

УДК 523.945

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ. 1. ТОКОВЫЙ СЛОЙ В КОРОНЕ

© 2012 г. А. И. Подгорный¹, И. М. Подгорный²¹Учреждение РАН Физический институт им. П.Н. Лебедева, г. Москва,²Учреждение РАН Институт астрономии, г. Москва

e-mail: podgorny@inasan.ru

Поступила в редакцию 06.07.2010 г.

После доработки 11.06.2011 г.

Представлен обзор результатов моделирования предвспышечной ситуации в солнечной короне, полученных численным решением полной системы трехмерных МГД уравнений. Никаких предположений о характере развития вспышки или поведении параметров активной области перед вспышкой не вводится. Начальные и граничные условия на фотосфере задаются из измерения магнитного поля перед вспышкой. Источники фотосферного поля аппроксимируются магнитными диполями. Использование программы ПЕРЕСВЕТ показало образование токового слоя, формирующегося в короне в окрестности особой линии магнитного поля в короне. Слой формируется за счет возмущений, приходящих от фотосферы. Необходимая для вспышки энергия запасается в магнитном поле токового слоя в течение двух–трех суток. Представлены основные принципы построения программы ПЕРЕСВЕТ, позволяющей в качестве граничных условий использовать карты измеренного фотосферного поля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Первичное освобождение энергии солнечных вспышек происходит в солнечной короне над активной областью. Единственным резервуаром энергии, необходимой для вспышки ($\sim 10^{32}$ эрг) в короне, может служить магнитное поле, где энергия поля $B^2/8\pi$ значительно превышает тепловую энергию плазмы nkT . Распределение поля на фотосфере в момент вспышки практически не меняется. Это значит, что энергия потенциального магнитного поля, т. е. поля фотосферных источников, не реализуется при вспышке. При вспышке может реализоваться только магнитная энергия токов в короне над активной областью. Токовая система, в которой накапливается энергия в предвспышечном состоянии, должна обладать способностью аккумулировать магнитную энергию и быстро ее выделять при переходе в неустойчивое состояние.

Согласно гипотезе С.И. Сыроватского [Сыроватский, 1966], накопление магнитной энергии для солнечной вспышки должно происходить в окрестности особой линии магнитного поля, которая может появляться при соответствующем расположении источников в активной области. Простейшей особой линией является линия нулевого магнитного поля X -типа. Численный магнитогидродинамический (МГД) расчет [Подгорный и Сыроватский, 1981; Брушлинский и др., 1980] показал, что возмущения потенциального поля, задаваемые изменением поля и/или зада-

нием скорости плазмы на границе, приводят к образованию токового слоя в окрестности особой линии. В магнитном поле слоя происходит накопление энергии. Начальная конфигурация создавалась четырьмя стержнями с током (рис. 1). Конфигурация в плоскости, перпендикулярной стержням с током, содержит нулевую X -точку. Вмороженность линий магнитного поля в высокотемпературную плазму не позволяет произойти векторному сложению линий изменившегося магнитного потока, и в окрестности особой линии может образоваться токовый слой, разделяющий разные топологические области. Геометрическое сложение векторов полей этих топологических областей произойдет только после затухания тока в токовом слое. Высокая проводимость горячей плазмы солнечной короны не позволяет быстро затухнуть току в плазме. Образовавшийся слой не является нейтральным, а обладает нормальной компонентой магнитного поля [Podgorny and Podgorny, 1992; Podgorny et al., 2000]. Устойчивость слоя поддерживается непрерывным течением плазмы. С.И. Сыроватский полагал, что при определенных условиях устойчивость должна нарушиться и произойдет “разрыв” тока в слое.

В ряде работ рассматривается вспышечное выделение энергии при распаде токового слоя, с нормальной компонентой поля равной нулю (рис. 2) [Harris, 1962]. Слой Харриса обладает антипараллельными линиями магнитного поля, в котором отсутствует течение плазмы, а магнитное

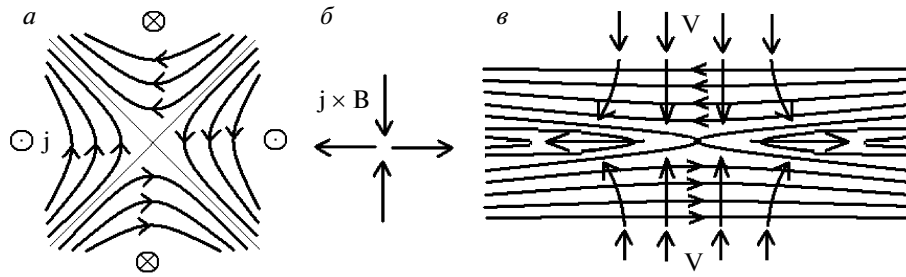


Рис. 1. Магнитное поле с особой точкой X-типа (а). Направление силы Ампера, деформирующей потенциальное магнитное поле (б). Потоки плазмы в магнитном поле возникшего токового слоя (в).

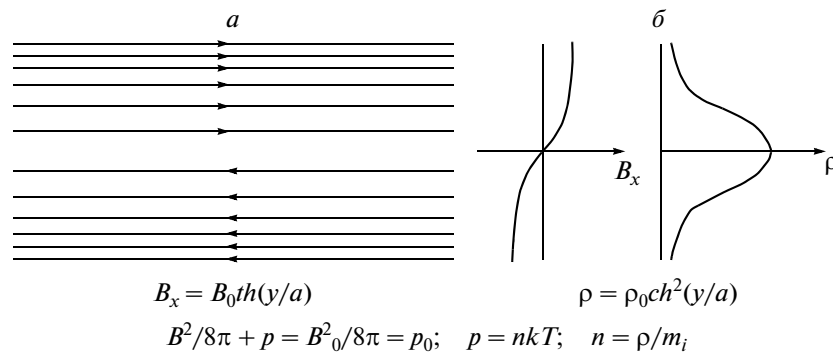


Рис. 2. Нейтральный токовый слой. Линии магнитного поля (а). Распределения магнитного поля и концентрации плазмы в слое (б).

давление сбалансировано газокINETическим давлением. Токовый слой Харриса действительно неустойчив, и его распад может привести к вспышечному выделению энергии. Однако возникает непреодолимая трудность, связанная с возможностью образования такого неустойчивого состояния. Несмотря на многолетние усилия, никто не смог получить решение, которое бы описывало образование нейтрального токового слоя из реально существующей магнитной конфигурации, или хотя бы высказал идею, каким образом нейтральный токовый слой может возникнуть в плазме.

Физический смысл образования токового слоя в окрестности особой линии прост (рис. 1). Конфигурация потенциального поля в начальный момент описывается выражением: $\{-h_0 y, -h_0 x, 0\}$ (h_0 — градиент магнитного поля). Возникающий в результате возмущений ток j вдоль оси Z вызывает движение плазмы под действием силы $\mathbf{j} \times \mathbf{B}/c$ (рис. 2б) к особой линии вдоль одной из осей (например, Y) и движение от особой линии вдоль другой оси (например, X). Движение плазмы деформирует магнитное поле в конфигурацию, соответствующую токовому слою — сжимает поле по оси Y и растягивает его вдоль оси X . При этом плотность тока повышается. Следовательно, увеличивается сила, заставляющая плазму двигаться в том же направлении, из-за чего поле деформи-

руется еще сильнее. В результате такого процесса самофокусировки в магнитном поле образовавшегося токового слоя (рис. 1в) накапливается энергия, необходимая для вспышки. Толщина слоя уменьшается до тех пор, пока не достигнет значения

$$a = v_m/V_{in}, \tag{1.1}$$

(где $v_m = c^2/4\pi\sigma$ — магнитная вязкость, V_{in} — скорость втекания плазмы в слой). Смысл этой формулы, полученной Свитом и Паркером [Parker, 1957], означает, что приход магнитного потока в слой вместе с потоком плазмы сбалансирован диссипацией поля в слое.

Одновременно с опубликованием идеи Сыроватского появилась статья Братенола и Хирша [Bratenahl and Hirsch, 1966], в которой сообщалось о лабораторном эксперименте, демонстрирующем образование токового слоя, разграничивающего области с противоположными направлениями линий магнитного поля.

Простейшим примером конфигурации магнитного поля, содержащего особую линию в короне, является поле четырех магнитных пятен противоположной полярности, расположенных в активной области на одной прямой. Такая конфигурация показана на рис. 3. Особая линия пересекает плоскость рисунка в точке X-типа. В об-

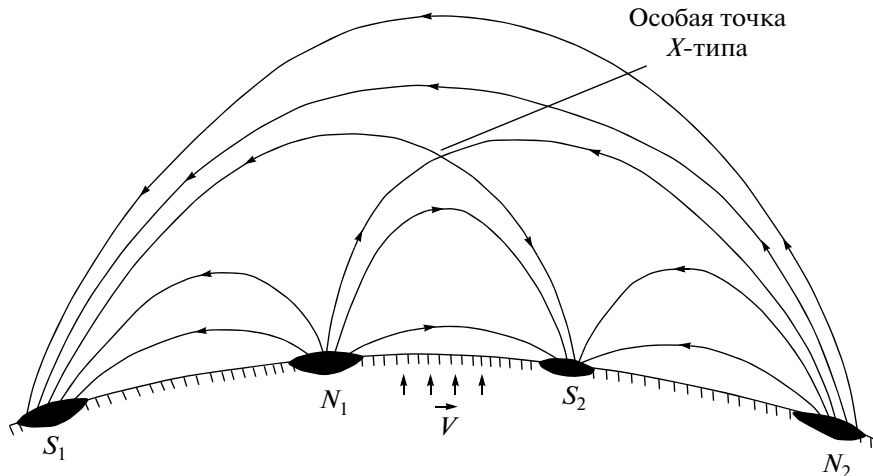


Рис. 3. Магнитное поле, создаваемое четырьмя вертикальными диполями, расположенными под фотосферой, содержит нейтральную линию X-типа.

шем случае особая линия не обязана быть линией нулевого магнитного поля. Особая линия может обладать продольной компонентой поля. Численный МГД эксперимент, выполненный в трехмерном приближении для симметрично расположенных источников поля [Podgorny and Podgorny, 1992], показал, что над активной областью образуется токовый слой в результате распространения возмущений от фотосферы.

Ряд авторов, например [Amari et al., 2000; Forbes et al., 1989; Kliem et al., 2004; Lin, 2004; Linker et al., 1990], связывает возникновение вспышек и корональных выбросов массы с появлением магнитных жгутов (ropes). Чаще всего такой взрывной процесс объясняется нарушением равновесия между силой магнитного отталкивания жгута от проводящей поверхности Солнца и силой Лоренца $\mathbf{j} \times \mathbf{V}/c$, прижимающей жгут к поверхности (рис. 4а). Здесь \mathbf{V} – поле в активной области. В обзоре [Lin, 2004] подробно рассмотрена серия работ, в которых выброс корональной массы объясняется ускорением магнитного жгута, возникшего под магнитной аркой. Выброс жгута должен сопровождаться вытягиванием линии поля арки и образованием токового слоя (рис. 4б). В трехмерных численных МГД экспериментах показано, что начальное состояние и параметры жгута можно подобрать таким образом, чтобы получить наблюдаемое развитие коронального выброса [Lugaz et al., 2009]. Однако в этом сценарии остается неясным сам механизм появления жгута в состоянии равновесия, и почему выброс жгута не вызывает в момент вспышки сильных магнитных возмущений в активной области [Подгорный и Подгорный, 2011].

Из других обсуждаемых сценариев вспышки следует отметить возможность быстрого магнитного пересоединения в поле, обладающем спи-

ральностью. Численное МГД моделирование [Kusano et al., 2003] показало, что при определенных условиях и искусственно заданном шире скорости может происходить “аннигиляция спиральности” за счет магнитного пересоединения в появившихся особых точках. Условия моделирования сильно отличаются от реальных, исключено давление плазмы. Основанный на “аннигиляции спиральности” механизм не объясняет коронального выброса массы, генерации релятивистских протонов и других важных проявлений вспышки. В работе [Jing et al., 2010] не обнаружена связь возникающих на фотосфере спиральных структур с появлением вспышек.

Независимо от того, какой физический механизм лежит в основе вспышки, численное моделирование вспышечного процесса должно быть выполнено при начальных и граничных условиях, взятых из наблюдений состояния активной области перед реальной вспышкой. Механизм возникновения вспышки должен демонстрироваться результа-

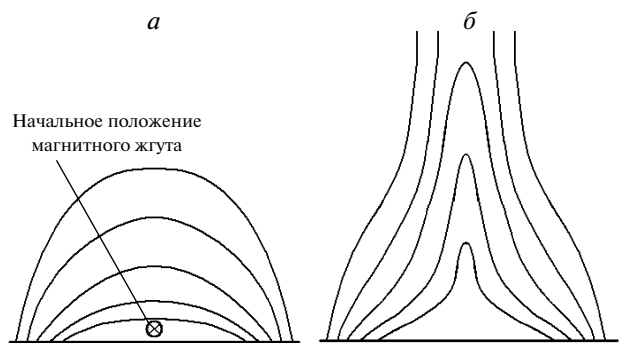


Рис. 4. Линии магнитного поля двух пятен и положение тока (магнитного жгута) перед вспышкой (а). Деформированные линии поля после выброса жгута (б).

тами моделирования, а не искусственно вводиться при постановке численного эксперимента. Для возникновения вспышки магнитная энергия $B^2/8\pi$, аккумулированная в магнитном поле, должна быстро диссипировать и перейти в тепло и энергию ускоренных частиц. Процесс медленной эволюции должен смениться взрывной фазой. Численное моделирование токового слоя [Bilenko et al., 2002; Подгорный и Подгорный, 2003] показало, что в ходе квазистационарной эволюции плотности плазмы вблизи слоя падает. Падение плотности плазмы приводит к неустойчивости и взрывному выделению энергии [Podgorny, 1989a; Podgorny, 1989b].

2. МЕТОДЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Непосредственное наблюдение конфигурации магнитного поля в короне в настоящее время невозможно. Для понимания физики солнечной вспышки и улучшения ее прогноза часто используется построение линий потенциального магнитного поля путем задания в активной области локальных источников в виде пятен [Уралов и др., 2007], магнитных зарядов [Горбачев и др., 1988; Орешина и Сомов, 2009] или магнитных диполей [Podgorny and Podgorny, 1998; Bilenko et al., 2002]. Такой подход позволил провести анализ конфигураций магнитного поля, приводящих к вспышке, и понять ряд закономерностей развития вспышки. Однако из-за сложности формы отдельных локальных источников и значительного магнитного потока между этими источниками такие способы задания поля на фотосферной границе не всегда позволяют представить сложную структуру поля, особенно при образовании нескольких токовых слоев.

В настоящее время [Подгорный и др., 2007; Подгорный и Подгорный, 2008] для моделирования эволюции предвспышечного распределения поля в короне разработан новый вариант программы ПЕРЕСВЕТ. В качестве начальных условий задается потенциальное поле, которое вычисляется с использованием карт магнитного поля на фотосфере. Следует иметь в виду, что потенциальное поле может быть полезно для предсказания вспышечной ситуации [Ден, 2008; Aulanier et al., 2000], но оно не всегда достаточно точно отражает реальную ситуацию, т. к. магнитное поле образовавшихся токовых слоев может существенно исказить конфигурацию потенциального поля, задаваемого в короне фотосферными источниками. Сравнения конфигурации потенциального магнитного поля с конфигурацией поля над активной областью АО 10365 в предвспышечном состоянии, полученной МГД моделированием, приведены на рис. 5. В окрестностях особых точек 1 и 2 образовались токовые слои. Магнит-

ное поле токовых слоев изменило конфигурацию поля. Точка 1 оказалась сильно смещенной вверх.

МГД моделирование взрывного процесса в короне и наблюдаемых проявлений солнечной вспышки в реальных условиях при использовании доступных в настоящее время компьютеров является сложной задачей, планируемой на будущее. Моделирование в реальной активной области солнечной короны ограничивается изучением накопления вспышечной энергии при образовании токового слоя и его дальнейшей эволюции. Получаемая таким образом конфигурация магнитного поля предшествует переходу слоя в неустойчивое состояние и взрывному выделению энергии.

Система МГД уравнений для сжимаемой плазмы со всеми диссипативными членами решается численно в безразмерном виде:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{V} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{\text{Re}_m} \text{rot} \left(\frac{\sigma_0}{\sigma} \text{rot} \mathbf{B} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(\mathbf{V}\rho) \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -(\mathbf{V}, \nabla) \mathbf{V} - \frac{\beta_0}{2\rho} \nabla(\rho T) - \frac{1}{\rho} (\mathbf{B} \times \text{rot} \mathbf{B}) + \frac{1}{\text{Re}_p} \Delta \mathbf{V} + G_g \mathbf{G} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -(\mathbf{V}, \nabla) T - (\gamma - 1) T \text{div} \mathbf{V} + \\ & + (\gamma - 1) \frac{2\sigma_0}{\text{Re}_m \sigma \beta_0 \rho} (\text{rot} \mathbf{B})^2 - (\gamma - 1) G_g \rho L(T) + \\ & + \frac{\gamma - 1}{\rho} \text{div} (\mathbf{e}_{\parallel} \kappa_{\parallel} (\mathbf{e}_{\parallel}, \nabla T) + \mathbf{e}_{\perp 1} \kappa_{\perp 1} (\mathbf{e}_{\perp 1}, \nabla T) + \\ & + \mathbf{e}_{\perp 2} \kappa_{\perp 2} (\mathbf{e}_{\perp 2}, \nabla T)). \end{aligned} \quad (5)$$

В качестве единицы длины L_0 принят размер квадрата, являющегося фотосферной границей расчетной области, содержащего активную область. Единицей магнитного поля обычно служит его характерное значение в активной области на фотосфере $B_0 = 300$ Гс. В качестве единиц плотности и температуры принимаются их значения в короне, которые предполагались постоянными в начальный момент времени, $\rho_0 = 10^8 m_i$ г см⁻³ ($m_i = 1.67 \times 10^{-24}$ г – масса иона короны) и $T_0 = 10^6$ К. В качестве единиц скорости плазмы, времени и плотности тока приняты соответственно Альвенская скорость $V_0 = V_A = B_0 \sqrt{4\pi\rho_0}$, $t_0 = L_0/V_0$, $j_0 = cB_0/4\pi L_0$. В уравнениях (1)–(4) γ – адиабатическая постоянная, $\text{Re}_m = L_0 V_0 / \nu_{m0}$ – магнитное число Рейнольдса, $\nu_{m0} = c^2/4\pi\sigma_0$ – магнитная вязкость для проводимости σ_0 при температуре T_0 , σ – проводимость, $\sigma_0/\sigma = T^{-3/2}$, $\beta = 8\pi n_0 k T_0 / B_0^2$, ($n_0 =$

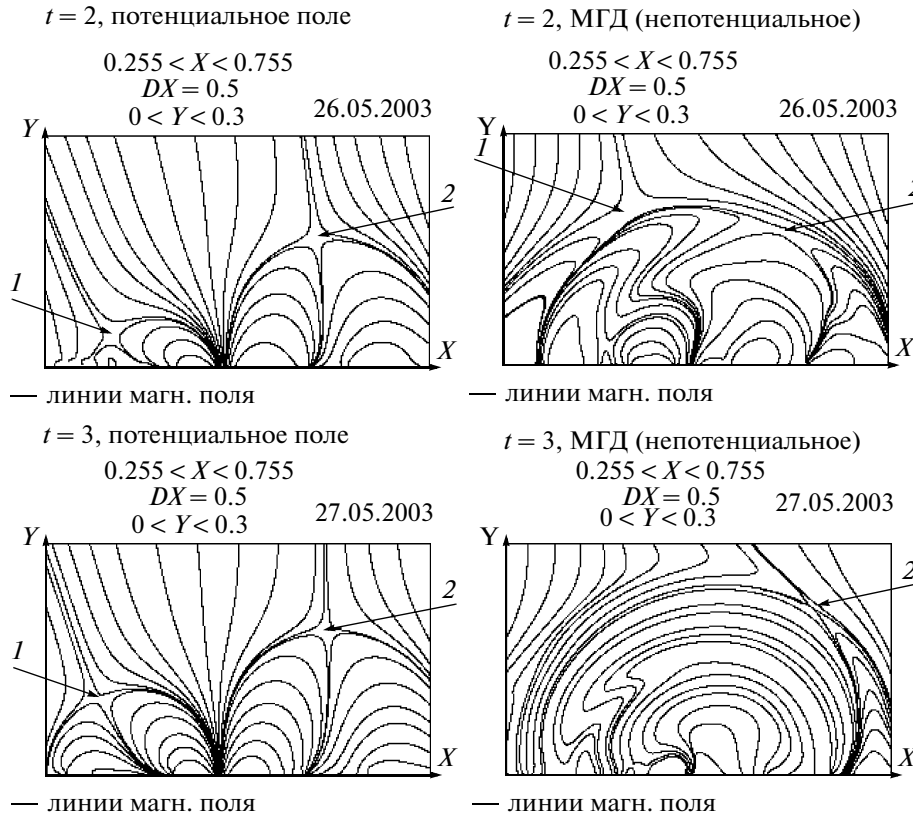


Рис. 5. Линии потенциального магнитного поля и линии магнитного поля перед вспышкой, полученные МГД моделированием. Линейные размеры даны в безразмерных единицах. Стрелками показаны особые точки X-типа и токовые слои.

$= \rho_0/m_i$, m_i – масса иона). $Re = \rho_0 L_0 V_0 / \eta$ – число Рейнольдса, η – вязкость, $G_q = L(T_0) \rho_0 t_0 / T_0$, $L()$ – функция излучения для ионизационного равновесия в короне [Cox and Tucker, 1969]. $L'(T) = L(T_0 T) / L(T_0)$ – безразмерная функция излучения. \mathbf{e}_{\parallel} , $\mathbf{e}_{\perp 1}$, $\mathbf{e}_{\perp 2}$ – ортогональные единичные вектора, которые соответственно параллельны и перпендикулярны магнитному полю. $\kappa_{\text{dl}} = \kappa / (\Pi \kappa_0)$ – безразмерный коэффициент теплопроводности вдоль магнитного поля, $\Pi = \rho_0 L_0 V_0 / \kappa_0$ – число Пекле, κ_0 – теплопроводность при температуре T_0 , κ – теплопроводность, $\kappa / \kappa_0 = T^{5/2}$. $\kappa_{\perp \text{dl}} = [(\kappa \kappa_0^{-1} \Pi^{-1}) \times (\kappa_{\text{B}} \kappa_{0\text{B}}^{-1} \Pi_{\text{B}}^{-1})] / [(\kappa \kappa_0^{-1} \Pi^{-1}) + (\kappa_{\text{B}} \kappa_{0\text{B}}^{-1} \Pi_{\text{B}}^{-1})]$ – безразмерный коэффициент теплопроводности в направлении, перпендикулярном магнитному полю, $\Pi_{\text{B}} = \rho_0 L_0 V_0 / \kappa_{0\text{B}}$ – число Пекле для теплопроводности поперек сильного магнитного поля (когда циклотронный радиус много меньше, чем длина свободного пробега). Теплопроводность поперек сильного магнитного поля обозначена как κ_{B} , а $\kappa_{0\text{B}}$ – ее значение для температуры T_0 , плотности плазмы ρ_0 , и магнитного поля B_0 ; $\kappa_{\text{B}} / \kappa_{0\text{B}} = \rho^2 B^{-2} T^{-1/2}$. $G_g \mathbf{G}$ – безразмерное гравитационное ускорение.

Поскольку ограничения, связанные с конечным размером шага разностной схемы, не позволяют задавать реальные величины безразмерных параметров, применялся принцип ограниченного моделирования [Podgorny, 1978]. Много большие и много меньшие единицы безразмерные параметры задаются в расчетах соответственно много большими и много меньшими единицы без точного сохранения их значений. Расчетная область с $L_0 = 4 \times 10^{10}$ см значительно превышала активную область. Типичные значения безразмерных параметров: $Re_m = 1000$, $Re = 300$, $\beta = 0.6 \times 10^{-5}$, $\Pi = 100$, $\Pi_{\text{B}} = 10^4$, $G_q = 0.3 \times 10^{-5}$.

Для численного решения системы МГД уравнений разработана абсолютно неявная схема, консервативная относительно магнитного потока, позволяющая получать устойчивые решения в активной области короны [Подгорный и Подгорный, 2008]. Схема реализована в программе ПЕРЕСВЕТ. Высокая устойчивость схемы обеспечивается тем, что диссипативные члены и члены переноса брались на последующем временном шаге ($j + 1$), и при этом аппроксимация первого порядка членов переноса осуществлялась несимметричными конечными разностями в направле-

нии против потока. Схема решалась методом итераций. Хорошая сходимость итераций обеспечивалась тем, что значения в центральной точке шаблона, входящие в конечно-разностные аналоги в правой части уравнений, брались на следующей итерации [Подгорный и Подгорный, 2004].

Консервативная относительно магнитного потока схема стабилизирует медленно развивающуюся неустойчивость, появляющуюся вблизи фотосферной границы, где градиент поля высок. В такой схеме используется магнитный поток через грань ячейки сетки, деленный на площадь грани, вместо компоненты вектора магнитного поля. На рис. 6 представлена сетка разностной схемы, консервативной относительно магнитного потока. Для простоты представлен двумерный случай. Усредненные магнитные потоки на единицу площади B_{x,i_x,i_y} задаются на гранях, перпендикулярных оси X , которые на рис. 6 обозначаются отрезками,

параллельными оси Y , а, соответственно, потоки B_{y,i_x,i_y} задаются на гранях, обозначенных отрезками, параллельными оси X . Правая часть уравнения (1) может быть аппроксимирована конечно-разностным аналогом разными способами, при которых магнитные потоки на грани (i_x, i_y) , общей для показанных на рис. 6 ячеек, могут браться как на предыдущей итерации (i_t), так и на последующей ($i_t + 1$), а диссипативный член аппроксимируется как при помощи $[-\text{rot}(\text{rot}\mathbf{B})]$, так и $[\Delta\mathbf{B}]$. Расчеты по таким схемам показали [Podgorny, et al., 2008; Podgorny and Podgorny, 2009], что наилучшей является схема, при которой диссипативный член аппроксимируется в виде $[\Delta\mathbf{B}]$, а магнитные потоки на центральной грани ячейки берутся на последующей ($i_t + 1$) итерации. В двумерном случае эта схема уравнения для B_x для постоянной магнитной вязкости имеет вид:

$$\frac{B_{x,i_x,i_y}^{j+1} - B_{x,i_x,i_y}^j}{\tau} = + \frac{[V_x B_y]_{i_x,i_y} - [V_y B_x]_{i_x,i_y} - [V_x B_y]_{i_x,i_y-1} + [V_y B_x]_{i_x,i_y-1}}{h} + v_m \left(\frac{B_{x,i_x,i_y-1}^{j+1} - 2B_{x,i_x,i_y}^{j+1} + B_{x,i_x,i_y+1}^{j+1}}{h^2} + \frac{B_{x,i_x-1,i_y}^{j+1} - 2B_{x,i_x,i_y}^{j+1} + B_{x,i_x+1,i_y}^{j+1}}{h^2} \right). \quad (6)$$

Здесь τ – временной шаг, h – пространственный шаг, j – номер временного шага, i_x, i_y – номера пространственных шагов в x - и y -направлениях, i_t – номер итерации.

$$[V_x B_y]_{i_x,i_y} = \begin{cases} V_{x,i_x,i_y} B_{y,i_x,i_y} & \text{при } V_{y,i_x,i_y} \geq 0 \\ V_{x,i_x,i_y} B_{y,i_x+1,i_y} & \text{при } V_{y,i_x,i_y} \leq 0 \end{cases},$$

$[V_y B_x]_{i_x,i_y}$, $[V_x B_y]_{i_x,i_y-1}$ и $[V_y B_x]_{i_x,i_y-1}$ определяются аналогично, обеспечивая противопоточную аппроксимацию членов переноса магнитного поля. Схема легко обобщается на трехмерный случай. В этой схеме сохранение $[\text{div}\mathbf{B}]$ не выполняется с высокой точностью при переходе с предыдущего временного шага на следующий в отличие от схемы с диссипативным членом в виде $[-\text{rot}(\text{rot}\mathbf{B})]$. Однако диссипативный член работает таким образом, что $||[\text{div}\mathbf{B}]||$ уменьшается со временем, что важнее для устойчивости схемы. Итерации в этой схеме сходятся быстрее, чем в схеме с диссипативным членом в виде $[-\text{rot}(\text{rot}\mathbf{B})]$.

В качестве начального условия используется потенциальное магнитное поле над активной областью, вычисленное за несколько дней до вспышки, когда токовый слой еще не возник. Это потенциальное поле определялось решением уравнения Лапласа с наклонной производной. Для задания гра-

ничных условий на фотосфере использовались данные SOHO MDI (<http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html>). Численно решалась система уравнений для магнитного потенциала ϕ :

$$\Delta\phi = 0; \quad \left. \frac{\partial\phi}{\partial l_{\text{sight}}} \right|_{\text{PhBoun}} = -B_{\text{sight}}; \quad \mathbf{B} = -\nabla\phi \quad (7)$$

При задании начального поля на сетке схемы используется приближение потенциального поля, в котором конечно-разностные аналоги $\text{rot}\mathbf{B}$ и $\text{div}\mathbf{B}$ равны нулю с высокой точностью.

Конечно-разностная схема для уравнения (7) решается двумя методами. В первом из них применяются простые итерации, в которых значение потенциала находится по соседним точкам на предыдущей итерации. Второй способ состоит в выходе решения эволюционного уравнения диффузии на установившийся режим. При решении первым способом итерации сходятся медленно, поскольку оператор перехода с предыдущей итерации на текущую является слабо сжимающим, т. е. его норма не намного меньше единицы. Полученное решение совпадает с решением, полученным вторым способом. Во втором способе используется специальный алгоритм увеличения точности итерационного решения с уменьшени-

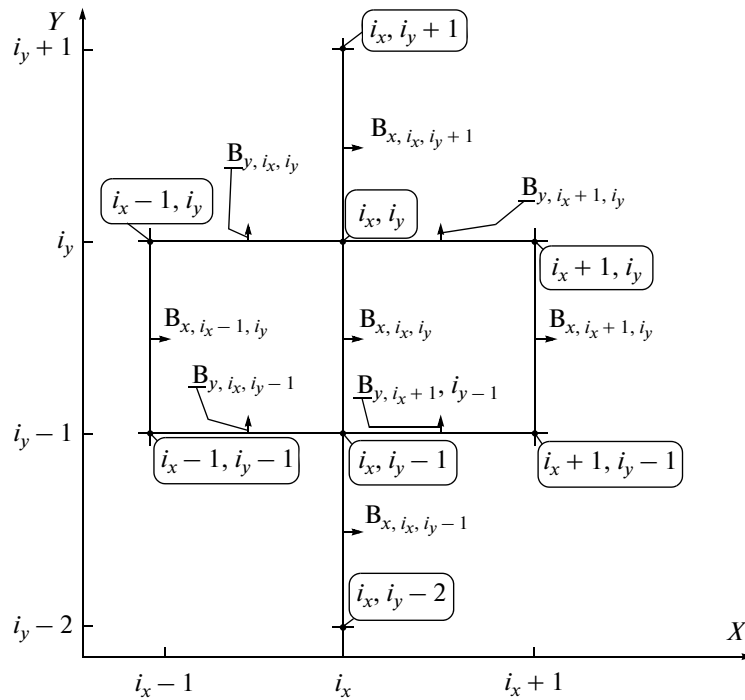


Рис. 6. Сетка конечно-разностной схемы, консервативной относительно магнитного потока в двумерном пространстве.

ем изменения потенциала ϕ на временном шаге, что позволяет существенно ускорить процесс решения.

Граничные условия на нефотосферной границе, где поле мало и не должно оказывать существенного влияния на решение, задавались двумя способами [Подгорный и Подгорный 2008; 2011]

1. Нормальная компонента на всей нефотосферной границе B_{NPhB} задается постоянной. Она вычисляется из условия равенства нулю полного магнитного потока через всю границу расчетной области (входящий поток равен выходящему). Для уравнения Лапласа (7) на нефотосферной границе ставится условие $\partial\phi/\partial n = B_{\text{NPhB}}$.

2. Потенциал ϕ на нефотосферной границе задавался равным нулю.

Отличие между решениями с обоими граничными условиями незначительно.

Для минимизации конечно-разностного аналога дивергенции потенциального поля ($|\text{div}\mathbf{B}|$) после решения уравнения Лапласа (7) проводились две коррекции поля. Первая из них заключалась в решении уравнения диффузии магнитного

поля $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \Delta \mathbf{B}$ при помощи схемы (6). Вторая состояла в помещении магнитных зарядов в центры ячеек сетки разностной схемы величиной $q = -[\text{div}\mathbf{B}]V_{\text{cell}}/4\pi$ (V_{cell} – объем ячейки). В результате использования этого метода максимальная

величина $|\text{div}\mathbf{B}|$ начального потенциального поля в безразмерных единицах не превышает 0.3×10^{-7} , в то время как без коррекций поля она составляла 0.5×10^{-3} .

Для того, чтобы слабое поле на границах расчетной области не могло вносить искажения в результат расчета потенциального поля, необходимо задавать размер фотосферной границы расчетной области значительно большим размера активной области. Пример выбора размера расчетной области показан на рис. 7. Представлены результаты расчета потенциального поля над активной областью АО 10365 26 мая 2003 г в расчетной области с фотосферной границей размером $L_0 \times L_0$, где L_0 задавалось здесь равным 2×10^{10} см, 4×10^{10} см, и 6×10^{10} см. Результаты расчета показаны в плоскости $Z = 0.5$, которая содержит основные особенности магнитного поля этой активной области. Стрелками показаны места пересечения особых линий с плоскостью рисунка.

Из сравнения рис. 7а и 7б, в которых магнитное поле для областей размером $L_0 = 2 \times 10^{10}$ см и $L_0 = 4 \times 10^{10}$ см представлено в одинаковых масштабах, следует, что конфигурации поля в них существенно различны. На рис. 7а в плоскости $Z = 0.5$ имеется только одна особая X-точка, расположенная вблизи левой границы, а расчетная область с $L_0 = 4 \times 10^{10}$ см содержит в этой плоскости две X-точки. Сравнение же результатов вы-

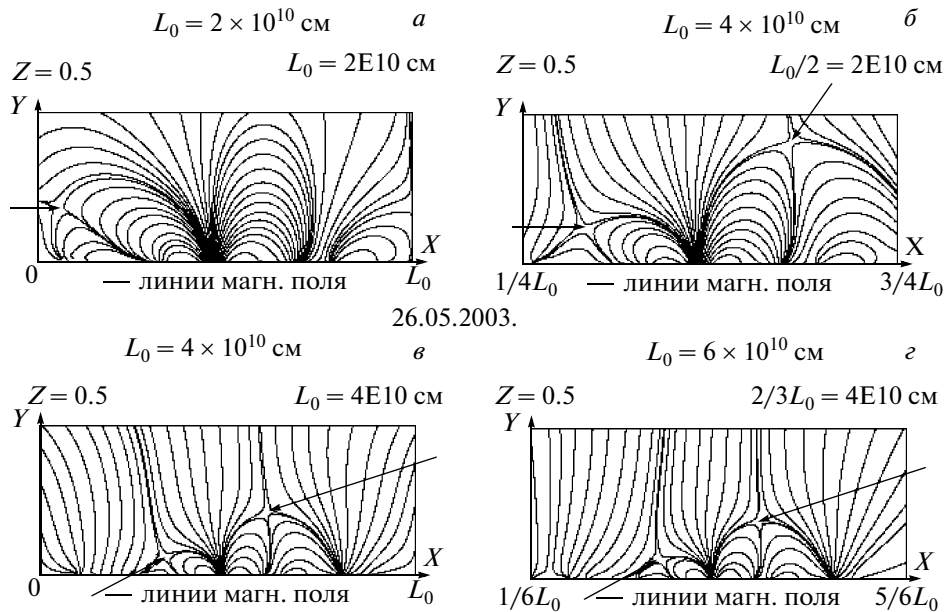


Рис. 7. Линии потенциального поля в вертикальной плоскости АО 10365, вычисленного в расчетных областях различного размера. Масштабы рисунков по оси X (а) и (б) 2×10^{10} см и 4×10^{10} см, а рисунков (в) и (г) 4×10^{10} см и 6×10^{10} см. Стрелками показаны особые X -точки. Для каждого расчета дан размер расчетной области L_0 .

числений для областей $L_0 = 4 \times 10^{10}$ см и $L_0 = 6 \times 10^{10}$ см, представленных также в одинаковом масштабе на рис. 7в и 7г, показывает одинаковую конфигурацию. Таким образом, расчет поля АО 10365 над фотосферной границей размером $4 \times 10^{10} \times 4 \times 10^{10}$ см \times см позволяет получить поле, практически неискаженное условиями на нефотосферных границах расчетной области.

При решении МГД уравнений необходимо задавать на фотосферной границе две компоненты поля, параллельные границе. Компонента, перпендикулярная границе, определяется из условия $\text{div} \mathbf{V} = 0$. Поэтому, если есть наблюдательные данные только относительно компоненты поля вдоль луча зрения, то необходимо в различные моменты времени находить две компоненты поля, параллельные границе, из потенциального поля, решая уравнение (7). Задание значений ρ , \mathbf{V} и T на всей границе и параллельных границе компонент \mathbf{V} на нефотосферной границе аппроксимировалось условиями свободного выхода. Компонента поля, перпендикулярная границе, определялась из условия $\text{div} \mathbf{V} = 0$.

Несмотря на использование описанных выше специальных методов стабилизации численных неустойчивостей, для получения устойчивого решения необходимо выбирать достаточно малый шаг по времени. Поэтому уравнения решаются медленно, и для выполнения вычислений на доступном компьютере расчет велся в масштабе времени, сокращенном в 10^4 раз.

Проведение расчетов в сокращенном масштабе времени позволило понять общую картину поведения магнитного поля над активной областью, однако некоторые детали могут воспроизводиться в расчете неточно, поэтому правильность расчета контролировалась моделированием в реальном времени для отдельных временных интервалов. Для точного воспроизведения динамики магнитного поля и плазмы в течение нескольких суток и улучшения прогноза солнечных вспышек весь расчет должен быть выполнен в реальном времени. Расчеты в реальном времени с применением разработанных численных методов для коротких интервалов времени показали, что эта цель может быть достигнута использованием суперкомпьютера.

Следует подчеркнуть, что при проведении МГД моделирования все условия должны задаваться из наблюдений в реальной активной области. Никакие предположения о механизме солнечной вспышки не могут быть использованы в численном эксперименте для задания начальных и граничных условий.

3. ТОКОВЫЙ СЛОЙ НАД АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

В простейшем случае токовый слой может образоваться, когда рядом с уже существующим магнитным потоком из-под фотосферы всплывает новый поток с магнитным полем противоположного направления. Результат МГД расчета [Подгорный и Подгорный, 2003], моделирующе-

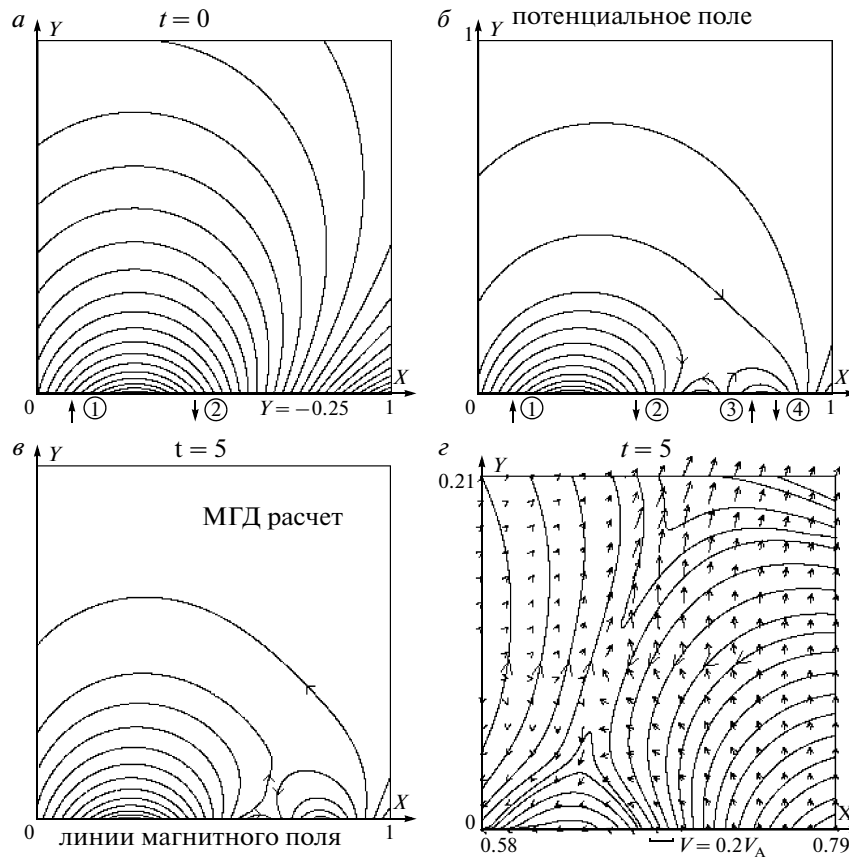


Рис. 8. Линии магнитного поля двух диполей в вакууме (а). Линии магнитного поля четырех диполей в вакууме (б). Линии магнитного поля в плазме после возрастания поля диполей 3 и 4 при начальном поле (в), показанном на рис. (а). Линии поля токового слоя и вектора скорости в плазме в увеличенном масштабе (г).

го такое событие, показан на рис. 8. Рисунок 8а представляет поле в короне двух противоположно направленных вертикальных диполей в начальный момент времени. На рисунке 8б изображено поле в вакууме при включенных четырех диполях с чередующимися направлениями. Результирующее потенциальное поле здесь представляет собой векторное сложение полей всех четырех диполей.

Рисунок 8в показывает МГД расчет поля в плазме, когда при потенциальном поле диполей 1 и 2, представленном на рис. 8а, произошло возрастание магнитных моментов диполей 3 и 4. Вмороженность линий магнитного поля в плазму не позволяет в этом случае образоваться общим линиям полей диполей 1–2 и 3–4 путем простого геометрического сложения. Линии поля этих пар диполей располагаются в различных топологических областях. Эти области разделяет токовый слой, образовавшийся на границе магнитных потоков диполей 1–2 и 3–4. В увеличенном масштабе слой показан на рис. 8г. Плазма втекает в токовый слой вместе с вмороженными линиями поля. Противоположно направленные линии магнит-

ного поля могут беспрепятственно сближаться в окрестности особой линии (в плоскости это особая точка X-типа). В окрестности X-линии вмороженность нарушается и становится возможным локальное слияние (пересоединение) линий поля. Пересоединение приводит к переходу линии поля в другой топологический класс. Принципиально важной особенностью квазистационарной конфигурации поля внутри слоя является существование отличной от нуля нормальной компоненты магнитного поля. **Токовый слой не является нейтральным.** Благодаря наличию нормальной составляющей поля, плазма, втекающая в слой вместе с вмороженными линиями поля, ускоряется в слое вверх и вниз силой магнитного натяжения. Ускоренный вверх поток плазмы эжектируется в межпланетное пространство – образуется выброс корональной массы. Из показанного стрелками распределения скоростей плазмы на рис. 8г видно втекание плазмы в слой и ее ускорение вдоль слоя. Такое поведение скоростей типично при пересоединении линий магнитного поля в слое.

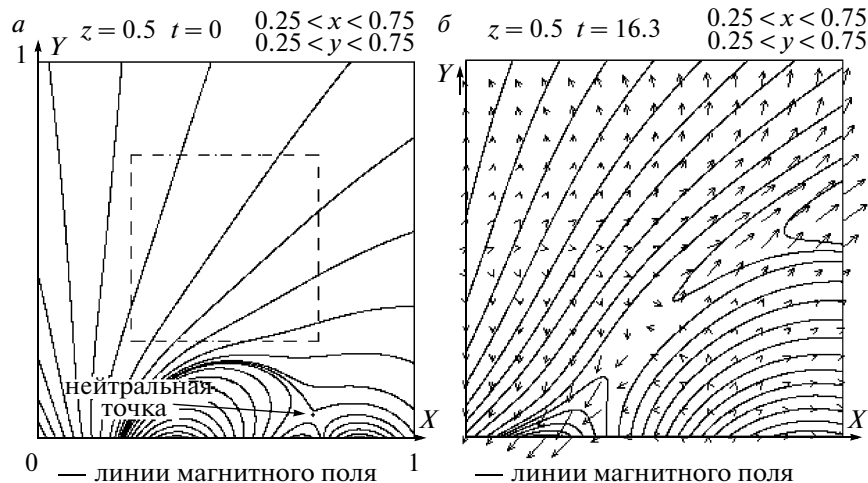


Рис. 9. Линии начального потенциального поля, заданного четырьмя диполями на фотосфере (а). Линии магнитного поля (б) образовавшегося токового слоя в области, показанной на (а) штрихом. Стрелки – потоки плазмы.

Численные МГД расчеты конкретных предвспышечных ситуаций при аппроксимации начального поля полем диполей демонстрирует аналогичную схему распределения магнитного поля и потоков плазмы в токовом слое [Podgorny and Podgorny, 1998; Podgorny et al. 2000; Vilenko et al., 2002]. В отличие от идеализированного нейтрального токового слоя, слой с пересоединяющимися линиями поля и течением может длительное время находиться в устойчивом состоянии. Для возникновения вспышечного явления слой должен в результате эволюции перейти в неустойчивое состояние.

Типичная конфигурация при аппроксимации начального поля над активной областью полем четырех диполей изображена на рис. 9а. Расчеты продемонстрировали, что слой может образовываться как при возрастании, так и при уменьшении дипольных моментов отдельных диполей. В зависимости от характера возмущения возникает слой с различным углом наклона к поверхности Солнца. Например, возрастание поля в короне между двумя средними диполями ведет к формированию горизонтального токового слоя. В таком случае эжекция ускоренной плазмы из слоя, по видимому, не приведет к образованию мощного коронального выброса в межпланетное пространство. Ускоренная плазма выбрасывается параллельно поверхности Солнца.

В работе [Podgorny and Podgorny, 1998] показано формирование токового слоя в окрестности особой линии. Начальные положения и величины диполей в плоскости $z = 0.5$, заданные в безразмерных единицах, имели вид: $(x_1 = 0.455, y_1 = -0.5, M_1 = -0.80625)$, $(x_2 = 0.4875, y_2 = -0.475, M_2 = 0.79875)$, $(x_3 = 0.605, y_3 = -0.475, M_3 = -0.16875)$, $(x_4 = 0.765, y_4 = -0.5, M_4 = 0.1)$. Магнитное поле со-

держит нулевую точку с координатами: $x = 0.730$ и $y = 0.063$. Решалась полная система МГД уравнений со всеми диссипативными членами при задании медленного изменения величин отдельных диполей. Решение показало, что возмущения, приходящие от фотосферы, деформируют начальное потенциальное поле – в окрестности особой линии появлялся токовый слой. На рисунке 9б представлены результаты расчетов, в которых возмущения задавались линейным изменением магнитных моментов двух крайних диполей до значений $M_1 = -0.74$ и $M_4 = 0.06$. Уменьшение дипольных моментов M_1 и M_4 приводит к смещению X -точки, и одновременно формируется токовый слой. Координаты смещенной X -точки: $x = 0.480$ и $y = 0.393$. Стрелками показаны потоки плазмы. Плазма втекает в слой и ускоряется магнитным натяжением вверх и вниз. Ускорение вниз должно привести к образованию диамагнитной петли с плотной плазмой, наблюдаемой в видимом свете после вспышки, а ускорение вверх создает корональный выброс.

Трехмерное МГД моделирование накопления энергии перед вспышкой Бастилия 14.07.2000 г., происшедшей над активной областью АО 9077, было выполнено также с использованием аппроксимации поля несколькими магнитными диполями [Vilenko et al., 2002, Подгорный и др., 2003] (рис. 10). Возмущения задавались изменением дипольных моментов, аппроксимирующих реальное изменение поля на фотосфере. Моделирование вспышки Бастилия также продемонстрировало образование токового слоя над активной областью перед вспышкой. Конфигурация магнитного поля токового слоя в плоском сечении показана на рис. 10а. На рисунке 10б показаны характерные линии поля в трехмерном пространстве. Линии поля, расположенные перед

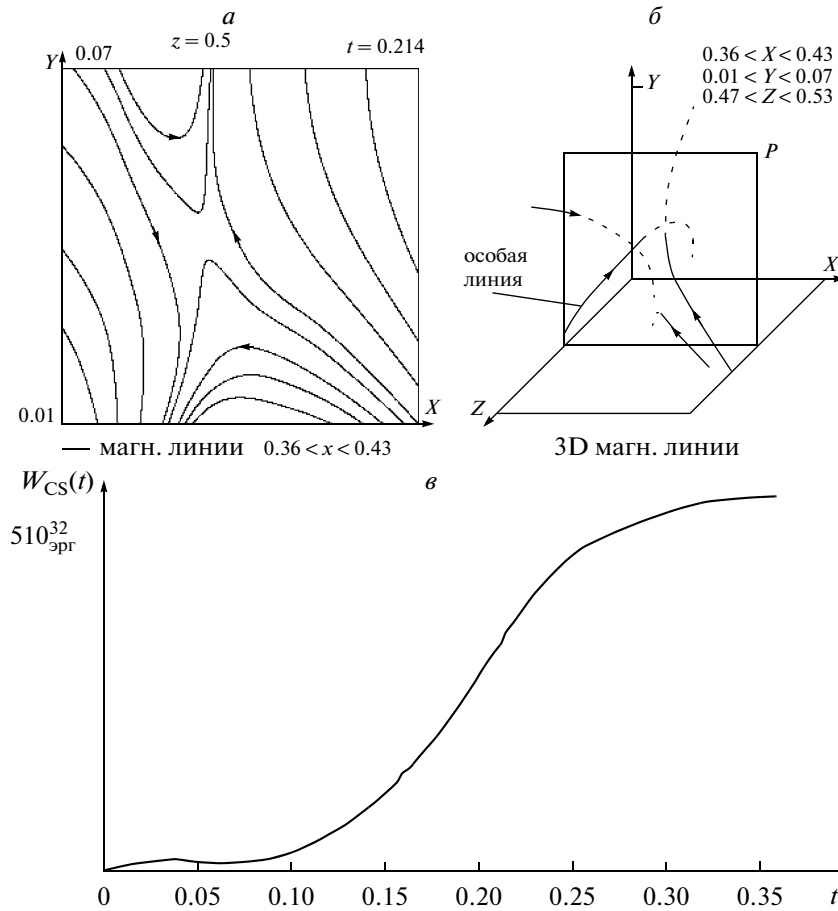


Рис. 10. Результаты МГД моделирования вспышки Бастилия 14 июля 2000 г. Конфигурации магнитного поля вблизи токового слоя в плоскости, перпендикулярной особой линии (а). Характерные линии поля в трехмерном пространстве (б). Накопление энергии в поле токового слоя перед вспышкой (в).

прозрачной плоскостью P , показаны сплошными, а линии за плоскостью P показаны пунктирными линиями. Этот численный эксперимент впервые позволил определить энергию, накопленную в магнитном поле токового слоя перед вспышкой (рис. 10в). Она оказалась равной $\sim 5 \times 10^{32}$ эрг.

Приведенные выше численные эксперименты не учитывают некоторых особенностей конфигурации магнитного поля. В частности при аппроксимации точечными фотосферными источниками (диполями или магнитными зарядами) игнорируется плавное изменение поля между отдельными пятнами. Для более точного моделирования при задании граничных и начальных условий необходимо использовать непосредственно наблюдаемое распределение магнитного поля на фотосфере. Такой метод задания был разработан и реализован в программе ПЕРЕСВЕТ и впервые использован для моделирования магнитного поля и скоростей плазмы для активной области AO 10365, в которой произошла серия вспышек 26–29 мая 2003 г. [Podgorny et al., 2008].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение метода численного МГД моделирования для исследования физики солнечной вспышки оказалось исключительно продуктивным. Для правильного его применения необходимо не вводить в программу никаких предположений о характере явления. При численном решении системы МГД уравнений начальные и граничные условия должны задаваться непосредственно из измерений в активной области в предвспышечном состоянии. Используются данные SOHO MDI для компоненты магнитного поля, направленной вдоль луча зрения, которые систематически публикуются в интернете. Для численного решения полной системы МГД уравнений со всеми диссипативными членами разработана неявная схема, реализованная в программе ПЕРЕСВЕТ. Современные математические методы позволяют получать устойчивое решение при расчетах на персональном компьютере только в сильно сокращенном масштабе времени. Главной проблемой, решаемой в настоящее время, является проведение расчетов в реальном масштабе времени. Это

необходимо, прежде всего, для прогнозирования появления и характера развития вспышки.

Приведенные в настоящем обзоре численные эксперименты демонстрируют накопление энергии для вспышки в магнитном поле токового слоя, образующегося в предвспышечном состоянии над активной областью. Поле активной области аппроксимировалось магнитными диполями, вертикально расположенными в активной области. Применение такого метода оказалось плодотворным. Показано, что слой образуется в окрестности особой линии магнитного поля за счет возмущений, приходящих от фотосферы при всплывании нового магнитного потока. В магнитном поле токового слоя запасается энергия, достаточная для вспышки. Слой начинает образовываться за несколько десятков часов перед вспышкой.

Однако аппроксимация фотосферного магнитного поля локальными источниками (магнитными диполями) не позволяет получить распределение потенциального поля в короне с большой точностью, т. к. источники поля в реальных активных областях не имеют четких границ, и рассеянное между источниками поле может дать определенный вклад в магнитный поток области. Поэтому для точного определения положения токового слоя при сравнении с источниками рентгеновского и микроволнового излучения начальные и граничные условия должны задаваться из измеренных карт магнитного поля в предвспышечном состоянии активной области. Описанная здесь программа ПЕРЕСВЕТ позволяет вычислять поле в короне, используя карты магнитного поля на фотосфере.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-02-00043.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- *Брушлинский К.В., Заборов А.М., Сыроватский С.И.* Численный анализ токового слоя в окрестности магнитной нулевой линии // *Физика Плазмы*. Т. 6. № 2. С. 297–311. 1980.
- *Горбачев В.С., Кельнер С.Р., Сомов Б.В., Шварц А.С.* Новый топологический подход к вопросу о триггере солнечных вспышек // *Астрон. журн.* Т. 65. № 6. С. 601–612, 1988.
- *Ден О.Г.* Связь возникновения солнечных вспышек с особенностями дифференциальных характеристик магнитного поля // *Астрон. журн.* Т. 85. № 11. С. 1035–1041. 2008.
- *Орешина И.В., Сомов Б.В.* Эволюция фотосферного магнитного поля и корональные нулевые точки перед солнечными вспышками // *Письма в АЖ*. Т. 35. № 3. С. 234–240. 2009.
- *Подгорный А.И., Подгорный И.М.* МГД-моделирование образования токового слоя над биполярной активной областью // *Астрон. журн.* Т. 80. № 8. С. 753–760. 2003.
- *Подгорный А.И., Подгорный И.М.* МГД-моделирование явлений в солнечной короне с использованием абсолютно неявной схемы // *Журнал вычислительной мат. и мат. физ.* Т. 44. № 10. С. 1873–1897. 2004.
- *Подгорный А.И., Подгорный И.М., Мешалкина Н.С.* Моделирование токового слоя во вспышечной активной области и сопоставление с данными радиоизлучения // *Астрон. вестн.* Т. 41. № 4. С. 353–360. 2007.
- *Подгорный А.И., Подгорный И.М.* Образование нескольких токовых слоев над активной областью АО 10365 перед серией вспышек // *Астрон. журн.* Т. 85. № 8. С. 739–749. 2008.
- *Подгорный А.И., Подгорный И.М.* Магнитный поток активной области и его связь со вспышками. // *Астрон. журн.* Т. 88. № 7. С. 684–691. 2011.
- *Подгорный А.И., Сыроватский С.И.* Образование и развитие токового слоя при различных магнитных вязкостях и газовых давлениях // *Физика Плазмы*. Т. 7. № 5. С. 1055–1063. 1981.
- *Сыроватский С.И.* Динамическая диссипация магнитной энергии в окрестности нейтральной линии магнитного поля // *ЖЭТФ*. Т. 50. № 4. С. 1133–1147. 1966.
- *Уралов А.М., Руденко Г.В., Гречнев В.В. и др.* Микроволновый источник над нейтральной линией – источник под токовым слоем // *Тр. конф. “Многоволновые исследования Солнца и современные проблемы солнечной активности”*. САО РАН, Нижний Архыз, КЧР, 28 сентября–2 октября 2006 г. Санкт-Петербург. С. 484–513. 2007.
- *Amari T., Luciani, J.F., Mikic Z., Linker J. J.* A twisted flux rope model for coronal mass ejections and two-ribbon flares // *Astrophys. J.* V. 529. № 1. P. L49–L52. 2000.
- *Aulanier G., Deluca E.E., Antiochos S.K., McMullen R.A., Golub L.* The topology and evolution of the bastille day flare // *Astrophys. J.* V. 540. № 2. P. 1126–1142. 2000.
- *Bilenko I.A., Podgorny A.I., Podgorny I.M.* The possibility of energy accumulation in a current sheet above the NOAA 9077 active region prior to the flare 0n 14 July 2000 // *Solar Phys.* V. 207. № 2. P. 323–336. 2002.
- *Bratenahl A., Hirsch W.* An experimental study of a neutral point in a plasma ball // *Am. Phys. Soc.* V. 11. P. 580. 1966.
- *Cox D.P., Tucker W.H.* Ionization Equilibrium and Radiative Cooling of a Low-Density Plasma // *Astrophys. J.* V. 157. № 3. P. 1157–1167. 1969.
- *Forbes T.G., Malherbe J.M., Priest E.R.* The formation flare loops by magnetic reconnection and chromospheric ablation // *Solar Phys.* V. 120. № 2. P. 258–307. 1989.
- *Harris E.G.* On plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field // *Nuovo Cimento*. V. 23. № 1. P. 115–121. 1962.
- *Kliem B., Titov V.S., Torok T.* Formation of current sheets and sigmoidal structure by the kink instability of a magnetic loop // *Astron. Astrophys.* V. 413. № 1. P. L23–L26. 2004.

- *Kusano K., Yokoyama T., Maeshiro T., Sakurai T.* Annihilation of magnetic helicity // *Adv. Space Res.* V. 32. № 10. P. 1931–1936. 2003.
- *Jing J., Tan C. Yuan Y. et al.* Free magnetic energy and flare productivity of active regions // *Astrophys. J.* V. 713. №. P. 440–449. 2010.
- *Lin J.* CME-flare association deduced from catastrophic model of CMEs // *Solar Phys.* V. 219. № 1. P. 169–196. 2004.
- *Lin R.P., Krucker S., Hurford, G.J. et al.* RHESSI observations of particles acceleration and energy release in an intense gamma-ray line flare // *Astrophys. J.* V. 595. № 2. P. L69. 2003.
- *Linker J.A., Van Hoven G., Schnack D.D.* Effects of the driving mechanism in MHD simulation of CME // *Physics of Magnetic Flux Ropes, Geophys. Monogr. AGU* V. 58, P. 378–392. 1990.
- *Lugaz N., Vourlidas A., Roussev I.I., Morgan H.* Solar-terrestrial simulation in the STEREO era: The 24–25 January 2007 eruptions // *Solar Phys.* V. 256. № 1/2. P. 269–284. 2009.
- *Parker E.N.* Sweet's Mechanism for Merging Magnetic Fields in Conducting Fluids // *J. Geophys. Res.* V. 62. № 4. P. 509–520. 1957.
- *Podgorny A.I.* On the possibility of the solar flare energy accumulation in the vicinity of the singular line // *Solar Phys.* V. 123 № 2. P. 285–308. 1989a.
- *Podgorny A.I.* The magnetohydrodynamical instability of a current sheet created by plasma flow // *Plasma Physics and Controlled Fusion.* V. 31. № 8. P. 1271–1279. 1989b.
- *Podgorny A.I., Podgorny I.M.* Solar flare model including the formation and destruction of the current sheet in the corona // *Solar Phys.* V. 139. № 1. P. 125–145. 1992.
- *Podgorny A.I.* Numerical simulation of the current sheet above solar spots // *Solar Phys.* V. 156. № 1. P. 41–64. 1995.
- *Podgorny A.I., Podgorny I.M.* Numerical simulation of a current sheet during the flare of May, 30 1991 // *Solar Phys.* V. 182. № 1. P. 159–162. 1998.
- *Podgorny A.I., Podgorny I.M., Meshalkina N.S.* The numerical MHD simulation of solar flare // *J. Atmos. Solar Terr. Phys.* V. 70. P. 621–626. 2008.
- *Podgorny A.I., Podgorny I.M.* The method of search for possible solar flare positions in the corona and first results of real-time MHD simulation of preflare situation // *Proc. Physics of Auroral Phenomena, 32 Annual Seminar.* P. 123–126. 2009
- *Podgorny I.M.* Simulation Studies of Space // *Fundamentals of Cosmic Physics.* V. 1. № 1. P. 1–72. 1978.
- *Podgorny A.I., Podgorny I.M., Minami S.* Numerical simulation of current sheet creation above real active region // *Adv. Space Res.* V. 26. № 3. P. 535–538. 2000.
- *Priest E.R., Forbes T.G.* The magnetic nature of solar flares // *Astron. Astrophys. Rev.* V. 10. № 4. P. 313–337. 2002.
- *Torok T., Kliem B.* Confined and ejective eruption of kink unstable flux rope // *Astrophys. J.* V. 630. № 1. P. L97–100. 2005.