

АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

Некоторые свойства разрывных течений вблизи области магнитного пересоединения

Л. С. Леденцов^{1,a}, Б. В. Сомов^{2,b}¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра астрофизики и звездной астрономии. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.²Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова. Россия, 119991, Москва, Университетский пр-т, д. 13.E-mail: ^akoob@mail.ru, ^bsomov@sai.msu.ru

Статья поступила 09.11.2009, подписана в печать 22.12.2009

В рамках классической постановки задачи о разрывных магнитогидродинамических (МГД) течениях найдено графическое представление зависимости между углами вектора магнитного поля относительно нормали к плоскости разрыва по обе ее стороны. Результат применен к известному классу аналитических решений о структуре магнитного поля в окрестности пересоединяющего токового слоя.

Ключевые слова: магнитная гидродинамика и плазма, разрывы, магнитное пересоединение, солнечная активность.

УДК: 524.378, 523.947. PACS: 95.30.Qd; 96.50.Ry; 96.60.Iv.

Введение

В основе многих явлений в астрофизической плазме лежит эффект магнитного пересоединения. В солнечных вспышках магнитное пересоединение происходит в высокотемпературных турбулентных токовых слоях [1]. Оно осуществляет превращение энергии магнитного поля в энергию частиц. При этом значительная часть энергии освобождается в виде быстрых гидродинамических течений — джетов. Современные численные расчеты пересоединения выполняются в самых разнообразных физических приближениях и постановках задачи. Например, в работе [2] рассмотрена двумерная стационарная модель пересоединения в сильном магнитном поле, включающая в себя тонкий токовый слой и четыре присоединенные к его концам поверхности МГД разрыва. Решение математической задачи, найденное в аналитическом виде, позволяет строить картину линий магнитного поля в окрестности области пересоединения. Рассчитанная структура поля в общем случае довольно сложна. Для ее объяснения и сопоставления с результатами численного моделирования, например, в приближении диссипативной МГД [3–5] необходима простая удобная интерпретация изменений картины магнитного поля на поверхности разрыва в «лабораторной» системе координат, т. е. системе координат, в которой электрическое поле не равно нулю.

Как известно, уравнения обычной гидродинамики имеют лишь два разрывных решения: тангенциальный разрыв и ударная волна. В МГД наличие магнитного поля в плазме приводит к существованию быстрых и медленных, альвеновских и транс-альвеновских ударных волн, а также других разрывных течений [6]. Это вносит значительное разнообразие в возможные типы разрывных решений в окрестности области пересоединения и создает трудности в интерпретации результа-

тов численных экспериментов. Цель нашей работы — решение сравнительно простой кинематической задачи: установление соответствия между стандартной классификацией двумерных разрывных МГД течений и графическим представлением зависимости угла наклона вектора магнитного поля к нормали за плоскостью разрыва от угла наклона к нормали перед разрывом.

1. Необходимые граничные МГД уравнения

В рамках локального рассмотрения разрывных МГД течений удобно ограничиться плоскими поверхностями разрыва и установившимися течениями плазмы. С точки зрения наблюдателя, перемещающегося вместе с поверхностью разрыва в однородной стационарной плазме, последняя втекает в разрыв с одной стороны и вытекает из него с другой стороны. Будем рассматривать поведение плазмы в приближении идеальной МГД. Таким образом, возьмем в качестве исходной полную систему граничных условий на поверхности разрыва [6] в декартовой системе координат с осью x , перпендикулярной поверхности разрыва:

$$\{B_x\} = 0, \quad (1)$$

$$\{v_x B_y - v_y B_x\} = 0, \quad (2)$$

$$\{v_x B_z - v_z B_x\} = 0, \quad (3)$$

$$\{\rho v_x\} = 0, \quad (4)$$

$$\left\{ \rho v_x \left(\frac{v^2}{2} + w \right) + \frac{1}{4\pi} (B^2 v_x - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) B_x) \right\} = 0, \quad (5)$$

$$\left\{ p + \rho v_x^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right\} = 0, \quad (6)$$

$$\left\{ \rho v_x v_y - \frac{1}{4\pi} B_x B_y \right\} = 0, \quad (7)$$

$$\left\{ \rho v_x v_z - \frac{1}{4\pi} B_x B_z \right\} = 0. \quad (8)$$

Здесь фигурными скобками обозначена разность значений какой-либо величины с обеих сторон поверхности разрыва, например,

$$\{B_x\} = B_{x2} - B_{x1} = 0.$$

Величины с индексом «1» относятся к стороне от поверхности разрыва, соответствующей набегающему потоку плазмы, а с индексом «2» — убегающему потоку (рис. 1). Разумеется, помимо приведенных восьми уравнений, должно быть задано уравнение состояния плазмы.

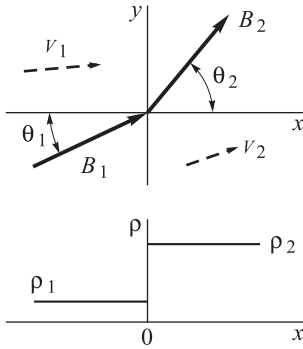


Рис. 1. Изменение магнитного поля, поля скоростей и плотности плазмы на фронте ударной волны

Система граничных условий (1)–(8) допускает непрерывные переходы между различными типами разрывных решений при непрерывном изменении условий МГД течения [7]. За основу классификации разрывов в МГД принимаются *внешние признаки* течения вблизи поверхности разрыва в данный момент времени: наличие или отсутствие перпендикулярных к поверхности составляющих скорости v_x и магнитного поля B_x , непрерывность или скачок плотности ρ . По отношению к этим признакам закон сохранения энергии (5) является дополнительным условием: он определяет скачок давления p при найденных значениях поля, скорости и скачка плотности. Имея в виду стоящую перед нами задачу, ограничимся рассмотрением оставшихся семи уравнений (1)–(4) и (6)–(8).

Имея в виду двумерные модели пересоединения [2], рассмотрим плоские течения, т.е. течения в плоскости (x, y) . Полагая $v_z = 0$ и подставляя (1) в (8), получим уравнение

$$\frac{B_x}{4\pi} \{B_z\} = 0.$$

Оно допускает два различных решения.

1. При $B_x = 0$ из уравнения (7), используя (4), имеем

$$\rho v_x \{v_y\} = 0.$$

Если $v_x = 0$, т.е. нет перетекания плазмы через разрыв, то $\{v_y\}$ и $\{B_y\}$ — величины произвольные, что соответствует тангенциальному разрыву. Если же $\{v_y\} = 0$, то, как видно из уравнения (3), тангенциальная составляющая вектора магнитного поля претерпевает изменение при прохождении через разрыв за счет перетекания плазмы, как и должно быть в перпендикулярной ударной волне.

2. При $\{B_z\} = 0$ из уравнения (3) получаем

$$B_z \{v_x\} = 0.$$

Рассмотрим сначала решение $\{v_x\} = 0$. Подстановка этого условия в (4) дает решение с новым условием $\rho_1 = \rho_2$. Это — альвеновская ударная волна. Решение $B_z = 0$ приводит нас к двумерной картине разрыва: векторы скорости и магнитного поля лежат в одной плоскости, ортогональной плоскости разрыва.

Итого в двумерном случае остается четыре уравнения

$$\begin{aligned} \{\rho v_x\} &= 0, & \left\{ \rho v_x v_y - \frac{B_x B_y}{4\pi} \right\} &= 0, \\ \{v_x B_y - v_y B_x\} &= 0, & \left\{ \rho v_x^2 + p + \frac{B_x^2}{8\pi} \right\} &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

2. Наклон линий магнитного поля

Обозначая среднее двух величин как $\bar{f} = (f_1 + f_2)/2$, перепишем систему уравнений (9) в виде

$$\begin{aligned} \{v_x\} - m \{r\} &= 0, \\ m \{v_y\} - \frac{B_x}{4\pi} \{B_y\} &= 0, \\ m \{v_x\} + \{p\} + \frac{\bar{B}_y}{4\pi} \{B_y\} &= 0, \\ \bar{B}_y \{v_x\} - B_x \{v_y\} + m \bar{r} \{B_y\} &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

где введены новые переменные $r = 1/\rho$ и $m = \rho v_x$. Совместное решение второго и четвертого уравнения системы (10) позволяет найти величину m^2 для случая альвеновской ударной волны ($\{v_x\} = 0$) в двумерном течении

$$m^2 = \frac{B_x^2}{4\pi \bar{r}}. \quad (11)$$

Система уравнений (10) является линейной относительно переменных $\{v_x\}$, $\{v_y\}$, $\{r\}$ и $\{B_y\}$. Для существования нетривиальных решений необходимо, чтобы детерминант, составленный из ее коэффициентов, равнялся нулю:

$$\begin{vmatrix} -1 & 0 & m & 0 \\ 0 & m & 0 & -B_x/4\pi \\ \bar{B}_y & -B_x & 0 & m \bar{r} \\ m & 0 & \{p\}/\{r\} & \bar{B}_y/4\pi \end{vmatrix} = 0.$$

Раскроем детерминант:

$$m^2 = -\frac{\{p\}}{\{r\}} \frac{m^2 - B_x^2/4\pi \bar{r}}{m^2 - (B_x^2 + \bar{B}_y^2)/4\pi \bar{r}}. \quad (12)$$

Величина m^2 не может быть отрицательной. Следовательно, либо

$$m^2 > \frac{B_x^2 + \bar{B}_y^2}{4\pi \bar{r}}, \quad (13)$$

либо

$$m^2 < \frac{B_x^2}{4\pi \bar{r}}. \quad (14)$$

Как будет показано ниже, первый случай соответствует быстрой, а второй — медленной МГД ударной волне. А значение

$$m^2 = \frac{B_x^2}{4\pi \bar{r}} \neq 0,$$

при котором уравнение (12) не может быть удовлетворено, соответствует, как мы установили ранее, альвеновской ударной волне.

Найдем фундаментальную систему решений линейных уравнений (10). Базисный минор

$$\begin{vmatrix} -1 & 0 & m \\ 0 & m & 0 \\ \bar{B}_y & -B_x & 0 \end{vmatrix} \neq 0$$

определяет три линейно независимых уравнения

$$mC_3 = C_1, \quad mC_2 = \frac{B_x}{4\pi}C_4, \quad \bar{B}_yC_1 - B_xC_2 = m\bar{r}C_4.$$

Отсюда

$$C_1 = \frac{1}{\bar{B}_y} \left(\frac{B_x^2}{4\pi m} - m\bar{r} \right) C_4, \quad C_2 = \frac{B_x}{4\pi m} C_4, \\ C_3 = \frac{1}{m\bar{B}_y} \left(\frac{B_x^2}{4\pi m} - m\bar{r} \right) C_4.$$

Таким образом, решение системы уравнений (10) имеет вид

$$\{v_x\} = C_4 \frac{1}{\bar{B}_y} \left(\frac{B_x^2}{4\pi m} - m\bar{r} \right), \quad \{v_y\} = C_4 \frac{B_x}{4\pi m}, \\ \{r\} = C_4 \frac{1}{m\bar{B}_y} \left(\frac{B_x^2}{4\pi m} - m\bar{r} \right), \quad \{B_y\} = C_4.$$

Отсюда находим

$$\{v_x\} = Cm \left(\frac{B_x^2}{4\pi} - m^2\bar{r} \right), \quad \{v_y\} = Cm \frac{B_x\bar{B}_y}{4\pi}, \\ \{r\} = C \left(\frac{B_x^2}{4\pi} - m^2\bar{r} \right), \quad \{B_y\} = Cm^2\bar{B}_y, \quad (15)$$

где величину постоянной C можно получить, подставив в последнее уравнение системы (10) выражения для $\{v_x\}$ и $\{B_y\}$:

$$C = -\frac{\{p\}}{m^2} \left(\frac{B_x^2}{4\pi} + \frac{\bar{B}_y^2}{4\pi} - m^2r \right)^{-1},$$

Рассмотрим два последних уравнения системы (15). Исключив из них константу C , получим зависимость между тангенциальными составляющими магнитного поля

$$\{B_y\} = \frac{m^2\{r\}}{(B_x^2/4\pi - m^2\bar{r})} \bar{B}_y.$$

Затем, раскрыв выражения для $\{B_y\}$ и \bar{B}_y , получим

$$B_{y2} = \frac{2(B_x^2/4\pi - m^2\bar{r}) + m^2\{r\}}{2(B_x^2/4\pi - m^2\bar{r}) - m^2\{r\}} B_{y1}. \quad (16)$$

Разделив обе части (16) на B_x , получаем соотношение, связывающее углы между вектором магнитного поля и нормалью к поверхности разрыва по обе ее стороны:

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{2(B_x^2/4\pi - m^2\bar{r}) + m^2\{r\}}{2(B_x^2/4\pi - m^2\bar{r}) - m^2\{r\}} \operatorname{tg} \theta_1. \quad (17)$$

3. Возможные соотношения между углами

Исходя из формулы (17), рассмотрим функцию $\theta_2 = \operatorname{arctg}(k \operatorname{tg} \theta_1)$ при различных допустимых значениях параметра

$$k = \frac{2(B_x^2/4\pi - m^2\bar{r}) + m^2\{r\}}{2(B_x^2/4\pi - m^2\bar{r}) - m^2\{r\}}.$$

3.1. Альвеновская ударная волна

В частном случае (11) $m^2 = B_x^2/4\pi\bar{r}$, и формула (17) дает $k = -1$, $\theta_2 = -\theta_1$. В плоской альвеновской ударной волне тангенциальная составляющая магнитного поля меняет направление на противоположное.

3.2. Медленная ударная волна

Теперь согласно (14) $m^2 < B_x^2/4\pi\bar{r}$. Положим

$$m^2 = \frac{B_x^2 - b^2}{4\pi\bar{r}},$$

где параметр b , имеющий размерность магнитного поля, фактически будет определять величину потока массы вещества. Из (17) находим

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{b^2 + \frac{1}{2}(B_x^2 - b^2)\{r\}/\bar{r}}{b^2 - \frac{1}{2}(B_x^2 - b^2)\{r\}/\bar{r}} \operatorname{tg} \theta_1.$$

Учитывая, что

$$\frac{1}{2} \frac{\{r\}}{\bar{r}} = \frac{r_2 - r_1}{r_2 + r_1} = -\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1},$$

имеем

$$k = \frac{b^2 2\rho_2 - B_x^2(\rho_2 - \rho_1)}{b^2 2\rho_1 + B_x^2(\rho_2 - \rho_1)}.$$

Полученный коэффициент представим в виде $(\alpha - \beta)/(\gamma + \beta)$, причем $\alpha > \gamma$ и $\alpha, \beta, \gamma > 0$. Рассмотрим возможные варианты соотношений между величинами α и β .

1. $\alpha > \beta$ ($k > 0$). Чтобы коэффициент k был больше 1, необходимо выполнение неравенства $\alpha > \gamma + 2\beta$, или $b^2 < B_x^2$, что невозможно, поскольку $m^2 > 0$. Значит, $0 < k < 1$.

2. $\alpha = \beta$ ($k = 0$). Значению $k = 0$ при $\theta_1 \neq 0$ соответствует $\theta_2 = 0$, что означает исчезновение тангенциальной составляющей магнитного поля при прохождении через разрыв. По этой причине такая ударная волна называется волной выключения. Для нее

$$b^2 = B_x^2 \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_2}, \quad m^2 = \frac{B_x^2}{4\pi} \rho_1.$$

3. $\alpha < \beta$ ($k < 0$). Чтобы коэффициент k был меньше -1 , необходимо выполнение неравенства $\alpha < -\gamma$, или $\rho_2 < \rho_1$. Данное условие не может быть выполнено, так как в ударной волне плотность втекающего вещества меньше плотности истекающего. Следовательно, $-1 < k < 0$. Таким образом, при прохождении через медленную ударную волну тангенциальная составляющая магнитного поля может изменить свое направление, но не может увеличиться по модулю.

3.3. Отсутствие потока вещества

При подстановке $m = 0$ в формулу (17) получаем $k = 1$ и $\theta_2 = \theta_1$. Полагая $m = 0$ во втором уравнении системы (10), получаем (i) либо равенство нулю B_x , что может соответствовать как тангенциальному разрыву, так и перпендикулярной ударной волне, (ii) либо отсутствие изменения величины B_y , что, как видно из трех оставшихся уравнений системы (10), равносильно отсутствию каких либо изменений и среди величин v_x , ρ и v_y . Однако во втором случае необязательно $\{\rho\}$ должно равняться нулю. Тогда при переходе через разрыв температура и плотность могут измениться. Такие разрывы называют контактными.

3.4. Быстрая ударная волна

Пусть теперь согласно (13) $m^2 > (B_x^2 + \bar{B}_y^2)/4\pi\bar{r}$. Аналогично разделу 3.2 положим

$$m^2 = \frac{B_x^2 + \bar{B}_y^2 + b^2}{4\pi\bar{r}}.$$

После преобразований получим

$$k = \frac{(\bar{B}_y^2 + b^2)2\rho_2 + B_x^2(\rho_2 - \rho_1)}{(\bar{B}_y^2 + b^2)2\rho_1 - B_x^2(\rho_2 - \rho_1)}.$$

Представим коэффициент k в виде $(\alpha + \beta)/(\gamma - \beta)$, причем $\alpha > \gamma$ и $\alpha, \beta, \gamma > 0$. Рассмотрим возможные варианты соотношений между величинами γ и β .

1. $\gamma > \beta$ ($k > 1$). При переходе через быструю ударную волну тангенциальная составляющая поля увеличивает свое значение. Действительно,

$$\bar{B}_y^2 + b^2 > B_x^2 \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_1}.$$

2. $\gamma = \beta$ ($k \rightarrow \infty$). При $k \rightarrow \infty$ в отсутствие тангенциальной составляющей магнитного поля перед ударной волной возможно ее существование за ударной волной. Данный режим называется волной включения. В ней

$$\bar{B}_y^2 + b^2 = B_x^2 \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_1}, \quad m^2 = \frac{B_x^2}{4\pi} \rho_2.$$

3. $\gamma < \beta$ ($k < -1$). Получаем транс-альвеиновский разрыв, увеличивающий тангенциальную составляющую поля и меняющий ее направление на противоположное. Для него

$$\bar{B}_y^2 + b^2 < B_x^2 \frac{\rho_2 - \rho_1}{2\rho_1}.$$

Перечисленные варианты поведения магнитного поля представлены в виде графиков функции $\theta_2 = \arctg(k \operatorname{tg} \theta_1)$ на рис. 2 для углов $\theta_1 \in [0; \pi/2]$.

Рассмотрим предельные значения угла θ_1 .

1. Поле, перпендикулярное к поверхности разрыва ($\theta_1 \rightarrow 0$). Угол θ_2 может принимать значения $[0; \pi/2]$. Нулевое значение угол θ_2 принимает в любом режиме при стремлении $\theta_1 \rightarrow 0$. Значения же $\theta_2 \in (0; \pi/2)$ соответствуют волне включения при определенных значениях ρ_1 , ρ_2 и m^2 .

2. Поле, параллельное поверхности разрыва ($\theta_1 \rightarrow \pi/2$). Возможны два значения угла θ_2 . Угол $\theta_2 = \pi/2$ может соответствовать тангенциальному разрыву, перпендикулярной ударной волне или контактному разрыву. Угол $\theta_2 = -\pi/2$ — частный случай альве-

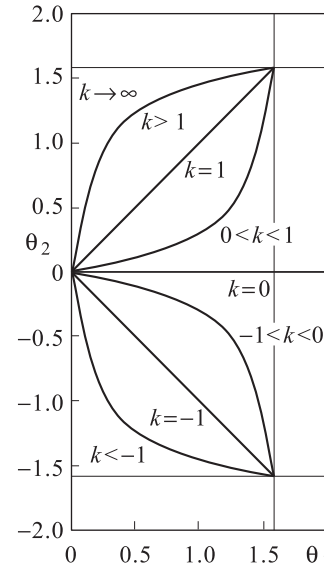


Рис. 2. Возможные соотношения между углами θ_1 и θ_2

новской ударной волны, разворачивающей направление тангенциальной составляющей магнитного поля.

3.5. Переход в лабораторную систему отсчета

Пусть штрихованная система координат движется вдоль плоскости разрыва относительно лабораторной с постоянной скоростью \mathbf{u} . Обозначим компоненту поля \mathbf{B} , параллельную вектору относительной скорости \mathbf{u} , через B_{\parallel} , а перпендикулярную — через B_{\perp} . Тогда можно записать формулы преобразования Лоренца следующим образом:

$$\mathbf{B}_{\parallel} = \mathbf{B}'_{\parallel}, \quad \mathbf{B}_{\perp} = \left(\mathbf{B}'_{\perp} + \frac{1}{c} [\mathbf{u} \times \mathbf{E}'] \right) \left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right)^{-1/2}.$$

Далее пусть движущаяся (штрихованная) система координат есть система де Хофмана–Теллера. Тогда в ней $\mathbf{E}' = 0$. Взяв отношение параллельной компоненты поля к перпендикулярной, получим преобразование углов в движущейся и лабораторной системах координат в виде

$$\operatorname{tg} \theta' = \operatorname{tg} \theta \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}.$$

Преобразование углов имеет одинаковый вид по обе стороны от поверхности разрыва. А значит, не может изменить соотношение между углами θ_1 и θ_2 . Равные углы останутся равными, больший останется большим. Более того, в нерелятивистском пределе углы сохраняются.

4. Интерпретация результатов численного моделирования

Найденное нами графическое представление зависимостей между углами в виде рис. 2 можно использовать для определения типа ударной волны по известной конфигурации магнитного поля в двумерном численном моделировании. Действительно, графики функции

$\theta_2 = \arctg(k \tg \theta_1)$ в области $\theta_1 \in (0; \pi/2)$ при различных значениях коэффициента k не имеют точек пересечения. По этой причине величина k (а следовательно, и тип разрыва) однозначно определяется углами θ_1 и θ_2 . Например, при $k > 1$ имеет место быстрая ударная волна. При $k = 1$ отсутствует поток вещества через поверхность разрыва. Если $-1 < k < 1$, то реализуется медленная ударная волна. Случай $k = -1$ соответствует альвеновской ударной волне, а $k < -1$ — транс-альвеновской.

Каждое значение коэффициента k определяется тремя физическими параметрами: ρ_1 , ρ_2 и m^2 . Выбором определенной модели можно установить дополнительные связи между этими величинами. Трактовка же разрывов на предельных значениях угла θ_1 рассмотрена в предыдущем разделе.

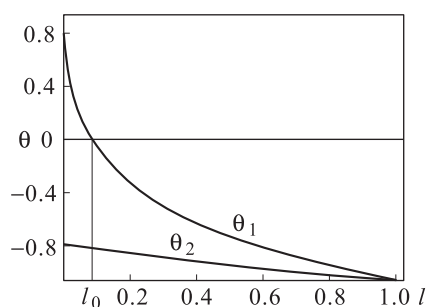


Рис. 3. Распределение углов θ_1 и θ_2 на присоединенной ударной волне; величина l_0 — точка смены знака угла θ_1

На рис. 3, взятом из работы [2], представлено постепенное изменение углов вектора магнитного поля относительно нормали к присоединенной ударной волне при смещении вдоль ее фронта. Величина l —

расстояние, отсчитываемое от точки соединения ударной волны с токовым слоем, деленное на ее длину. В соответствии с классификацией сначала от $l = 0$ волна является транс-альвеновской, пока показатель угла θ_1 не достигнет значения l_0 . Это говорит о наличии волны включения ($\theta_2 \neq 0$). Далее разрыв переходит в режим быстрой ударной волны.

Заключение

Нами установлено соответствие между стандартной классификацией двумерных разрывных течений в МГД среде и графическим представлением зависимости углов наклона магнитного поля к нормали поверхности разрыва по обе стороны от этой поверхности. Это позволяет отождествить различные участки присоединенных к пересоединяющему токовому слою поверхностей МГД разрывов с различными типами МГД ударных волн. В частности, вблизи торцов токового слоя обнаружены области транс-альвеновских ударных волн, которые, как известно, неэволюционны.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 08-02-01033-а).

Список литературы

1. Somov B.V. Plasma astrophysics. Pt. II. Reconnection and flares. N. Y., 2006.
2. Безродных С.И., Власов В.И., Сомов Б.В. // Письма в Астрон. журн. 2007. **33**, № 2. С. 153.
3. Biskamp D. // Phys. Fluids. 1986. **29**, N 2. P. 1520.
4. Yokoyama T., Shibata K. // Astrophys. J. 1997. **474**. P. L61.
5. Ugai M. // Phys. Plasmas. 2008. **15**, N 8. P. 082306.
6. Сыроватский С.И. // УФН. 1957. **62**, № 3. С. 247.
7. Сыроватский С.И. // Тр. Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева АН СССР. 1956. **8**. С. 13.

Some properties of discontinuous flows near the magnetic reconnection region

L. S. Ledentsov^{1,a}, B. V. Somov^{2,b}

¹ Department of Astrophysics and Star Astronomy, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

² P. G. Sternberg State Institute of Astronomy, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119191, Russia.

E-mail: ^a koob@mail.ru, ^b somov@sai.msu.ru.

In the frame of classical formulation of the problem on discontinuous magnetohydrodynamic (MHD) flows, it is found the graphic presentation of the dependance between the angles of the magnetic field relative to the normal to a discontinuity surface at both its sides. The result is applied to the known class of analytical solutions concerning structure of a magnetic field in the vicinity of a reconnecting current layer.

Keywords: magnetohydrodynamics and plasmas; discontinuities; magnetic reconnection; solar activity.

PACS: 95.30.Qd; 96.50.Ry; 96.60.Iv.

Received 9 November 2009.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 2(2010).

Сведения об авторах

1. Леденцов Леонид Сергеевич — студент; e-mail: koob@mail.ru.

2. Сомов Борис Всеволодович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. отделом; тел.: (495) 939-16-44, e-mail: somov@sai.msu.ru.