

УДК 523.98

**В. Н. Криводубский**

Астрономическая обсерватория Киевского национального университета  
имени Тараса Шевченко  
ул. Обсерваторная 3, Киев, 04053  
krivod1@observ.univ.kiev.ua

**Турбулентные эффекты перестройки магнитного поля  
солнечных пятен**

*Проанализирована роль двумерной турбулентности (порождаемой в тени пятна под влиянием сильного магнитного поля) и альвеновских колебаний (возбуждаемых в пятне относительно слабым магнитным полем) в эволюции солнечных пятен. Выявлено две фазы затухания магнитного поля пятна. Начальная быстрая фаза магнитного затухания обусловлена двумерной турбулентностью. Более поздняя медленная фаза магнитного затухания связана с альвеновскими колебаниями. Полученные нами результаты согласуются с наблюдаемыми данными относительно двух типов временной эволюции солнечных пятен. Существенную роль в длительной стабильности равновесного состояния вертикальных магнитных силовых трубок пятен играет эффект макроскопического диамагнитного «вытеснения» магнитного поля из конвективной зоны или фотосферы к пятнам.*

*ТУРБУЛЕНТНІ ЕФЕКТИ ПЕРЕБУДОВИ МАГНІТНОГО ПОЛЯ СО-  
НЯЧНИХ ПЛЯМ, Криводубський В. Н. — Проаналізовано роль дво-  
вимірної турбулентності (породженої в тіні плями під впливом  
сильного магнітного поля) та альвенівських коливань (збуджених у  
плямі відносно слабким магнітним полем) в еволюції сонячних плям.  
Виявлено дві фази затухання магнітного поля плями. Початкова  
швидка фаза затухання зумовлена виродженою турбулентністю.  
Друга повільна фаза магнітного затухання пов'язана з альвенівськими  
коливаннями. Отримані нами результати узгоджуються зі спосте-  
реженими даними відносно двох типів часової еволюції сонячних  
плям. Суттєву роль в тривалій стабільності рівноважного стану  
вертикальних магнітних силових трубок плям відіграє ефект макро-  
скопичного діаманітного «витіснення» магнітного поля із конвек-  
тивної зони або фотосфери до плям.*

*TURBULENT EFFECTS OF SUNSPOT MAGNETIC FIELD RECONSTRUCTION, by Krivodubskij V. N. — We consider the role of two-dimensional turbulence (generated in a sunspot umbra under the influence of a strong magnetic field) and Alfvén oscillations (excited in a sunspot by a relatively weak magnetic field) in the sunspot evolution. Two phases of decaying of sunspot magnetic field are revealed. The initial rapid phase of magnetic dissipation is caused by two-dimensional turbulence. The subsequent slow phase of magnetic dissipation is related to the Alfvén oscillations. Our results agree with observed data on two types of temporal evolution of sunspots. A substantial role in the protracted stability of the equilibrium state of vertical magnetic power tubes of sunspots is played by the effect of the macroscopic diamagnetic «expulsing» of magnetic field from the convective zone or photosphere to the sunspots.*

## **ВВЕДЕНИЕ**

Наблюдения показывают, что везде над поверхностью Солнца магнитные поля демонстрируют необычное свойство спонтанно концентрироваться в широко разнесенные изолированные магнитные силовые трубки (МСТ) в диапазоне от больших солнечных пятен до маленьких факельных точек. Похоже, что магнитные узлы, в большом количестве возникающие в биполярных магнитных участках на солнечной поверхности, притягиваются друг к другу на стадии образования пятен. Поэтому необходимо прояснить, как могут притягиваться магнитные узлы одинаковой полярности. Согласно модели Майера и др. [19] концентрация магнитных узлов в МСТ происходит за счет нисходящего потока супергрануляции, проникающего по меньшей мере до глубины 10 тыс. км в солнечной конвективной зоне (СКЗ). По мере своего нарастания величина магнитного поля становится достаточной для того, чтобы препятствовать циркуляционной конвекции, и поэтому плазма в МСТ охлаждается и опускается. В результате величина поля возрастает до значений, при которых внешнее газовое давление примерно уравнивает внутреннее магнитное и газовое суммарное давление. Наступает стационарная фаза — устойчивое состояние солнечного пятна.

Похожее объяснение формирования солнечного пятна было предложено Паркером [10] на основе общих физических принципов. Наблюдаемая тенденция соседних магнитных узлов сближаться друг с другом и сливаться в поры и пятна может быть обусловлена гидродинамическим действием плазмы на всплывающие трубки (эффект Бернулли притяжения движущихся МСТ). Если взаимное притяжение магнитных узлов происходит вследствие их архимедового всплывания на поверхность, то этот эффект имеет место, пока МСТ поднимаются. При этом не имеет значения, как движутся вверх МСТ: рядом или одна за другой. Притяжение должно исчезнуть, когда подъем трубок прекращается, и они занимают под поверхностью в СКЗ более или

менее вертикальное положение. Теперь доминирующими становятся силы отталкивания магнитных узлов одинаковой полярности. В результате магнитные пучки, которые уже сформировались, должны снова разбиваться на отдельные мелкие узлы и довольно быстро исчезать за счет омической (джоулевой) диссипации. Но это не согласуется с данными наблюдений долгоживущих пятен. Как свидетельствуют наблюдения, магнитное поле пятна после быстрого достижения максимальной величины остается практически постоянным на протяжении большей части жизни пятна (от 30 до 50 сут для долгоживущих пятен) [3, 13, 14]. При этом размеры и магнитный поток пятен уменьшаются довольно медленно. Поэтому остается вопрос, как объяснить длительную стабильность равновесного состояния пятен после всплытия магнитных полей на поверхность (эффект самодержания), когда МСТ в подфотосферных слоях занимают близкое к вертикальному положение.

Поскольку наблюдаемые движения на солнечной поверхности и конвекция в подфотосферных слоях имеют чрезвычайно нерегулярный (турбулентный) характер, то особую актуальность приобретает изучение роли турбулентности в перестройке солнечного магнетизма. Привлечение к рассмотрению электромагнитных свойств турбулентной плазмы привело к созданию макроскопической магнитогидродинамики (МГД усредненных полей), в которой ключевую роль играют три основные эффекты турбулентности [2, 6]. Во-первых, резко снижая величину электропроводности плазмы, турбулентность приводит к уменьшению времени релаксации магнитных процессов (поэтому в турбулизованной солнечной плазме это должно способствовать уменьшению времени затухания магнитных полей). Во-вторых, неоднородность турбулентных пульсаций порождает диамагнитные свойства плазмы, которые можно интерпретировать как уменьшение макроскопической проницаемости среды. Наконец, в-третьих, отклонение от симметрии случайных турбулентных движений, которые приводят к усредненной спиральности поля скоростей, в замагниченной плазме служит источником генерации макроскопических (крупномасштабных) магнитных полей (α-эффект). На наш взгляд, указанную выше проблему длительной стабильности равновесного состояния вертикальных МСТ после их всплытия на солнечную поверхность можно в значительной степени снять, если при анализе процессов перестройки магнитного поля солнечных пятен учесть вклады, определяемые первыми двумя эффектами турбулентной плазмы. Именно этому вопросу посвящена настоящая работа.

#### **ТУРБУЛЕНТНАЯ ДИССИПАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН**

Как известно, расчетное время джоулевой диссипации магнитного поля пятен для допустимых значений газокINETической электропроводности плазмы в фотосферных слоях в зависимости от наблюдаемых

размеров пятен может составлять от нескольких лет до нескольких сотен лет (см. классические оценки Каулинга [15]), что разительно противоречит данным наблюдений.

Согласования расчетных времен распада магнитных полей пятен с наблюдаемыми значениями можно достичь, если принять во внимание первый эффект МГД-турбулентности (уменьшение величины электропроводности турбулизованной плазмы), значительно ускоряющий темп распада магнитных полей. Как известно, при отсутствии магнитного поля турбулентная вязкость плазмы описывается выражением (приближение теории длины перемешивания Прандтля)

$$\tau = (1/3)vl, \quad (1)$$

где  $v = (\overline{v^2})^{1/2}$  и  $l$  — средняя квадратичная эффективная скорость и характерный размер пульсаций поля скоростей  $v$ . При расчете скорости диссипации слабых магнитных полей в солнечной плазме (кинематическое приближение) используют обычно именно этот параметр. Учет уменьшения коэффициента электропроводности в турбулентной плазме позволил в свое время согласовать теоретические и наблюдаемые значения продолжительности жизни магнитных полей пятен [6].

Однако, как было отмечено во введении, трудно понять, как МСТ удерживаются в стабильном состоянии в течение длительного времени. Мы считаем, что указанную проблему можно решить, если принять в расчет влияние сильных магнитных полей на турбулизованную конвекцию. Общеизвестно, что сильные магнитные поля существенно подавляют интенсивность турбулентных пульсаций. Поэтому следует ожидать, что мощное магнитное поле пятна будет кардинально модифицировать поле турбулентных движений в тени пятна по сравнению с турбулентностью в окрестности пятен (в фотосфере или в более глубоких слоях в СКЗ). Действительно, согласно Краузе и Рюдигеру [17] турбулентность в глубоких слоях пятна под влиянием сильного однородного вертикального магнитного поля ( $B = 0.3$  Тл) вырождается в двумерную изотропную турбулентность, не изменяющуюся вдоль магнитного поля. Интенсивность распада магнитного поля в поперечном направлении в этом случае определяется двухмерной турбулентной вязкостью

$$\tau^{(2)} = (1/2)vl. \quad (2)$$

С уменьшением величины магнитного поля до значений  $B = 0.1 \dots 0.2$  Тл вырождение турбулентности снимается, и преобладающую роль в затухании магнитного поля начинают играть альвеновские колебания [4]. В таком случае интенсивность распада магнитного поля определяется параметром

$$\tau = (1/2)(v/C_A)^3 vl, \quad (3)$$

имеющим смысл турбулентной вязкости для альвеновских колебаний. Здесь  $C_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$  — альвеновская скорость,  $\rho$  — плотность плазмы.

Для анализа эффективности указанных механизмов диссипации магнитного поля на разных стадиях распада пятен мы рассчитали значения коэффициентов турбулентной вязкости в глубоких слоях пятна. Согласно работам [8, 9] пятно погружено в СКЗ на глубину  $z = 350 \dots 600$  км, тогда как полутень представляет собой поверхностную структуру толщиной несколько сотен километров, где магнитные силовые линии расходятся в стороны. Важно, что именно в глубоких слоях сильное магнитное поле тени пятна имеет однородную вертикальную структуру, при которой согласно [17] происходит вырождение трехмерной турбулентности в двумерную. При расчете коэффициента  $\tau^{(2)}$  были взяты следующие параметры турбулентных пульсаций для тени пятна:  $\nu = 1.3 \cdot 10^5$  см/с [8],  $l = 1.5 \cdot 10^7$  см [16]. На втором этапе распада пятен для оценки коэффициента  $\tau$  величина магнитной индукции  $B$  бралась равной 0.15 Тл, а значение плотности плазмы  $n = 2 \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup> взято из модели солнечного пятна [22] на оптической глубине  $\lg \tau = +1$  (что соответствует геометрической глубине  $z = 400$  км). В результате проведенных расчетов получены следующие оценки параметров, необходимых для анализа эволюции магнитного поля пятен на различных этапах их распада:  $\tau^{(2)} = (1/2)\nu l = 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с;  $C_A = 3 \cdot 10^5$  см/с;  $\tau = 5 \cdot 10^{10}$  см<sup>2</sup>/с. При таких условиях характерное время турбулентной диссипации типичного большого пятна размером  $L = 10^9$  см в механизме Краузе — Рюдигера [17] составляет  $T^{(2)} = L^2 / \tau^{(2)} = 10^6$  с  $\approx 10$  сут. Полученный высокий темп турбулентной диффузии соответствует предположению С. Д. Иванова и В. П. Максимова [4] о том, что механизм Краузе — Рюдигера эффективно работает только на начальной стадии развития пятна, и согласуются с полученным Бумбой [13, 14] выводом (на основе статистического анализа данных наблюдений) об усиленном распаде групп солнечных пятен на ранней стадии их жизни. В случае более длительного действия двумерной турбулентности магнитное поле пятна должно достаточно быстро полностью диссипировать. Но в действительности согласно данным наблюдений [3] большие пятна живут дольше. Поэтому мы считаем, что при затухании магнитного поля на начальной стадии жизни пятен по мере уменьшения интенсивности поля вырождение турбулентности снимается и в силу вступают альвеновские колебания.

В таком случае темп распада магнитного поля пятен должен замедляться, поскольку согласно проведенным оценкам на этом этапе уменьшается коэффициент турбулентной вязкости ( $\tau < \tau^{(2)}$ ). Действительно, наши расчеты показали, что время распада пятен при учете турбулентной вязкости альвеновских колебаний  $T^{(A)} = L^2 / \tau$  существенно увеличивается (примерно до  $2 \cdot 10^7$  с  $\approx 200$  сут). Полученный расчетный результат согласуется с наблюдаемым фактом замедления темпа распада пятен на конечной стадии их жизни [13, 14].

Перейдем к анализу роли отмеченного выше второго эффекта МГД-турбулентности (макроскопического турбулентного диамагне-

тизма) в перестройке магнитного поля солнечного пятна. Для этого сначала проанализируем, при каких условиях проявляются диамагнитные свойства турбулентной плазмы вообще, и в астрофизических структурах в частности.

### МАКРОСКОПИЧЕСКИЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ ДИАМАГНЕТИЗМ ПЛАЗМЫ

Физический смысл макроскопического турбулентного диамагнетизма плазмы, открытого Я. Б. Зельдовичем [5], состоит в эффекте вытеснения сглаженного (крупномасштабного) магнитного поля  $B$  из участков с повышенной интенсивностью турбулентных пульсаций в места с менее развитой турбулентностью вдоль градиента турбулентной вязкости  $\nu_T$  с эффективной скоростью

$$V \approx \nu_T / 2. \quad (4)$$

Явление вытеснения однородного в начальный момент магнитного поля из участков высокопроводящей плазмы с вихревыми турбулентными движениями можно объяснить следующим образом. Сначала поле вследствие вмороженности в плазму сильно запутывается вихрями в этом участке, в результате чего довольно быстро (в кинематическом режиме реакция магнитного поля на турбулентность не учитывается) происходит уменьшение его масштаба. Когда масштаб становится достаточно малым, вступает в действие омическая диссипация, и поле в этом участке почти полностью исчезает. Окончательно рассмотренное явление можно интерпретировать как вытеснение поля из участка с турбулентными движениями, получившее название «макроскопический диамагнитный эффект» [20].

Важно помнить, что в космических условиях, в частности в солнечной плазме, довольно часто встречается ситуация, когда характерные размеры вихрей достаточно велики для того, чтобы в большинстве случаев между турбулизированными конвективными структурами и участками, не возмущенными движениями, формировались зоны постепенного уменьшения интенсивности турбулентных пульсаций. Именно такая структура, получившая название слоя проникающей конвекции (overshoot layer), формируется на границе СКЗ и радиативных недр Солнца [23].

Для выяснения роли слоев проникающей конвекции в солнечной плазме рассмотрим перестройку магнитного поля вблизи дна СКЗ. Вмороженные в плазму магнитные поля будут «забрасываться» сильными турбулентными пульсациями из СКЗ в слой проникающей конвекции. Поэтому через некоторое время магнитное поле, пройдя этот слой, с неизбежностью появится на верхней границе радиативной зоны, где раньше его не было, и где создаются благоприятные условия для его длительного существования, поскольку здесь турбулентных пульсаций уже почти нет. В тоже время вследствие описанного выше процесса турбулентного запутывания силовых линий и дальнейшей омической диссипации магнитное поле будет постепенно вытесняться

из нижней части СКЗ. В конечном итоге под дном СКЗ формируется тонкий горизонтальный слой мощного магнитного поля [18].

Нетрудно убедиться, что в случае протяжной зоны неоднородной турбулентности магнитное поле будет переноситься вдоль градиента пульсаций  $\tau$  в направлении уменьшения величины этого градиента. Более строгая физическая интерпретация макроскопического турбулентного диамагнетизма дана Л. Л. Кичатиновим (см. монографию С. И. Вайнштейна [1]).

Макроскопический турбулентный диамагнетизм плазмы [1] описывается первым членом в диффузионной части уравнения индукции

$$\frac{\mathbf{B}}{t} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B} - D_T \text{rot} \mathbf{B}), \quad (5)$$

тогда как второй член описывает затухание (диссипацию) магнитного поля. Здесь  $D_T = \frac{m}{\tau} = \frac{c^2}{4\sigma}$  — коэффициент магнитной диффузии в турбулентной среде,  $\sigma = c^2/4\eta$  — газокINETическая магнитная вязкость,  $\eta$  — газокINETическая электропроводность,  $c$  — скорость света.

Используя тождественные математические выражения (в предположении  $m = \text{const}$ ):

$$\frac{m}{\tau} \text{rot} \mathbf{B} = \frac{m}{\tau} (1 - \frac{\tau}{m}) \text{rot} \mathbf{B}, \quad (6)$$

$$\frac{\tau}{2} \text{rot} \mathbf{B} = \frac{\tau}{2} (1 - \frac{\tau}{m})^{1/2} (1 + \frac{\tau}{m})^{1/2} \text{rot} \mathbf{B}, \quad (7)$$

и формулу векторного анализа

$$\text{rot}(\mathbf{F} \times \mathbf{B}) = \mathbf{F} \text{rot} \mathbf{B} - \mathbf{B} \text{rot} \mathbf{F}, \quad (8)$$

после простых математических преобразований

$$\begin{aligned} & (\frac{m}{\tau} \text{rot} \mathbf{B} - \frac{\tau}{2} \text{rot} \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \\ & = \frac{m}{\tau} (1 - \frac{\tau}{m})^{1/2} (1 + \frac{\tau}{m})^{1/2} \text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B} + \\ & + \frac{\tau}{2} (1 - \frac{\tau}{m})^{1/2} [(1 + \frac{\tau}{m})^{1/2} \mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B} - \\ & = \frac{m}{\tau} (1 - \frac{\tau}{m})^{1/2} \{ (1 + \frac{\tau}{m})^{1/2} \text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B} + \\ & + [(1 - \frac{\tau}{m})^{1/2} \mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B}] \} = \\ & = \frac{m}{\tau} (1 - \frac{\tau}{m})^{1/2} \text{rot} [(1 + \frac{\tau}{m})^{1/2} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] \end{aligned} \quad (9)$$

уравнение магнитной диффузии (5) можно свести к следующему виду:

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{B}}{t} & = \text{rot} \{ \frac{m}{\tau} (1 - \frac{\tau}{m})^{1/2} \text{rot} [(1 + \frac{\tau}{m})^{1/2} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] \} = \\ & = \text{rot} \frac{c^2}{4\tau} \text{rot} \frac{\mathbf{B}}{\tau}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\tau = \frac{m}{1 + \frac{\tau}{m}}, \quad (11)$$

$$\tau = 1 / (1 - \frac{\tau}{m}), \quad (12)$$

— соответственно коэффициенты турбулентной электропроводности и турбулентной магнитной проницаемости плазмы, охваченной турбулентными пульсациями.

Таким образом, турбулентную диффузию усредненного магнитного поля можно описывать как уравнением (5), которое наглядно разделяет эффекты макроскопического диамагнетизма и турбулентной диссипации, так и уравнением (10), в котором оба эффекта учтены в одном диффузионном члене, описывающем турбулентное затухание магнитного поля.

Поскольку обычно в турбулентной плазме выполняется условие  $\tau_T > \tau_m$ , то из выражений (10)—(12) видно, что возрастание эффективности турбулентной диссипации обусловлено уменьшением проводимости плазмы в турбулентной среде ( $\tau_T < \tau_m$ ), тогда как макроскопический диамагнитный эффект, как и в теории сверхпроводимости, описывается путем введения малой турбулентной магнитной проницаемости ( $\tau_T < 1$ ). Поэтому макроскопическая индукция  $B$  резко уменьшается по сравнению с напряженностью поля  $H$ , что формально можно интерпретировать как вытеснение (выталкивание) крупномасштабного поля из участков сильно турбулизованной плазмы в места, где интенсивность турбулентности меньше или где она отсутствует ( $\mathbf{B} = \tau_T \mathbf{H} < \mathbf{H}$ ). Именно это свойство турбулизованной плазмы и побудило Редлера [20] назвать его термином макроскопический турбулентный диамагнетизм, хотя сам эффект, как уже упоминалось, открыл еще в 1956 г. Я. Б. Зельдович [5].

В космической и солнечной плазме, где всегда выполняется условие  $\tau_T \gg \tau_m$ , уравнение (10) можно значительно упростить:

$$\frac{\mathbf{B}}{t} = \text{rot} \left[ \tau_T^{1/2} \text{rot} \left( \tau_T^{1/2} \mathbf{B} \right) \right]. \quad (13)$$

Коэффициенты турбулентной электропроводности и турбулентной магнитной проницаемости в таком случае приобретают вид

$$\tau_T = \tau_m / \left( \tau_T / \tau_m \right)^{1/2} R_m^{1/2}, \quad (14)$$

$$\tau_T = \tau_m / \left( \tau_T / \tau_m \right)^{1/2} R_m^{1/2} = 1, \quad (15)$$

поскольку в астрофизических объектах значение магнитного числа Рейнольдса, в соответствии с отмеченным выше условием, всегда чрезвычайно велико ( $R_m = \tau_m / \tau_m \gg 1$ ).

В результате проведенных нами расчетов [7] были получены следующие значения турбулентной электропроводности и магнитной проницаемости в фотосфере и пятне. *Фотосфера*:  $\tau_T = 5 \cdot 10^8$  СГСЕ,  $\tau_T = 5 \cdot 10^{-3}$  (при этом  $\tau_m = 10^{11}$  СГСЕ,  $\tau_m = c^2/4 = 7 \cdot 10^8$  см<sup>2</sup>/с). Малое значение параметра  $\tau_T$  свидетельствует о сильном диамагнетизме фотосферной турбулизованной плазмы. *Тень пятна*: поперечная турбулентная электропроводность  $\tau_T^{(2)} = c^2/4 = 7 \cdot 10^8$  СГСЕ, альвеновская турбулентная электропроводность  $\tau_T^{(A)} = 10^{10}$  СГСЕ.



Таким образом, согласно нашим расчетам в солнечной турбулизованной плазме выполняются условия  $\tau_T \ll \tau_{\text{MST}}$ ,  $\tau_T \ll 1$ , учет которых кардинально ускоряет темп распада магнитных полей Солнца по сравнению с классическими оценками, базирующимися на газокинетических параметрах солнечной плазмы (см. ниже).

В случае однородной турбулентности ( $\tau_T = \text{const}$ ,  $\tau_T = 0$ ) макроскопический диамагнетизм исчезает, и уравнения диффузии (5) и (13) приобретают обычный вид:

$$\frac{\mathbf{B}}{t} = D_T \nabla^2 \mathbf{B},$$

$$\frac{\mathbf{B}}{t} = \tau_T \nabla^2 \mathbf{B}.$$

#### ПОПЕРЕЧНЫЙ (ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ) ТУРБУЛЕНТНЫЙ ДИАМАГНИТНЫЙ ПЕРЕНОС ПОЛЕЙ В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Чтобы объяснить, как магнитным полям пятен удается на протяжении длительного времени сохранять структуру в виде вертикальных стабильных МСТ, рассмотрим вопрос о роли турбулентного диамагнетизма в этом процессе. Идея состоит в том, что магнитное поле подавляет турбулентную конвекцию в тени пятна и тем самым способствует формированию на границе между МСТ и окружающей плазмой пограничного слоя неоднородной турбулентности. В указанном пограничном участке должен формироваться относительно тонкий вертикальный слой турбулентной проникающей конвекции, в котором интенсивность турбулизованных конвективных пульсаций существенно возрастает в поперечном направлении при переходе от пятна к фотосфере или СКЗ. При этом магнитное поле в переходном слое резко уменьшается от 0.2—0.4 Тл в пятне до 0.05—0.07 Тл в фотосфере/СКЗ [11] (детально о толщине переходного слоя см. ниже). Следовательно, в переходном слое создаются благоприятные условия для поперечного (горизонтального) макроскопического диамагнетизма, который может влиять на перестройку магнитных полей пятен, способствуя длительному удержанию их в виде вертикальных изолированных МСТ.

Интенсивные турбулентные пульсации в фотосфере/СКЗ будут возвращать обратно к пятну магнитное поле, которое благодаря турбулентной диффузии просачивается в противоположном направлении — из пятна наружу. Таким образом, имеет место «конкуренция» двух противоположно направленных процессов переноса магнитного поля в горизонтальной плоскости. А именно, магнитные поля, которые в результате турбулентной диффузии выносятся из пятна в фотосферу/СКЗ, под воздействием сильной внешней турбулизованной конвекции будут «забрасываться» обратно в пятно. Этот эффект, на наш

взгляд, должен способствовать длительному удержанию магнитных полей пятен в виде вертикальных изолированных МСТ.

Для обоснования нашего предположения рассчитаем величину турбулентной вязкости снаружи пятна и сравним полученную оценку с приведенными выше расчетами коэффициента турбулентной вязкости в тени пятна. Для этого воспользуемся значениями параметров из модели СКЗ Стикса [22] на глубине  $z = 400$  км:  $\nu = 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/с,  $l = 4 \cdot 10^7$  см. В результате получаем оценку значения турбулентной вязкости в СКЗ:  $\nu_T^{кз} = (1/3)\nu l = 3 \cdot 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с. Очень важно, что рассчитанное значение  $\nu_T^{кз}$  превышает значения параметров  $\nu_T^{(2)} = 10^{12}$  см<sup>2</sup>/с или  $\nu_T = 5 \cdot 10^{10}$  см<sup>2</sup>/с (см. оценки выше), которые описывают турбулентность в тени пятна соответственно на начальной и конечной стадиях его распада.

Полученные оценки подтверждают, что в пограничном слое проникающей конвекции (между вертикальной МСТ и окружающей средой) неминуемо должен возникнуть эффект турбулентного диамагнитного вытеснения (в горизонтальной плоскости) магнитного поля из фотосферы или СКЗ к пятну.

#### ТОЛЩИНА ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ

Согласно приведенным А. А. Соловьевым [11] аргументам магнитная индукция должна резко уменьшаться на краю пятна от значения 0.2—0.4 Тл в тени до значений 0.05—0.07 Тл в переходном слое между МСТ пятна и фотосферой. Ключевым параметром, от которого зависит количественная оценка, служит толщина переходного слоя проникающей конвекции  $d$ . Для оценки величины  $d$  воспользуемся подходом [11, 12] относительно критериев выбора толщины пограничного магнитного слоя между вертикальной МСТ пятна и окружающей плазмой. Как отмечено в работе [11], толщина этого слоя определяется совместным действием следующих физических факторов: «торможением» динамической конвекции магнитным полем, лучистым прогревом пятна со стороны более горячей фотосферы и омической диффузией магнитного поля. При таких факторах теоретически рассчитать величину  $d$  чрезвычайно сложно. К тому же мы рассматриваем еще один важный процесс, который не принимался во внимание раньше, — проникающую конвекцию. Следуя работе [11], мы считаем, что при выборе параметра  $d$  нужно руководствоваться наблюдениями малых пятен и пор, в которых четко выражена граница между пятном с магнитным полем и фотосферой в «чистом виде». Согласно стратосферным наблюдениям [16] оптимальное значение  $d$  не превышает 100 км [11]. Поэтому для расчета эффекта турбулентного диамагнетизма толщины  $d$  переходной зоны проникающей конвекции между вертикальной МСТ пятна и окружающей плазмой СКЗ будем считать равной 100 км.

На основе полученных нами значений параметра турбулентной вязкости на разных стадиях распада магнитного поля пятна можно

оценить скорость  $V$  диамагнитного переноса («подгребания») магнитного поля из СКЗ к вертикальной МСТ на двух этапах эволюции пятен:

$$V^{(2)} = -\left(\frac{\kappa_{\text{КЗ}}}{T} \frac{(2)}{T}\right)/2d = -\left(\frac{\kappa_{\text{Т}}}{T} \frac{(2)}{T}\right)/2d \approx -10^5 \text{ см/с},$$

$$V^{(A)} = -\left(\frac{\kappa_{\text{КЗ}}}{T} \frac{(A)}{T}\right)/2d = -\left(\frac{\kappa_{\text{Т}}}{T} \frac{(A)}{T}\right)/2d \approx -1.5 \cdot 10^5 \text{ см/с}.$$

Скорость вытеснения  $V^{(2)}$  относится к начальной стадии быстрого распада пятна, когда диссипация магнитного поля определяется двумерной турбулентной вязкостью  $\frac{(2)}{T}$ ;  $V^{(A)}$  отвечает конечной стадии замедленного распада пятна, когда диссипация определяется турбулентной вязкостью альвеновских колебаний  $\frac{(A)}{T}$ . Знак минус свидетельствует о «вытеснении» магнитного поля из СКЗ в пятно. Время диамагнитного «подгребания» поля к пятну для отмеченных двух стадий распада соответственно составляет

$$t^{(2)} = d/|V^{(2)}| \approx 100 \text{ с},$$

$$t^{(A)} = d/|V^{(A)}| \approx 70 \text{ с}.$$

Таким образом, вследствие эффекта макроскопического турбулентного диамагнетизма в фотосфере и СКЗ довольно быстро (в течение времени, меньшего жизни грануляционных ячеек на солнечной поверхности) устанавливается режим стабильного удержания магнитного поля солнечного пятна. С внутренней стороны пятна его распад определяется медленной магнитной диффузией, обусловленной относительно низкой турбулентной вязкостью тени пятна. С внешней стороны пятна его разрушение осуществляется диффузией в условиях повышенной интенсивности турбулентной конвекции, что приводит к ускоренному темпу магнитного затухания, который можно интерпретировать как «вытеснение» поля из окружающей среды обратно в тень пятна. Именно этот второй ускоренный темп затухания магнитного поля с внешней стороны пятна играет существенную роль в длительной стабильности равновесного состояния вертикальных МСТ пятен (эффект макроскопического диамагнитного «вытеснения» поля из СКЗ или фотосферы к пятну).

## ВЫВОДЫ

В результате проведенных расчетов выявлено две фазы распада солнечных пятен. Диффузия магнитного поля пятна при сильных полях (0.3 Тл) из-за вырожденной (двумерной) турбулентности обуславливает быстрое затухание магнитного поля на начальной стадии распада пятна. После уменьшения поля до 0.15 Тл вырождение турбулентности снимается, и в силу вступают альвеновские колебания. Интенсивность турбулентной диффузии последних меньше, чем в случае двумерных турбулентных пульсаций, и скорость магнитной диссипации замедляется (вторая стадия затухания магнитного поля

пятна). Полученные нами теоретические расчеты согласуются с данными наблюдений относительно двух типов временной эволюции (быстрый и медленный темп затухания) пятен на разных стадиях их распада.

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 (фотосфера и СКЗ, где магнитного подавления турбулизованной конвекции нет). В рамках такого подхода нами обнаружен эффект макроскопического диамагнитного «вытеснения» магнитного поля из фотосферы или СКЗ к солнечному пятну (поперечный диамагнетизм), который может играть существенную роль в длительной стабильности равновесного состояния вертикальных МСТ.

1. *Вайнштейн С. И.* Магнитные поля в космосе. — М.: Наука, 1983. — 240 с.
2. *Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А.* Турбулентное динамо в астрофизике. — М.: Наука, 1980. — 352 с.
3. *Брей Р., Лоухед Р.* Солнечные пятна. — М.: Мир, 1967. — 384 с.
4. *Иванов С. Д., Максимов В. П.* О распаде солнечных пятен // Письма в Астрон. журн.—1978.—**4**, № 5.—С. 232—234.
5. *Зельдович Я. Б.* Магнитное поле при двумерном движении проводящей жидкости // ЖЭТФ.—1956.—**31**.—С. 154—156.
6. *Краузе Ф., Рэдлер К-Х.* Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. — М.: Мир, 1984.—320 с.
7. *Криводубский В. Н.* О турбулентной проводимости и магнитной проницаемости солнечной плазмы // Солнеч. данные.—1982.—№ 7.—С. 99—109.
8. *Обридко В. Н., Теплицкая Р. Б.* Физические условия в солнечных пятнах // Итоги науки и техники / ВИНТИ. Астрономия.—1978.—**14**.—С. 7—147.
9. *Обридко В. Н., Дашевский В. Н., Бадалян О. Г.* Распределение температуры в неоднородной среде с лучистым равновесием // Физика Солнца. — М.: Наука, 1979. — С. 16—61.
10. *Паркер Е.* Космические магнитные поля. — М.: Мир, 1982.—Т. 2. —480 с.
11. *Соловьев А. А.* Омическая диссипация солнечных пятен // Астрон. журн.—1976.—**53**.—С. 140—147.
12. *Соловьев А. А.* К вопросу о диссипации солнечных пятен // Солнеч. данные.—1976.—№ 7.—С. 73—78.
13. *Bumba V.* Development of spot group areas in dependence on the local magnetic field // Bull. Astron. Inst. Czech.—1963.—**14**.—P. 91—97.
14. *Bumba V., Howard R.* Large-scale distribution of solar magnetic fields // Astrophys. J.—1965.—**141**, N 4.—P. 1502—1512.
15. *Cowling T. G.* The Sun. The Solar System. I / Ed. G. P. Kuiper. — Chicago: Univ. Chicago Press, 1953.—P. 532.
16. *Krat V. A., Karpinsky V. N., Pravdjuk L. M.* On the sunspot structure solar physics // Solar Phys.—1972.—**26**, N 2.—P. 305—317.
17. *Krause F., Rudiger G.* On the turbulent decay of strong magnetic fields and the development of sunspot areas // Solar Phys.—1975.—**42**, N 1.—P. 107—119.
18. *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.
19. *Meyer F., Schmidt H. U., Weis N. O., Wilson P. R.* The growth and decay of sunspots // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1974.—**169**.—P. 35—57.

20. *Rädler K.-H.* Zur Elektrodynamik turbulent bewegter leitender Medien // Z. Naturforsch. A.—1968.—**23**.—S. 1841—1860.
21. *Stellmacher G., Wiehr E.* The deep layers of sunspot umbrae // Astron. and Astrophys.—1975.—**45**, N 1.—P. 69—76.
22. *Stix M.* The Sun. — Berlin — Heidelberg — New York: Springer-Verlag, 1989. — 200 p.
23. *Van Ballegooijen A. A.* The overshoot layer at the base of the solar convective zone and the problem of magnetic flux storage // Astron. and Astrophys.—1982.—**113**.—P. 99—112.

Поступила в редакцию 21.12.2011