



ISSN 1607–2855

Том 9 • № 1 • 2013 С. 28 – 36

УДК 523.98

Роль негативної спіральної турбулентної в'язкості в фрагментації магнітних полів на Сонці

В.Н. Криводубський

Астрономічна обсерваторія Київського національного університету імені Тараса Шевченка

Зроблено огляд досліджень проявів ефекту негативної турбулентної в'язкості в метеорологічних, геофізичних і астрофізичних явищах. Підкреслено, що спіральні рухи в ротаційній конвективній турбулентності сприяють виникненню зворотного каскаду перенесення енергії від дрібномасштабних до великомасштабних пульсацій, що і приводить до ефекту негативної турбулентної в'язкості. Проведені розрахунки для двох моделей сонячної конвективної зони (СКЗ) показали, що глибинних шарах існують сприятливі умови для виникнення ефекту спіральної негативної турбулентної в'язкості. Проаналізовано роль зазначеного ефекту в утворенні дискретних магнітних силових трубок поблизу дна СКЗ.

РОЛЬ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ СПИРАЛЬНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ВЯЗКОСТИ В ФРАГМЕНТАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ, Криводубский В.Н. — Сделан обзор исследований проявлений эффекта отрицательной турбулентной вязкости в метеорологических, геофизических и астрофизических явлениях. Подчеркнуто, что спиральные движения во вращающейся конвективной турбулентности способствуют возникновению обратного каскада переноса энергии от мелкомасштабных к крупномасштабным пульсациям, что и приводит к эффекту отрицательной турбулентной вязкости. Проведенные нами расчеты для двух моделей солнечной конвективной зоны (СКЗ) показали, что в глубинных слоях существуют благоприятные условия для возникновения эффекта спиральной отрицательной турбулентной вязкости. Проанализирована роль отмеченного эффекта в образовании дискретных магнитных силовых трубок вблизи дна СКЗ.

THE ROLE OF THE NEGATIVE HELICAL TURBULENT VISCOSITY IN THE FRAGMENTATIONS OF THE MAGNETIC FIELDS ON THE SUN, by Krivodubskij V.N. — The review of researches of displays of negative turbulent viscosity effect in the meteorological, geophysical and astrophysical phenomena is done. Underline, that spiral (helical) motions in rotating convective turbulence promote an inversion energy cascade from small-scale to the large-scale pulsations, what results in the effect of negative turbulent viscosity. Our calculations based on turbulent parameters for two solar convection zone (SCZ) models showed that favourable conditions for helical negative turbulent viscosity existence are created in deep layers. The possible role of the helical negative turbulent viscosity in formation of the discrete magnetic force flux tubes near bottom of the SCZ is discussed.

Ключевые слова: отрицательная турбулентная вязкость; спиральные движения; конвективная зона; магнитные силовые трубки.

Key words: negative turbulent viscosity; helical motions; convection zone; magnetic force flux tubes.

1. ВСТУП

Згідно сучасної концепції щодо структури глобального (крупномасштабного) магнітного поля Сонця останнє складається з трьох компонент [3]. Перша компонента — це глибинне сильне тороїдальне (азимутальне) поле, яке при спливанні на сонячну поверхню визначає інтенсивність плямоутворення. Друга компонента — слабе полоїдальне (меридіональне) поле, силові лінії якого, виходячи на сонячну поверхню, очевидно, формують фонові магнітні поля. Третя магнітна компонента лежить в площині сонячного екватора і має секторну структуру. Уявлення про слабкі фонові магнітні поля задовільно узгоджується зі спостережуваною картиною згладжених поверхневих магнітних полів, отриманою за допомогою сонячних магнітографів [5, 9, 14, 25]. Однак скрізь над поверхнею Сонця магнітні поля виявляють незвичайну і, на перший погляд, важко з'ясовну властивість спонтанно концентруватися в ізольовані магнітні силові трубки (МСТ) в діапазоні від маленьких факельних точок і сонячних пор до великих сонячних плям. Загально прийнято вважати, що спостережені МСТ це результат магнітного спливання на поверхню сильних дискретних азимутальних полів. Тому необхідно зрозуміти, чому ці магнітні поля поведуться так незвично. Як окремі магнітні поля над сонячною поверхнею зосереджуються в МСТ з індукцією від 1500 Гс в магнітних джгутах [18] і порах до 3000 Гс в плямах, всупереч взаємному відштовхуванню полів однакової полярності? В яких шарах СКЗ (поверхневих чи глибинних) реалізується така незвична властивість сонячних магнітних полів? Можливо спостережений поверхневий феномен відображає глибинні МГД-процеси? Саме цій проблемі присвячена наша робота.

Згідно Паркеру [68, 69] властивість магнітних полів концентруватися в ізольовані трубки зумовлена гідродинамічною дією конвективної плазми на спливаючі МСТ в підфотосферних шарах (ефект притягування рухомих МСТ). Йдучи за Паркером когорта дослідників [84, 85, 93] вивчила конвективну

стабільність вертикально орієнтованих тонких МСТ, винесених з підфотосферних шарів на поверхню. В результаті *чисельного моделювання* було показано, що тонкі МСТ при певній величині магнітного поля можуть ставати нестабільними і переходити до станів або зменшення магнітного поля при рухах плазми догори в околі МСТ, або ж збільшення поля при рухах плазми донизу. Важливо, що спрямовані донизу конвективні потоки речовини сприяють утворенню нового рівноважного стану МСТ з підвищеною магнітною індукцією (до 1–2 кГс). Останній процес отримав назву *конвективного колапсу* МСТ [84].

Сонячний оптичний телескоп (Solar Optical Telescope), встановлений на супутнику Хіноде (Hinode), дозволив безпосередньо спостерігати теоретично передбачений процес конвективного колапсу. Спочатку було виявлено одиночне спостережене підтвердження формування МСТ (з величиною магнітної індукції до 2 кГс) унаслідок конвективної нестабільності у фотосфері [64]. Потім було статистично проаналізовано 49 подібних спостережених явищ у високих фотосферних і хромосферних шарах. У випадку трьох четвертих зафіксованих подій спостерігався рух речовини донизу (впродовж приблизного 10 хв) і збільшення напруженості магнітного поля до величини 1,65 кГс [36]. Таким чином, в останні десятиліття на основі чисельного моделювання було запропоновано декілька механізмів, що дозволяють пояснити підтримку рівноважного стану ізольованих МСТ в процесі їх еволюції, які підтвердилися спостереженнями (на фотосферно-хромосфернім рівні) з допомогою телескопа на космічному апараті.

Разом з тим, на наш погляд, необхідно приділити більше уваги аналізу природи фізичних явищ, що приводять до дискретної структури магнітних полів на Сонці. Ми вважаємо, що особливої актуальності набуває вивчення ролі турбулентних ефектів в перебудові сонячного магнетизму [3, 47, 95], оскільки спостережені рухи на сонячній поверхні і конвекція в підфотосферних шарах мають надзвичайно нерегулярний (турбулентний) характер. У нашій недавній роботі [52] в рамках макроскопічної МГД було показано, що істотну роль в забезпеченні тривалої стабільності рівноважного стану вертикальних МСТ, які вже сформувалися і впливали на сонячну поверхню, відіграє ефект виштовхування магнітного потоку з ділянки інтенсивних вихрових рухів у фотосфері або СКЗ в місця, де турбулентність пригнічена магнітним полем (тінь сонячної плями). Цей ефект був відкритий академіком Зельдовичем Я.Б. [7] і пізніше підтверджений в роботі Вейса [94]. Згодом з легкої руки Редлера [73, 74] ефект набув назви *макроскопічного турбулентного діаманетизму*.

Проте залишається не до кінця з'ясованим питання про причини первісної стадії концентрації магнітного поля в ізольовані МСТ. У зв'язку з цим ми вважаємо, що важливу роль в рішенні цього питання може зіграти віртуальна (негативна) турбулентна в'язкість [55, 63, 86], яка характеризує не фізичні властивості рідин і газів, а статистичні властивості їх турбулентних рухів. Суть позитивної молекулярної в'язкості полягає в перешкоджанні відносним рухам в рідині, тоді як ефект негативної в'язкості полягає в *підтримці різниці швидкостей або збільшенні її*, якщо це допускає решта всіх чинників [86].

2. НЕГАТИВНА ВИХРОВА В'ЯЗКІСТЬ

Як же турбулентна в'язкість плазми може виявитися негативною? Впродовж тривалого часу серед дослідників існувало породжене спостереженнями переконання, що турбулентність в природних середовищах завжди руйнує структури всіх видів. Проте з часом наступило розуміння, що за певних умов дрібномасштабна турбулентність може породжувати макроскопічні структури. Перший крок в обґрунтуванні цього напрямку зробив Лебединський [10], який показав, що анізотропна турбулентна конвекція відповідальна за диференціальне обертання СКЗ. Пізніше цей результат незалежно отримав Бірман [19]. Ідея полягала в тому, що джерелом диференційного обертання служить анізотропія тензора в'язкої напруги, пов'язаного з підфотосферною турбулентністю, яка збуджується потоком тепла, що йде з сонячних надр. Особливість нового підходу полягала в демонстрації того, що турбулентність, як уже згадувалося, всупереч загально поширеному переконанню, не завжди руйнує великомасштабні структури, а за певних умов може їх створювати.

В цей же час було показано, що подібним же чином турбулентність може приводити до створення не тільки великомасштабних гідромагнітних структур, але й також *макроскопічних магнітних структур*. На особливу роль турбулізованих конвективних потоків в МГД вперше звернули увагу Гуревич і Лебединський [6] при дослідженні природи магнітних полів сонячних плям, і Френкель [15] при вивченні магнітного поля Землі. Значно пізніше Паркер [67] запропонував механізм утворення великомасштабного полюодального магнітного поля Сонця з тороїдального поля під дією циклонічної турбулентної конвекції. Фізична концепція Паркера отримала математичне обґрунтування в моделі підсилення магнітного поля повільною великомасштабною конвекцією (майже симетричне ламінарне динамо Брагинського) [2] і, майже одночасно, в теорії підсилення магнітного поля турбулентними рухами (турбулентного динамо), побудованою Потсдамською групою дослідників (Штеєнбек, Краузе і Редлер) [47, 88] на основі ними створеною оригінальної макроскопічною МГД.

Фізичні процеси, вперше описані Лебединським, Бірманом і Паркером, були прикладом явищ, при яких маломасштабна турбулентність приводить до створення гідродинамічних і магнітних макроскопічних структур. Подальші за згаданими піонерськими роботами інтенсивні теоретичні дослідження і

чисельні експерименти прояснили фізичну суть виявленого феномена. Було показано, що за певних умов в турбулентній плазмі квадрат вихрової швидкості може передаватися по спектру від великомасштабних рухів до дрібномасштабних, тоді як енергія передається в протилежний бік. В результаті це приводить до появи енергоємних макромасштабних вихрових (турбулентних) утворень — так званий *зворотний (інверсний) каскад енергії турбулентності* [1, 11, 16, 17, 20, 37, 43, 45, 47, 54, 56, 59, 62, 69, 77, 86]. Останній процес і приводить до ефекту негативної турбулентної в'язкості [86, 92], суть якого, в протилежність молекулярній в'язкості полягає, як вже наголошувалося, в зростанні градієнта середньої течії (оскільки в цих процесах енергія вихрового руху витрачається на підтримку середнього потоку). Звичайно, при цьому менші вихори повинні отримувати енергію з інших джерел. Цим джерелом може бути перетворення інших форм енергії (потенційною, внутрішньою і т. д.) усередині вихорів, або ж вона може переноситися від нерегулярних рухів інших масштабів, наприклад, ще менших. Якщо таким джерелом в будь-якому з масштабів турбулентності є тепла енергія, то вона також повинна мати відповідне джерело [86]. Крім того, не треба забувати, що середня течія повинна зазнавати деякого виду гальмування, щоб не зростати нескінченно. Отже, в результаті теоретичних досліджень і чисельного моделювання було встановлено, що стаціонарні ефекти негативної в'язкості можуть виникати в складних системах, де рідина термодинамічно активна або вихори збуджуються ззовні.

Важливий прогрес в поясненні феномена утворення макроскопічних структур в турбулентному середовищі пов'язаний із залученням до розгляду *гіротропних (спіральных)* рухів рідини. Виявилось, що виникненню інверсного енергетичного каскаду в тривимірній турбулентності, що приводить до ефекту негативної в'язкості, сприяє швидке обертання систем, в яких розвиваються спіральні рухи (циклонічне обертання) [20, 21, 43, 45, 60, 69]. Річ у тому, що в спіральній турбулентності підвищується стійкість і збільшується час життя турбулентних вихрових структур [20, 45, 46, 48, 62], яке може приводити до збудження (через механізм вихрового динамо) великомасштабних вихрових структур (зворотний енергетичний каскад в тривимірній спіральній турбулентності [12, 56–59, 62, 82, 91]). Оскільки спіральність є абсолютно природною властивістю турбулентності в небесних об'єктах (детальніше, див. нижче), що обертаються, то в природі досить часто повинні траплятися випадки явищ негативної в'язкості.

По суті, розглядувані тут питання стимульовані дослідженнями, що відносяться до процесів самоорганізації у фізичних, хімічних і біологічних системах [71, 72]. Макроскопічна поведінка цих систем описується декількома керуючими параметрами. Досягши певного критичного значення якогось з керуючих параметрів (пов'язаного з надходженням енергії або речовини), система може спонтанно переходити до нового впорядкованого стану (перехід до сильної неврівноваженості). Щоб підкреслити роль колективних ефектів в процесах самоорганізації Хакен [26–28] назвав цей новий напрям *синергетикою*. В рамках цієї концепції, перехід від ламінарної течії до турбулентної розглядається як перехід до надзвичайно складного, але більш впорядкованого руху, іншими словами, як нерівноважний фазовий перехід до самоорганізуючої системи [34, 72]. Звичайно, вимагає детального дослідження питання про можливі шляхи переходу до турбулентності через ієрархію нестійкості (сценарії Ландау–Хопфа і Рюеля–Такенса, механізм Фаенгбаума або ж перемежованість турбулентної і ламінарної течій). Проте важливо, що при всіх можливих різноманітних «сценаріях» турбулентність виникає через послідовність біфуркацій, які збуджуються в міру збільшення величини керуючого параметра (в даному випадку числа Рейнольдса) [27].

З явищами самоорганізації, негативної турбулентної в'язкості і інверсного енергетичного каскаду спіральності дослідники зустрічаються при вивченні багатьох оточуючих нас природних течій рідини в різноманітних системах, які відрізняються як складом і фізичною структурою середовища, так і фізичними процесами, що відбуваються в них. Статистичні ефекти аномальної (негативної) в'язкості були виявлені раніше всього в атмосфері Землі (смерчі, тайфуни, тропічні циклони, диференційне обертання земної атмосфери) і в поведінці земного океану (виникнення поверхневих хвиль, що приводять до теплих течій типу Гольфстрім, Куросіо (чорна Японська течія) та ін. [38]). Важлива роль ефектів негативної в'язкості і спіральності була встановлена також в процесах самоорганізації в конвективних шарах Сонця (утворення конвективних гексагональних комірок Бенара і збудження диференційного обертання СКЗ) [69]. Згодом виявилось, що зазначені ефекти відіграють істотну роль при дослідженні навколосонячної протопланетної туманності (виникнення і еволюція Сонячної системи [41, 42, 87], і, зокрема, при вивченні виникнення планетних кілець в сімействі Сонячної системи [4]). Пізніше була доведена важливість цих ефектів при дослідженні диференційного обертання атмосфер Юпітера, Сатурну, Венери і зірок (див., наприклад, монографію Рюдігера про диференційне обертання конвективних зон зірок [78]); галактик (середнє диференційне обертання дисків галактик); систем більших за галактики (скупчення галактик). Питання про можливість виникнення негативної в'язкості в МГД турбулентності досліджено в роботах [41, 77]. Можливість реалізації інверсного каскаду кінетичної енергії в космічних об'єктах з тривимірною спіральною турбулентністю (в рамках концепції синергетичного підходу до структуризації космічної речовини [39]), що приводить до появи негативної турбулентної в'язкості, була продемонстро-

вана на прикладі реконструювання еволюції турбулентності протопланетної сонячної хмари та інших астрофізичних об'єктів (див. цикл робіт Колісніченко і Марова [8, 40–42]).

3. НЕГАТИВНА СПІРАЛЬНА МАГНІТНА ДИФУЗИЯ І ФРАГМЕНТАЦІЯ МАГНІТНИХ ПОЛІВ

Явище негативної турбулентної в'язкості набуває особливої актуальності при дослідженні перебудови магнітного поля, оскільки за певних умов, як буде показано нижче, воно може сприяти стискуванню (концентрації) магнітних полів в ізолювані МСТ. Аналіз взаємодії турбулізованої рідини з магнітним полем був започаткований в роботах [17, 23, 35, 53, 90]. Впродовж наступного півстоліття в результаті теоретичних і експериментальних досліджень були отримані нові важливі результати модифікації турбулентності в замагніченій плазмі (див. список робіт в монографії Краузе і Редлера [47]). Дослідження в цьому напрямі Потсдамської групою теоретиків-астрофізиків завершилося, як уже згадувалося, створенням макроскопічної МГД [47], що описує ефекти турбулентної замагніченої плазми. Зазначимо, що теоретичний формалізм, на якому базується задача про зворотній вплив магнітного поля на турбулентні рухи, був розроблений в основному Рюдигером [75].

Принциповий ефект взаємодії турбулентності з магнітним полем полягає в тому, що турбулентність не завжди приводить до згладжування магнітних неоднорідностей, а, навпаки, за певних умов, а саме, за наявності спіральності може сприяти їх утворенню. Спіральність (гіротропність) турбулентних рухів $\langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle$ служить мірою «відсутності відбивної симетрії» поля турбулентних швидкостей \vec{v} ($\langle \dots \rangle$ — операція усереднення по просторових L або часових масштабах T , що перевищують характерні розміри l або часи кореляції τ турбулентних пульсацій). Спіральність є абсолютно природним ефектом, який з необхідністю виникає під впливом коріолісової сили і стратифікації щільності речовини у всіх геофізичних і астрофізичних турбулізованих системах, що обертаються і знаходяться в полі гравітації, зокрема, в конвективних зонах небесних тіл [3, 47, 95]. Надзвичайно актуально, що усереднена спіральність турбулентного поля маломасштабних швидкостей \vec{v} в замагніченій плазмі приводить до появи додаткового («турбулентного») електричного поля $\vec{\epsilon} \approx \langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle \langle \vec{B} \rangle$, паралельного до напрямку усередненого магнітного поля $\langle \vec{B} \rangle$ (так званий α -ефект) [90]. Тому α -ефект набув широкого застосування в астрофізичних дослідженнях, оскільки він відкриває прямий шлях до пояснення походження крупномасштабних космічних магнітних полів [3, 47, 49–51, 95]. В цій роботі ми проаналізували, як ефект негативної турбулентної в'язкості, виникнення якої *напряму прямо пов'язано зі спіральністю поля швидкостей* $\langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle$, може впливати на формування дискретних МСТ (на початковій стадії їх утворення) в різних шарах СКЗ.

Ключову роль у виникненні явища негативної турбулентної в'язкості замагніченої плазми, яке відповідає генерації супермаломасштабного магнітного поля, відіграють дрібномасштабні вихрові спіральні рухи, що породжують тенденцію до злиття дрібних вихорів [11, 44, 45]. Ефект виникає в сильно завихреній турбулентній високопровідній рідині, що знаходиться в неоднорідному великомасштабному магнітному полі. В результаті чисельних експериментів на електронно-обчислюваній машині (які полягали в прямих розрахунках зміщень і натягів в сильно завихреній ідеально електропровідній рідині) Крейчнан [44, 45] знайшов умови, при яких магнітне поле починає стягуватися. Для нестійкого зростання локального магнітного поля необхідно, щоб час підтримки (часова кореляція) спіральності турбулентних пульсацій (вихорів) τ_α перевищував характерний час пульсацій τ ($\tau_\alpha > \tau$). Це означає, що зміна параметра спіральності повинна бути повільною в порівнянні з часом пульсацій турбулентності. Іншими словами, кожен вихор повинен володіти сильною власною спіральністю впродовж тривалого часу, так щоб за час підтримки спіральності рідина у вихорі встигла описати великий кут (хоч би $\sim \pi$). Важливість врахування спіральності поля швидкостей при розрахунку конвективного механізму підсилення і структуризації магнітного поля досліджена в новітній роботі Гетлінга [30]. Виявлена немонотонна залежність усередненої спіральності усередненої течії рідини від кутової швидкості обертання середовища. Відзначимо також цікавий результат Чілдреса [24], який розрахував асимптотичну (коли магнітне число Рейнольдса $Rm \rightarrow \infty$) поведінку спіральності двовимірних періодичних течій рідини. У разі аксіально-симетричного поля швидкостей спіральність зменшується зі зростанням числа Rm , проте виявляється відмінною від нуля при $Rm \rightarrow \infty$), а найбільш сильне зосередження магнітного потоку відбувається біля осі магнітного циліндра.

Отже, негативний коефіцієнт турбулентної дифузії може в принципі отримати, якщо спеціально підшукати достатньо велику величину параметра флуктуаційної спіральності (див. вище згадку про залежність часу життя турбулентних вихрових структур від параметра спіральності [11, 43–45, 62]). Конвективні течії в СКЗ володіють помітною впорядкованістю, при якій для конвективних комірок характерна істотна ієрархія масштабів і кореляційних часів вихрових пульсацій розвиненої турбулентності [31, 33]. Тому можна сподіватися, що негативний коефіцієнт турбулентної в'язкості (магнітної дифузії) може проявитися в СКЗ в результаті взаємодії різних просторових і часових масштабів турбулізованих конвективних пульсацій.

4. РОЛЬ СПІРАЛЬНИХ ТУРБУЛЕНТНИХ СТРУКТУР У ЗБУДЖЕННІ НЕГАТИВНОЇ ТУРБУЛЕНТНОЇ В'ЯЗКОСТІ

Перейдемо до детального розгляду нового явища. Як згадувалося, ефект пригнічення турбулентної в'язкості зумовлений тривало існуючою стійкою спіральністю окремих вихорів малого розміру l

$$\alpha \approx \frac{\tau}{3} \cdot \langle \vec{v} \cdot \text{rot } \vec{v} \rangle, \quad (1)$$

для яких усереднений квадрат спіральності турбулентних пульсацій відмінний від нуля ($\langle \alpha^2 \rangle \neq 0$) впродовж часу τ_α . Тут α — параметр спіральності турбулентних пульсацій, \vec{v} — швидкість турбулентних пульсацій.

Зміна з часом усередненого (великомасштабного) магнітного поля $\langle \vec{B} \rangle$ внаслідок завихреної турбулентної дифузії описується рівнянням

$$\frac{\partial \langle \vec{B} \rangle}{\partial t} = \nu_T^* \Delta \langle \vec{B} \rangle, \quad (2)$$

де

$$\nu_T^* = \nu_T + \nu_T^\alpha \quad (3)$$

— ефективний коефіцієнт пригніченої турбулентної в'язкості (дифузії) векторного магнітного поля;

$$\nu_T \approx \frac{1}{3} v l \quad (4)$$

— коефіцієнт турбулентної в'язкості скалярного поля;

$$\nu_T^\alpha \approx -\tau_\alpha \langle \alpha^2 \rangle \quad (5)$$

— коефіцієнт негативної турбулентної в'язкості, зумовленою спіральністю вихорів; $v = \sqrt{\langle \vec{v}^2 \rangle}$ і l — середньоквадратична ефективна швидкість і характерний розмір пульсацій відповідно. Зазначимо, що питання про принципову неможливість опису тривалої еволюції усередненого поля $\langle \vec{B} \rangle$ за допомогою коефіцієнта турбулентної в'язкості скалярного поля ν_T першим підняв Моффат [61].

Якщо середній квадрат спіральності $\langle \alpha^2 \rangle$ відмінний від нуля впродовж тривалого часу τ_α , то це приводить до зростання величини $\tau_\alpha \langle \alpha^2 \rangle$, що має негативний знак. В цьому випадку, як видно з рівняння (3), сильні довготривалі стійкі флуктуації спіральності приводять до істотного зменшення ефективного коефіцієнта турбулентної дифузії векторного магнітного поля ν_T^* в порівнянні з коефіцієнтом турбулентної дифузії скалярного поля ν_T . Зменшення ν_T^* продовжується у міру збільшення τ_α . І якщо час кореляції флуктуацій спіральності τ_α в 2–3 рази перевищує час існування турбулентних вихорів $\tau \approx l/v$ (циркуляція рідини у вихорі за цей час встигає скласти великий кут), то ефективний коефіцієнт векторної турбулентної в'язкості ν_T^* може зменшитися до негативного значення [44, 45].

Негативний знак ефективного коефіцієнта турбулентної дифузії означає нестійкий зростаючу концентрацію векторного поля. В цьому випадку турбулентність характеризується властивістю *"стягувати"* присутні магнітні поля, а не *розсіювати* їх. Явище нагадує динамо в тому сенсі, що воно упорядковує магнітне поле і збільшує його енергію (генерація супермаломасштабного поля). Таким чином, можна в принципі отримати негативний коефіцієнт турбулентної магнітної в'язкості, якщо спеціально задати флуктуації спіральності турбулентних пульсацій.

Як показав Паркер [69], негативний внесок спіральності в ефективний коефіцієнт турбулентної дифузії є квадратичним за кутом повороту Φ конвективних комірок і стає істотним при $\Phi > 1$. Взагалі, чим більший кут повороту, тим більший негативний внесок, хоча існують тонкощі цього питання: ефект стає максимальним при поворотах на кути π , 3π і т.д. У небесних тілах, що обертаються, для виникнення ефекту негативної дифузії важливе значення має величина кутової швидкості, від якої залежать кути повороту Φ конвективних комірок. Кут повороту внаслідок спірального закручування визначається величиною $\Phi = \Omega \tau = 2\pi \cdot \tau / T$, де T — період обертання небесного тіла. Оскільки для виникнення негативної в'язкості необхідна стійка спіральність окремих вихорів ($\langle \alpha^2 \rangle \neq 0$) впродовж тривалого часу, то в тілах, що обертаються, це веде до вимоги великих кутів повороту ($\Phi \sim \pi$ і більше) магнітних силових ліній [69]. Очевидно, можна очікувати виконання умови $\Phi > \pi$ в космічних тілах, для яких притаманна велика кутова швидкість Ω , через що вони встигають зробити багато обертів за час життя окремого вихору τ . Звернемося спочатку до даних спостережень. Основні турбулентні характеристики поля швидкостей (l — масштаб турбулентності, τ — характерний час існування турбулізованих конвективних комірок, v — ефективна швидкість турбулентних пульсацій) для спостережених на сонячній поверхні конвективних комірок різних ярусів відповідно становлять — гранули: $l \approx 300 - 2000$ км, $\tau \approx 10^3$ с, $v \approx 1 - 2$ км/с [13], мезограули: $l \approx 5 - 10$ тис. км, $\tau \approx 10^4$ с, $v \approx 0,4 - 1$ км/с [65, 66], супергранули: $l \approx 20 - 30$ тис. км, $\tau \approx 10^5$ с, $v \approx 0,5$ км/с [80, 81] (див. також новітню роботу [31], де узагальнено всі відомі на сьогодні спостережені і теоретичні відомості про турбулізовану конвекцію в сонячних шарах, котрі узгоджуються з наведеними нами даними). В результаті розраховані кути повороту виявляються меншими одиниці: $\Phi = \Omega \tau = 2\pi \cdot \tau / T \leq 0,3$ рад, що свідчить про відносно слабке спіральне закручуван-

Таблиця 1

Модель СКЗ Спруїта (1977)					Модель СКЗ Стікса (1989)				
$z, 10^3$ км	$v, \text{см/с}$	$l, \text{см}$	$\tau, \text{с}$	$\Phi, \text{рад}$	$z, 10^3$ км	$v, \text{см/с}$	$l, \text{см}$	$\tau, \text{с}$	$\Phi, \text{рад}$
0,4	$1,5 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^7$	$3,0 \cdot 10^2$	$9 \cdot 10^{-4}$	0,4	$2,0 \cdot 10^5$	$4,1 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^{-4}$
1,5	$7,6 \cdot 10^4$	$8,2 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^{-3}$	1,5	$9,9 \cdot 10^4$	$7,1 \cdot 10^7$	$7,2 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^{-3}$
6	$2,9 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^8$	$8,6 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^{-2}$	6	$3,5 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^8$	$6,3 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{-2}$
10	$2,2 \cdot 10^4$	$4,5 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^{-2}$	10	$2,6 \cdot 10^4$	$4,3 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{-2}$
20	$1,1 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^{-1}$	20	$1,7 \cdot 10^4$	$9,1 \cdot 10^8$	$5,4 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-1}$
50	$8,5 \cdot 10^3$	$2,6 \cdot 10^9$	$3,1 \cdot 10^5$	1	50	$1,0 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^{-1}$
90	$6,2 \cdot 10^3$	$4,5 \cdot 10^9$	$7,3 \cdot 10^5$	2,3	90	$7,8 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^9$	$5,5 \cdot 10^5$	1,7
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
125	$5,0 \cdot 10^3$	$6,0 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^6$	3,8	120	$6,5 \cdot 10^3$	$5,4 \cdot 10^9$	$8,3 \cdot 10^5$	2,6
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
150	$4,2 \cdot 10^3$	$7,0 \cdot 10^9$	$1,7 \cdot 10^6$	5,3	150	$5,2 \cdot 10^3$	$6,5 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^6$	4,1
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	$2,6 \cdot 10^3$	$7,1 \cdot 10^9$	$2,8 \cdot 10^6$	8,7

Таблиця 2

Модель СКЗ Спруїта (1977)					Модель СКЗ Стікса (1989)				
$z, 10^3$ км/с	$\alpha, \text{см/с}$	$\nu_T, \text{см}^2/\text{с}$	$\nu_T^a(\tau_\alpha \approx \tau), \text{см}^2/\text{с}$	$\nu_T^*(\tau_\alpha \approx \tau), \text{см}^2/\text{с}$	$z, 10^3$ км/с	$\alpha, \text{см/с}$	$\nu_T, \text{см}^2/\text{с}$	$\nu_T^a(\tau_\alpha \approx \tau), \text{см}^2/\text{с}$	$\nu_T^*(\tau_\alpha \approx \tau), \text{см}^2/\text{с}$
135	$1,6 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{13}$	$-3,3 \cdot 10^{12}$	$6,7 \cdot 10^{12}$	135	$2,0 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{13}$	$-4,0 \cdot 10^{12}$	$8,0 \cdot 10^{12}$
150	$1,4 \cdot 10^3$	$9,8 \cdot 10^{12}$	$-3,3 \cdot 10^{12}$	$6,5 \cdot 10^{12}$	150	$1,7 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^{13}$	$-3,8 \cdot 10^{12}$	$7,2 \cdot 10^{12}$
160	$1,3 \cdot 10^3$	$9,6 \cdot 10^{12}$	$-3,2 \cdot 10^{12}$	$6,4 \cdot 10^{12}$	165	$1,5 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{13}$	$-3,6 \cdot 10^{12}$	$6,4 \cdot 10^{12}$
170	$1,2 \cdot 10^3$	$9,0 \cdot 10^{12}$	$-3,2 \cdot 10^{12}$	$6,0 \cdot 10^{12}$	170	$1,3 \cdot 10^3$	$9,3 \cdot 10^{12}$	$-3,0 \cdot 10^{12}$	$6,3 \cdot 10^{12}$
180	$9,7 \cdot 10^2$	$7,7 \cdot 10^{12}$	$-2,6 \cdot 10^{12}$	$5,2 \cdot 10^{12}$	175	$1,1 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^{12}$	$-2,5 \cdot 10^{12}$	$5,5 \cdot 10^{12}$
190	$6,7 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^{12}$	$-1,9 \cdot 10^{12}$	$3,4 \cdot 10^{12}$	180	$8,7 \cdot 10^2$	$6,2 \cdot 10^{12}$	$-2,1 \cdot 10^{12}$	$4,1 \cdot 10^{12}$

ня конвективних комірок. Таким чином, явище негативної в'язкості, мабуть, не дає суттєвого внеску в фрагментацію магнітних полів в поверхневих шарах Сонця.

Подивимося тепер, яка ситуація створюється в глибинних шарах Сонця. Для цього скористаємося характеристиками турбулентної конвекції з моделей СКЗ Спруїта [83] і Стікса [89]. У табл. 1 представлені результати наших розрахунків значень $\tau \approx l/v$ і $\Phi = 2\pi \cdot \tau/T$ на підставі параметрів v і l , узятих із згаданих моделей СКЗ. Надзвичайно важливо, що в нижній половині СКЗ (починаючи з глибин $z \approx 135$ тис. км) розраховані характерні часи існування конвективних комірок ($\tau \geq 10^6$ с) стають порівнянними з періодом обертання Сонця $T \approx 2 \cdot 10^6$ с. Тому в цій ділянці з'являється можливість спірального закручування комірок на великі кути ($\Phi \approx 4-13$ рад), які перевершують величину π . Тому ми сподіваємося на сприятливі умови для збудження тут негативної турбулентної в'язкості.

Оскільки на сьогодні немає інформації про час існування усередненого квадрата спіральності турбулентних пульсацій τ_α ми в першому наближенні для оціночних розрахунків приймаємо гіпотезу, що час існування усередненого квадрата спіральності турбулентних пульсацій τ_α відповідає часу існування турбулентних вихорів $\tau \approx l/v$ ($\tau_\alpha \approx \tau$). В рамках цього припущення зробимо оцінки параметрів α , ν_T , ν_T^a і ν_T^* , скориставшись визначенням цих параметрів виразами (1), (4), (5) і (3). Результати розрахунків для глибин $z \approx 135-180$ тис. км. представлені в табл. 2.

Видно, що в діапазоні глибин $z \approx 170-180$ тис. км. параметр спіральності турбулентних пульсацій α досягає значень близько 10^3 см/с, внаслідок чого коефіцієнт спіральної турбулентної в'язкості $\nu_T^a \approx (2-3) \cdot 10^{12}$ см²/с стає порівнянним з коефіцієнтом звичайної турбулентної в'язкості $\nu_T \approx (9-6) \cdot 10^{12}$ см²/с. Величина коефіцієнта негативної турбулентної в'язкості, зумовленою спіральністю вихорів $\nu_T^a \approx (2-3) \cdot 10^{12}$ см²/с, досягає однієї третини величини коефіцієнта турбулентної в'язкості скалярного поля $\nu_T \approx (9-6) \cdot 10^{12}$ см²/с: $\nu_T \approx -0,3\nu_T$. В результаті, суттєво пригнічується коефіцієнт ефективної турбулентної в'язкості (дифузії) векторного магнітного поля: $\nu_T^* \approx 0,7\nu_T$. Відповідно до вищевикладеної ідеології це повинно істотно сприяти в глибинних шарах СКЗ концентрації магнітних полів в ізолюванні МСТ. Очевидно після магнітного спливання така структура може проявлятися в магнітних утвореннях на сонячній поверхні.

Розглянемо також питання, яким же має бути час τ_α для того, щоб коефіцієнт негативної дифузії $\nu_T \approx -\tau_\alpha \alpha^2$ міг повністю компенсувати величину звичайної турбулентної дифузії ν_T , тобто щоб ефективний коефіцієнт дифузії ν_T^* був рівним нулеві. Використовуючи вираз (3) за порядком величини

отримуємо наступну оцінку: $\tau_\alpha \approx 3\tau$ (або ж $\tau_\alpha \approx 3T$).

Разом з тим можна вказати на можливість існування на Сонці гігантських конвективних комірок [22]. Безпосередньо на сонячній поверхні вони не спостерігаються, проте Гілман [32] з успіхом використав припущення про їх існування при розрахунках моделей диференційного обертання. Згідно модельним розрахункам Гілмана типові розміри таких комірок порівнянні з глибиною СКЗ ($2 \cdot 10^{10}$ см), а час життя комірок становить приблизно 14 місяців ($\tau \approx 10^7$ с), що сприяє тривалому існуванню спіральності.

Якщо в майбутньому вдасться упевнено встановити існування на Сонці згаданих довгоживучих гігантських конвективних комірок, то ефект негативної турбулентної в'язкості можна буде обґрунтовано приєднати до процесів перебудови сонячного магнетизму. Великі надії тут покладаються на геліосейсмологічні експерименти щодо визначення турбулентних параметрів, а також на отримання характеристик магнітної спіральності із спостережень на сонячній поверхні.

5. ВИСНОВКИ

Таким чином, виконані нами розрахунки з використанням турбулентних параметрів моделей СКЗ Спруїта (1977) [83] і Стікса (1989) [89] показали, що поблизу дна СКЗ конвективні комірки можуть закручуватися на великі кути. Внаслідок цього в глибинних шарах СКЗ створюються сприятливі умови для збудження негативної спіральної турбулентної в'язкості, значення якої досягає однієї третини величини коефіцієнта турбулентної в'язкості скалярного поля. Відповідно до ідеології про вирішальну роль негативної турбулентної в'язкості в синергетичній структуризації замагніченої плазми [11, 40, 44, 45], це повинно сприяти значною мірою істотній концентрації магнітних полів в тонких ізольовані МСТ.

1. Авраменко А.А., Басок Б.И., Тырнов А.И., Кузнецов А.В. Эффект отрицательной турбулентной вязкости // Промышленная теплотехника. — Киев: Логос. — 2007. — № 1. — С. 12–14.
2. Брагинский С.И. Теория гидромагнитного динамо // ЖЭТФ. — 1964. — **47**, № 12. — С. 2178–2193.
3. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
4. Горькавый Н.Н., Фридман А.М. Физика планетных колец // УФН. — 1990. — **160**, № 2. — С. 170–237.
5. Григорьев В.М., Пещеров В.С., Осак Б.В. Измерение фонового магнитного поля Солнца в Саянской солнечной обсерватории // В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. — М.: Наука, 1983. — Вып. 64. — С. 80–95.
6. Гуревич Л.Э., Лебединский А.И. Магнитное поле солнечных пятен // ДАН СССР. — 1945. — **49**. — С. 92–94.
7. Зельдович Я.Б. Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости // ЖЭТФ. — 1956. — **31**. — С. 154–156.
8. Колесниченко А.В., Маров М.Я. Роль гидродинамической спиральности в эволюции протопланетного турбулентного облака // Математическое моделирование. — 2008. — **20**, № 10. — С. 99–125.
9. Котов В.А., Ханейчук В.И., Цап Т.Т. К измерениям магнитного разбаланса Солнца // Кинемат. и физ. небесных тел. — 2002. — **18**, № 3. — С. 205–216.
10. Лебединский А.И. Вращение Солнца // Астрон. журнал. — 1941. — **18**, № 1. — С. 10–25.
11. Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В. и др. Теория возникновения крупномасштабных структур в гидродинамической турбулентности // ЖЭТФ. — 1983. — **85**, В.6 (12). — С. 1979–1987.
12. Моисеев С.С., Руткевич П.Б., Тур А.В., Яновский В.В. Вихревое динамо в конвективной среде со спиральной турбулентностью // ЖЭТФ. — 1988. — **94**, В.2. — С. 144–153.
13. Прист Э.Р. Солнечная электродинамика. — М.: Мир, 1985. — 592 с.
14. Северный А.Б. Исследования общего магнитного поля Солнца // Изв. Крым. астрофиз. obs. — 1966. — **35**. — С. 97–138.
15. Френкель Я.И. О происхождении земного магнетизма // ДАН СССР. — 1945. — **49**. — С. 98–101.
16. Avramenko A.A., Basok B.I. Vortex effect as a consequence of negative turbulent diffusivity and viscosity // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. — 2006. — **12**, № 5. — P. 957–962.
17. Batchelor G.K. The Theory of Homogeneous Turbulence. — Cambridge: Cambridge University Press, 1953.
18. Beckers J.M., Schröter E.H. The intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region. I. Observational technique: properties of magnetic knots // Solar Phys. — 1968. — **4**. — P. 142–164.
19. Biermann L. Bemerkungen über das Rotationsgesetz in irdischen und stellaren Instabilitätszonen // Zeits. Astrophys. — 1951. — **28**. — S.304–309.
20. Branover H., Moiseev S.S., Golbraikh E., Eidelman A. // Turbulence and Structures: Chaos, Fluctuation, and Helical Self-Organization in Nature and Laboratory. — San Diego: Acad Press, 1999. — 270 p.
21. Brissaud A., Frish U., Leorat J., Lessieur M., Mazure A. Helical cascade in fully developed turbulence // Phys. Fluids. — 1973. — V.1366–1367.
22. Bumba V., Howard R. Large-scale distribution of solar magnetic fields // Astrophys. J. — 1965. — **141**, № 4. — P. 1502–1512.
23. Csada I.K. On the magnetic effect of turbulence in ionized gases // Acta Phys. Hung. — 1951. — **1**. — P. 215–230.
24. Childress S. Alpha-effect in flux ropes and sheets // Physics Earth & Planet. Inter. — 1979. — **20**. — P. 172–180.

25. *Duvall T.L., Wilcox J.M., Svalgaard L., et al.* Comparison of Ha synoptic charts with the large-scale solar magnetic field as observed at Stanford // *Solar Phys.* — 1977. — **55**, № 1. — P. 63–68.
26. *Haken H.* Synergetics: an introduction. — Berlin–Heidelberg–New York: Springer-Verlag, 1977. — 325 p.
27. *Haken H.* Advanced Synergetics. — Berlin–Heidelberg–New York–Tokyo: Springer-Verlag, 1983. — 356 p.
28. *Haken H.* Information and Self-Organization: a macroscopic approach to complex systems. — Berlin – Heidelberg – New York – London – Paris – Tokyo: Springer-Verlag. — 1988. — 196 p.
29. *Getling A.V.* Convective mechanism for the formation of photospheric magnetic fields // *Astronomy Reports.* — 2001. — **45**. — P. 569–576.
30. *Getling A.V.* The helicity of the velocity field for cellular convection in a rotating layer // *Astronomy Reports.* — 2012. — **56**. — P. 395–402.
31. *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.
32. *Gilman P.A.* Nonlinear dynamics of boussinesq convection in a deep rotating spherical shell. I. // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics.* — 1977. — **8**. — P. 93–135.
33. *Gibson E.G.* The Quiet Sun. — Washington: Scientific and Technical Information Office, NASA, 1973.
34. *Ebeling W., Klimontovich Yu.L.* Selforganization and Turbulence. — Leipzig: Teubner-Verlag, 1984.
35. *Elsasser W.M.* Hydromagnetic dynamo theory // *Rev. Mod. Phys.* — 1956. — **28**. — P. 135–163.
36. *Fischer C.E., de Wijn A.G., Centeno R., Lites B.W., Keller C.U.* Statistics of convective collapse events in the photosphere and chromosphere observed with the Hinode SOT // *Astron. Astrophys.* — 2009. — **504**. — P. 583–588.
37. *Frisch U., Pouquet A., Liorat I., Mazure A.* Possibility of an inverse cascade of magnetic helicity in magnetohydrodynamic turbulence // *Journ. Fluid Mech.* — 1975 — **68**. — P. 769–778.
38. *Kerr B.W., Darkow G.L.* Storm-relative winds and helicity in the tornadic thunderstorm environment // *Weath. and Forecast.* — 1996 — **11**. — P. 489–496.
39. *Kolesnichenko A.V.* A synergetic approach to the description of advanced turbulence // *Solar System Research.* — 2002. — **36**. — P. 107–124.
40. *Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya.* The effect of spirality of turbulence in the solar protoplanetary cloud // *Solar System Research.* — 2007. — **41**. — P. 1–18.
41. *Kolesnichenko A.V., Marov M.Ya.* Magnetohydrodynamic simulation of the protoplanetary disk of the Sun // *Solar System Research.* — 2009. — **43**. — P. 410–433.
42. *Kolesnichenko A.V.* On the simulations of helical turbulence in an astrophysical nonmagnetic disk // *Solar System Research.* — 2011. — **45**. — P. 246–263.
43. *Kraichnan R.H.* Helical turbulence and absolute equilibrium // *J. Fluid Mech.* — 1973. — **59**. — P. 745–752.
44. *Kraichnan R.H.* Diffusion of weak magnetic fields by isotropic turbulence // *J. Fluid Mech.* — 1976a. — **75**. — P. 657–676.
45. *Kraichnan R.H.* Diffusion of passive-scalar and magnetic fields by helical turbulence // *J. Fluid Mech.* — 1976b. — **77**. — P. 753–774.
46. *Kraichnan R.H.* Eddy viscosity in two and three dimensions // *J. Atmos. Sci.* — 1976b. — **33**. — P. 1521–1536.
47. *Krause F., Rädler K.-H.* Mean-Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory. — Berlin: Akademie-Verlag, 1980. (Moscow: Mir, 1984 [in Russian]).
48. *Krause F., Rüdiger G.* On the Reynolds stress in mean-field hydrodynamics. II. Two-dimensional turbulence and the problem of negative viscosity // *Astron. Nachrichten.* — 1974. — **295**, № 4. — P. 185–193.
49. *Krivodubskij V.N.* Rotational anisotropy and magnetic quenching of gyrotropic turbulence in the solar convective zone // *Astronomy Reports.* — 1998. — **42**. — P. 122–126.
50. *Krivodubskij V.N.* The structure of the global solar magnetic field excited by the turbulent dynamo mechanism // *Astronomy Reports.* — 2001. — **45**. — P. 738–745.
51. *Krivodubskij V.N.* Turbulent dynamo near tachocline and reconstruction of azimuthal magnetic field in the solar convection zone // *Astron. Nachrichten.* — 2005. — **326**, № 1. — P. 61–74.
52. *Krivodubskij V.N.* Turbulent effects of sunspot magnetic field reconstruction // *Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* — 2012. — **28**, № 5. — P. 232–238.
53. *Lehnert B.* The decay of magnetic fields in the presence of a magnetic field and Coriolis force. // *Qu. J. Appl. Math.* — 1955. — **12**. — P. 321–341.
54. *Levina G.V., Moiseev S.S.* Negative turbulent heat conduction and its role in the formation of large-scale structures // *Technical Physics Letters.* — 1998. — **24**, № 4. — P. 315–318.
55. *Lorenz E.N.* The interaction between a mean flow and random disturbances // *Tellus.* — 1953. — **5**. — P. 238.
56. *Mininni P.D., Alexakis A., Pouquet A.* Scale interactions and scaling laws in rotating flows at moderate Rossby numbers and large Reynolds numbers // *Phys. Fluids.* — 2009. — **21**. — P. 015108.
57. *Mininni P.D., Pouquet A.* Helicity cascades in rotating turbulence // *Phys. Rev.* — 2009. — E.79. — P. 026304.
58. *Mininni P.D., Pouquet A.* Rotating helical turbulence. Pt.I. Global evolution and spectral behaviour // *Phys. Rev. E.* — 2009a. — P. 1–9.
59. *Mininni P.D., Pouquet A.* Helical rotating turbulence. Pt.II. Intermittency, scale invariance and structures // *Phys. Rev. E.* — 2009b. — P. 1–11.
60. *Moffatt H.K.* The degree of knottedness of tangled vortex lines // *J. Fluid Mech.* — 1969. — **35**. — P. 117–129.

61. *Moffatt H.K.J.* The mean electromotive force generated by turbulence in the limit of perfect conductivity // *J. Fluid Mech.* — 1974. — **65**. — P. 1–10.
62. *Moiseev S.S., Chkhietiani O.G.* The helical scaling of turbulence // *JETF.* — 1996. — **110**, № 7. — P. 357–371.
63. *Monin A.S.* Turbulence in shear flow with stability // *Journal of Geophysical Research.* — 1959. — **64**. — P. 2224–2225.
64. *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.
65. *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.
66. *November L.J.* Measurement of geometric distortion in a turbulent atmosphere // *Applied Optics.* — 1986. — **25**. — P. 392–397.
67. *Parker E.N.* Hydromagnetic dynamo models // *Astrophys. Journ.* — 1955. — **122**. — P. 293–314.
68. *Parker E.N.* Hydraulic concentration of magnetic fields in the solar photosphere. VI. Adiabatic cooling and concentration in downdrafts // *Astrophys. J.* — 1978. — **221**. — P. 368–377.
69. *Parker E.N.* *Cosmic Magnetic Fields.* — Oxford: Oxford University Press, 1979. (Moscow: Mir, 1982 [in Russian]).
70. *Pouquet F., Frisch U., Leorat J.* Strong MHD turbulence and the nonlinear dynamo effect // *Journ. Fluid Mech.* — 1976. — **77**. — P. 321–354.
71. *Prigogine I., Nicolis G.* *Self-Organization in Non-Equilibrium Systems.* — Wiley, 1977.
72. *Prigogine I., Stengers I.* *Order out of Chaos.* — Toronto–New York–London–Sydney: Bantam Books, 1984.
73. *Rädler K.-H.* Zur Elektrodynamik turbulent bewegter leitender Medien // *Thesis.* — 1966. — Univ. Jena.
74. *Rädler K.-H.* Zur Elektrodynamik turbulent bewegter leitender Medien // *Zeits. Naturforsch. I.* — 1968. — **Bd. 23a**. — S.1841–1851; II. — 1968. — **23a**. — S.1851–1860.
75. *Rüdiger G.* The influence of a uniform magnetic field of arbitrary strength on turbulence // *Astron. Nachrichten.* — 1974. — **295**, № 6. — P. 275–283.
76. *Rüdiger G.* On the Reynolds Stresses in Mean Field Hydrodynamics. III. Two-Dimensional Turbulence and the Problem of Differential Rotation // *Astron. Nachrichten.* — 1974. — **295**, № 5. — P. 229–235.
77. *Rüdiger G.* On the negative viscosity in MHD turbulence // *Magnetic Hydrodynamics (Riga).* — 1980. — № 1. — P. 3–14.
78. *Rüdiger G.* *Differential Rotation and Stellar Convection of the Sun and Solar-Type Stars.* — Berlin: Akademie-Verlag, 1989. — 328 p.
79. *Rüdiger G., Arlt R.* Physics of solar cycle // In: *Advances in nonlinear dynamos / The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics.* — 2002. — **9**. — P. 147–191.
80. *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.
81. *Simon G.W., Brandt P.N., November L.J., Scharmer G.B., Shine R.A.* Large-scale photospheric motions: first results from an extraordinary eleven-hour granulation observation // In: *Solar Surface Magnetism*, eds R.J.Rutten, C.J.Schrijver. — Science Institute, Advanced Science Institute Series C: Mathematical and Physical Sciences. — V.433 (Dordrecht: Kluwer, 1994). — P.261.
82. *Smith L.M., Waleffe F.* Transfer of energy to two-dimensional large scales in forced, rotating three-dimensional turbulence // *Phys. Fluids.* — 1999. — **11**. — P. 1608–1622.
83. *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.
84. *Spruit H.C.* Convective collapse of flux tubes // *Solar Phys.* — 1979. — **61**. — P. 363–378.
85. *Spruit H.C., Zweibel E.G.* Convective instability of thin flux tubes // *Solar Phys.* — 1979. — **62**. — P. 15–22.
86. *Starr V.P.* *Physics of Negative Viscosity Phenomena.* — Toronto–London–Sydney: McGraw-Hill Book Company, 1968.
87. *Starr V.P., Gaut N.E., Copeland J.A.* Angular momentum transport in the solar nebula // *Pure and Applied Geophysics PAGEOPH.* — 1967. — **67**, Iss. 1. — P. 221–232.
88. *Steenbeck M., Krause F., Rädler K.-H.* A calculation of the mean electromotive force in electrically conducting fluid in turbulent motion, under the influence of Coriolis forces // *Zeits. Naturforsch.* — 1966. — **21a**. — S.369–376.
89. *Stix M.* *The Sun.* — Berlin–Heidelberg–New York: 1989 (The Sun. 2nd edition. Berlin: Springer-Verlag, 2002).
90. *Sweet P.A.* The effect of turbulence on a magnetic field // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* — 1950. — **110**. — P. 69–83.
91. *Tsinober A., Levich E.* On the helical nature of three-dimensional coherent structures in turbulent flows // *Physics Letters.* — 1983. — **99A**. — P. 321–324.
92. *Vergassola M., Gama S., Frisch U.* Proving the existence of negative isotropic eddy viscosity / *NATO-ASI: Solar and Planetary Dynamos / Eds. Proctor M.R.E., Mathews P.C., Rocklidge A.M.* — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. — P. 321–327.
93. *Webb A.R., Roberts B.* Vertical motions in an intensive magnetic flux tubes. II — Convective instability // *Solar Phys.* — 1978. — **59**. — P. 249–274.
94. *Weiss N.O.* The expulsion of magnetic flux by eddies. // *Proc. Roy. Soc. London.* — 1966. — **A293**. — P. 310–328.
95. *Zeldovich Ya.B., Ruzmaikin A.A., Sokoloff D.D.* *Magnetic Fields in Astrophysics.* — New York: Gordon and Breach, 1983.

Надійшла до редакції 30.08.2013