

О РАЗРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ ПЛАЗМЫ В ОКРЕСТНОСТИ ПЕРЕСОЕДИНЯЮЩИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ

^{1,2}Л.С. Леденцов, ¹Б.В. Сомов

ON DISCONTINUOUS PLASMA FLOWS IN THE VICINITY OF RECONNECTING CURRENT SHEETS

^{1,2}L.S. Ledentsov, ¹B.V. Somov

Рассмотрен вопрос об интерпретации лабораторных и численных экспериментов по магнитному пересоединению в солнечных вспышках. В рамках классической постановки задачи о разрывных МГД-течениях установлено соответствие между стандартной классификацией МГД-разрывов и параметрами, характеризующими конфигурацию магнитного поля и величину потока массы через разрыв. Также найдена зависимость между углами вектора магнитного поля относительно нормали к плоскости разрыва по обе его стороны. Получены условия эволюционных переходов между различными типами разрывов при постепенном изменении характеристик плазмы. Результат применен к аналитическому решению о структуре магнитного поля в окрестности пересоединяющего токового слоя, полученному ранее [Безродных др., 2011]. Показано, что вблизи торцов токового слоя при наличии в нем обратных токов появляются области неэволюционных ударных волн.

The question about the interpretation of laboratory and numerical experiments on magnetic reconnection in solar flares is considered. A correspondence between the standard classification of MHD discontinuities and the parameters characterizing the magnetic field configuration and a flux through a discontinuity has been established within a classical formulation of the problem on discontinuous MHD flows. A relationship between the angles of the magnetic field vector relative to the normal to the discontinuity plane on both its sides has also been found. Conditions of evolutionary transitions between different types of discontinuities by gradual changing of plasma parameters are obtained. The result is applied to the analytical solution of the problem on the magnetic field structure in the vicinity of a reconnecting current sheet obtained previously [Bezrodnykh et al., 2011]. Regions of nonevolutionary shocks are shown to appear near the endpoints of a current sheet with reverse currents.

Введение

Магнитное пересоединение – ключевой механизм многих нестационарных явлений в астрофизической и лабораторной плазме – сопровождается быстрым преобразованием энергии магнитного поля в энергию частиц плазмы [Dungey, 1958; Giovanelli, 1946]. При этом значительная часть энергии высвобождается в виде джетов – быстрых узконаправленных потоков плазмы из токового слоя. Последние порождают вне токового слоя сложную картину МГД-разрывов, включающую ударные волны различных типов. Как известно, уравнения обычной гидродинамики имеют лишь два разрывных решения: тангенциальный разрыв и ударную волну. В МГД наличие магнитного поля в плазме приводит к существованию быстрых, медленных, альвеновских ударных волн и многих других разрывов [Сыроватский, 1957; Андерсон, 1968; Саттон, Шерман, 1968], что приводит к разным возможным типам течений и их взаимодействий в окрестности пересоединяющего токового слоя. Понимание этой картины необходимо как для объяснения наблюдаемых свойств больших эруптивных вспышек и корональных выбросов массы [Svestka et al., 1992; Hanslmeier et al., 2005], так и для интерпретации современных

численных расчетов магнитного пересоединения [Брушлинский и др., 1980; Biskamp, 1986; Yokoyama, Shibata, 1997; Chen et al., 1999; Ugai, 2009; Zenitani, Miyoshi, 2011].

Граничные условия

В окрестности МГД-разрыва плотность, давление, скорость и напряженность магнитного поля среды изменяются скачком на расстоянии, сравнимом с длиной свободного пробега частиц. Физические процессы внутри такого скачка определяются кинематическими явлениями в газе. В гидродинамическом описании этот скачок имеет нулевую толщину и происходит на некоторой поверхности разрыва. На рис. 1 представлена используемая нами система координат. Наблюдатель перемещается вместе с поверхностью разрыва, расположенной в плоскости XY, в однородной стационарной плазме. Плазма втекает в разрыв слева и вытекает из него справа. Находясь в рамках идеальной МГД, мы пренебрегаем вязкостью, теплопроводностью и электрическим сопротивлением. Тогда граничные условия для уравнений МГД на разрыве можно записать в виде законов сохранения [Сыроватский, 1957; Ландау, Лифшиц, 1982]:

$$\begin{aligned} \{B_x\} &= 0, & \{\rho v_x\} &= 0, \\ \left\{ \rho v_x \left(\frac{v^2}{2} + \omega \right) + \frac{1}{4\pi} \left(B^2 v_x - (\vec{v} \cdot \vec{B}) B_x \right) \right\} &= 0, & \left\{ \rho v_x^2 + p + \frac{B_y^2 + B_z^2}{8\pi} \right\} &= 0, \\ \left\{ \rho v_x v_y - \frac{B_x B_y}{4\pi} \right\} &= 0, & \left\{ \rho v_x v_z - \frac{B_x B_z}{4\pi} \right\} &= 0, \\ \{v_x B_y - v_y B_x\} &= 0, & \{v_z B_x - v_x B_z\} &= 0. \end{aligned}$$

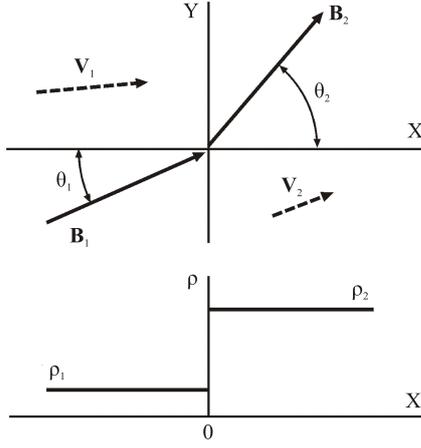


Рис. 1. Изменение магнитного поля \vec{B} , поля скоростей \vec{v} и плотности ρ плазмы на фронте ударной волны $x=0$.

Здесь фигурными скобками обозначена разность значений заключенных внутри скобок величин с обеих сторон плоскости разрыва. Например, первое уравнение означает непрерывность нормальной компоненты магнитного поля, или сохранение магнитного потока: $\{B_x\} = B_{x2} - B_{x1} = 0$. Здесь и далее величины, отмеченные индексом 1, относятся к стороне, соответствующей набегающему потоку плазмы, а индексом 2 – убегающему.

Такая система граничных условий в отличие от обычной гидродинамики не распадается на набор взаимоисключающих групп уравнений, а следовательно, допускает непрерывные переходы между различными типами разрывных решений при непрерывном изменении условий течения плазмы [Сыроватский, 1956; Somov, 2006]. В силу возможности плавного перехода между разрывами различных типов за основу их классификации принимаются локальные внешние признаки течения вблизи плоскости разрыва, а именно, наличие или отсутствие нормальных составляющих скорости v_x и магнитного поля B_x , непрерывность или скачок плотности ρ .

После некоторых преобразований систему граничных условий можно привести к линейризованному виду (более подробно см. [Леденцов, Сомов, 2011]):

$$\begin{cases} \{v_x\} - m\{r\} = 0, \\ m\{v_y\} - \frac{B_x}{4\pi}\{B_y\} = 0, \\ m\{v_x\} + \{p\} + \frac{\tilde{B}_y}{4\pi}\{B_y\} = 0, \\ \tilde{B}_y\{v_x\} - B_x\{v_y\} + m\tilde{r}\{B_y\} = 0, \end{cases}$$

где введены новые переменные $r = \rho^{-1}$ и $m = \rho v_x$, а $\tilde{r} = 1/2(r_1 + r_2)$.

Для существования нетривиальных решений линейной системы уравнений необходимо, чтобы детерминант, составленный из ее коэффициентов, равнялся нулю. Это накладывает некоторые ограничения на возможные значения потока массы через разрыв:

$$m^2 = -\frac{\{p\}}{\{r\}} \frac{m^2 - B_x^2/4\pi\tilde{r}}{m^2 - (B_x^2 + \tilde{B}_y^2)/4\pi\tilde{r}}. \quad (1)$$

В то же время решение системы может дать уравнение, связывающее значения углов наклона магнитного поля слева и справа от разрыва:

$$\text{tg}\theta_2 = \frac{2(B_x^2/4\pi - m^2\tilde{r}) + m^2\{r\}}{2(B_x^2/4\pi - m^2\tilde{r}) - m^2\{r\}} \text{tg}\theta_1. \quad (2)$$

Подставляя возможные значения потока массы в последнее уравнение, можно связать условную классификацию разрывных течений МГД с некоторыми параметрами плазмы.

Переходы между разрывами

Уравнение (2) содержит переменные, от которых зависит соотношение между углами наклона магнитного поля: ρ_1 , $\{p\}$, B_x , m^2 . Рассмотрим внимательно зависимость от потока массы через разрыв. Зафиксируем ненулевые значения плотностей и магнитного потока. Для наглядности построим графики зависимости угла наклона магнитного поля за плоскостью разрыва от квадрата потока массы вещества, проходящего через разрыв (рис. 2). При различных углах падения магнитного поля на разрыв данные графики подобны: все они пересекаются в точке $m^2 = \frac{B_x^2}{4\pi}\rho_1$ и все имеют неопределенную область различной длины.

Можно видеть, что при постепенном увеличении потока вещества изменяется соотношение между углами наклона магнитного поля, а значит, и тип распространяющегося МГД-разрыва. При нулевом потоке массы наклон магнитного поля не претерпевает изменения – наблюдается контактный разрыв. При малом течении вещества, в данном случае на отрезке $(0, 4)$, поле за разрывом наклонено слабее, чем перед разрывом. Это медленная ударная волна, причем частным случаем разделения потоков вещества, при котором разрыв меняет и не меняет направление тангенциальной составляющей магнитного поля, а следовательно, и знак угла θ_2 , является волна выключения. Ранее отмечалось, что для разных значений θ_1 магнитное поле «выключается» при достижении одного и того же потока массы. Далее

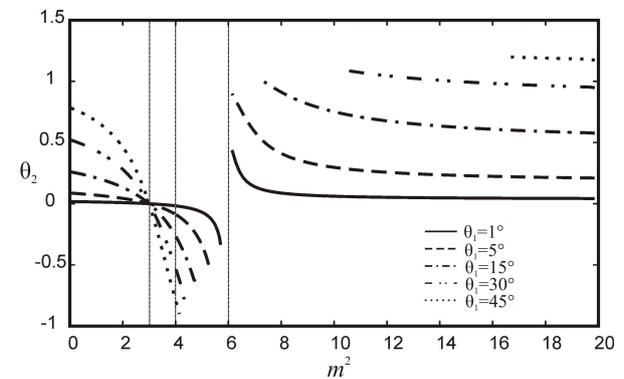


Рис. 2. Зависимости угла наклона θ_2 магнитного поля за плоскостью разрыва от квадрата потока массы вещества m^2 .

при протекании вещества с альвеновской скоростью $m^2 = B_x^2/4\pi\tilde{r}$ медленная ударная волна переходит в частный случай трехмерного альвеновского разрыва (в данном примере при $m^2=4$). Трансальвеновские разрывы, переворачивающие тангенциальную составляющую магнитного поля, примыкают к альвеновскому разрыву справа. При дальнейшем увеличении потока вещества вступают в силу ограничения, налагаемые уравнением (1). На некотором отрезке потоков течение не может быть реализовано. Причем величина этого отрезка уменьшается с уменьшением начального угла наклона магнитного поля вплоть до полного исчезновения при $\theta_1=0$. Наконец, на достаточно больших потоках массы наблюдаются быстрые ударные волны. Самая сильная быстрая ударная волна (в наибольшей степени увеличивающая энергию магнитного поля) реализуется при минимальном из возможных потоков массы, а при увеличении потока угол наклона магнитного поля за плоскостью разрыва асимптотически стремится к значению $\theta_2 = \frac{\rho_2}{\rho_1}\theta_1$.

Варьирование других параметров (ρ_1 , $\{\rho\}$, B_x) приводит к сжатию или растяжению графиков вдоль осей с сохранением их общей структуры. Для экстремальных значений θ_1 , B_x и $\{\rho\}$ поведение этих зависимостей представлено в схематическом виде на рис. 3.

При стремлении θ_1 к нулю угол θ_2 также будет стремиться к нулю (рис. 3, а). Промежуток нефизичных потоков масс, как было сказано ранее, исчезает; области трансальвеновских и быстрых ударных волн соединяются в точке $m^2 = \frac{B_x^2}{4\pi}\rho_2$, которая соответствует волне включения. В этой точке решение уравнения (2) неоднозначно. На всем остальном разнообразии потоков масс устанавливается параллельная ударная волна (обычная гидродинамическая ударная волна, распространяющаяся вдоль линий магнитного поля).

При стремлении к нулю магнитного потока поток массы, соответствующий волне включения, разграничивающей области быстрых и трансальвеновских волн, становится формально равным нулю. Область всех ненулевых потоков масс, таким образом, занимают

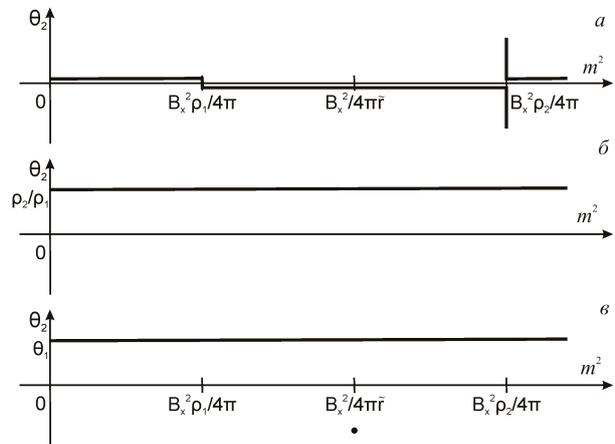


Рис. 3. Схематическое поведение зависимости $\theta_2(m^2)$ при: $\theta_1=0$ (а); $B_x=0$ (б); $\{\rho\}=0$ (в).

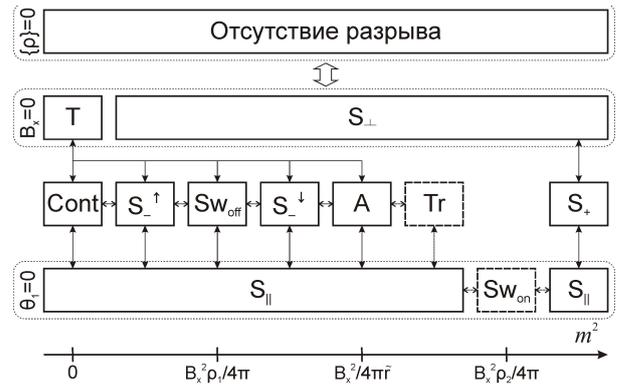


Рис. 4. Схема эволюционных переходов между МГД-разрывами.

быстрые ударные волны (рис. 3, б). Они все так же увеличивают энергию магнитного поля, но в отсутствие нормальной компоненты поля не меняют его пространственной конфигурации. Это перпендикулярные ударные волны. Нулевой поток вещества соответствует частному случаю трехмерного тангенциального разрыва.

Обнуление скачка плотности стирает какие бы то ни было различия в характеристиках плазмы по разные стороны разрыва (рис. 3, в). Плоскость разрыва соответствует произвольным образом проведенной поверхности в однородной плазме. Разрыв как таковой отсутствует. Исключение составляет альвеновский разрыв, для которого всегда $\{\rho\}=0$.

Суммируя полученные наблюдения, можно начертить общую схему возможных эволюционных переходов между разрывными решениями в МГД (рис. 4). Для удобства внизу добавлена ось потоков масс, которые присущи тем или иным типам разрывов. Штриховой линией обведены экстремальные случаи и соответствующие им значения параметров плазмы. Данная схема включает в себя ранее предлагавшиеся схемы переходов [Сыроватский, 1956; Somov, 2006].

Интерпретация результатов численного моделирования

В работе [Безродных и др., 2007] построена двумерная аналитическая модель стационарного пересоединения в плазме с сильным магнитным полем, включающая тонкий токовый слой и четыре присоединенных к его концам разрывных МГД-течения конечной длины. Одним из частных результатов расчета этой модели является график изменения углов θ_1 и θ_2 вдоль разрывного течения. На основе этого графика и анализа классификации разрывов было установлено наличие трансальвеновского участка ударной волны вблизи области обратных токов. Исходя из неэволюционности трансальвеновских ударных волн мы предполагаем, что вблизи торцов токового слоя должна усложняться структура разрывных течений (более подробно см. [Леденцов, Сомов, 2011; Безродных и др., 2011]).

Заключение

Установлено соответствие между стандартной классификацией двумерных разрывных МГД-течений и параметрами внешней среды. Предложена схема

эволюционных переходов между разрывными решениями в МГД. Обнаружены области неэволюционности вблизи токового слоя в аналитической модели магнитного пересоединения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 08-02-01033-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Андерсон Э. Ударные волны в магнитной гидродинамике. М.: Атомиздат, 1968. 271 с.
- Безродных С.И., Власов В.И., Сомов Б.В. Аналитическая модель магнитного пересоединения при наличии присоединенных к токовому слою ударных волн // Письма в АЖ. 2007. Т. 33. С. 153.
- Безродных С.И., Власов В.И., Сомов Б.В. Обобщенные аналитические модели токового слоя Сыроватского // Письма в АЖ. 2011. Т. 37. С. 133.
- Брушлинский К.В., Заборов А.М., Сыроватский С.И. Численное моделирование двумерного течения плазмы в окрестности нулевой линии магнитного поля // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 297.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 621 с.
- Леденцов Л.С., Сомов Б.В. О разрывных течениях плазмы в окрестности пересоединяющих токовых слоев в солнечных вспышках // Письма в АЖ. 2011. Т. 37. С. 151.
- Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. М.: Мир, 1968. 492 с.
- Сыроватский С.И. Некоторые свойства поверхностей разрыва в магнитной гидродинамике // Тр. ФИАН. 1956. Т. 8. С. 15.
- Сыроватский С.И. Магнитная гидродинамика // Успехи физ. наук. 1957. Т. 62, С. 247.
- Biskamp D. Magnetic reconnection via current sheets // Phys. Fluids. 1986. V. 29. P. 1520.
- Chen P.F., Fang C., Tang Y.H., et al. Flaring loop motion and a unified model for solar flares // Astrophys. J. 1999. V. 513. P. 516.
- Dungey J.W. Cosmic electrodynamics. England, Cambridge: Cambridge Univ. Press., 1958. P. 183.
- Giovanelli R.G. Chromospheric Flares // MNRAS. 1946. V. 158. P. 81.
- Hanslmeier A., Veronig A., Messerotti M. (Eds.) Solar magnetic phenomena. Dordrecht: Springer, 2005. 291 p.
- Somov B.V. Plasma Astrophysics, Part I, Fundamentals and Practice. N.Y.: Springer Science, Business Media, LLC, 2006. 437 p.
- Svestka Z., Jackson B.V., Machado M.E. (Eds.) Eruptive solar flares. Berlin: Springer, 1992. P. 69.
- Ugai M. Phys. Plasm. The evolution of fast reconnection in a three-dimensional current sheet system // Phys. Plasm. 2009. V. 15. P. 082306.
- Yokoyama T., Shibata K. Magnetic reconnection coupled with heat conduction // Astrophys. J. 1997. V. 474. P. L61.
- Zenitani S., Miyoshi T. Magnetohydrodynamic structure of a plasmoid in fast reconnection in low-beta plasmas // Phys. Plasm. 2011. V. 18. P. 022105.

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва