

УДК 523.942-337

КОНВЕКТИВНЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

© 2001 г. А. В. Гетлинг

*Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16.10.2000 г.

Модель, объясняющая формирование биполярной группы солнечных пятен всплыванием силовой трубки, резко расходится с наблюдаемой картиной явлений. Между тем, реальной картине можно дать убедительное истолкование на основе представлений о локальном усилении магнитного поля ячейочными конвективными течениями солнечной плазмы. В данной работе МГД-конвекция в плоском горизонтальном слое жидкости (газа) моделируется в рамках полностью нелинейной трехмерной задачи. В начальный момент задаются слабое горизонтальное магнитное поле и слабое ячейочное течение. Показано, что конвекция способна создать биполярные конфигурации сильного магнитного поля. Обнаружены признаки эффекта магнитной консервации течения в ячейке. Действие механизма усиления может управляться крупномасштабным тороидальным магнитным полем Солнца.

1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционная (и нередко молчаливо принимаемая как практически бесспорная) схема возникновения магнитного поля биполярной группы пятен основана на предположении о том, что на некоторой глубине под фотосферой Солнца залегает силовая трубка магнитного поля. Напряженность этого поля локально достигает величины, достаточной, чтобы трубка всплыла благодаря действию магнитной плавучести. Всплывший участок трубки пересекает фотосферу в двух местах, где и образуются два пятна противоположных магнитных полярностей [1]. Такие представления позволяют объяснить и некоторые глобальные закономерности солнечной активности – например, закон Хейла.

Однако модель всплывающей трубки едва ли верно отражает реальность. Во-первых, приняв ее, необходимо объяснить возникновение сильного магнитного поля в трубке, а для этого приходится вводить дополнительные, довольно искусственные предположения. Во-вторых, что особенно важно, выводимая из этой модели картина эволюции локального фотосферного магнитного поля резко расходится с картиной, реально наблюдаемой на Солнце. Перечислим основные пункты расхождения.

1. Сильное магнитное поле в трубке должно влиять на конвекцию еще до выхода трубки на поверхность, а в процессе всплытия оно должно полностью разрушить имеющееся супергрануляционное поле скоростей. Картина же течений, наблюдаемая в действительности, как правило, ма-

ло меняется в процессе локального усиления магнитного поля [2].

2. Особенно впечатляющим должно быть растекание вещества над всплывающей трубкой в разные стороны, но такие эффекты никогда не наблюдались.

3. Само всплывающее магнитное поле, сильное и преимущественно горизонтальное, должно непосредственно наблюдаться в фотосфере как одна из самых бросающихся в глаза черт процесса. Ничего этого на самом деле нет.

4. Всплытие трубки означает резкое несоответствие между направлениями линий тока вещества и магнитных силовых линий. В действительности при развитии пятна магнитный вектор коллинеарен с вектором скорости, и магнитное поле постепенно “просачивается” сквозь фотосферу, не нарушая картины течений [2].

5. Согласно наблюдениям [2], распределение пятен по площадям имеет ясно выраженные пики вблизи значений, кратных площади супергранулы. Такую “квантованность” площадей пятен невозможно объяснить, исходя из модели всплывающей трубки.

Между тем, альтернативная возможность была найдена 35 лет тому назад Тверским [3]. Он связал процесс локального усиления магнитного поля с конвективными течениями вещества, реально наблюдаемыми в супергранулах. Солнечная плазма, циркулируя в супергрануляционной ячейке, может усиливать поле до больших напряженностей и формировать биполярную магнитную конфигурацию, типичную для группы пятен. Гипотеза Тверского естественно и легко преодо-

леват те серьезные трудности, которые встречает модель всплывающей трубки. В общую же картину солнечной активности предложенный Тверским механизм вписывается не хуже, чем “трубочный”.

Тверской исходил из простой кинематической модели, считая движение вещества заданным и не зависящим от магнитного поля. Поле скоростей в супергрануляционной конвективной ячейке аппроксимировалось тороидальным вихрем, а проводимость вещества принималась бесконечной. В начальный момент задавалось слабое горизонтальное магнитное поле. “Наматывание” силовых линий вихрем создавало в диаметрально противоположных частях вихревого кольца два сгущения силовых линий усиленного поля, противоположных по направлению – биполярную магнитную конфигурацию. В рамках такого подхода удалось достичь ряда обобщений [4, 5], а также обосновать возможность действия глобального солнечного гидромагнитного динамо, исходя из представления об ансамбле тороидальных вихрей (ячеек) с азимутальной (кориолисовой) компонентой скорости, распределенных по всей конвективной оболочке Солнца [6].

Если принять, что именно конвективный механизм ответствен за образование наблюдаемых на Солнце биполярных магнитных конфигураций, то полностью отпадет надобность в каких-либо искусственных допущениях о предварительном формировании трубки сильного магнитного поля, и картина, предсказываемая на основе таких представлений, окажется согласующейся с наблюдениями. Силовые линии будут вытягиваться вдоль линий тока, а магнитный поток – постепенно “просачиваться” сквозь солнечную поверхность.

Однако кинематическая модель оставляет многие вопросы нерешенными. Важнейшим из них является вопрос эффективности рассматриваемого механизма: сможет ли реальная конвективная ячейка обеспечить достаточное усиление поля раньше, чем течение в ней затормозится или ее структура разрушится в результате действия неустойчивостей?

Процесс конвективного усиления магнитного поля является сильно нелинейным и существенно трехмерным, поэтому его обстоятельное исследование и глубокое обоснование идеи конвективного механизма формирования фотосферных полей требуют численного моделирования эволюции трехмерных течений и магнитных полей на основе полной системы уравнений магнитной гидродинамики. От вычислительной схемы требуется высокое пространственное разрешение; такие расчеты стали возможными лишь в последние годы.

Здесь будут представлены некоторые результаты, полученные на этом пути. На данной ранней стадии исследования ограничимся приближе-

нием Буссинеска (см., например, [7]). Иначе говоря, будем считать вариации плотности пренебрежимо малыми во всех членах уравнений, кроме члена, пропорционального ускорению силы тяжести.

Отметим, что хотя работы по численному моделированию трехмерной МГД-конвекции в мире ведутся уже сравнительно давно, механизм усиления и структурирования магнитного поля до сих пор основательно не изучался. Чаще всего либо исследуют (обнаруженный Вайсом [8]) эффект пространственного разделения течения и магнитного потока при взаимодействии конвекции с изначально внесенным – как правило, вертикальным – магнитным полем (отметим [9] как одну из последних работ этого цикла), либо же в центре внимания оказываются колебательные и волновые процессы, сопровождающие МГД-конвекцию в сжимаемом газе (как, например, в [10]).

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ НЕЛИНЕЙНОГО ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для плоского горизонтального слоя $0 < z < d$ жидкости (газа) с конечной электропроводностью, подогреваемого снизу, будем решать систему уравнений магнитной гидродинамики в приближении Буссинеска. Представим себе, что рассматриваемый слой ограничен снизу и сверху массивами идеально электро- и теплопроводного неподвижного вещества, а температуры T_1 и T_2 нижней и верхней поверхностей слоя поддерживаются постоянными, причем разность этих температур равна ΔT . Представим каждую переменную f задачи в виде суммы ее *невозмущенного* значения f_0 , соответствующего неподвижному состоянию вещества, и *возмущения*, которое возникает благодаря течению (оно, вообще говоря, может даже значительно превосходить невозмущенную величину). Будем считать, что невозмущенное (начальное) магнитное поле однородно и его вектор \mathbf{H}_0 направлен горизонтально вдоль оси x . Возмущение магнитного поля, измеряемое в единицах H_0 , обозначим как \mathbf{h} . Возмущение температуры, т.е. ее отклонение от равновесного линейного профиля $T_0 = T_1 - \Delta T(z/d)$, выраженное в единицах ΔT , будем обозначать как θ . В качестве единицы длины выберем d , а единицы времени – характерное время $t_v = d^2/\nu$ вязкой диссипации в масштабе d (здесь ν – кинематическая вязкость). Безразмерную скорость обозначим как \mathbf{u} .

Исходную систему уравнений в следующем безразмерном виде:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} = -\nabla \varpi + \frac{R}{P_1} \hat{\mathbf{z}} \theta - \frac{Q}{P_2} ([\hat{\mathbf{H}}_0 \text{rot } \mathbf{h}] + [\mathbf{h} \text{rot } \mathbf{h}]) + \Delta \mathbf{u}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{u}\hat{\mathbf{H}}_0] + \text{rot}[\mathbf{u}\mathbf{h}] + \frac{1}{P_2}\Delta\mathbf{h}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - u_z + (\mathbf{u}\nabla)\theta = \frac{1}{P_1}\Delta\theta, \quad (3)$$

$$\text{div} \mathbf{u} = 0, \quad (4)$$

$$\text{div} \mathbf{h} = 0. \quad (5)$$

Здесь $\hat{\mathbf{H}}_0 = \mathbf{H}_0/H_0$, а $\hat{\mathbf{z}}$ – единичный вектор, направленный вдоль координатной оси z (вертикально вверх). Величина ϖ есть безразмерная форма выражения p'/ρ_0 (где p' – возмущение давления, а ρ_0 – плотность при температуре T_0). Безразмерные параметры

$$R = \frac{\alpha g \Delta T d^3}{\nu \chi}, \quad Q = \frac{H_0^2 d^2}{4\pi \rho_0 \nu v_m} = \frac{H_0^2 d^2 \sigma}{\rho_0 c^2 \nu}, \quad (6)$$

$$P_1 = \frac{\nu}{\chi}, \quad P_2 = \frac{\nu}{v_m} = \frac{4\pi \sigma \nu}{c^2}$$

(где α – объемный коэффициент теплового расширения жидкости, χ – ее температуропроводность, σ – проводимость, а v_m – магнитная вязкость) называются соответственно числом Рэлея, числом Чандрасекара, обычным числом Прандтля и магнитным числом Прандтля.

Поверхности слоя будем считать свободными и непроницаемыми, т.е. зададим условия обращения в ноль нормальной (вертикальной) скорости и тангенциальных напряжений:

$$u_z = \frac{\partial u_x}{\partial z} = \frac{\partial u_y}{\partial z} = 0 \quad \text{при} \quad z = 0, 1. \quad (7)$$

Вполне аналогичный вид имеют граничные условия для магнитного поля в случае бесконечной проводимости ограничивающих слой массивов:

$$h_z = \frac{\partial h_x}{\partial z} = \frac{\partial h_y}{\partial z} = 0 \quad \text{при} \quad z = 0, 1. \quad (8)$$

Температурные возмущения, согласно постановке задачи, обращаются в ноль на границах слоя:

$$\theta = 0 \quad \text{при} \quad z = 0, 1. \quad (9)$$

Воспользуемся методом Галеркина в том его варианте, который описан Орсагом [11]. Считая поле скоростей, магнитное поле и поле температурного возмущения периодическими по координатам x и y , введем для них спектральные представления в виде отрезков тригонометрических рядов Фурье по этим координатам; граничные условия (7)–(9) позволяют также выбрать тригонометрические функции для описания зависимостей от z . Полным волновым вектором гармоники с номерами l, m, n будет $\mathbf{k}_{lmn} = \{l\alpha, m\beta, n\pi\}$, причем $l < K_x, m < K_y, n < K_z$; здесь α и β – волновые числа,

задающие основные периоды по x и y , соответственно, а K_x, K_y, K_z – выбранные для расчета границы спектра. Для уменьшения числа переменных ограничимся рассмотрением физических полей с некоторой симметрией относительно начала координат (см. далее рис. 1, 2, 4); тогда спектральные коэффициенты (амплитуды гармоник) будут подчиняться определенным соотношениям четности по l и m .

Подстановка спектральных представлений в исходную систему (1)–(5) сводит ее к системе обыкновенных дифференциальных уравнений для амплитуд гармоник как функций времени. Для вычисления свертки в правых частях спектральных уравнений воспользуемся процедурой быстрого преобразования Фурье, следуя Орсагу [11]. Интегрирование по времени будем выполнять методом Рунге–Кутты четвертого порядка.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Все расчеты, результаты которых здесь представлены, получены при $K_x = K_y = K_z = 32$ (исключение составляет расчет для течения без магнитного поля, в котором принималось $K_x = K_y = K_z = 16$). В силу симметрии, выбранной для начального возмущения, число гармоник, представляющих зависимость физических полей от каждой координаты, равно 32 и, следовательно, общее число базисных функций галеркинскогo представления составляет для каждой переменной $32^3 = 32768$.

В начальный момент в каждом случае задавалось слабое возмущение неподвижного состояния жидкости в форме системы шестиугольных ячеек бенаровского типа (рис. 1а), а именно,

$$u_z = -4\frac{A}{\pi}(2\cos\sqrt{3}\beta x \cos\beta y + \cos 2\beta y)\cos\pi z \quad (10)$$

при $t = 0$,

где $A = -0.1, \beta = 2$ [с соответствующими выражениями для u_x и u_y , согласно (4)].

Рассмотрим вначале эволюцию поля скоростей при отсутствии магнитного поля ($Q = 0$, рис. 1); ее качественная картина сохраняется и в ряде МГД-сценариев. При выбранных условиях режим трехмерной конвекции метастабилен. Довольно быстро (до $t = 1$) устанавливается стационарное ячейное течение (рис. 1б), при этом в средней плоскости $z = 1/2$ слоя максимальное значение u_z (в центре ячейки) превышает по абсолютной величине минимальное (в углах шестиугольника). Такой режим наблюдается по крайней мере до $t = 9$. Затем шестиугольные ячейки внезапно разваливаются, и происходит переход к двумерному валиковому течению (рис. 1в, 1г), при котором минимальное и максимальное по сечению ячейки значения равны по абсолютной величине (вся история временных изменений $\max u_z$ и $\min u_z$ сохра-

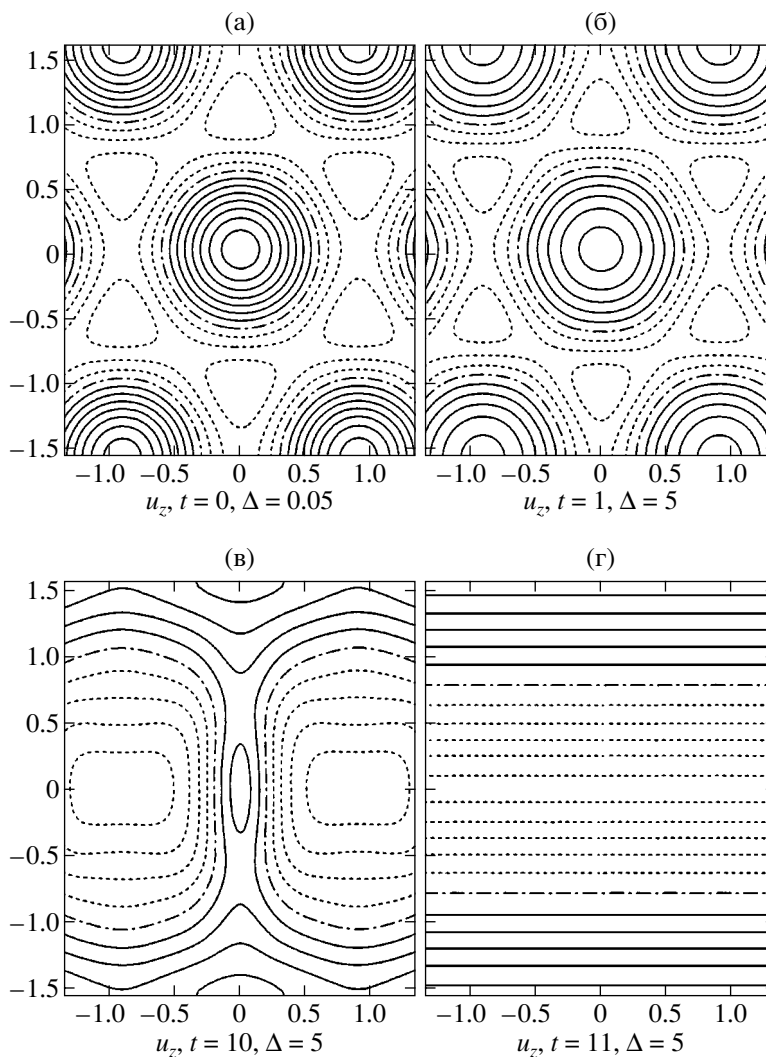


Рис. 1. Эволюция течения без магнитного поля при $R = 3000 = 4.56R_c$, $P_1 = 1$. С шагом Δ показаны изолинии вертикальной компоненты скорости u_z в средней плоскости слоя $z = 1/2$ (здесь, как и далее на рис. 2 и 4, сплошные изолинии соответствуют положительным значениям, штрихпунктирная – нулевому, а штриховые – отрицательным): а – начальное возмущение; б – установившееся ячеечное течение; в – переход ячеечного течения в валиковое; г – установившееся валиковое течение

няется и в большинстве сценариев с магнитным полем (см. далее рис. 3а, 3б)).

При рассматриваемых начальных условиях вали, возникающие в конечном итоге из шестиугольников, ориентированы вдоль оси x и в первом приближении представимы функцией

$$u_z = B \cos \beta y. \quad (11)$$

Понятно, что в данном случае в системе шестиугольных ячеек цепочки центральных восходящих потоков, расположенных вдоль различных прямых $y = \text{const}$ (например, $y = 0$ и $y = \pm 1.57$ на рис. 1б), на этапе перехода не могут вести себя одинаково, так как одни цепочки превращаются в сплошные зоны восходящего течения, а другие – в зоны нисходящего. В направлении оси y чередуются цепочки, в которых восходящие потоки сли-

ваются (например, на линиях $y = \pm 1.57$) и цепочки, в которых они сжимаются (на $y = 0$) и затем исчезают, уступая место расширяющимся нисходящим потокам (рис. 1в, 1г). В каких именно цепочках (четных или нечетных, если считать, двигаясь по оси y) будет происходить слияние – это зависит от неконтролируемых шумовых возмущений.

Заметим, что двумерная валиковая структура течений, характерная для конвекции в слабонеоднородных по вертикали горизонтальных слоях жидкости, не обязана возникать в солнечной конвективной зоне, где присутствуют сжимаемость и другие факторы, усложняющие стратификацию. Не обсуждая возможности двумерной конвекции на Солнце, будем интересоваться здесь лишь явлениями, происходящими на этапе, когда течение трехмерно.

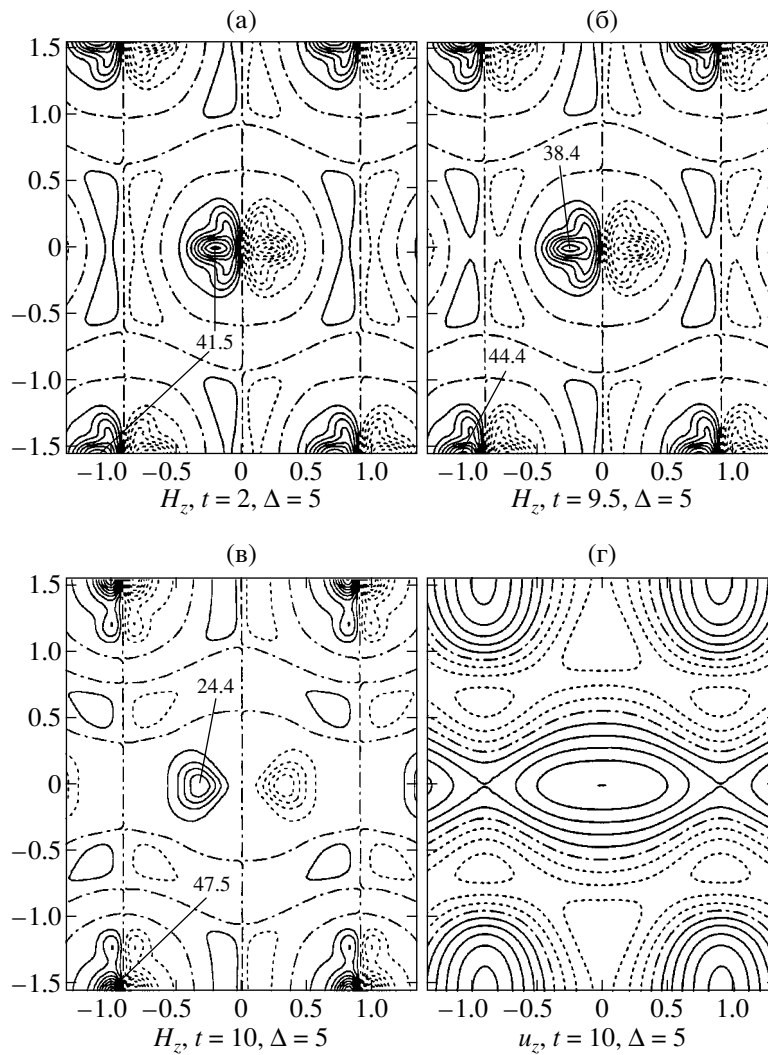


Рис. 2. Эволюция течения с магнитным полем при $R = 3000 = 4.56R_c$, $P_1 = 1$, $P_2 = 10$, $Q = 0.01$. С шагом Δ показаны изолинии вертикальных компонент магнитного поля H_z и скорости u_z в средней плоскости слоя $z = 1/2$: а – установившееся распределение H_z ; б – деформация распределения H_z вскоре после утраты стационарности и симметрии ячеек; в, г – соответственно распределения H_z и u_z на этапе перехода ячейчатого течения в валиковое. Обозначения изолиний – как на рис. 1.

Рассмотрим теперь эволюцию течения с магнитным полем при $R = 3000 = 4.56R_c$, $Q = 0.01$, $P_1 = 1$, $P_2 = 10$ (рис. 2, 3а; здесь $R_c = 657.5$ – критическое число Рэлея, при котором возникает конвекция). Примерно к моменту $t = 0.5$ ячейчатое течение приходит к стационарному состоянию, которое сохраняется почти до $t = 9$. В интервале $0 < t < 2$ магнитное поле усиливается течением, при этом в зонах восходящих конвективных течений, вблизи центров ячеек, развиваются характерные биполярные конфигурации – пары компактных магнитных островков. Около $t = 2$ они достигают стационарного состояния с напряженностью магнитного поля в островках около 41.5 (в единицах H_0). Магнитные островки остаются почти одинаковыми во всех восходящих потоках до тех пор, пока

поле скоростей подчиняется изначальной симметрии.

После $t \approx 9.5$ происходит быстрый переход к двумерному валиковому течению. Магнитное поле ослабевает в сливающихся восходящих потоках (в данном случае, например, на линии $x = 0$) и, наоборот, в течение некоторого времени дополнительно усиливается в тех потоках, которые испытывают сжатие ($x = \pm 1.57$) – этот эффект отражается пиком кривой H_z на рис. 3а около $t = 9.9$, высота которого 49.1. В конечном счете порожденная конвекцией составляющая магнитного поля затухает, и поле возвращается к исходному состоянию. Как известно [12], наложенное извне горизонтальное магнитное поле способствует возникновению валов, ориентированных в направлении этого поля. Усилить магнитное поле

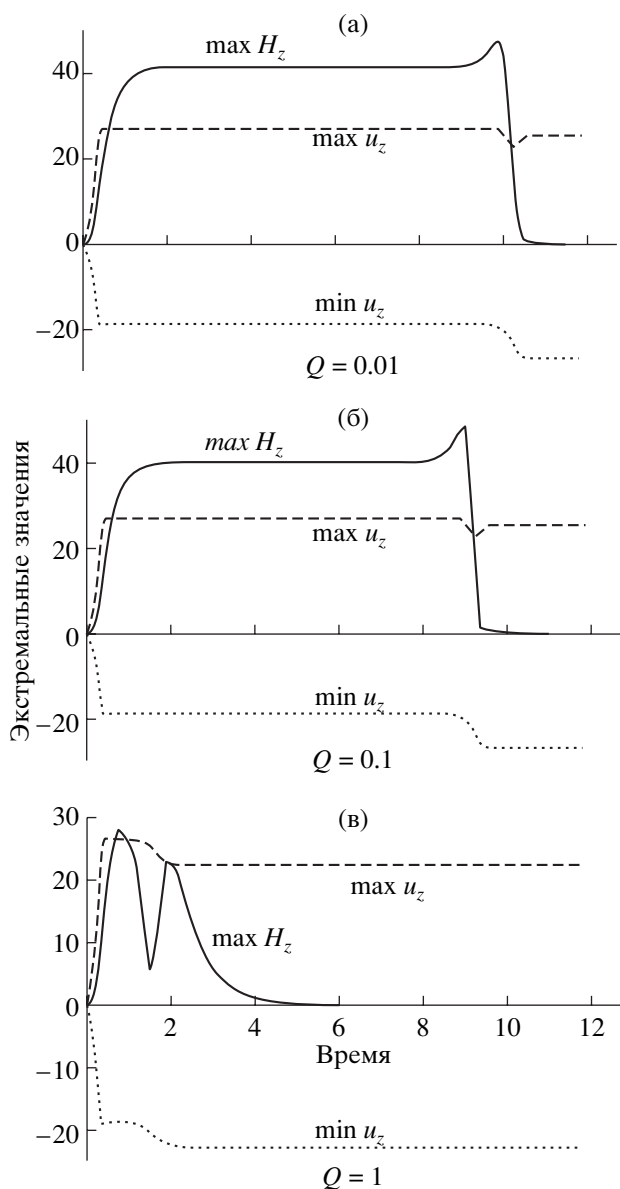


Рис. 3. Изменение со временем экстремальных значений вертикальных компонент магнитного поля и скорости при $R = 3000 = 4.56R_c$, $P_1 = 1$, $P_2 = 10$ и $Q = 0.01$ (а), 0.1 (б), 1 (в).

такие валы не могут. Тем не менее, в нашем случае начальное поле, будучи достаточно слабым, не подавляет развитие трехмерных ячейчатых течений.

Если варьировать число Чандрасекара Q (по сути дела, начальную напряженность магнитного поля), зафиксировав остальные параметры, то окажется, что основные черты описанного сценария типичны для исследованного диапазона $0.001 < Q < 1$ (причем случаи $Q = 0.001$ и $Q = 0.01$ очень близки не только качественно, но и количественно). Сравнение сценариев с различными Q (рис. 3) показывает, что сильное начальное поле ($Q = 1$) вызывает быстрый переход к валам, но

по мере уменьшения Q период существования трехмерного течения становится более длительным.

Легко предугадать влияние параметров R и P_2 . Увеличение числа Рэлея R до $4000 = 6.08R_c$ повышает стационарное значение $\max H_z$ до 49.2, а пиковое значение (при $t \approx 7.6$) – до 50.9. Быстро возрастает эффективность усиления магнитного поля с увеличением магнитного числа Прандтля P_2 . При $P_2 = 30$, как видно из рис. 4, величина $\max H_z$ на этапе стационарности оказывается гораздо большей, чем при $P_2 = 10$, а на этапе сжатия восходящих потоков даже превышает 170. Островки усиленного поля при $P_2 = 30$ более компактны, чем при $P_2 = 10$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Таким образом, расчеты подтверждают качественные выводы, основанные на модели Тверского [3]. Мерой эффективности конвективного механизма могут считаться достигаемые в каждом конкретном случае максимальное безразмерное H и величина отношения γ максимальных значений E_m и E_k плотности магнитной и кинетической энергии, соответственно:

$$E_m = \frac{H_0^2 (\max H_z)^2}{8\pi}, \quad E_k = \frac{\rho_0 (\max u_z)^2 v^2}{2 d^2}, \quad (12)$$

$$\gamma = \frac{E_m}{E_k} = \frac{Q (\max H_z)^2}{P_2 (\max u_z)^2}.$$

Это отношение растет с R и P_2 , а также с Q – до перехода к режимам сильного торможения течения магнитным полем. Так, в сценариях, представленных на рис. 3, $\gamma \approx 0.003$ при $Q = 0.01$ (рис. 3а), $\gamma \approx 0.032$ при $Q = 0.1$ (рис. 3б) и $\gamma \approx 0.1$ при $Q = 1$ (рис. 3в), причем в последнем случае торможение довольно велико и усиленное поле вызывает быстрый развал трехмерного течения. В случае, представленном на рис. 4, $\gamma \approx 0.013$, а предварительные результаты, полученные для $R = 5000$, $P_1 = 1$, $P_2 = 30$, дают $\gamma \approx 1$ при $Q = 1$ и $\gamma \approx 1.24$ при $Q = 3$. Если при весьма умеренных значениях параметров R и P_2 оказывается возможным 170-кратное усиление, то, несомненно, большие их значения смогут обеспечить усиление во многие сотни и даже в тысячи раз. Таким образом, описанный здесь конвективный механизм усиления магнитного поля должен быть весьма эффективным и многообещающим с точки зрения поиска источников сильных фотосферных магнитных полей. В частности, расчеты показывают возможность возникновения весьма компактных магнитных островков. Поэтому в дальнейшем будет полезно исследовать возможную роль данного механизма в формировании не

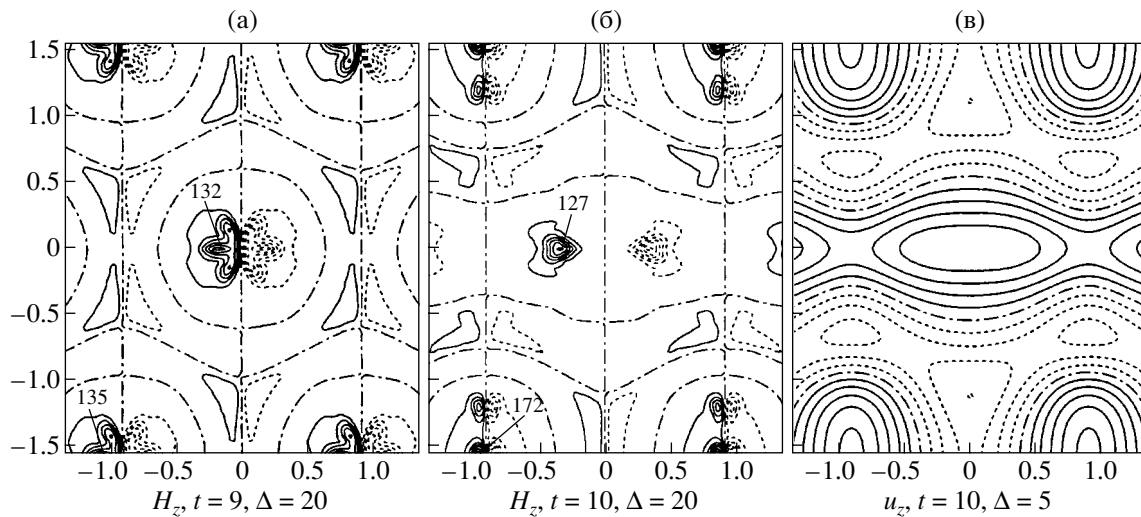


Рис. 4. Эволюция течения с магнитным полем при $R = 3000 = 4.56R_c$, $P_1 = 1$, $P_2 = 30$, $Q = 0.01$. С шагом Δ показаны изолинии вертикальных компонент магнитного поля H_z и скорости u_z в средней плоскости слоя $z = 1/2$: а – деформация распределения H_z вскоре после утраты стационарности и симметрии ячеек; б, в – соответственно распределения H_z и u_z на этапе перехода ячеечного течения в валиковое. Обозначения изолиний – как на рис. 1.

только полей пятен и активных областей, но и компактных магнитных элементов.

Сравнивая варианты расчетов с магнитным полем и без него, обратим внимание на то, что усиленное магнитное поле может практически не влиять на структуру и скорость течения в ячейке. Возможно, это – проявление эффекта, ранее предсказанного на основе кинематической модели [13]. Амперова сила торможения течения магнитным полем определяется произведением $[\mathbf{H} \text{rot} \mathbf{H}] \cdot \mathbf{v}$. Составляющая вектора \mathbf{H} , растущая со временем, направлена параллельно вектору скорости \mathbf{v} , а нормальная к \mathbf{v} составляющая \mathbf{H} имеет порядок величины начального поля \mathbf{H}_0 . Поэтому сила торможения пропорциональна $H_0 |\text{rot} \mathbf{H}|$. При данном порядке величины напряженности усиленного поля \mathbf{H} потери энергии, обусловленные торможением, будут тем меньше, чем слабее было начальное поле \mathbf{H}_0 . Можно представить себе ситуации, когда при более слабом начальном поле будут достигнуты большие конечные напряженности усиленного поля – разумеется, если течение в ячейке будет сохранять свою устойчивость и процесс будет протекать в согласии с рассматриваемым сценарием.

Более того, усиливаемое поле, направленное вдоль линий тока вещества, должно стабилизировать течение. Силовые линии усиливаемого поля – это проложенные течением “рельсы”, которые должны противодействовать изменениям конфигурации потока. Перпендикулярная же вектору скорости компонента магнитного поля, которая может дестабилизировать течение, сохраняет величину порядка H_0 . Таким образом, слабые начальные поля выгодны для работы данного меха-

низма и с точки зрения соображений устойчивости. Возможно, при достаточно малом H_0 и достаточно большой величине усиленного магнитного поля это последнее будет оказывать “консервирующее” влияние на течение.

На данном этапе едва ли разумно пытаться оценить значения параметров, характерные для солнечной конвективной зоны. Коэффициенты вязкости и теплопроводности там определяются турбулентным переносом и поэтому весьма неопределенны. Можно ожидать высоких чисел Рэлея R , но сам факт наличия на Солнце относительно регулярной супергрануляционной структуры позволяет думать, что эффективное R для соответствующих слоев удерживается мелкомасштабными турбулентными процессами на уровне, при котором конвекция остается квазиламинарной. Электропроводность солнечной плазмы в конвективной зоне быстро растет с глубиной, достигая значений, при которых магнитное поле можно считать полностью замороженным в плазму. Турбулентность должна снижать эффективное значение проводимости. Однако, судя по видимой картине, динамика магнитного поля даже в доступных наблюдению слоях не слишком сильно отклоняется от режима замороженности, т.е. магнитное число Прандтля P_2 все же остается довольно высоким. Эффективные значения гидродинамического числа Прандтля порядка единицы обычно считаются правдоподобными.

Картина развития фотосферных полей, обусловленная действием конвективного механизма, свободна от тех противоречий с наблюдениями, которые присущи модели всплывающей трубки (см. Введение).

Для срабатывания конвективного механизма нужно, чтобы некоторая особенно крупная и интенсивная ячейка-супергранула, которая захватывает слои более глубокие, чем обычно, была пронизана слабым затравочным магнитным полем. Такое поле едва ли может быть слишком упорядоченным, но его усредненный в пространстве вектор естественно отождествить с крупномасштабным тороидальным (широтного направления) магнитным полем; наличия такой преимущественной направленности магнитного поля в начальный момент в принципе достаточно для того, чтобы в дальнейшем оно эволюционировало в качественном согласии с рассчитанными сценариями. Затравочное поле, следовательно, должно управляться глобальными динамо-процессами и вносить глобальную упорядоченность в расположение групп пятен. Не что иное как конвекция в масштабах супергранул и пятен будет при этом служить связующим звеном между глобальными и локальными процессами.

Разнообразные начальные условия могут обеспечить генерацию разнообразных конфигураций усиленного поля. В частности, при вертикальной ориентации начального магнитного поля получится конфигурация униполярного типа, а наклонные начальные поля должны порождать всевозможные суперпозиции полей униполярных, биполярных и более высокой мультиполярности. Если затравочное поле пронизывает группу ячеек, то взаимодействие течений с магнитным полем будет носить “коллективный” характер, и усиленное поле будет иметь более сложную структуру; при этом возникают естественные предпосылки для проявления квантованности площадей пятен, отмеченной в [2].

Перечислим еще раз основные выводы работы.

1. Данный конвективный механизм, не требующий сильных начальных магнитных полей, обладает большой эффективностью – он способен формировать биполярные конфигурации многократно усиленного магнитного поля.

2. Рассмотренный механизм позволяет дать естественное объяснение общим глобальным зако-

номерностям поведения локальных солнечных магнитных полей, а также эффекту квантования площадей пятен.

3. Важнейшие черты процесса усиления поля согласуются с наблюдаемой картиной эволюции течений и магнитных полей в областях развития групп пятен.

Автор благодарен Пушинской радиоастрономической обсерватории РАН за предоставление вычислительных ресурсов, И.Л. Овчинникову за неоценимую помощь при постановке и выполнении расчетов и Л.М. Алексеевой за постоянные плодотворные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 00-02-16313).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Parker E.N.* // *Astrophys. J.* 1955. V. 121. P. 491.
2. *Bumba V.* // *Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica “E.Fermi”*, 39 Corso. 1967. P. 77.
3. *Тверской Б.А.* // *Геомагн. и аэрон.* 1966. Т. 6. № 1. С. 11.
4. *Гетлинг А.В., Тверской Б.А.* // *Астрон. журн.* 1968. Т. 45. С. 606.
5. *Гетлинг А.В.* // *Докл. АН СССР.* 1969. Т. 187. № 2. С. 301.
6. *Гетлинг А.В., Тверской Б.А.* // *Геомагн. и аэрон.* 1971. Т. 11. № 2. С. 211; № 3. С. 389.
7. *Getling A.V.* *Rayleigh–Bénard Convection: Structures and Dynamics.* Singapore: World Scientific, 1998; *Гетлинг А.В.* *Конвекция Рэлея–Бенара. Структуры и динамика.* М.: УРСС, 1999.
8. *Weiss N.O.* // *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* 1964. V. 128. P. 225.
9. *Tao L., Weiss N.O., Brownjohn D.P., Proctor M.R.E.* // *Astrophys. J.* 1998. V. 496. P. L39.
10. *Hurlburt N.E., Matthews P.C., Proctor M.R.E.* // *Astrophys. J.* 1996. V. 457. № 2. P. 933.
11. *Orszag S.A.* // *Stud. Appl. Math.* 1971. V. 50. № 4. P. 293; *J. Fluid Mech.* 1971. V. 49. № 1. P. 75.
12. *Chandrasekhar S.* *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability.* Oxford: Clarendon Press, 1961.
13. *Гетлинг А.В.* // *Астрон. журн.* 1968. Т. 45. С. 1222.

Convective Mechanism for the Formation of Photospheric Magnetic Fields

A. V. Getling

The well-known model that attributes the formation of a bipolar sunspot group to the emergence of a flux tube disagrees sharply with the usual observed pattern of phenomena. At the same time, the observed patterns can be accounted for quite convincingly in terms of local magnetic-field amplification due to cellular convective motions of the solar plasma. In this study, magnetoconvection in a plane horizontal fluid layer is simulated numerically in the framework of the fully nonlinear, three-dimensional problem. A weak horizontal magnetic field and weak cellular flow are assumed to be present initially. Convection is shown to be capable of producing bipolar magnetic configurations of the strongly amplified magnetic field. Indications of magnetic freezing of the flow in the cell are found. The action of the amplification mechanism under study may be controlled by the large-scale toroidal magnetic field of the Sun.