

УДК 523.98

Отрицательная турбулентная вязкость солнечной плазмы

В.Н. Криводубский

Астрономическая обсерватория КНУ им. Т. Шевченко, 04053, ул. Обсерваторная, 3, Киев-53, Украина
krivod1@observ.univ.kiev.ua

Поступила в редакцию 10 октября 2009 г.

Аннотация. Выполненные нами расчеты (на основе параметров турбулентности из модели конвективной зоны Солнца) показали, что вблизи дна конвективной зоны создаются благоприятные условия для возбуждения отрицательной турбулентной вязкости. Последняя может способствовать концентрации магнитных полей в изолированные силовые трубки.

THE NEGATIVE TURBULENT VISCOSITY OF SOLAR PLASMA, *by V.N. Krivodubskij*. On the turbulent parameters from solar convection zone model our calculations have shown that favourable conditions for exciting the negative turbulent viscosity are created near bottom of convection zone. This negative turbulent viscosity may contribute to concentrate of magnetic fields on the separate force flux tubes.

Ключевые слова: изолированные магнитные силовые трубки, отрицательная турбулентная вязкость, спиральные турбулентные пульсации, солнечная конвективная зона

1 Проблема изолированных магнитных силовых трубок

Как известно из наблюдений, везде над поверхностью Солнца магнитные поля обнаруживают необычное и, на первый взгляд, непостижимое свойство спонтанно концентрироваться в широко разнесенные изолированные трубки магнитных силовых линий в диапазоне от больших солнечных пятен до маленьких факельных точек.

Возникает вопрос, почему магнитные жгуты ведут себя так необычно. Как отдельные трубки концентрируют поля величиной от 1000 Гс в магнитных жгутах до 3000 Гс и больше в пятнах, несмотря на взаимное отталкивание полей одинаковой полярности над солнечной поверхностью?

2 Теоретические предсказания и космические наблюдения, нерешенные аспекты проблемы

Согласно Паркеру (1979, 1982), свойство магнитных полей концентрироваться в изолированные трубки на солнечной поверхности обусловлено взаимодействием конвекции с магнитными полями в подфотосферных слоях. Следуя Паркеру, исследователи Вебб и Робертс (1978), Спруит (1979), Спруит и Цвайбель (1979) и др. изучили конвективную стабильность вертикально направленных тонких магнитных силовых трубок (МСТ), вынесенных из подфотосферных слоев на поверхность. В результате численного моделирования было

показано, что уже сформировавшиеся (в силу каких-то причин) тонкие силовые трубки при определенной величине магнитного поля могут становиться нестабильными и переходить в состояние уменьшения магнитного поля при движениях плазмы вверх в окрестности трубок или увеличения поля при движениях плазмы вниз. Важно, что направленные вниз конвективные потоки вещества способствуют образованию нового длительного равновесного состояния с повышенной магнитной индукцией (до 1–2 килогаусс). Последний процесс получил название конвективного коллапса магнитных силовых трубок (Спруит, 1979). Заметим, что Солнечный оптический телескоп (Solar Optical Telescope), установленный на спутнике Хиноде (Hinode), позволил непосредственно наблюдать процесс конвективного коллапса в фотосферных и хромосферных слоях – в 49 случаях (три четверти зафиксированных событий) наблюдалось движение вещества вниз и увеличение напряженности магнитного поля внутри МСТ (Фишер и др., 2009). Таким образом, в последние несколько десятилетий были предложены механизмы, позволяющие объяснить поддержание на солнечной поверхности равновесного состояния изолированных МСТ в процессе их эволюции. Более того, теоретические предсказания подтвердились наблюдениями с помощью телескопа на космическом аппарате.

Однако в предложенных механизмах не рассматривался вопрос о причинах начальной стадии фрагментации магнитного поля в изолированные МСТ. Этот пробел, как нам кажется, можно ликвидировать, если учесть специфические эффекты турбулентных скоростей в присутствии магнитного поля. Ведь в последние годы были открыты новые эффекты замагниченной турбулентной плазмы, играющие чрезвычайно важную роль в перестройке магнетизма (Вайнштейн и др., 1980; Зельдович и др., 2006).

3 Отрицательная турбулентная вязкость и фрагментация магнитных полей

Поэтому, на наш взгляд, при анализе процессов перестройки солнечного магнетизма следует принимать во внимание вклад, обусловленный эффектами турбулентной замагниченной плазмы, которые при определенных условиях могут содействовать сжатию (“стягиванию”) магнитных полей в изолированные силовые трубки. В связи с этим мы проанализировали эффект так называемой отрицательной турбулентной вязкости магнитного поля, открытый Крейчнаном (1976а, 1976b). Ключевую роль в возникновении явления отрицательной турбулентной вязкости играют мелкомасштабные вихревые (спиральные) движения, порождающие тенденцию к слиянию мелких вихрей (Крейчнан 1976а, 1976b; Моисеев и др., 1983). Эффект отрицательной турбулентной диффузии возникает в сильно завихренной турбулентной высокопроводящей жидкости, находящейся в неоднородном крупномасштабном магнитном поле. В результате численных экспериментов на ЭВМ Крейчнан нашел условия, при которых магнитное поле начинает стягиваться, так что локальное магнитное поле неустойчиво растет. Необходимо, чтобы время поддержания (корреляции) спиральности турбулентных вихрей τ_2 превышало характерное время пульсаций τ ($\tau_2 > \tau$). Другими словами, каждый вихрь должен обладать сильной собственной спиральностью в течение длительного времени, чтобы за время поддержания спиральности жидкость в вихре успела описать большой угол.

Отметим, что эффект отрицательной турбулентной вязкости вихревых структур недавно был подтвержден в терминах обратного каскада переноса турбулентной энергии, т. е. перекачки энергии от мелкомасштабных турбулентных структур к крупномасштабным структурам (Авраменко и Басок, 2006; Авраменко и др., 2007). Кроме того, возможность реализации обратного каскада кинетической энергии в космических объектах со спиральной турбулентностью (синергетическое структурирование космического вещества, приводящего к появлению отрицательной турбулентной вязкости) была продемонстрирована на примере реконструирования эволюции турбулентности протопланетного солнечного облака (Колесниченко и Маров, 2007).

4 Роль завихренных турбулентных структур в возбуждении отрицательной турбулентной вязкости

Перейдем к детальному рассмотрению нового явления. Эффект подавления турбулентной вязкости обусловлен долгосуществующей устойчивой спиральностью отдельных вихрей малого размера l :

$$\alpha \approx -(\tau/3) \cdot \langle \mathbf{v} \cdot \text{rot } \mathbf{v} \rangle, \quad (1)$$

для которых усредненный квадрат спиральности турбулентных пульсаций отличен от нуля ($\langle \alpha^2 \rangle \neq 0$) в течение времени τ . Здесь α – параметр спиральности турбулентных пульсаций, \mathbf{v} – скорость турбулентных пульсаций, $\langle \rangle$ – операция усреднения по масштабам L , превышающим характерные размеры пульсаций l .

Изменение усредненного (крупномасштабного) магнитного поля $\langle \mathbf{B} \rangle$ со временем вследствие завихренной турбулентной диффузии описывается уравнением:

$$\partial \langle \mathbf{B} \rangle / \partial t = \nu \mathbf{T}^* \Delta \langle \mathbf{B} \rangle, \quad (2)$$

где

$$\nu \mathbf{T}^* = \nu \mathbf{T} + \nu \mathbf{T} \alpha - \quad (3)$$

эффективный коэффициент подавленной турбулентной вязкости (диффузии) векторного магнитного поля;

$$\nu \mathbf{T} \approx (1/3) \nu l - \quad (4)$$

коэффициент турбулентной вязкости скалярного поля;

$$\nu \mathbf{T} \alpha \approx -\tau^2 \langle \alpha^2 \rangle - \quad (5)$$

коэффициент отрицательной турбулентной вязкости, обусловленной спиральностью вихрей; $\nu = (\langle \mathbf{v}^2 \rangle)^{1/2}$ и l – среднеквадратичная эффективная скорость и характерный размер пульсаций.

Если средний квадрат спиральности $\langle \alpha^2 \rangle$ отличен от нуля в течение длительного времени τ_2 , то это ведет к росту величины $\tau_2 \langle \alpha^2 \rangle$. В этом случае, как видно из уравнения (3), сильные долгосуществующие устойчивые флуктуации спиральности приводят к существенному уменьшению эффективного коэффициента турбулентной диффузии векторного магнитного поля $\nu \mathbf{T}^*$ по сравнению с коэффициентом турбулентной диффузии скалярного поля $\nu \mathbf{T}$. Уменьшение $\nu \mathbf{T}^*$ продолжается по мере увеличения τ_2 . И если время корреляции флуктуаций спиральности τ_2 в 2-3 раза превышает время существования турбулентных вихрей $\tau \approx l/\nu$ (это значит, что циркуляция жидкости в вихре за это время успевает составить большой угол), то эффективный коэффициент векторной турбулентной вязкости $\nu \mathbf{T}^*$ может уменьшиться до отрицательного значения (Крейчман, 1976а; 1976б).

Отрицательный знак эффективного коэффициента турбулентной диффузии означает неустойчиво возрастающую концентрацию векторного поля. В этом случае турбулентность, как уже упоминалось, характеризуется свойством «стягивать» присутствующие магнитные поля, а не рассеивать их. Явление напоминает динамо в том смысле, что оно упорядочивает магнитное поле и увеличивает его энергию (генерация супермелкомасштабного поля). Таким образом,

можно в принципе получить отрицательный коэффициент турбулентной магнитной вязкости, если специально задать флуктуации спиральности турбулентных пульсаций.

Как показал Паркер (1982), отрицательный вклад спиральности в эффективный коэффициент турбулентной диффузии квадратичен по углу поворота Φ конвективных ячеек ($\nu_T^\alpha \sim -\Phi^2$) и становится существенным при $\Phi > 1$. Поэтому ясно, что во вращающихся небесных телах для возникновения эффекта отрицательной диффузии большое значение имеет величина угловой скорости Ω . Угол поворота конвективных ячеек вследствие спирального закручивания определяется величиной $\Phi = \Omega\tau = 2\pi\tau/T$, где T – период вращения небесного тела. Поскольку для возникновения отрицательной вязкости необходима устойчивая усредненная спиральность отдельных вихрей ($\langle \alpha^2 \rangle \neq 0$) в течение длительного времени, то во вращающихся телах это ведет к требованию больших углов поворота ($\Phi \sim \pi$ и больше) магнитных силовых линий (Паркер, 1982). Очевидно, можно ожидать выполнения условия $\Phi \geq \pi$ во вращающихся с большой угловой скоростью космических телах, которые успевают совершить хотя бы один, а лучше несколько, оборот за время жизни отдельного вихря ($\tau \geq T$).

5 Расчеты закрученности конвективных ячеек и отрицательной турбулентной вязкости

С целью изучения возможного влияния отрицательной вязкости на свойство магнитных полей концентрироваться в изолированные силовые трубки на Солнце проанализируем параметры турбулентности в солнечных слоях и сделаем оценки углов поворота.

Обратимся сначала к наблюдательным данным. Согласно наблюдениям на поверхности Солнца уверенно обнаруживаются три вида конвективных ячеек – гранулы, мезогранулы и супергранулы, характерные времена жизни которых составляют соответственно $\tau \approx 10^3$ с (Прист, 1985), $\tau \approx 10^4$ с (Новембер и др., 1981) и $\tau \approx 10^5$ с (Симон и Лейтон, 1964). Это время мало по сравнению с периодом вращения Солнца T , составляющим $\approx 2 \cdot 10^6$ с. В результате углы поворота оказываются меньшими единицы: $\Phi = \Omega\tau = 2\pi\tau/T \leq 0.3$ рад, что свидетельствует об относительно слабом спиральном закручивании конвективных ячеек. Таким образом, явление отрицательной вязкости, по-видимому, не дает существенного вклада во фрагментацию магнитных полей в поверхностных слоях Солнца.

Вместе с тем можно указать, хотя и менее уверенно, на возможность существования на Солнце гигантских ячеек (Бумба и Говард, 1965). Непосредственно на поверхности они не наблюдаются, однако Гилман (1980) с успехом использовал предположение об их существовании при расчетах моделей дифференциального вращения. Согласно модельным расчетам Гилмана, время жизни таких ячеек составляет примерно 14 месяцев ($\tau \approx 10^7$ с), а типичные размеры сравнимы с глубиной солнечной конвективной зоны (СКЗ). Ясно, что в данном случае речь уже идет о недрах Солнца. Поэтому перейдем к подробному изучению условий в подфотосферных слоях Солнца. Для этого воспользуемся моделью СКЗ Стикса (Stix, 1989). В таблице 1 представлены результаты наших расчетов величин $\tau \approx l/v$, $\Phi = 2\pi\tau/T$, $\nu_T \approx (1/3)v l$ и $\alpha \approx (\tau/3)v^2/l$ на основании параметров турбулентной конвекции v и l , взятых из модели СКЗ.

6 Результаты и обсуждение

Чрезвычайно важно, что вблизи дна СКЗ (начиная с глубин $z \approx 170$ тыс. км) рассчитанные характерные времена жизни конвективных ячеек ($\tau \geq 10^6$ с) становятся сравнимыми с периодом вращения Солнца ($T \approx 2 \cdot 10^6$ с). Поэтому в этой области реализуется возможность спирального закручивания ячеек на большие углы ($\Phi \approx 6-9$ рад), которые превосходят величину π . В результате здесь создаются благоприятные условия для возбуждения отрицательной турбулентной вязкости. В предположении, что время поддержания спиральности турбулентных вихрей τ_2 по

порядку величины близко к характерному времени пульсаций τ , сделаем оценки параметров $v_T^\alpha \approx -\tau_2 \alpha^2 \approx -\tau \alpha^2$ и $v_T^* \approx v_T + v_T^\alpha$ в нижней части СКЗ. Видно (таблица 1), что вблизи дна СКЗ становится заметным эффект влияния закрученности конвективных ячеек: величина коэффициента отрицательной турбулентной вязкости, обусловленной спиральностью вихрей, достигает одной трети величины коэффициента турбулентной вязкости скалярного поля: $v_T^\alpha \approx -0,3 v_T$. В результате коэффициент эффективной турбулентной вязкости (диффузии) векторного магнитного поля v_T подавляется примерно на одну треть своей величины: $v_T^* \approx 0,7 v_T$. В соответствии с изложенной идеологией это должно способствовать концентрации магнитных полей в изолированные МСТ в глубинных слоях СКЗ.

Таблица 1

z (10^3 км)	v (см/с)	l (см)	τ (с)	Φ (рад)	v_T (см ² /с)	α (см/с)	$v_T^\alpha (\tau_2 \approx \tau)$ (см ² /с)	$v_T^* (\tau_2 \approx \tau)$ (см ² /с)
10	$2.6 \cdot 10^4$	$4.3 \cdot 10^8$	$1.7 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{-2}$	$3.7 \cdot 10^{12}$	$8.7 \cdot 10^3$		
20	$1.7 \cdot 10^4$	$9.1 \cdot 10^8$	$5.4 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-1}$	$5.2 \cdot 10^{12}$	$5.7 \cdot 10^3$		
50	$1.0 \cdot 10^4$	$2.5 \cdot 10^9$	$2.5 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^{-1}$	$8.3 \cdot 10^{12}$	$3.3 \cdot 10^3$		
100	$7.4 \cdot 10^3$	$4.7 \cdot 10^9$	$6.4 \cdot 10^5$	2.0	$1.2 \cdot 10^{13}$	$2.5 \cdot 10^3$		
120	$6.5 \cdot 10^3$	$5.4 \cdot 10^9$	$8.3 \cdot 10^5$	2.6	$1.2 \cdot 10^{13}$	$2.2 \cdot 10^3$		
135	$5.9 \cdot 10^3$	$6.0 \cdot 10^9$	$1.0 \cdot 10^6$	3.1	$1.2 \cdot 10^{13}$	$2.0 \cdot 10^3$		
150	$5.2 \cdot 10^3$	$6.5 \cdot 10^9$	$1.3 \cdot 10^6$	4.1	$1.1 \cdot 10^{13}$	$1.7 \cdot 10^3$		
165	$4.4 \cdot 10^3$	$6.9 \cdot 10^9$	$1.6 \cdot 10^6$	5.0	$1.0 \cdot 10^{13}$	$1.5 \cdot 10^3$		
170	$4.0 \cdot 10^3$	$7.0 \cdot 10^9$	$1.8 \cdot 10^6$	5.7	$9.3 \cdot 10^{12}$	$1.3 \cdot 10^3$	$-3.0 \cdot 10^{12}$	$6.3 \cdot 10^{12}$
175	$3.4 \cdot 10^3$	$7.1 \cdot 10^9$	$2.1 \cdot 10^6$	6.6	$8.0 \cdot 10^{12}$	$1.1 \cdot 10^3$	$-2.5 \cdot 10^{12}$	$5.5 \cdot 10^{12}$
180	$2.6 \cdot 10^3$	$7.1 \cdot 10^9$	$2.8 \cdot 10^6$	8.7	$6.2 \cdot 10^{12}$	$8.7 \cdot 10^2$	$-2.1 \cdot 10^{12}$	$4.1 \cdot 10^{12}$

7 Выводы

Таким образом, выполненные нами расчеты с использованием турбулентных параметров модели СКЗ Стикса (1989) показали, что вблизи дна СКЗ создаются благоприятные условия для спирального закручивания конвективных ячеек на большие углы и возбуждения, вследствие этого – для возникновения отрицательной турбулентной вязкости. В соответствии с идеологией о решающей роли отрицательной турбулентной вязкости в синергетической структуризации замагниченной плазмы (Крейчман 1976а, 1976b; Моисеев и др., 1983; Колесниченко и Маров, 2007) это должно приводить к существенной концентрации магнитных полей в тонкие изолированные МСТ. Вследствие магнитной плавучести они со временем должны выноситься на солнечную поверхность, занимая там вертикальное положение. В дальнейшем их эволюция может происходить в соответствии со сценарием теоретически предсказанного (Спруит, 1979), а затем наблюдаемого из космоса с помощью солнечного телескопа (Фишер и др., 2009), конвективного коллапса МСТ.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Ф25.2/094 Государственного фонда фундаментальных исследований Министерства образования и науки Украины.

Литература

- Авраменко А.А., Басок Б.И. // Инженерно-физический журнал. 2006. Т. 79. №. 5. С. 112.
- Авраменко А.А., Басок Б.И., Тырнов А.И., Кузнецов А.В. // Промышленная теплотехника. 2007. №. 1. С. 12.
- Бумба и Говард (Bumba V., Howard R) // *Astrophys. J.* 1965. V. 141. P. 1502.
- Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. // Турбулентное динамо в астрофизике. М.: 1980.
- Вебб и Робертс (Webb A.R., Roberts B.) // *Solar Phys.* 1978. V. 59. P. 249.
- Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д. // Магнитные поля в астрофизике. Москва-Ижевск: 2006.
- Гилман (Gilman P.A.) // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics.* 1977. V. 8. P. 93.
- Колесниченко А.В., Маров М.Я. // *Астрон. вестник.* 2007. Т. 41, №. 1. С. 3.
- Крейчнан (Kraichnan R.H.) // *J. Fluid Mech.* 1976a. V. 75. P. 657.
- Крейчнан (Kraichnan R.H.) // *J. Fluid Mech.* 1976b. V. 77. P. 753.
- Моисеев С.С., Сагдеев Р.З., Тур А.В. и др. // *ЖЭТФ.* 1983. Т. 85. В. 6 (12). С. 1979.
- Новембер и др. (November L.J., Toomre J., Gebbie K.V., Simon G.W.) // *Astrophys. J.* 1981. V. 245. P. L123.
- Паркер (Parker E.N.) // *Astrophys. J.* 1978. V. 221. P. 368.
- Паркер Е. // *Космические магнитные поля.* Т. 2. М.: 1982.
- Прист Э.Р. // *Солнечная электродинамика.* М.: 1985.
- Симон и Лейтон (Simon G.W., Leighton R.B.) // *Astrophys. J.* 1964. V. 140. P. 112.
- Спруит (Spruit H.C.) // *Solar Phys.* 1979. V. 61. P. 363.
- Спруит и Цвайбель (Spruit H.C., Zweibel E.G.) // *Solar Phys.* 1979. V. 62. P. 15.
- Стикс (Stix M.) // *The Sun.* Berlin – Heidelberg – New York: 1989.
- Фишер и др. (Fisher C.E., de Wijn A.G., Centeno R., Lites B.W., Keller C.U.) // *Astron. Astrophys.* 2009. V. 504. P. 583.