

УДК 523.98

В. Н. Криводубский

Астрономическая обсерватория
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко
ул. Обсерваторная 3, Киев, 04053
krivod2@ukr.net

О мелкомасштабном τ_2 -эффекте Крейчнана в конвективной зоне Солнца

Сделан обзор явлений самоорганизации макроскопических структур в природе, обусловленных отрицательной турбулентной вязкостью, суть которой состоит в передаче энергии спирального турбулентного движения от мелких вихрей к крупным (т.н. обратный каскад энергии). Рассмотрен эффект спиральной отрицательной турбулентной диффузии (мелкомасштабный τ_2 -эффект Крейчнана), возникающий в сильно завихренной турбулентной высокопроводящей жидкости, находящейся в неоднородном крупномасштабном магнитном поле. Этот эффект обладает свойством «стягивать» непрерывные магнитные поля в дискретные структуры. Проведенные нами расчеты для двух моделей солнечной конвективной зоны показали, что в глубинных слоях есть благоприятные условия для возбуждения эффекта спиральной отрицательной турбулентной диффузии. В предположении, что время жизни τ_2 спиральных структур равно времени жизни τ_1 конвективных ячеек, рассчитанные значения коэффициента спиральной отрицательной магнитной турбулентной диффузии достигают двух третей величины коэффициента положительной турбулентной диффузии τ_+ . Это должно в значительной степени содействовать самоорганизации изначально слабых непрерывных магнитных полей в тонкие изолированные магнитные силовые трубки.

ПРО МАЛОМАСШТАБНИЙ τ_2 -ЕФЕКТ У КОНВЕКТИВНІЙ ЗОНІ СОЛНЦЯ, Криводубський В. Н. — Зроблено огляд явищ самоорганізації макроскопічних структур в природі, зумовлених негативною турбулентною в'язкістю, сутність якої полягає в передачі енергії спіральних турбулентних рухів від малих масштабів до великих (т. з. зворотний каскад енергії). Розглянуто ефект спіральної негативної турбулентної дифузії (маломасштабний τ_2 -ефект Крейчнана), який виникає в сильно завихреній турбулентній високопровідній рідині, що

перебуває в неоднорідному великомасштабному магнітному полі. Цей ефект має властивість «стягувати» неперервні магнітні поля в дискретні структури. Проведені нами розрахунки для двох моделей сонячної конвективної зони показали, що у глибинних шарах є сприятливі умови для збудження ефекту спіральної негативної турбулентної дифузії. У припущенні, що час життя τ_2 спіральних структур дорівнює часові життя τ_1 конвективних комірок, розраховані значення коефіцієнта спіральної негативної магнітної турбулентної дифузії τ досягають двох третіх величини коефіцієнта позитивної турбулентної дифузії τ . Значною мірою це має сприяти самоорганізації первісно слабких неперервних магнітних полів у тонкі ізольовані магнітні силові трубки.

ON THE SMALL-SCALE ALPHA-SQUARED EFFECT IN THE CONVECTION ZONE OF THE SUN, by Krivodubskij V. N. — We give a review of self-organization phenomena of the macroscopic structures in nature which are caused by negative turbulent viscosity, the essence of which is the transfer of the energy of the helical turbulent motions from small eddies to large ones. The effect of the helical negative turbulent diffusion (small-scale α^2 -effect by Kraichnan) arising in the strong helical turbulent highly-conductive liquid in the large-scale inhomogeneous magnetic field is considered. The effect has the property to “pull” continuous magnetic field in the discrete structures. Our calculations for the two models of the solar convection zone showed that in the deep layers there are favorable conditions for the emergence of helical negative turbulent diffusion effect. Under the assumption that the lifetime of helical structures τ_2 is equal to the lifetime of convective cells τ_1 , the calculated values of the coefficient of negative helical magnetic turbulent diffusion τ reach two-thirds of the positive value of the turbulent diffusion coefficient τ . This would be favourable to the self-organization of the initially weak continuous magnetic fields in the thin isolated magnetic flux tubes.

Введение. Наблюдения демонстрируют удивительную тенденцию поверхностных солнечных магнитных полей проявляться в виде широко разнесенных изолированных магнитных силовых трубок (МСТ) одинаковой полярности. Поэтому необходимо понять, как могут возникать униполярные магнитные структуры в условиях взаимного отталкивания полей одной полярности. Общепринято считать, что наблюдаемые на поверхности магнитные поля являются результатом всплытия сильных полей, генерируемых в солнечных глубинах механизмом динамо. Большинство исследователей полагают, что наблюдаемый поверхностный феномен отражает глубинные МГД-процессы. Вместе с тем имеются доводы в пользу того, что дискретные конфигурации МСТ могут поддерживаться явлениями поверхностного характера.

В последние десятилетия на основе численного моделирования было предложено несколько механизмов конвективной неустойчивости

ти вертикально направленных МСТ, вынесенных из подфотосферных слоев на поверхность [60, 66]. В результате численного моделирования было показано, что тонкие МСТ при определенной величине магнитного поля становятся неустойчивыми и переходят в состояния либо уменьшения магнитного поля при движениях плазмы вверх в окрестности МСТ, либо увеличения поля при движениях плазмы вниз. Важно, что направленные вниз конвективные потоки вещества способствуют образованию нового равновесного состояния МСТ с повышенной магнитной индукцией (до 0.1...0.2 Тл). Последний процесс получил название конвективного коллапса МСТ [60]. В работе [53] на основе анализа наблюдений с помощью инфракрасного поляриметра на о. Тенерифе, Испания получено подтверждение механизма конвективного коллапса. Впоследствии солнечный оптический телескоп, установленный на спутнике «Хиноде», позволил непосредственно наблюдать теоретически предсказанный процесс конвективного коллапса. Вначале было обнаружено одиночное наблюдательное подтверждение формирования МСТ (с величиной магнитной индукции до 0.2 Тл) вследствие конвективной неустойчивости в фотосфере [39]. Затем было статистически проанализировано 49 подобных наблюдаемых явлений в высоких фотосферных и хромосферных слоях. В случае трех четвертей зафиксированных событий наблюдалось движение вещества вниз (в течение приблизительно 10 мин) и увеличение магнитного поля до 0.165 Тл [23]. Таким образом, на основе механизма конвективной неустойчивости удалось смоделировать поддержание равновесного состояния вынесенных из глубоких слоев на поверхность изолированных МСТ в процессе их эволюции, которое подтвердилось как наземными наблюдениями, так и наблюдениями с помощью телескопа на космическом аппарате.

Однако остается предметом дискуссии вопрос о том, находится ли солнечное магнитное поле всегда в состоянии силовых дискретных трубок или же МСТ образуются из крупномасштабного диффузного поля? В связи с этим необходимо установить, вследствие каких эффектов происходит начальная концентрация поля в МСТ. Исходя из энергетических соображений, кажется очевидным, что процессы первичного образования МСТ должны зарождаться вследствие гидродинамических движений в глубинных слоях солнечной конвективной зоны (СКЗ) — здесь плотность кинетической энергии движений значительно превышает плотность магнитной энергии. В то же время, как уже упоминалось, наблюдения свидетельствуют, что эти процессы могут происходить и в поверхностных слоях. Поэтому необходимо искать ответ на вопрос, какие конкретные механизмы, и в каких слоях приводят к фрагментации магнитных полей.

Поскольку на Солнце поле скоростей естественно разделено на крупномасштабную (регулярную) скорость U , отвечающую солнечному вращению, и мелкомасштабную турбулентную конвекцию u , то для изучения перестройки солнечных магнитных полей в СКЗ можно привлечь методы макроскопической магнитогидродинамики (МГД) [5, 39, 52, 68]. Макроскопическая МГД основана на двухмасштабном

подходе (разделении масштабов) к исследуемым физическим параметрам и уравнениям и изучает поведение усредненных физических параметров. Операция усреднения физических величин ведется по промежуточным пространственным или временным масштабам (a и t), превышающим характерные размеры l или времена мелкомасштабных турбулентных пульсаций, но значительно меньших глобальных пространственных и временных масштабов (L и T) исследуемого объекта ($L \gg a \gg l, T \gg t \gg$). Далее операция усреднения будет обозначаться угловыми скобками $\langle \dots \rangle$.

Уравнения усредненных параметров содержат член, который описывает т. н. макроскопический турбулентный диамагнетизм [5, 7, 52, 67]. Его физическая суть состоит в вытеснении крупномасштабного магнитного поля из участков с повышенной интенсивностью турбулентных пульсаций в места с менее развитой турбулентностью вдоль градиента турбулентной вязкости. В нашей недавней работе [44] было показано, что турбулентный диамагнетизм играет существенную роль в обеспечении длительной стабильности солнечных пятен. Мы приняли во внимание различие интенсивностей турбулентных пульсаций в тени пятна (где турбулентные пульсации подавлены сильным магнитным полем) и в окружающей пятно плазме без магнитных полей. Наличие различных режимов турбулентности приводит к конкуренции двух противоположно направленных процессов переноса магнитного поля в горизонтальной плоскости. Магнитное просачивание наружу из пятна (благодаря относительно слабой турбулентной диффузии) компенсируется противоположно направленным более сильным переносом поля вследствие интенсивных турбулентных пульсаций вне пятна (поперечный турбулентный диамагнетизм). Последний эффект обеспечивает длительное удержание магнитных полей пятен в виде вертикальных изолированных МСТ.

Вместе с тем до сих пор остается не проясненным до конца вопрос о физических явлениях, ответственных за начальное образование изолированных магнитных структур. Мы полагаем, что в решении проблемы первичного образования изолированных магнитных структур важную роль могут сыграть результаты численных экспериментов Крейчнана [36—38], которые показали, что мелкомасштабная турбулентная диффузия с учетом спиральных движений может способствовать фрагментации непрерывных магнитных полей в дискретные структуры. Выявленные при моделировании свойства спиральных турбулизованных движений соответствует признакам отрицательной вязкости [61], способной поддерживать разность скоростей турбулентного течения. В настоящей работе сделан обзор явлений самоорганизации в природе, обусловленных отрицательной турбулентной вязкостью среды. Затем мы проанализировали, как эффект отрицательной турбулентной вязкости, возникновение которой связано со спиральностью поля скоростей, может повлиять на формировании дискретных МСТ на начальной стадии их образования в различных слоях СКЗ.

Турбулентная диффузия скалярного и векторного полей. Как известно, турбулентная вязкость в отличие от молекулярной вязкости описывает не физические свойства жидкости и газов, а статистические свойства их турбулентных движений. Под действием турбулентного поля скоростей \mathbf{u} частицы скалярного поля вещества, например примесь дыма, со временем рассеиваются (диффундируют) по пространству. Исследование турбулентной диффузии ведется в приближении длины пути перемешивания Прандтля. Вследствие высокой электрической проводимости, характерной для астрофизических условий, космические магнитные поля \mathbf{V} всегда оказываются замороженными в турбулентную среду и поэтому подвержены таким же пульсациям, как и вещество. В результате взаимодействия турбулентных пульсаций скорости \mathbf{u} с магнитным полем \mathbf{V} возбуждается мелкомасштабное магнитное поле

$$\mathbf{b} = \text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{V})/c. \quad (1)$$

Поэтому магнитное поле, подобно турбулентной диффузии вещества, со временем также рассеивается (диффундирует) по пространству, т. е. подвержено турбулентной магнитной диффузии. По аналогии с турбулентной диффузией скалярного поля исследование турбулентной диффузии векторной величины — индукции магнитного поля — также ведется в рамках теории длины пути перемешивания.

В быстро вращающихся космических телах возникает новый эффект, связанный со спиральностью турбулентных движений, который может уменьшить величину турбулентной магнитной диффузии в такой мере, что она станет отрицательной. Как будет показано ниже, именно этот эффект может содействовать сжатию магнитных полей в изолированные МСТ.

Общеизвестно, что в приближении теории длины перемешивания величина коэффициента турбулентной вязкости среды определяется выражением

$$\nu = u l / 3 = u^2 / 3 (1/3) l^2 / \tau, \quad (2)$$

где средняя квадратичная эффективная скорость $u = \sqrt{\langle u^2 \rangle}$, характерный масштаб l (длина пути перемешивания) и время корреляции турбулентного поля скоростей \mathbf{u} связаны соотношением $\tau = l/u$. В соответствии с приведенным выше замечанием о природе магнитной диффузии мелкомасштабного поля \mathbf{b} в турбулентной среде мы в дальнейшем будем полагать, что коэффициент τ диффузии векторного магнитного поля совпадает с коэффициентом τ турбулентной вязкости (диффузии скалярного поля) ($\tau = \tau$). Поэтому для описания магнитной диффузии в турбулизированной плазме правомерно использовать выражение (2).

Важнейшим признаком режима развитой турбулентности служит наличие широкого интервала масштабов, в которых имеет место каскадный перенос квадратичных пространственно-временных характеристик турбулентности [2, 24]. Если турбулентность получает энергию от среднего движения, то турбулентная вязкость будет положительной, если же турбулентность черпает энергию из других источ-

ников и поддерживает средний поток, то турбулентная вязкость будет отрицательной [61]. В течение длительного времени среди исследователей бытовало порожденное наблюдениями убеждение, что развитая турбулентность в природных средах всегда разрушает структуры всех видов. Однако со временем наступило понимание, что при определенных условиях мелкомасштабная турбулентность может породить упорядоченные макроскопические структуры [8, 16, 28].

Физические процессы, впервые описанные Лебединским [14], Бирманом [18] и Паркером [47], представляли собой примеры явлений, при которых мелкомасштабная несимметричная турбулентность приводит к возникновению макроскопических гидродинамических и магнитных астрофизических структур. Последующие за упомянутыми пионерскими работами интенсивные теоретические исследования и численные эксперименты прояснили физическую суть выявленного феномена. Было показано, что при определенных условиях в турбулентной плазме энтрофия — средний квадрат вихря скорости $(\text{rot } \mathbf{u})^2$ — переносится вдоль пространственного спектра от крупномасштабных движений к мелкомасштабным, тогда как энергия турбулентных скоростей — величина, пропорциональная квадрату скорости (u^2) — может переноситься в противоположном направлении от мелких масштабов к крупным. В научной литературе [1, 8, 15, 24, 25, 36—38]) последний феномен получил название обратного каскада энергии турбулентных движений. В обратном каскаде энергия вихревого движения затрачивается на поддержание среднего потока, что приводит к появлению энергоемких макромасштабных вихревых структур. Это и есть эффект отрицательной турбулентной вязкости. Вопрос о возникновении отрицательной вязкости в МГД-турбулентности исследован в работе [54].

Важную роль в возникновении инверсного каскада энергии играют устойчивые мелкомасштабные спиральные движения $(\mathbf{u} \text{ rot } \mathbf{u})$. Гидродинамической спиральной турбулентностью называют движения, для которых усредненная корреляция отлична от нуля: $\mathbf{u} \text{ rot } \mathbf{u}$

0. Вначале Паркер [47], а затем Брагинский [3] показали, что несимметричные (спиральные) движения могут возбуждать магнитное поле. Позже Штеенбек, Краузе и Рэдлер [64] математически доказали, что зеркально-несимметричные мелкомасштабные движения служат эффективным генератором крупномасштабного магнитного поля. Спиральность является абсолютно природным явлением, неизменно возникающем под влиянием силы Кориолиса $2[\mathbf{u} \text{ rot } \mathbf{u}]$ (вектор — угловая скорость) в гравитационном поле в охваченных турбулентностью вращающихся системах [39, 68]. В частности, в конвективных зонах небесных тел турбулентные пульсации всегда носят спиральный характер. Чрезвычайно актуально, что усредненная спиральность турбулентного поля мелкомасштабных скоростей $\mathbf{u} \text{ rot } \mathbf{u}$ в замагниченной плазме приводит к появлению дополнительного («турбулентного») электрического поля

$$u_{gen} = \langle \mathbf{B} \rangle / c, \quad (3)$$

параллельного (или антипараллельного) по отношению к направлению усредненного магнитного поля \mathbf{B} в зависимости от знака параметра усредненной турбулентной спиральности [39]:

$$(\pm 1/3) \langle \mathbf{u} \text{ rot } \mathbf{u} \rangle. \quad (4)$$

Возможность появления дополнительного электрического поля u_{gen} , параллельного усредненному магнитному полю \mathbf{B} , находится в разительном противоречии с обычной картиной в классической электродинамике, когда индуцированное электрическое поле и ток всегда перпендикулярны к магнитному полю. Поэтому возникновение в высокопроводящей среде со спиральной турбулентностью нового электрического поля u_{gen} , параллельного усредненному (крупномасштабному) магнитному полю, Штеенбек и Краузе [63] назвали α -эффектом. Условие возникновения α -эффекта состоит в том, чтобы усредненное значение корреляции $\mathbf{u} \text{ rot } \mathbf{u}$ на больших расстояниях отличалось от нуля и имело определенный знак. Оказалось, что именно α -эффект в модели α -динамо позволяет осуществить обратную связь тороидального поля Солнца с полоидальным и довольно просто замкнуть солнечный динамо-цикл [39—43, 64, 68].

Как же такая отличная от нуля корреляция $\mathbf{u} \text{ rot } \mathbf{u}$ возникает в СКЗ? При подъеме конвективной ячейки со скоростью \mathbf{u}_r в сильно стратифицированной по плотности СКЗ она входит в слой с меньшей плотностью (согласно моделям плотность вещества при переходе от дна СКЗ к поверхности уменьшается на 5-6 порядков). Поэтому поднимающаяся ячейка расширяется, что можно упрощенно представить как растекание вещества со скоростью \mathbf{u}_{tg} в горизонтальной плоскости, перпендикулярной к радиальному вектору скорости подъема. Для наглядности рассмотрим ситуацию на полюсе Солнца, где радиальная скорость \mathbf{u}_r параллельна вектору угловой скорости $\boldsymbol{\omega}$. Сила Кориолиса $2[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{u}_{tg}]$ действует на растекающееся вещество, в результате чего ячейка поворачивается вокруг вертикальной оси со скоростью \mathbf{u}_{rot} . Операция rot от скорости поворота дает вектор $\text{rot } \mathbf{u}_{rot}$, параллельный вертикальной оси. Поскольку основное конвективное движение также радиально \mathbf{u}_r , то полная скорость $\mathbf{u} = \mathbf{u}_r + \mathbf{u}_{tg} + \mathbf{u}_{rot}$ обладает отличной от нуля корреляцией:

$$\langle \mathbf{u} \text{ rot } \mathbf{u} \rangle = \langle (\mathbf{u}_r + \mathbf{u}_{tg} + \mathbf{u}_{rot}) \text{ rot} (\mathbf{u}_r + \mathbf{u}_{tg} + \mathbf{u}_{rot}) \rangle = \langle \mathbf{u}_r \text{ rot } \mathbf{u}_{rot} \rangle > 0. \quad (5)$$

В случае опускающейся ячейки радиальная скорость \mathbf{u}_r отрицательна, но поскольку при опускании ячейка сжимается, то вещество стекается (скорость \mathbf{u}_{tg} изменяет знак на противоположный). В результате ячейка под действием силы Кориолиса поворачивается в обратном направлении, но тогда и операция $\text{rot } \mathbf{u}_{rot}$ изменяет знак. В конечном итоге знак величины $\mathbf{u}_r \text{ rot } \mathbf{u}_{rot}$ одинаков для поднимающихся и опускающихся конвективных ячеек.

В связи с рассматриваемым вопросом отметим следующее обстоятельство. Обычно исследователи рассматривают псевдоизотропную турбулентность, где поток вещества не инвариантен по отношению к отражению относительно начала координат. Другими словами, исследуется зеркально-несимметричная турбулентность с полем скоростей и $\mathbf{u}^{ref} = -\mathbf{u}$ (индекс «ref» означает зеркальную величину). Отсутствие симметрии может вызываться быстрым вращением или стратификацией вещества исследуемого объекта. Заметим, что при отражении изменяют знак также векторы \mathbf{j} и \mathbf{E} , тогда как вектор \mathbf{B} согласно определению $\text{rot}\mathbf{B} = (4/c)\mathbf{j}$ остается неизменным: $\mathbf{B}^{ref} = \mathbf{B}$, поскольку операция rot является вектором ($\text{rot}^{ref} = -\text{rot}$). Напомним, что векторы, которые ведут себя как \mathbf{u} , \mathbf{j} и \mathbf{E} , называются полярными, а подобные \mathbf{B} — аксиальными, или же псевдовекторами. По определению скалярное произведение полярного и аксиального векторов является псевдоскаляром, а векторное произведение этих величин — полярным вектором. Поэтому турбулентное электрическое поле $\mathbf{E} = \mathbf{u} \times \mathbf{b}/c$ будет полярным вектором, тогда как спиральность $\mathbf{u} \times \text{rot}\mathbf{u}$ (а следовательно, и -эффект) является псевдоскаляром, существование которого указывает на неравноправность между правым и левым закручиванием.

Остановимся несколько подробнее на количественных оценках параметра спиральности в СКЗ. В соответствии с уравнением неразрывности

$$\frac{1}{t} \text{div}(\mathbf{u}) = 0 \quad (6)$$

в предположении $\frac{1}{t} = 0$ расширение (сжатие) ячейки (в зависимости от того, поднимается или опускается ячейка) происходит со скоростью $u_{tg} = u_r l$ (l — высота однородной атмосферы по плотности). Поэтому величину ускорения Кориолиса можно оценить как $a_k = du_{tg}/dt = 2 u_{tg} \frac{1}{l} = 2 u_r$. Поскольку действие силы Кориолиса происходит в течение времени жизни ячейки l/u_r , то за это время ячейка приобретает вращательную скорость $u_{rot} = a_k \frac{l}{u_r} = 2 u_{tg}$.

$2 u_r l = 2 l^2$. Поэтому для операции rot этой скорости получаем оценку $\text{rot}\mathbf{u}_{rot} = u_{rot}/l = 2 l$. В конечном итоге для оценок значения меры спиральности и параметра получаем следующие выражения:

$$\langle \mathbf{u} \text{rot}\mathbf{u} \rangle = \langle \mathbf{u}_r \text{rot}\mathbf{u}_{rot} \rangle = 2 u_r l = 2 u_r^2, \quad (7)$$

$$(\frac{1}{3}) \langle \mathbf{u}_r \text{rot}\mathbf{u}_{rot} \rangle = (2/3) l^2 = (2/3) u_r l, \quad (8)$$

где l/u_r — число Кориолиса (обратное число Россби). Обычно исследователи при оценочных расчетах для СКЗ принимают приближение $l \gg l$.

Самоорганизация на Солнце и в природе. Поскольку спиральность — совершенно естественное свойство турбулентности во вращающихся телах в поле гравитации, то в природе довольно часто должны встречаться случаи явлений отрицательной вязкости. По сути

рассматриваемые здесь вопросы стимулированы исследованиями, относящимися к процессам самоорганизации в физических, химических и биологических системах [51]. Макроскопическое поведение этих систем описывается несколькими управляющими параметрами. При достижении некоторого критического значения какого-то из управляющих параметров (связанного с поступлением энергии или вещества) система может спонтанно переходить в новое упорядоченное состояние (переход к сильному неравновесию). Чтобы подчеркнуть роль коллективных эффектов в процессах самоорганизации, Хакен [28] назвал это новое направление синергетикой. В рамках этой концепции переход от ламинарного течения к турбулентному рассматривается как переход к чрезвычайно сложному, но более упорядоченному движению, т. е. как неравновесный фазовый переход к самоорганизующейся системе [21]. Напомним, что течения с числами Рейнольдса $Re = ul/\nu$ (ν — газокинетическая вязкость), превышающими критическое число $Re_{кр}$ (для каждой задачи его значение индивидуально) получили названия турбулентных, тогда как течения с $Re \ll Re_{кр}$ называют ламинарными. Известно несколько сценариев возможных механизмов возникновения турбулентности после потери устойчивости ламинарным течением: 1) механизм Ландау — Хопфа, связанный с возникновением квазипериодических режимов с несоизмеримыми частотами и случайными фазами [13]; 2) механизм Рюэля — Такенса, связанный с возникновением т. н. странных аттракторов после трехкратной бифуркации (сплошной стохастический спектр) [56, 57]; 3) последовательность Файенгбаума, связанная с удвоением периодов и в конечном счете с появлением странного аттрактора после бесконечного числа бифуркаций [22]; 4) механизм перемежаемости — последовательной смены во времени ламинарного и турбулентного течений [4, 49]. Детальное обсуждение различных сценариев возникновения турбулентности см. в монографии [12]. Ответ на вопрос, какой из сценариев является наиболее приемлемым в каждом конкретном случае, зависит от условий, при которых реализуется механизм возникновения турбулентности. Важно то, что при всех возможных разнообразных сценариях турбулентность возникает через последовательность бифуркаций, происходящих по мере увеличения величины управляющего параметра — числа Рейнольдса [28]. Принято считать [12], что в СКЗ реализуется сценарий турбулентности Ландау — Хопфа. Актуален также вопрос о режимах установившейся МГД-турбулентности на Солнце. В результате анализа наблюдательных данных, полученных на германском вакуумном башенном телескопе VVT (о. Тенерифе, Испания), установлено, что турбулентность в фотосфере Солнца характеризуется двумя различными режимами [9]. На малых масштабах спектр энергии турбулентных движений можно описать в рамках модели Колмогорова [10], которая описывает плазму с нулевым средним магнитным полем. Вместе с тем на больших масштабах (около 3 Мм) турбулентные процессы близки к спектру Крейчнана с отличным от нуля средним магнитным полем [35].

С явлениями самоорганизации, отрицательной турбулентной вязкости и инверсного энергетического каскада спиральности исследователи сталкиваются при изучении многих окружающих нас природных течений жидкости в разнообразных системах, отличающихся как составом и физической структурой среды, так и происходящими в них физическими процессами. Статистические эффекты аномальной (отрицательной) вязкости были обнаружены раньше всего в атмосфере Земли (смерчи, тайфуны, торнадо, тропические циклоны, пассаты и антипассаты, циклоны и антициклоны, дифференциальное вращение земной атмосферы) и в поведении земного океана (возникновение поверхностных волн, приводящих к теплым течениям Гольфстрим, Эль-Ниньо, Черное японское течение (Курисио) и к холодному течению Ла-Ниньо) [30]. Важная роль эффектов отрицательной вязкости и спиральности была установлена также в процессах самоорганизации в конвективных слоях и атмосфере Солнца (образование ячеек Бенара и возбуждение дифференциального вращения, солнечные пятна и биполярные группы пятен, активные области и комплексы активности, магнитовихревые кольца в корональных выбросах массы и солнечном ветре) [48]. Затем оказалось, что отмеченные эффекты играют существенную роль в изучении возникновения и эволюции Солнечной системы [32, 34, 62], в частности при изучении возникновения планетных колец [6]. Позже была доказана важность этих эффектов при исследовании дифференциального вращения атмосфер Юпитера, Сатурна и Венеры (в частности, полосчатая структура в атмосферах больших планет), звезд [55], галактик и систем больших галактики. Реализация инверсного каскада кинетической энергии, приводящего к спиральной отрицательной турбулентной вязкости, была продемонстрирована на примере реконструкции эволюции турбулентности протопланетного солнечного облака в работах [31—34], посвященных синергетическому походу к структуризации космического вещества. Отметим, наконец, выявленное недавно в работе [20] удивительное свойство отрицательной турбулентной диффузии даже при отсутствии крупномасштабной спиральности способствовать генерации крупномасштабного магнитного поля.

Мелкомасштабный ω -эффект Крейчнана. Остановимся подробнее на вопросе о спиральной отрицательной турбулентной магнитной диффузии, открытой Крейчнаном [36—38] в результате численных экспериментов. Эффект возникает в сильно завихренной турбулентной высокопроводящей жидкости, находящейся в неоднородном крупномасштабном магнитном поле \mathbf{V} . Важной характеристикой нового явления служит время жизни τ_2 усредненных спиральных вихрей $\mathbf{u} \text{ rot } \mathbf{u}$ (здесь и дальше мы используем обозначения характерных времен различных турбулентных структур согласно работам Крейчнана [36, 37]). Каждый вихрь с большой собственной спиральностью Крейчнаном моделировался дрейфующим циклоном с параметрами конвективных ячеек l и u , при этом очень важным было то, чтобы время жизни τ_2 отдельных вихрей превышало характерное время жизни

τ l/u самих ячеек. Крейчнану удалось смоделировать отличие от нуля усредненной величины квадрата параметра спиральности τ . Если выполняется условие $\tau > 0$ в течение длительного времени, то устойчивая турбулентная спиральность обладает удивительным свойством «стягивать» магнитные поля, а не рассеивать их. Крейчнан [36, 37] назвал это явление мелкомасштабным τ -эффектом. Оно напоминает мелкомасштабное динамо в том смысле, что оно увеличивает энергию и упорядочивает магнитное поле (самоорганизация замагниченной турбулентной плазмы). Другими словами, мелкомасштабный τ -эффект вызывает концентрацию векторного магнитного поля в изолированные дискретные структуры (самоорганизация относительно слабого начального непрерывного магнитного поля). Для неустойчивого возрастания локального магнитного поля необходимо, чтобы время τ_2 поддержания 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 с корреляционным временем жизни 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 замагниченной ячейке успела описать большой угол поворота (хотя бы близкий к π). Для описания характерного времени циркуляции вещества в конвективных ячейках Крейчнан использовал обозначение τ_0 , которое в конкретных физических условиях может быть большим, равным или меньшим времени жизни τ_1 самой ячейки. Крейчнан проводил исследования для поля скоростей при умеренных и больших числах Рейнольдса, когда выполняется условие $\tau_1 > \tau_0$ (т. е. за время жизни ячейки циркуляция вещества в ней совершает полный оборот). Поскольку согласно нашим расчетам [11] числа Рейнольдса в СКЗ достигают больших значений (порядка 10^{13}), мы считаем правомерным применить результаты численных экспериментов Крейчнана (соответствующих условиям $\tau_2 > \tau_1 > \tau_0$) для изучения турбулентных процессов на Солнце.

Согласно Крейчнану [37, 38] эволюция во времени усредненного магнитного поля \mathbf{B} вследствие турбулентной диффузии и устойчивой турбулентной спиральности подчиняется уравнению

$$\langle \mathbf{B} \rangle / t = \tau \langle \mathbf{B} \rangle + \tau_2 \text{rot}(\langle \text{rot} \mathbf{B} \rangle). \quad (9)$$

Если использовать векторные тождества для раскрытия операторов $(\text{rot} \mathbf{B})$ и $\text{rot} \text{rot} \mathbf{B}$, то уравнение (9) приобретает вид

$$\langle \mathbf{B} \rangle / t = \left(\tau + \tau_2 \langle \nabla^2 \rangle \right) \langle \mathbf{B} \rangle, \quad (10)$$

где

$$\tau_2 = (1/3)ul = (1/3) \tau_1 u^2 \quad (11)$$

— коэффициент турбулентной диффузии скалярного поля, а τ_1 — параметр усредненной турбулентной спиральности, который определен

уравнением (8). Первый член справа в уравнении (10) описывает турбулентную диффузию, которая сглаживает магнитные неоднородности, тогда как второй описывает перестройку магнитного поля вследствие мелкомасштабного ω^2 -эффекта. Его отрицательный знак означает неустойчиво возрастающую концентрацию векторного магнитного поля. Обозначим величину $-\alpha_2$ как

$$\alpha_2 = -\alpha_2 \quad (12)$$

и назовем ее коэффициентом отрицательной турбулентной магнитной диффузии векторного магнитного поля, обусловленной спиральностью турбулентных вихрей. Введем еще одно обозначение:

$$\alpha_2^* = \alpha_2 + \alpha_2 (1/3) \omega^2 \tau^2, \quad (13)$$

равное величине суммарной подавленной турбулентной диффузии векторного магнитного поля, и назовем ее эффективным коэффициентом турбулентной магнитной диффузии. Из уравнения (12) видно, что отличный от нуля в течение длительного времени α_2 усредненный квадрат спиральности вызывает увеличение отрицательного значения коэффициента спиральной диффузии α_2 . Согласно уравнению (13) это приводит к уменьшению эффективного коэффициента диффузии α_2^* по сравнению со значением обычной турбулентной диффузии α_2 . И если время корреляции флуктуаций спиральности τ^2 в два-три раза превышает время жизни турбулентных вихрей $\tau^2 \sim l/u$ (циркуляция жидкости в спиральном вихре за это время успевает составить большой угол), то отрицательное значения α_2 может превысить положительную величину α_2 . В результате суммарный коэффициент магнитной турбулентной диффузии α_2^* может уменьшиться до отрицательного значения [37, 38]. Отрицательный знак коэффициента α_2 означает преобладание мелкомасштабного ω^2 -эффекта в создании магнитных неоднородностей по сравнению с обычной турбулентной диффузией, которая сглаживает магнитные неоднородности.

Согласно Паркеру [48] отрицательный вклад спиральности в эффективный коэффициент турбулентной диффузии является квадратичным по углу спирального закручивания магнитных силовых линий в конвективных ячейках $\alpha_2 = -\alpha_2 \theta^2$ и становится существенным при $\theta > 1$ рад. Поскольку в рассматриваемом случае $\theta \sim \omega \tau$ (см. выражение (8)), то $\alpha_2 \sim -\alpha_2 \omega^2 \tau^2$ ($\theta^2 = \omega^2 \tau^2$). Поэтому чем больший угол поворота

(чем больше число Кориолиса), тем больший отрицательный вклад. Во вращающихся небесных телах для возникновения эффекта отрицательной диффузии большое значение имеет величина угловой скорости ω , от которой зависят углы поворота и число Кориолиса. Угол закручивания определяется величиной $\theta = \omega \tau = 2\pi \tau / T$, где $T = 2\pi / \omega$ — период вращения небесного тела. Поскольку для возникновения отрицательной турбулентной диффузии необходима устойчивая спиральность отдельных вихрей ($\omega > 0$) в течение длительного

времени τ_2 , то во вращающихся телах это ведет к требованию больших углов поворота (θ) магнитных силовых линий конвективных ячеек [48]. Очевидно, можно ожидать выполнения условия $\theta > \theta_c$ в быстровращающихся космических телах, которые успевают совершить много оборотов за время жизни τ_2 отдельного спирального вихря ($T < \tau_2$). 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 τ_2 , то для расчетов в первом приближении мы принимаем гипотезу, что время τ_2 совпадает со временем жизни турбулентных ячеек $\tau_1 \approx l/u$. Очевидно, что это приближение существенно занижает рассчитанный вклад спиральной отрицательной турбулентной магнитной диффузии (по сравнению с ожидаемым реальным эффектом) в суммарную турбулентную магнитную диффузию. Тем не менее, представляет интерес провести оценку эффекта в режиме $\tau_2 = \tau_1$ в различных слоях Солнца.

Как отмечено выше, отрицательный коэффициент турбулентной магнитной диффузии можно в принципе получить, если специально задать достаточно большое время поддержания устойчивых спиральных флуктуаций [37, 38]. Для турбулентности в фотосфере и конвекции в подфотосферных слоях характерна существенная иерархия масштабов, скоростей и корреляционных времен [9, 26, 27]. Это позволяет надеяться, что нам удастся подыскать оптимальный вариант турбулентных параметров, при котором величина отрицательной турбулентной диффузии будет играть заметную роль в перестройке солнечного магнетизма.

Поверхностные слои. Основные характеристики турбулентного поля скоростей для наблюдаемых на солнечной поверхности конвективных ячеек разных ярусов приведены в табл. 1.

В работе [26] обобщены все известные сведения о турбулентной конвекции в солнечных слоях. Следует упомянуть новейшие расчеты параметров турбулентной диффузии, полученные из наблюдений движений фотосферных ярких точек (межгранульная конвекция) [17]: $l = 22$ км, $\tau_1 = 10 \dots 300$ с, $\tau_2 = (1.9 \dots 2.2) 10^{11}$ см²/с. Для величины угловой скорости берем наблюдаемое значение $\omega = 2.87$ мкрад/с (на гелиошироте 17°). Рассчитанные углы поворота для указанных параметров оказываются меньшими единицы: $\theta = \theta_1 = 2 \tau_1 / T \approx 0.3$ рад, что свидетельствует об относительно слабом спиральном закручивании конвективных ячеек. Поэтому отрицательная диффузия не дает ощутимого вклада в перестройку магнитных полей в поверхностных слоях.

Конвективная зона. Для расчетов воспользуемся характеристиками турбулентной конвекции из моделей СКЗ Спруита [59] и Стикса [65]. Распределение угловой скорости ω по глубине z было взято согласно данным гелиосейсмологических экспериментов для гелиошироты 15° [29]. В табл. 2 представлены результаты наших расчетов значений $\theta_1 \approx l/u$ и $\theta(z) = \theta_1 \omega(z) \tau_1$, полученных с использованием пара-

Таблица 1. Основные характеристики турбулентного поля скоростей для конвективных ячеек разных ярусов

Образование	l , Мм	τ_1 , с	u , км/с	Литературный источник
Гранулы	0.3...2	10^3	1—2	[50]
Мезогранулы	5...10	10^4	0.4...1	[46]
Супергранулы	20...30	10^5	0.5	[58]

Таблица 2. Параметры турбулентности и угол закручивания конвективных ячеек под действием силы Кориолиса для двух моделей СКЗ

Модель Спруита [59]					Модель Стикса [65]				
z , Мм	u , м/с	l , Мм	τ_1 , с	α , рад	z , Мм	u , м/с	l , Мм	τ_1 , с	α , рад
1.5	760	0.82	1100	0.003	1.5	990	0.71	720	0.002
6	290	2.5	8600	0.03	6	350	2.2	6300	0.02
10	220	4.5	$2.0 \cdot 10^4$	0.06	10	260	4.3	$1.7 \cdot 10^4$	0.05
20	110	11	$1.0 \cdot 10^5$	0.3	20	170	9.1	$5.4 \cdot 10^4$	0.2
50	85	26	$3.1 \cdot 10^5$	1	50	100	25	$2.5 \cdot 10^5$	0.8
90	62	45	$7.3 \cdot 10^5$	2.1	90	78	43	$5.5 \cdot 10^5$	1.6
100	58	50	$8.6 \cdot 10^5$	2.5	100	74	47	$6.4 \cdot 10^5$	1.9
135	48	63	$1.3 \cdot 10^6$	3.7	135	59	60	$1.0 \cdot 10^6$	2.9
160	39	74	$1.9 \cdot 10^6$	5.4	165	44	69	$1.6 \cdot 10^6$	4.5
170	35	77	$2.2 \cdot 10^6$	6.2	170	40	70	$1.8 \cdot 10^6$	5.1
180	29	80	$2.8 \cdot 10^6$	7.9	175	34	71	$2.1 \cdot 10^6$	6.0
190	20	83	$4.2 \cdot 10^6$	12.0	180	26	71	$2.7 \cdot 10^6$	7.6

метров u и l из упомянутых моделей. Важно, что в нижней части СКЗ, начиная с глубин $z \approx 160$ тыс. км, рассчитанные характерные времена жизни конвективных ячеек ($\tau_1 > 10^6$ с) становятся сравнимыми с периодом вращения Солнца $T \approx 2 \cdot 10^6$ с. Это значит, что под влиянием силы Кориолиса в глубинных слоях происходит спиральное закручивание ячеек на большие углы ($\alpha \approx 5 - 10$ рад), которые превосходят величину (необходимую согласно работе [48] для возникновения отрицательной диффузии). Поэтому здесь создаются благоприятные условия для возбуждения негативной турбулентной диффузии.

В табл. 3 представлены результаты расчета параметров τ_2 , τ_3 , τ_4 и τ_5^* в глубоких конвективных слоях.

Видно, что вблизи дна СКЗ ($z \approx 170$ тыс. км), где значения числа Кориолиса τ_2 лежат в диапазоне 5—10, величина отрицательного коэффициента спиральной диффузии $\tau_4 \approx (4...7) \cdot 10^{12}$ см²/с достигает двух третей величины положительного коэффициента турбулентной диффузии скалярного поля $\tau_3 \approx (6...9) \cdot 10^{12}$ см²/с ($\tau_4 \approx 0.7 \tau_3$). Поэтому коэффициент суммарной турбулентной диффузии магнитного поля оказывается существенно подавленным: $\tau_5^* = \tau_3 + \tau_4 \approx 0.3 \tau_3$. Со-

Таблица 3. Число Кориолиса, параметр спиральности и коэффициенты турбулентной диффузии для моделей [59, 65]

z , Мм	ω , мкрад/с	$\omega_2 = \omega_1$	U , м/с	$\tau_1, 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$ (ω_2, ω_1)	$\tau_2, 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$ (ω_2, ω_1)	$\tau^*, 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$ (ω_2, ω_1)
Модель СКЗ Спруита (1977) [59]						
160	2.84	5.4	-26	9.6	-6.4	3.2
170	2.84	6.2	-24	9.0	-6.0	3.0
180	2.83	7.9	-19	7.7	-5.2	2.5
190	2.83	12.0	-1.3	5.5	-3.8	1.7
Модель Стикса (2002) [65]						
165	2.84	4.5	-26	10	-7.2	2.8
170	2.84	5.1	-24	9.3	-6.0	3.3
175	2.83	5.9	-19	8.0	-5.0	3.0
180	2.83	7.6	-1.3	6.2	-4.2	2.0

гласно вышеизложенной концепции это должно ощутимо способствовать в глубинных слоях СКЗ самоорганизации магнитных полей в изолированные МСТ.

Напоминаем, что мы провели оценку эффекта отрицательной магнитной диффузии в приближении $\omega_2 = \omega_1$, которое заведомо занижает рассчитанный ожидаемый вклад спиральной отрицательной турбулентной магнитной диффузии в суммарную турбулентную магнитную диффузию. В то же время следует помнить, что согласно экспериментам Крейчнана [36—38] отдельные спиральные вихри имеют тенденцию к длительному существованию в течение времени τ_2 , большего характерного времени жизни $\tau_1 \propto l/u$ самих ячеек. В связи с этим представляет интерес вопрос, каким должно быть время τ_2 , чтобы коэффициент отрицательной спиральной диффузии $\tau_2 - \tau_1^2$ смог полностью компенсировать величину обычной турбулентной диффузии $\tau_1 (1/3) \tau_1 u^2$ и даже привести к отрицательной суммарной диффузии $\tau^* (\tau_2 + \tau_1 = 0)$. Расчеты дают оценку $\tau_2 \approx 2.5 \tau_1$ (или же τ_2

$2.5T$, поскольку в нижней части СКЗ $\tau_1 \approx T$, см. табл. 2). Поэтому для установления решающей роли мелкомасштабного ω^2 -эффекта в самоорганизации солнечного магнетизма необходимы поиски в солнечных недрах устойчивых спиральных структур, время жизни 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 конвективные ячейки могут закручиваться на достаточно большие углы, необходимые для весомого отрицательного вклада спиральной турбулентности в суммарную турбулентную диффузию магнитного поля. Поэтому мелкомасштабный ω^2 -эффект вблизи дна СКЗ (где число Кориолиса значительно больше единицы) способствует созданию благоприятных условий для возбуждения отрицательной спиральной турбулентной магнитной диффузии. В предполо-

жении, что время жизни спиральных структур τ_2 равно времени жизни конвективных ячеек τ_1 , рассчитанные значения коэффициента спиральной турбулентной диффузии κ_T достигают здесь двух третьих величины коэффициента положительной турбулентной диффузии κ_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.

1. Авраменко А. А., Басок Б. И., Тырнов А. И., Кузнецов А. В. Эффект отрицательной турбулентной вязкости // Пром. теплотехника.—2007.—№ 1.—С. 12—14.
2. Антонов Т. Ю., Фрик П. Г. Каскадные процессы и скейлинг в классе моделей МГД турбулентности // Мат. моделирование систем и процессов.—2000.— № 8.— С. 4—10.
3. Брагинский С. И. Теория гидромагнитного динамо // Журн. эксперим. и теорет. физ.—1964.—**47**, № 12.—С. 2178—2193.
4. Будаев В. П., Савин С. П., Зеленый Л. М. Наблюдения перемежаемости и обобщенного самоподобия в турбулентных пограничных слоях лабораторной и магнитосферной плазмы: на пути к определению количественных характеристик переноса // Успехи физ. наук.—2011.—**181**.—С. 905—952.
5. Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980.—352 с.
6. Горькавый Н. Н., Фридман А. М. Физика планетных колец // Успехи физ. наук.—1990.—**160**, № 2.—С.170—237.
7. Зельдович Я. Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости // Журн. эксперим. и теорет. физ.—1956.—**31**.—С. 154—156.
8. Зимин В. Д., Фрик П. Г. Турбулентная конвекция. — М.: Наука, 1988.—174 с.
9. 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.
10. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР.—1941.—**30**, № 4.—С. 299—303.
11. Криводубский В. Н. О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы // Солнеч. данные.—1982.—№ 7.—С. 99—109.
12. Ладиков-Роев Ю. П., Черемных О. К. Математические модели сплошных сред. — Киев: Наук. думка, 2010.—552 с.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. — М.: Наука, 1986.—Т. 6. Гидродинамика.—736 с.
14. Лебединский А. И. Вращение Солнца // Астрон. журн.—1941.—**18**, № 1.— С. 10—25.
15. Моисеев С. С., Сагдеев Р. З., Тур А. В. и др. Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // Журн. эксперим. и теорет. физ.—1983.—**85**, № 6 (12).—С. 1979—1987.
16. Рабинович М. И., Сушик М. М. Когерентные структуры в турбулентных течениях // Нелинейные волны: Самоорганизация. — М.: Наука, 1983.—С. 56—85.
17. Abramenko V. I., Carbone V., Yurchyshyn V., et al. Turbulent diffusion in the photosphere as derived from photospheric bright point motion // Astrophys. J.—2011.—**743**.—P. 139—148.
18. Biermann L. Bemerkungen über das Rotationsgesetz in irdischen und stellaren Instabilitätszonen // Z. Astrophys.—1951.—**28**.—S. 304—309.

19. *Biscamp D.* Cascade model for magnetohydrodynamic turbulence // *Phys. Rev.*—1994.—**50E**.—P. 2702—2711.
20. *Devlen E., Brandenburg A., Mitra D.* A mean field dynamo from negative eddy diffusivity // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2013.—**432**.—P. 1651—1657.
21. *Ebeling W., Klimontovich Yu. L.* Selforganization and turbulence in liquids. — Leipzig: Teubner-Verlag, 1984.—196 p.
22. *Feigenbaum M. J.* The onset spectrum of turbulence // *Phys. Lett.*—1979.—**74A**.—P. 375—378.
23. *Fischer C. E., de Wijn A. G., Centeno R., et al.* Statistics of convective collapse events in the photosphere and chromosphere observed with the Hinode SOT // *Astron. and Astrophys.*—2009.—**504**.—P. 583—588.
24. *Frick P., Sokoloff D.* Cascade and dynamo action in a shell model of MHD turbulence // *Phys. Rev.*—1998.—**57E**. —P. 154—182.
25. *Frisch U., Pouquet A., Leorat I., Mazure A.* Possibility of an inverse cascade of magnetic helicity in magnetohydrodynamic turbulence // *J. Fluid Mech.*—1975.—**68**.—P. 769—778.
26. *Getling A. V., Buchnev A. A.* Some structural features of the convective-velocity field in the solar photosphere // *Astron. Repts.*—2010.—**54**.—P. 254—259.
27. *Gibson E. G.* The Quiet Sun. — Washington: scientific and technical information office, NASA, 1973.—51 p.
28. *Haken H.* Advanced Synergetics. — Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag, 1983.—356 p.
29. *Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., et al.* Dynamic variations at the base of the solar convection zone // *Science*.—2000.—**287**.—P. 2456—2460.
30. *Kerr B. W., Darkow G. L.* Storm-relative winds and helicity in the tornadic thunderstorm environment // *Weath. and Forecast.*—1996.—**11**.—P. 489—496.
31. *Kolesnichenko A. V.* A synergetic approach to the description of advanced turbulence // *Solar System Res.*—2002.—**36**.—P. 107—124.
32. *Kolesnichenko A. V.* On the simulations of helical turbulence in an astrophysical non-magnetic disk // *Solar System Res.*—2011.—**45**.—P. 246—263.
33. *Kolesnichenko A. V., Marov M. Ya.* The effect of spirality of turbulence in the solar protoplanetary cloud // *Solar System Res.*—2007.—**41**.—P. 1—18.
34. *Kolesnichenko A. V., Marov M. Ya.* Magnetohydrodynamic simulation of the protoplanetary disk of the Sun // *Solar System Res.*—2009.—**43**.—P. 410—433.
35. *Kraichnan R. H.* Internal-range spectrum of hydrodynamic turbulence // *Phys. Fluids*.—1965.—**8**.—P. 1385—1387.
36. *Kraichnan R. H.* Helical turbulence and absolute equilibrium // *J. Fluid Mech.*—1973.—**59**.—P. 745—752.
37. *Kraichnan R. H.* Diffusion of weak magnetic fields by isotropic turbulence // *J. Fluid Mech.*—1976.—**75**.—P. 657—676.
38. *Kraichnan R. H.* Diffusion of passive-scalar and magnetic fields by helical turbulence // *J. Fluid Mech.*—1976.—**77**.—P. 753—774.
39. *Krause F., Rädler K-H.* Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory. — Berlin: Akademie-Verlag, 1980.—271 p.
40. *Krivodubskii V. N.* Intensity of sources of magnetic fields of the solar α -dynamo // *Sov. Astron.*—**28**.—1984.—P. 316—320.
41. *Krivodubskii V. N.* Rotational anisotropy and magnetic quenching of gyrotropic turbulence in the solar convective zone // *Astron. Repts.*—**42**.—1998.—P. 22—126.
42. *Krivodubskii V. N.* The structure of the global solar magnetic field excited by the turbulent dynamo mechanism // *Astron. Repts.*—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. Nachr.*—2005.—**326**, N 1.—P. 61—74.
44. *Krivodubskii V. N.* Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*.—2012.—**28**, N 5.—P. 232—238.
45. *Nagata S., Tsuneta S., Suematsu Y., et al.* Formation of solar magnetic flux tubes with

- kilogauss field strength ionduced by convective instability // *Astrophys. J.*—2008.—**667**.—P. L145—L147.
46. *November L. J., Toomre J., Gebbie K. V., Simon G. W.* The detection of mesogranulation on the Sun // *Astrophys. J.*—1981.—**245**.—P. L123—L126.
 47. *Parker E. N.* Hydromagnetic dynamo models // *Astrophys. J.*—1955.—**122**.—P. 293—314.
 48. *Parker E. N.* Cosmic magnetic fields. — Oxford: Oxford University Press, 1979.—858 p.
 49. *Pomeau Y., Manneville P.* Intermittent transition to turbulence in dissipative dynamical systems // *Communs Math. Phys.*—1980.—**74**, N 2.—P. 189—197.
 50. *Priest E. R.* Solar magnetohydrodynamics. — Dordrecht, Holland: D. Reidel Publishing Company, 1982.—183 p.
 51. *Nicolis G., Prigogine I.* Self-organization in nonequilibrium systems: from dissipative structures to order through fluctuations. — Wiley, 1977.—491 p.
 52. *Rädler K.-H.* Zur Elektrodynamik turbulent bewegtern leitender Medien // *Z. Naturforsch. A.*—1968.—**23**.—S. 1841—1860.
 53. *Rubio L. R. B., Hidalgo I. R., Collados M., et al.* Observation of convective collapse and upward-moving shocks in the quiet Sun // *Astrophys. J.*—2001.—**560**.—P. 1010—1019.
 54. *Rüdiger G.* On the negative viscosity in MHD turbulence // *Magn. Hydrodynamics.*—1980.—N 1.—P. 3—14.
 55. *Rüdiger G.* Differential rotation and stellar convection of the Sun and solar-type stars. — Berlin: Akademie-Verlag, 1989.—328 p.
 56. *Ruelle D., Takens F.* On the nature of turbulence // *Communs Math. Phys.*—1971.—**20**, N 3.—P. 167—192.
 57. *Ruelle D., Takens F.* On the nature of turbulence // *Communs Math. Phys.*—1971.—**23**, N 4.—P. 343—344.
 58. *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.
 59. *Spruit H. C.* 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.
 60. *Spruit H. C., Zweibel E. G.* Convective instability of thin flux tubes // *Solar Phys.*—1979.—**62**.—P. 15—22.
 61. *Starr V. P.* Physics of negative viscosity phenomena. — Toronto, London, Sydney: McGraw-Hill Book Company, 1968.—256 p.
 62. *Starr V. P., Gaut N. E., Copeland J. A.* Angular momentum transport in the solar nebula // *Pure and Appl. Geophys.*—1967.—**67**, N 1.—P. 221—232.
 63. *Steenbeck M., Krause F.* The generation of stellar and planetary magnetic fields by turbulent dynamo action // *Z. Naturforsch. A.*—1966.—**21**, N 8.—S. 1285—1296.
 64. *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 // *Z. Naturforsch. A.*—1966.—**21**, N 4.—S. 369—376.
 65. *Stix M.* The Sun: an introduction, second edition. — Berlin: Springer-Verlag, 2002.—490 p.
 66. *Webb A. R., Roberts B.* Vertical motions in an intensive magnetic flux tubes. II. Convective instability // *Solar Phys.*—1978.—**59**.—P. 249—274.
 67. *Weiss N. O.* The expulsion of magnetic flux by eddies // *Proc. Roy. Soc. London A.*—1966.—**293**.—P. 310—328.
 68. *Zeldovich Ya. B., Ruzmaikin A. A., Sokoloff D. D.* Magnetic fields in astrophysics. — New York: Gordon and Breach, 1983.

Статья поступила в редакцию 04.04.14