

УДК 523.942-337-17

## О СТРУКТУРИРОВАНИИ СОЛНЕЧНОЙ НАДФОТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПЛОСКОСИММЕТРИЧНЫМ ПИНЧ-ЭФФЕКТОМ

© 2011 Л. М. Алексеева<sup>1</sup>, С. П. Кшевецкий<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова, Россия, Москва 119992

<sup>2</sup>Российский государственный университет им. Иммануила Канта, Калининград

Поступила в редакцию 5 января 2010 г.; принята в печать 26 августа 2010 г.

Изучается поведение надфотосферной плазмы в зоне контакта разнополярных магнитных областей. Применяется специальная методика численного моделирования, позволяющая переходить в класс обобщенных функций в случае потери решением гладкости. Решается задача с начальными условиями для системы полностью самосогласованных нелинейных уравнений столкновительной магнитогазодинамики в предположении плоскосимметричного распределения величин в плазме с начальной температурой 50 000 градусов. Предполагается, что магнитное поле имеет прямые силовые линии, изменения физических величин вдоль них отсутствуют, а возникающая скорость вещества перпендикулярна магнитному полю. Показано, что в этих условиях проявляет себя пинч-эффект, который в свободной природной среде приводит к гораздо более разнообразным последствиям, чем в лабораторных условиях. Он создает узкие разнонаправленные струи вещества (в том числе, выходящие из зоны контакта полей), образует крестообразные структуры в распределении магнитного поля, скорости и плотности, приводит к характерным неоднородностям температурного поля. В центре зоны контакта температура плазмы увеличивается (мы останавливаем счет на этапе ее повышения в два раза). Скорости струй могут превышать 20 км/с.

Ключевые слова: Солнце, магнитное поле

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Даже на спокойных участках солнечной поверхности поступление магнитного поля из фотосферы в надфотосферную плазму представляет собою обычное явление. Попадая в иную плазменную среду, поле меняет ее состояние и меняется само. Знание деталей этой совместной эволюции важно для физики Солнца, поскольку позволяет связать появляющиеся неоднородности плазмы с конфигурацией поступившего магнитного поля.

По современным оценкам, около 95% магнитного потока, покидающего фотосферу, замыкается, не доходя до корональных высот [1, 2]. Это означает, что магнитное поле в хромосфере в значительной степени представлено верхушечными горизонтальными участками силовых линий. Под влиянием изменений магнитных полей на уровне фотосферы, хромосферные магнитные области могут приходить в соприкосновение друг с другом. Сближение разных магнитных областей должно на начальной стадии генерировать волны установления в зоне контакта и волны, расходящиеся на

большие расстояния от нее. Новая конфигурация магнитного поля может привести к плазменной неустойчивости, порождая те или другие динамические переходные структуры (упорядоченные формы неоднородностей, характерные для начального этапа развития неустойчивости). В районе их локализации можно ожидать развития турбулентности. Если эффективное электрическое сопротивление, обусловленное турбулентностью, окажется достаточно большим, хромосферная плазма в области контакта магнитных областей начнет нагреваться током.

Без каких-либо априорных предположений — а значит, не отдавая предпочтения каким-либо из перечисленных выше процессов, — мы путем прямого численного моделирования будем изучать здесь динамику плазмы и поля в зоне контакта различных магнитных областей.

Хотя обрисованная выше ситуация на границе магнитных областей типична, систематически она еще не изучалась. В ней проявляют себя объекты достаточно мелких масштабов — таких как расстояние между близкорасположенными магнитными областями, размер переходных структур (возмущений, порожденных неустойчивостями), масштаб

\*E-mail: renger@mail.ru

турбулентности и т.д. Наблюдения Солнца не всегда могут улавливать свойства мелкомасштабных объектов, выделяющие их на фоне среды — например, локальный нагрев плазмы, даже если он значителен, при малом пространственном масштабе может остаться незамеченным. К тому же сами горизонтальные магнитные поля хуже поддаются измерениям. Однако возможности наблюдательных методов и разрешающая способность современных инструментов быстро растут. Поэтому предварительная теоретическая проработка возможных характеристик мелкомасштабных структур может способствовать их дальнейшему наблюдательному выявлению.

В последнее время растет интерес к исследованию сравнительно спокойной хромосферы, которая, по современным наблюдениям, весьма сложна и динамична. Мы покажем, что даже в самых простых условиях, когда картина не осложнена активными явлениями, сам контакт различных магнитных областей приводит к структурированию плазмы, ее заметному разогреву и появлению весьма больших (20 км/сек и более) скоростей вещества.

Плазма предполагается столкновительной, состоящей из протонов и электронов. Работы по прямому численному моделированию эволюции ее состояния (без каких-либо априорных предположений об этой эволюции и ее последствиях) были начаты плазмофизиками в связи с изучением течений в плазменных каналах. При этом сразу было обнаружено явление развития внутри плазмы динамических токовых структур, которые по своей природе не связаны с ограничивающими плазму стенками [3–6]. Продолжая эту линию исследований, мы здесь численно решаем задачу с начальными условиями (задачу Коши) для системы нелинейных полностью самосогласованных МГД уравнений с учетом электро- и теплопроводности (коэффициенты которых меняются с изменениями физических величин в ходе процесса согласно формулам работы [7]). Расчеты ведутся в предположении двумерной геометрии задачи, а именно, все величины считаются неизменными вдоль прямых силовых линий горизонтального магнитного поля.

Специфика настоящей работы состоит в получении решений на интервале времени, в течение которого нелинейные эффекты успевают турбулизовать плазму до весьма мелких масштабов. Возникающие мелкомасштабные образования поддаются описанию благодаря применению специального численного метода, использующего при необходимости автоматический переход к вычислениям в классе обобщенных функций (метод был нами верифицирован ранее [8, 9]).

Мы принимаем, что вначале температура плазмы всюду одинакова, скорость в плазме отсутствует, а для магнитного поля выбрано некоторое

специальное начальное распределение. Наше моделирование выявило плазменную неустойчивость, которая аналогична пинч-эффекту, возникающему в лабораторных плазменных установках. Однако в безграничной плазменной среде поведение пинча оказывается гораздо более сложным. Развитие его в спокойной солнечной атмосфере создает переходные явления с элементами структурирования плазмы.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД ЕЕ РЕШЕНИЯ

В качестве основных единиц при обезразмеривании величин задачи удобно взять значения температуры  $T_*$  и концентрации  $N_*$  частиц любой из компонент квазинейтральной плазмы, которые характеризуют плазму некоторого слоя до прихода магнитного поля, а в дальнейшем относятся к области без магнитного поля. Как единицу плотности вещества используем  $\rho_* \equiv m_i N_*$ , где  $m_i$  — масса протона. Высоту однородной атмосферы  $L = kT_*/(m_i g)$  (где  $k$  — постоянная Больцмана,  $g$  — ускорение силы тяжести) примем за единицу длины.

Задача посвящена изучению процессов, которые могут развиваться в таком слое под влиянием магнитного поля. За единицу магнитного поля  $B$  примем некоторую его характерную абсолютную величину  $B_0$ . Тогда комбинации  $B_0^2/(4\pi)$  и  $v_{*0} \equiv B_0/\sqrt{4\pi\rho_*}$  можно использовать как единицы давления и скорости соответственно. В качестве единицы времени выберем  $t_{*0} \equiv L/v_{*0}$ . Величину электрического тока будем измерять в  $cB_0/(4\pi L)$ , где  $c$  — скорость света. Таким образом, все названные единицы определены, если заданы три размерные величины  $T_*$ ,  $N_*$ ,  $B_0$ .

Однако мы учтем, что об изменениях, вносимых в плазму присутствием начального магнитного поля (с характерной величиной  $B_0$ ) удобно судить по величине соответствующего плазменного параметра

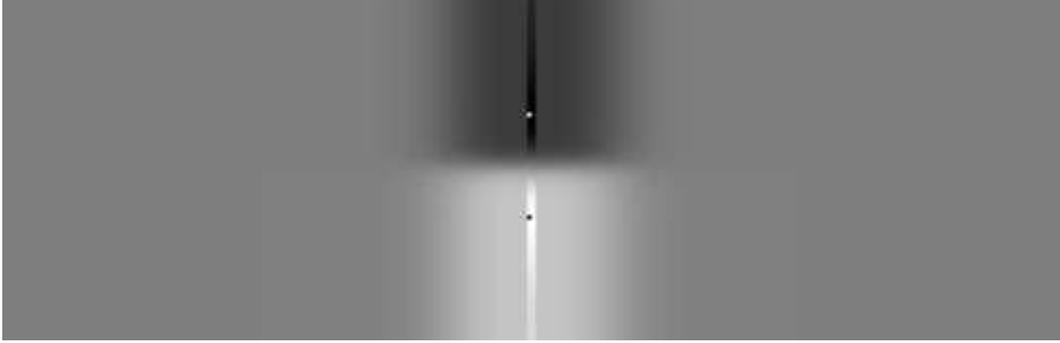
$$\beta_{*0} = 8\pi\mathcal{P}_*/B_0^2, \quad (1)$$

который характеризует рассматриваемую ситуацию в целом, поскольку представляет собой отношение характерных размерных давлений — газового  $\mathcal{P}_* = kN_*T_*$  и магнитного  $B_0^2/8\pi$ . Записав  $B_0$  и, соответственно,  $v_{*0}$  через  $\beta_{*0}$  (напомним, что  $T_*$ ,  $N_*$  не зависят от магнитного поля),

$$B_0 = \beta_{*0}^{-1/2} \sqrt{8\pi k N_* T_*}, \quad (2)$$

$$v_{*0} = \beta_{*0}^{-1/2} \sqrt{2kT_*/m_i}, \quad (3)$$

мы выразим все введенные выше единицы измерения через  $T_*$ ,  $N_*$ ,  $\beta_{*0}$ . Ограничившись двумерной



**Рис. 1.** Распределение  $B(x, z)|_{t=0}$  в плоскости  $(x, z)$ . Ось  $x$  направлена от левого верхнего угла вниз, ось  $z$  — направо. Изображение растянуто по вертикали в 4.4 раза. Светлые тона соответствуют положительному магнитному полю (направленному от нас), темные — отрицательному (направленному к нам). Белая точка на темном фоне и черная на светлом отмечают местоположение минимума и максимума  $B(x, z)$  соответственно.

геометрией, будем считать, что физические величины не меняются вдоль прямых параллельных силовых линий горизонтального магнитного поля, а вещество движется в поперечном к нему направлении. В этом случае полная система самосогласованных нелинейных уравнений столкновительной магнитной газодинамики с учетом конечной проводимости и теплопроводности [6, 7], записанная для безразмерных функций  $B, T, \rho, \mathcal{P}, \mathbf{v}$  и безразмерного электрического тока  $\mathbf{j}$ , имеет вид

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla \left( \mathcal{P} + \frac{B^2}{2} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \mathbf{v} = 0, \quad (5)$$

$$\mathcal{P} = \frac{\beta_{*0}}{2} \rho T, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \operatorname{rot} \Theta \mathbf{j}, \quad \mathbf{j} = \operatorname{rot} \mathbf{B}; \quad (7)$$

$$\frac{\beta_{*0}}{2(\gamma - 1)} \rho \left( \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) T \right) + \mathcal{P} \operatorname{div} \mathbf{v} = \operatorname{div} K \nabla T + \Theta \mathbf{j}^2 \quad (8)$$

(уравнение  $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$  при принятой плоской геометрии удовлетворяется автоматически). Функции

$$\Theta = \theta_* \beta_{*0}^{1/2} T^{-3/2}, \quad (9)$$

$$K = \kappa_* \beta_{*0}^{3/2} T^{5/2} \quad (10)$$

представляют собою, соответственно, локальную магнитную вязкость и безразмерную локальную теплопроводность; входящие в них безразмерные множители  $\theta_*$  и  $\kappa_*$  в задаче о реакции среды на появление в ней магнитного поля выступают как константы, поскольку определяются только заданными размерными характеристиками среды:  $\theta_*$  зависит от  $T_*$ , а  $\kappa_*$  от  $T_*$  и  $N_*$  (подробнее см. раздел 6.1). Член, учитывающий силу тяжести в уравнении

Эйлера, опущен, поскольку в данной работе рассматривается эволюция такого начального поля, которое по вертикали изменяется на расстоянии, гораздо меньшем высоты однородной атмосферы.

Зависимость величин от двух пространственных координат мы будем рассматривать в плоскости, перпендикулярной  $\mathbf{B}$ , где введем декартову систему координат  $(x, z)$  с осью  $x$ , направленной вертикально вниз. Распределение  $B(x, z)|_{t=0}$  в этой плоскости показывает полутоновая карта, где шкала оттенков серого цвета соответствует диапазону изменения рассматриваемой величины (Рис. 1; заметим, что в принятой геометрии линии уровня величины магнитного поля совпадают с линиями электрического тока.) Аналитическая формула для задаваемого нами начального магнитного поля  $B(x, z)|_{t=0}$  приведена в разделе 6.2.

Считаем, что в начальный момент плазма неподвижна и всюду имеет одну и ту же температуру:

$$\mathbf{v}(x, z)|_{t=0} = 0, \quad T(x, z)|_{t=0} = 1. \quad (11)$$

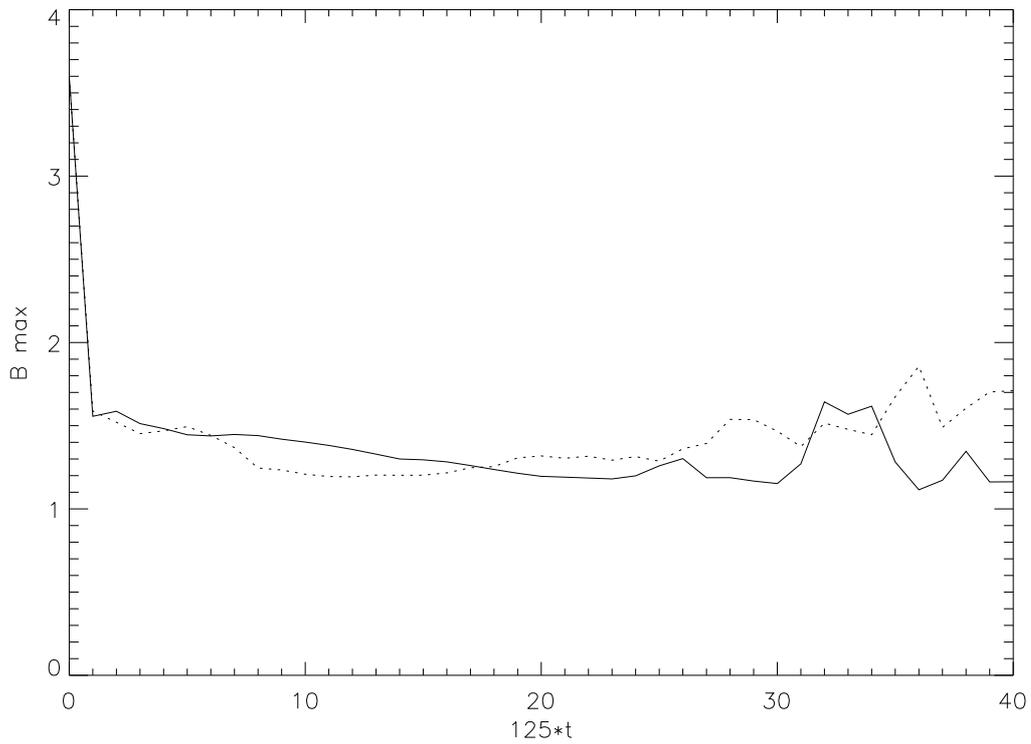
В этом случае, согласно (6), при  $t = 0$  плотность лишь постоянным множителем отличается от давления. Постановка же начального условия для давления должна включать в себя предварительную конкретизацию того, насколько сбалансированы начальные распределения давления заданного магнитного поля и газового давления. Здесь мы ограничимся рассмотрением двух случаев.

*Случай отсутствия начального баланса (ОНБ).* Если в начальный момент заданное магнитное поле  $B(x, z)|_{t=0}$  не находится в балансе с газовым давлением, то, согласно нашему выбору единиц,

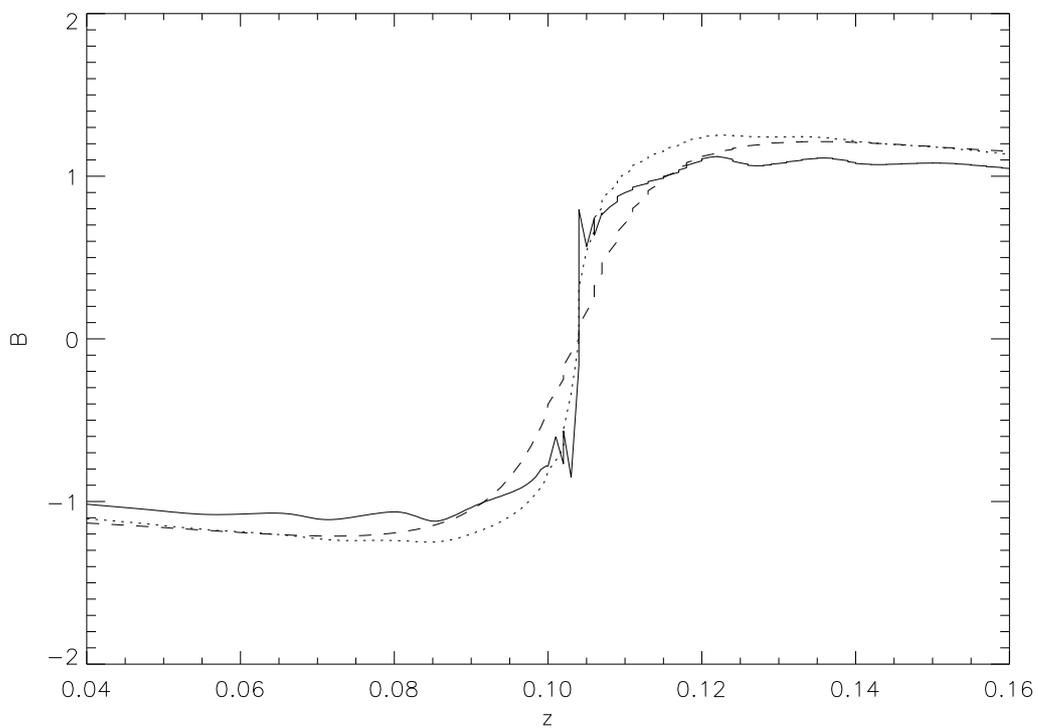
$$\rho(x, z)|_{t=0} = 1 \quad (12)$$

и, соответственно, по уравнению состояния (6),

$$\mathcal{P}(x, z)|_{t=0} = \beta_{*0}/2 \quad (13)$$



**Рис. 2.** Изменение максимальной величины магнитного поля со временем в случае ОНБ (сплошная линия) и ЧНБ (пунктир).



**Рис. 3.** Распределение магнитного поля по вертикали вблизи центральной части магнитной конфигурации при  $t = 0$  (штриховая линия), 0.096 (пунктир), 0.192 (сплошная линия) в случае ОНБ. (В случае ЧНБ имеет место аналогичная зависимость.)

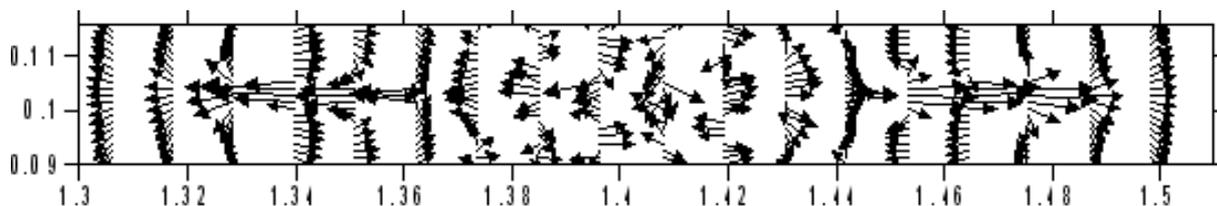


Рис. 4. Карта распределения вектора скорости  $\mathbf{v}(x, z)|_{t=0.28}$  в плоскости  $(x, z)$  вблизи горизонтальной оси симметрии магнитной конфигурации. Ось  $x$  направлена от левого верхнего угла вниз, ось  $z$  — направо. (Случай ОНБ).

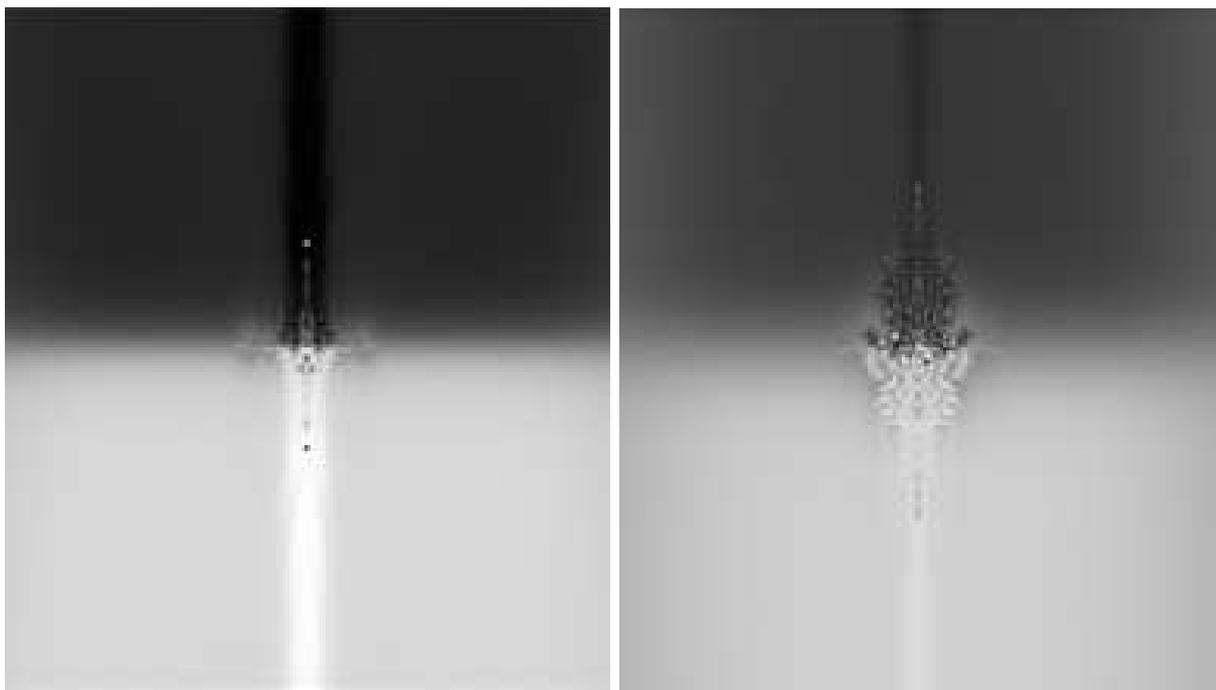


Рис. 5. Крестообразная фигура в распределении  $B(x, z)$  для  $t = 0.024$  случая ОНБ (слева) и  $t = 0.28$  случая ЧНБ (справа).

*Случай частично начального баланса (ЧНБ).* Мы представили магнитное поле  $B(x, z)|_{t=0}$  как сумму двух слагаемых (см. Приложение 2): первое из них меньше по абсолютной величине и занимает светлосерую и темносерую площадки на рисунке 1, второе больше и занимает меньшую площадь (на рисунке это черная и белая полосы). Поскольку уравнение  $\text{div } \mathbf{B} = 0$  автоматически удовлетворяется при принятой плоской геометрии, каждое из этих слагаемых можно считать отдельным магнитным полем. Мы считаем, что в случае ЧНБ первое поле находится в балансе с местным газовым давлением плазмы  $P(x, z)|_{t=0}$ , а второе нет. Физически этот случай можно интерпретировать как внедрение нового несбалансированного магнитного поля в область старого (уже существовавшего и достигшего баланса давлений). Соответствующие условия на начальные давление и плотность приведены в разделе 6.3.

Для численного решения уравнений использовался конечно-разностный численный метод, аппроксимирующий уравнения со вторым порядком точности по времени и пространству. Метод консервативен, то есть энергия, масса и импульс сохраняются. Решение задачи понимается как обобщенное, и поэтому используемый метод позволяет строить недифференцируемые решения, в частности, имеющие разрывы (даже множественные). Это свойство используемого численного метода оказывается важным, поскольку мы будем изучать разрушение исходного гладкого поля величин на мелкомасштабные волны и структуры — на образования, описываемые функциями с большими производными, либо вообще негладкими функциями. Применяемый численный метод обобщает предложенный ранее для численного интегрирования уравнений движения атмосферного газа [8]. По своей структуре формулы численного инте-

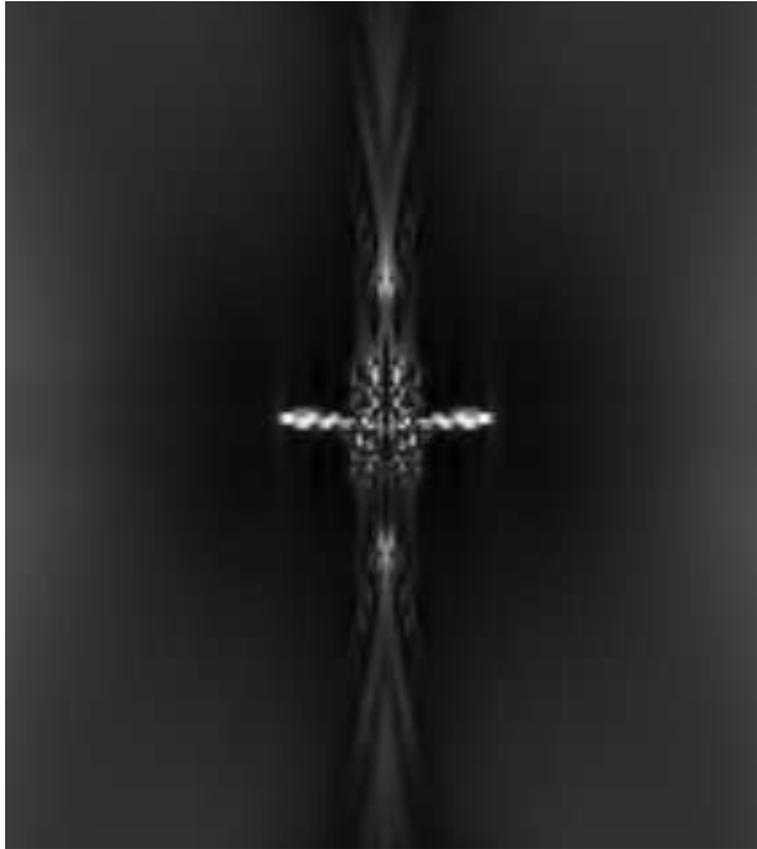


Рис. 6. Карта модуля вектора скорости в момент  $t = 0.27$  (случай ОНБ).

гирования напоминают формулы метода Лакса – Вендроффа.

Моделирование ведется в предположении, что нормальная к границе расчетной области составляющая скорости, также как и производная магнитного поля по нормали к границе обращаются в нуль на самой границе. Расчетная область выбирается достаточно большой, чтобы исключить влияние граничных эффектов на процессы в ее центральной части, где развиваются интересные нас явления.

### 3. СОВМЕСТНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ПЛАЗМЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим слой солнечной атмосферы, где температура как ионной, так и электронной компоненты плазмы составляет  $25000\text{K}$ , что в сумме дает характерную температуру плазменной среды  $T_* = 50000\text{K}$ . Это хромосферные условия. Следуя таблицам работы [10], мы принимаем здесь  $N_* = 10^{15}\text{ м}^{-3}$ . В таком слое, согласно разделу 6.1,  $\theta_* = 1.2 \times 10^{-8}$ ,  $\kappa_* = 3.8 \times 10^{-4}$ . В соответствии с разделом 2, в качестве размерных единиц имеем для этого слоя

$$T_* = 50000\text{K}, L = 1500\text{ км},$$

$$B_0 = 0.42\beta_{*0}^{-1/2}\text{ Г}^{1/2}\text{ см}^{-1/2}\text{ с}^{-1}, \quad (14)$$

$$v_{*0} = 29/\sqrt{\beta_{*0}}\text{ км/с}, \quad t_{*0} = 0.9\sqrt{\beta_{*0}}\text{ мин.} \quad (15)$$

Везде далее рассматривается случай  $\beta_{*0} = 1.5$ . Расчетная область охватывает 300 км по высоте и 4200 км по горизонтали.

Полученное решение задачи Коши показывает, что в самом начале процесса имеет место кратковременный этап установления, когда абсолютная величина безразмерного начального магнитного поля падает до уровня, близкого к единице, и потом остается вблизи него (Рис. 2). Полутоновые карты пространственного распределения  $B(x, z)$  в разные моменты времени (а все они построены по той же схеме, что Рис. 1; последовательность карт здесь не приводится из-за недостатка места) позволяют увидеть, как среди движущихся волновых фронтов зарождается и развивается неоднородность поля, все время остающаяся вблизи центра магнитной конфигурации. Экстремальные значения  $B$  (их местоположение в момент  $t = 0$  представлено яркими черной и белой точками на Рис. 1) со временем перемещаются в сторону горизонтальной оси симметрии фигуры  $x = x_c$ , формируя очень тонкий токовый слой. Соответственно,



Рис. 7. Карта модуля вектора скорости в момент  $t = 0.24$  (случай ЧНБ).

увеличивается резкость изменений  $V(x, z)$  по координате  $x$  (Рис. 3).<sup>1</sup>

Появление неоднородности начинается с возникновения двух коллинеарных току разнонаправленных плазменных струй, которые, развиваясь, выносят плазму в бестоковую область (Рис. 4). Примерно через 15 с появляется еще одна пара разнонаправленных струй, перпендикулярных первой (Рис. 6); этот поток плазмы вдается в область наибольшей интенсивности  $|B|$ , как бы рассекая магнитное поле. В результате в центре магнитной конфигурации развивается крестообразная фигура (Рис. 5).

В случае ОНБ ко времени развития “креста” скорость плазмы в коллинеарных току струях достигает значений, превышающих 20 км/с; в перпендикулярных она в два–три раза меньше. Это упорядоченное переходное состояние затем сменяется быстрым развитием турбулентности в области перпендикулярных току струй. Хотя с появлением турбулентности контур крестообразной фигуры

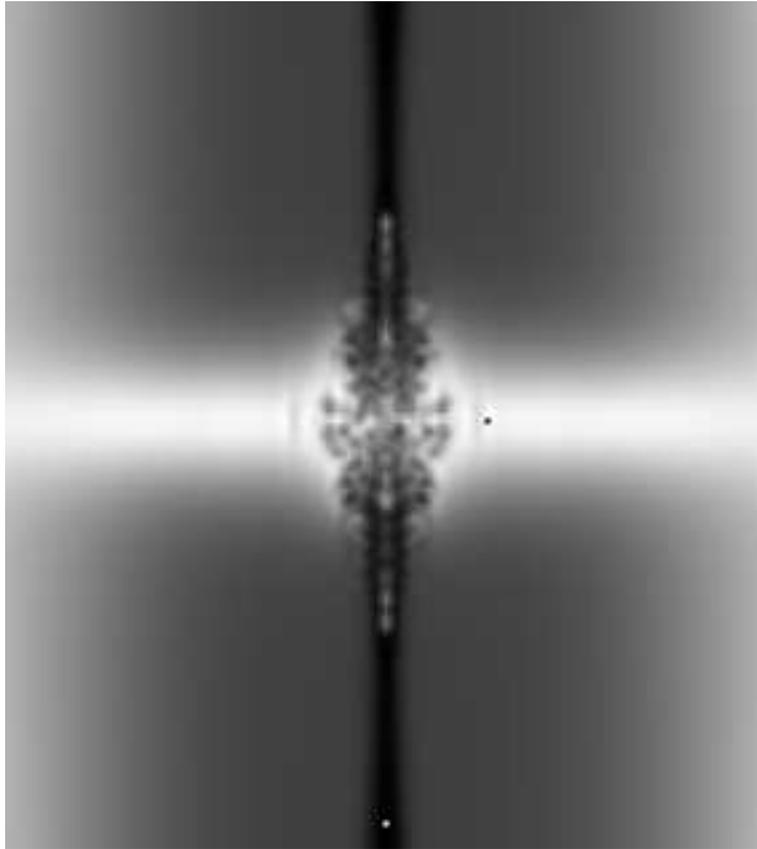
приобретает изрезанность, сама фигура сохраняется вплоть до конца моделирования (около минуты).

В случае ЧНБ в переходном состоянии крестообразная фигура имеет сложную ажурную структуру вертикальных “лучей”, проявленную в распределениях различных величин (Рис. 5 (правая панель), 7, 8), а сами эти “лучи” оказываются шире, чем в случае ОНБ. Это создает условия для более мощного развития турбулентности и нагрева плазмы. Если в случае ОНБ к концу численного эксперимента температура плазмы практически не отличалась от начальной, то в случае ЧНБ к концу численного эксперимента она увеличилась почти вдвое; вид температурных неоднородностей показан на Рис. 9.

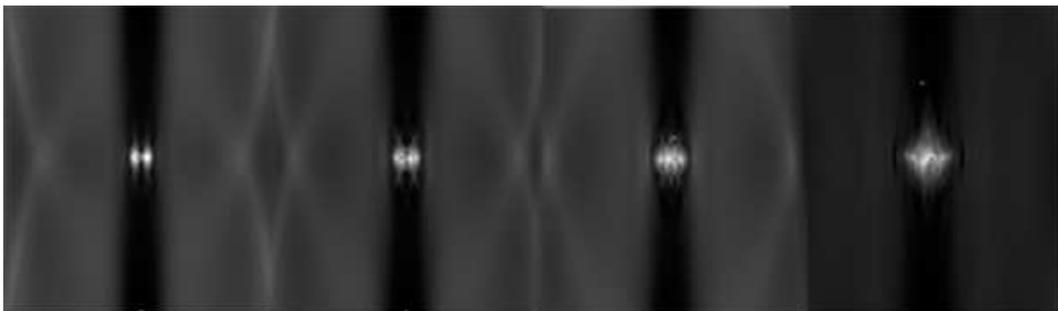
#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Механизм описанных явлений становится понятнее при обращении к представлению о неустойчивости типа пинч-эффекта. Признаки лабораторного пинча — утоньшение (перетяжка) области, изначально занятой током, и сопутствующее возникновение коллинеарных этому току разнонаправленных струй плазмы — проявляют себя в нашем численном эксперименте (Рис. 3, 4). Но

<sup>1</sup>Появление тонкого слоя, вообще говоря, интересно с точки зрения возникновения возможности пересоединения силовых линий.



**Рис. 8.** Карта неоднородностей плотности в момент  $t = 0.24$  (случай ЧНБ) Светлые точки соответствуют повышенной плотности. Наличие больших темносерых и темных площадок связано с общим падением плотности в области, занятой магнитным полем.

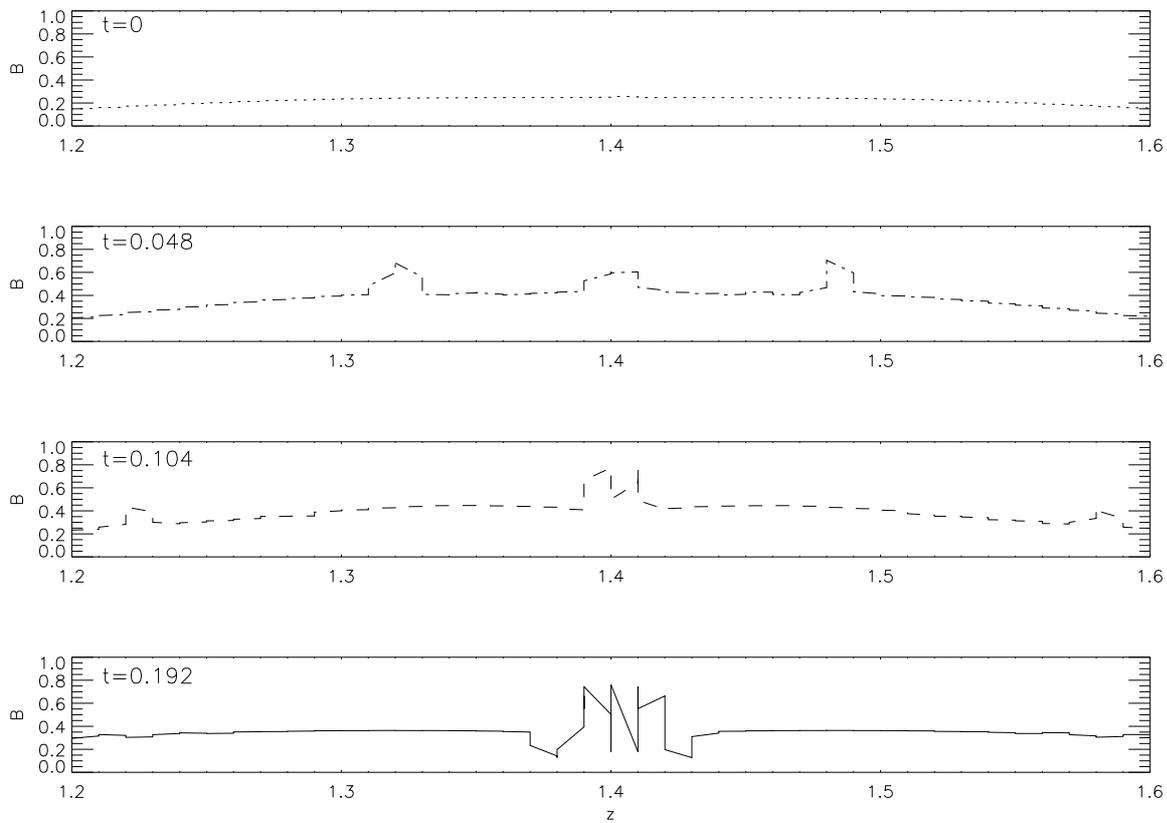


**Рис. 9.** Неоднородности температуры в случае ЧНБ, соответствующие моментам времени (слева направо):  $t = 0.23, 0.24, 0.25, 0.28$ .

в условиях моделирования, соответствующих природной плазме Солнца, мы обнаруживаем два новых свойства пинчевой неустойчивости. Первое из них — выход коллинеарных току струй плазмы за пределы магнитного поля, второе — формирование поперечной этому току полосы неоднородностей. Вместе это приводит к развитию крестообразной структуры в месте контакта магнитных областей.

Оба эти явления — следствия характера ло-

кализации магнитного поля в природной среде. В самом деле, в лабораторных установках электрический ток заключен между жесткими электродами, дальше которых не могут уходить создаваемые пинч-эффектом потоки плазмы. Природный же пинч-эффект свободно выбрасывает созданные им потоки вещества через области стекания и растекания тока. При этом утоньшение области тока идет тем быстрее, чем сильнее локальное



**Рис. 10.** Зависимость  $B(z)$  вблизи нижней горизонтальной границы токового слоя в разные моменты времени. Видно увеличение магнитного поля в центральной части профиля при  $t = 0.048$ , раздвоение области этого увеличения при  $t = 0.104$  и последующее усложнение пространственного распределения  $B(z)$  вблизи центральной части профиля, что соответствует закладке вертикального луча крестообразной фигуры. (На средних рисунках присутствуют еще волны установления, уходящие от центра фигуры.) Случай ОНБ.

магнитное поле и чем легче выбросить вещество из места перетяжки. С первым фактором связано первоначальное возникновение пинч-эффекта в центральной части магнитной конфигурации, второй фактор усиливает этот эффект в тех частях области развития, которые располагаются ближе к областям стекания и растекания тока. Поэтому спустя некоторое время избыточная концентрация магнитного поля вблизи оси токового слоя проявляет себя уже в двух местах — перетяжка как бы раздваивается (Рис. 10). Каждая из двух получившихся перетяжек выбрасывает коллинеарные току разнонаправленные потоки плазмы. Поэтому вблизи центра магнитной конфигурации ( $x_c, z_c$ ) образуется зона компрессии, отсюда по мере развития процесса плазма начинает выбрасываться в поперечном к току направлении, образуя полосу неоднородностей распределения различных величин (крестообразную фигуру).

Анализ карт показал, что в случае частичного начального баланса давлений (ЧНБ) описанный процесс идет двуступенчато: лишь после того, как

пинч-эффект проявил себя на несбалансированной части магнитного поля и созданная им перетяжка успела расщепиться, начинает развиваться (еще нерасщепленный) пинч-эффект на сбалансированной составляющей поля. Поэтому на упорядоченной стадии процесса имеет место интерференция двух картин пинчевой неустойчивости. Отсюда замысловатые переходные формы течения (Рис. 7; ср. Рис. 6), которые облегчают развитие турбулентности и, соответственно, способствуют нагреванию плазмы (см. комментарий к Рис. 9). Та же усложненность переходных форм по сравнению со случаем ОНБ (случаем отсутствия начального баланса) видна в распределении магнитного поля (Рис. 5).

Таким образом, внедрение магнитного поля в область уже существовавшего, “старого поля” создает (при одной и той же характерной величине получившегося поля) более сложные по форме и яркие неоднородности, чем в случае прихода магнитного поля на “чистое место”. Такая разница

должна проявлять себя в наблюдаемой картине эволюционирующих солнечных магнитных полей.

Создаваемые свободным пинчем структурные образования имеют характерные формы, которые наиболее отчетливо воспринимаются при взгляде на них вдоль магнитного поля (как это было на использованных нами полутонных картах).

Однако магнитные силовые трубки с плазмой повышенной температуры (Рис.9) или плотности (Рис.8) будут заметны на лимбе и под другими углами. Например, в момент времени, для которого построен Рис. 8, светлые участки повышенной плотности плазмы, оторвавшиеся от центральной части фигуры, будут восприниматься при взгляде сбоку как отстоящие друг от друга магнитные силовые трубки с повышенным содержанием плазмы. При сравнении карт для разных времен видно, что трубки как целое движутся по вертикали. Такие образования напоминают небольшие протуберанцы.

В рассмотренных нами условиях пинч-эффект развился в изначально неподвижной плазме за время порядка минуты. Обращают на себя внимание большие скорости потоков, достигаемые за это время: они превышают 20 км/сек в коллинеарных току струях в случае ОНБ и составляют примерно 18 км/сек при ЧНБ — как в коллинеарных, так и поперечных току струях. Такие скорости в хромосфере действительно присутствуют [1].

Свободный пинч-эффект выступает как достаточно типичное для хромосферы явление, поэтому он должен проявлять себя и в других ситуациях. Каким при этом окажется комплекс создаваемых им нелинейных изменений в плазме, можно судить лишь путем численного моделирования его поведения в конкретных условиях.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решение задачи Коши для полной самосогласованной системы столкновительных уравнений магнитной газодинамики позволило нам — без каких-либо априорных предположений о характере динамических процессов или о свойствах турбулентности — выявить следствия проникновения магнитного поля в хромосферную плазму. Начальные условия были нами выбраны из-за их простоты и симметрии, что облегчило отождествление и анализ процессов, проявивших себя в этом первом “пилотном” моделировании. Разработанная программа численного решения такой системы позволяет рассматривать и гораздо более сложные варианты начальных ситуаций.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы глубоко благодарны Г.П. Любимову и А.В. Гетлингу за внимание к работе и ценные советы. Работа выполнена при финансовой поддержке со стороны РФФИ (грант 07-02-01094-а).

## 6. ПРИЛОЖЕНИЯ

### 6.1. Материальные параметры среды

В выражение для магнитной вязкости  $\Theta = c^2/(4\pi\sigma Lv_{*0})$  входит электропроводность плазмы

$$\sigma = \frac{e^2 N_e \tau_e}{m_e}, \quad (16)$$

(где  $m_e$  и  $e$  — масса электрона и абсолютная величина его заряда соответственно,  $N_e$  — концентрация электронов,  $\tau_e$  — среднее время между последовательными столкновениями электрона с ионами). В квазинейтральной плазме  $\tau_e$  является функцией одной лишь локальной температуры. Выписывая явно эту зависимость согласно [7], получим  $\Theta$  в виде (9), где

$$\theta_* = \sqrt{\frac{m_e m_i c^2}{2\pi}} \frac{1}{L} \frac{\Lambda e^2}{(kT_*)^2 0.75} \quad (17)$$

( $\Lambda$  — кулоновский логарифм, который мы полагаем здесь равным 20).

Формула коэффициента теплопроводности столкновительной плазмы для (размерного) уравнения переноса тепла была взята нами из работы [7]. После процедуры обезразмеривания уравнений этот коэффициент, войдя в выражение для (10), определил

$$\kappa_* = \frac{k_s T_*^2 \sqrt{m_i}}{32 L k^{3/2} N_*}, \quad (18)$$

$$k_s = \frac{3.16 \times 0.75}{\Lambda \sqrt{2\pi}} \frac{k^{7/2}}{\sqrt{m_e} \times e^4}, \quad (19)$$

(отметим, что  $k_s$ , так называемая теплопроводность по Спитцеру, имеет размерность эрг  $\times$  сек $^{-1}$   $\times$  см $^{-1}$   $\times$  градус $^{-7/2}$ ).

### 6.2. Начальное распределение магнитного поля

Вид магнитного поля в начальный момент определяется выражением

$$B(x, z)|_{t=0} = D(x, z) + d(x, z), \quad (20)$$

$$D = [1 + \zeta \exp(-\zeta)] \operatorname{th}[q(x - x_c)],$$

$$\zeta \equiv (z - z_c)^2 / z_k^2, \quad (21)$$

$$d = D \frac{s(x - x_c)^2 \exp(-1000\zeta)}{[x_s^2 + (x - x_c)^2][1 + s_1(z - z_c)^2]}, \quad (22)$$

где  $q = 130$ ,  $z_k = 0.17$ ,  $s = 0.01$ ,  $x_s = 0.031$ ,  $s_1 = 1.76$ ,  $x_c = x_{max}/2$ ,  $z_c = z_{max}/2$ . Вычисления проводились в расчетной области с  $x_{max} = 0.207$ ,  $z_{max} = 2.8$ . При таком выборе констант слагаемое  $|D|$  в (20) составляет примерно половину величины  $|d|$ .

### 6.3. Начальные давление и плотность в случае ЧНБ

Напомним, что вне области магнитного поля  $\rho(x, z)|_{t=0} = 1$ . Будем считать, что в области магнитного поля (20) только его составляющая  $D$  находится в балансе с газовым давлением:

$$\mathcal{P}(x, z)|_{t=0} + D(x, z)^2/2 = \beta_{*0}/2. \quad (23)$$

С учетом (6) отсюда получаются начальные условия для давления и плотности

$$\mathcal{P}(x, z)|_{t=0} = \beta_{*0}/2 - D(x, z)^2/2, \quad (24)$$

$$\rho|_{t=0} = 1 - \frac{D(x, z)^2}{\beta_{*0}}. \quad (25)$$

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Э.Р. Прист, *Солнечная магнитогидродинамика* (Мир, Москва, 1985).
2. M.J. Aschwanden, *Physics of the Solar Corona: An Introduction* (Berlin: Springer; Chichester, UK: Praxis, 2004).
3. К.В. Брушлинский, Н.И.Герлах и А.И. Морозов, *Механика жидкостей и газов* №2, 189 (1966).
4. Л.М. Алексеева и Л.С. Соловьев, *Прикл. матем. и механ.* **28**, 987 (1964).
5. А.И. Морозов и Л.С.Соловьев, в *Вопросы теории плазмы*, ред. М.А. Леонтович. (Атомиздат, Москва, 1974), с. 3.
6. К.В. Брушлинский и А.И. Морозов, в *Вопросы теории плазмы*, ред. М.А. Леонтович (Атомиздат, Москва, 1974), с. 88.
7. С.И. Брагинский, в *Вопросы теории плазмы*, ред. М.А. Леонтович (Госатомиздат, Москва, 1963), с. 183.
8. S.P. Kshvetvskii and N.M. Gavrilov, *J. Atmosph. Terr. Phys.* **67**, 1014 (2005).
9. Л.М. Алексеева и С.П. Кшевецкий, в *Тезисах Всероссийской конференции Многоволновые исследования Солнца и проблемы солнечной активности*, Нижний Архыз, Россия, 2006 (САО РАН, Санкт-Петербург, 2007), с.12.
10. P.Demoulin and K.-L. Klein, *Lecture Notes in Physics* **553**, 99 (2000).

## SOLAR-PLASMA STRUCTURING DUE TO TWO-DIMENSIONAL PINCH EFFECT OVER THE PHOTOSPHERE

L.M. Alekseeva, S.P. Kshvetvskii

We study the behavior of the solar plasma over the photosphere in the zone of contact of oppositely directed magnetic fields. A special technique of numerical simulation is used, which allows passing to the class of generalized functions as soon as the solution loses smoothness. An initial-value problem is solved for the self-consistent nonlinear system of equations of collisional magneto-gas-dynamics under the assumption that the distribution of physical quantities is two-dimensional and the plasma has an initial temperature of 50 000 degrees. It is assumed that the magnetic field lines are straight, the physical quantities are constant along them, and the resulting fluid velocity is perpendicular to the magnetic field. It is shown that a pinch effect develops under such conditions, which gives rise to much more diverse effects in a natural ambient medium than in a laboratory plasma. The pinch effect produces narrow, variously directed jets of matter (including those going beyond the zone of contact of the fields), forms cross-shaped patterns in the distribution of the magnetic field, velocity and density, and gives rise to specific temperature nonuniformities. In the center of the contact zone, the plasma temperature increases (we terminate the computations when it doubles). The jet velocity can exceed 20 km/s.

Key words: *Sun: magnetic topology*