зворотного каскаду перенесення енергії від дрібномасштабних до великомасштабних пульсацій (дрібномасштабний α^2 – ефект Крайчнана). Останній ефект викликає зменшення сумарного коефіцієнта турбулентної магнітної дифузії. При спеціально підібраних характеристиках спіральності це може призвести до негативної сумарної турбулентної дифузії, яка викликає "стягання" однорідного магнітного поля в ізолювані структури. Проведені нами розрахунки для двох моделей СКЗ показали, що в глибинних шарах існують сприятливі умови для порушення ефекту спіральної негативної турбулентної дифузії. Це повинно значною мірою сприяти самоорганізації спочатку слабких безперервних магнітних полів в тонкі ізолювані магнітні силові трубки.

Ключові слова: магнітні поля, сонячна конвективна зона.

V. Krivodubskij, Dr. Phys. and Math. Sciences.
Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv

ON THE SELF- ORGANIZATION OF MAGNETIC FIELDS IN THE SOLAR TURBULENT PLASMA

The role of negative turbulent diffusion in the formation of discrete magnetic fields in the solar convection zone (SCZ) was studied. It was emphasized that the helical motions in the rotating convective turbulence contribute to the emergence of the inverse cascade of energy transfer from small-scale to large-scale pulsations (small-scale α^2 -effect by Kraichnan). The latter effect causes a decrease in the total coefficient of turbulent magnetic diffusion. With specially fitted characteristics of the helicity it can lead to negative total turbulent diffusion, which causes a "contraction" of the uniform magnetic field in the isolated structure. Our calculations for the two models of the SCZ showed that in the deep layers, there are favorable conditions for the emergence of helical negative turbulent diffusion effect. This would greatly facilitate the self-organization of the initially weak continuous magnetic fields in the thin isolated magnetic flux tubes.

Key words: magnetic fields, the Solar convection zone.