

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга

На правах рукописи
УДК 524.3-78, 523.9



Леденцов Леонид Сергеевич

**Разрывные течения плазмы в магнитной
гидродинамике и физике солнечных вспышек**

01.03.02 – Астрофизика и звездная астрономия

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва, 2013г.

Работа выполнена на кафедре астрофизики и звездной астрономии физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова и в Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Сомов Борис Всеволодович
(Государственный астрономический
институт им. П.К. Штернберга МГУ)

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
Гетлинг Александр Владимирович
(Научно-исследовательский институт
ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
МГУ)

доктор физико-математических наук,
Чхетиани Отто Гурамович
(Институт физики атмосферы
им. А.М.Обухова РАН)

Ведущая организация: Институт прикладной математики
им. М.В. Келдыша РАН

Защита состоится 16 мая 2013 года в 14⁰⁰ на заседании диссертационного совета Д501.001.86 при Государственном астрономическом институте им. П.К. Штернберга МГУ по адресу: 119991, г. Москва, Университетский проспект, дом 13.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (119991, г. Москва, Ломоносовский проспект, дом 27, Фундаментальная библиотека).

Автореферат разослан 15 апреля 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук



Алексеев Станислав Олегович

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Разрывные течения плазмы реализуются в очень широком классе физических условий. Как следствие, они присутствуют в различного рода технических установках и устройствах, имеющих практическое значение (см. [1]), в лабораторных и численных экспериментах (например, [2]), в космических условиях [3] – особенно в связи с эффектом магнитного пересоединения [4]. Последнее представляет собой перераспределение взаимодействующих магнитных потоков, изменяющее их топологическую связность. Характерно, что при взаимодействии магнитных потоков в плазме высокой проводимости, например, в солнечной короне, образуются электрические токи, точнее говоря, тонкие токовые поверхности или токовые слои, которые можно рассматривать как двумерные магнитогидродинамические (МГД) разрывные течения [5].

Магнитное пересоединение осуществляет быстрое преобразование энергии магнитного поля, накопленной перед солнечной вспышкой, в энергию частиц плазмы во время вспышки. При этом значительная часть энергии вспышки освобождается в виде высокоскоростных узконаправленных потоков плазмы из токового слоя – джетов. Последние порождают вне токового слоя сложную картину разрывных МГД течений. Понимание этой картины необходимо, в частности, для объяснения наблюдаемых свойств больших эруптивных вспышек, корональных выбросов массы и других геоэффективных явлений на Солнце [6].

Как известно, уравнения обычной гидродинамики имеют лишь два типа разрывных решений: тангенциальный разрыв и ударная волна. В магнитной гидродинамике наличие магнитного поля в плазме приводит к существованию быстрых, медленных, альвеновских ударных волн и других разрывов [7]. При переходе через поверхность разрыва происходит резкое изменение, скачок параметров плазмы. Тип разрывного МГД решения, т.е. его характер, определяется изменениями плотности плазмы, скорости ее течения и замороженного в

нее магнитного поля. Более того, в отличие от гидродинамики, в МГД оказываются возможными непрерывные переходы между различными типами разрывных решений при непрерывном изменении условий течения плазмы [8]. Происходит это через так называемые переходные решения, одновременно удовлетворяющие условиям двух типов разрывов. Кроме того, на поверхности разрыва происходит нагрев плазмы, величина которого, разумеется, тоже зависит от типа МГД разрыва, но не определяет его классификационные признаки.

Современные численные эксперименты, моделирующие процесс магнитного пересоединения (как двумерный, так и трехмерный) в приближении диссипативной МГД, демонстрируют несколько сглаженную картину разрывных течений в окрестности пересоединяющего токового слоя [9, 10]. При интерпретации результатов таких расчетов, особенно трехмерных, трудно идентифицировать однозначно тип того или иного разрыва по некоторому неполному набору признаков. Если эту трудность удастся преодолеть, то возникает вторая проблема, заключающаяся в объяснении одновременного присутствия разных типов разрывов, плавно переходящих друг в друга. При этом задача интерпретации картины переходов часто осложняется появлением в ней неэволюционных разрывов.

Цель работы. Основной задачей представленной работы является детальное изучение граничных условий для уравнений идеальной МГД на поверхности разрывов различных типов. В рамках общей постановки задачи были выделены следующие последовательные задачи:

а) найти удобный, наглядный параметр течения плазмы для постановки его в соответствие с известной стандартной классификацией разрывных течений в проводящей среде с магнитным полем,

б) найти переходные решения между парами МГД течений, реализующимися в соседних областях возможных значений этого параметра, и как следствие, построить полную схему разрешенных непрерывных переходов между МГД разрывами,

в) исследовать зависимость эффективности нагрева плазмы на разрыве от типа МГД течения,

г) применить полученные результаты к известному классу аналитических решений о структуре сильного магнитного поля в окрестности пересоединяющего токового слоя [11–13].

Положения, выносимые на защиту

1. Установлено соответствие между стандартной классификацией двумерных разрывных течений в МГД и найденной в диссертации зависимостью между углами наклона магнитного поля к поверхности разрыва по обе его стороны.
2. Установлен непосредственный вид переходных решений для всех соседних пар разрывных течений. На их основе построена обобщенная схема непрерывных переходов между разрывными течениями в МГД.
3. Найдено уравнение, описывающее в явном виде изменение внутренней энергии плазмы при переходе через разрыв. Изучена его зависимость как от термодинамических параметров среды, так и от типа МГД разрыва.
4. В аналитической модели магнитного пересоединения [11–13] отождествлены различные участки присоединенных к пересоединяющему токовому слою поверхностей МГД разрывов. В частности, вблизи торцов токового слоя (при наличии в нем обратных токов) обнаружены области транс-альвеновских ударных волн и волн включения, которые, как известно, неэволюционны.
5. Показаны ограничения, налагаемые на параметры течения условиями непрерывных переходов. Установлено разделение присоединенных к токовому слою поверхностей разрыва на области, имеющие различные причины появления. Внутренняя область связана с обратными токами в слое, а внешняя - обусловлена преимущественно граничными условиями, в которых реализуется пересоединение.

6. Показано, что наибольшего нагрева следует ожидать от транс-альвеновского типа разрывного течения. Нагрев тем сильнее, чем больше скачки плотности плазмы и плотности магнитной энергии на разрыве. Такие условия реализуются вблизи областей обратных токов в процессе магнитного пересоединения в солнечных вспышках.

Научная новизна и практическая значимость. В работе впервые получены аналитические соотношения, описывающие конфигурацию магнитного поля вблизи поверхности разрыва и нагрев плазмы при его пересечении, а именно, уравнение, связывающее углы наклона магнитного поля по разные стороны разрыва, и выражение для скачка внутренней энергии. Результаты изучения разрывных течений в аналитической модели магнитного пересоединения [11–13], полученные с их помощью, полезны для объяснения распределения температуры внутри активных областей в солнечной короне во время вспышек, наблюдаемых на современных космических рентгеновских обсерваториях [14].

Часть переходных решений между разрывными МГД течениями найдена впервые, что позволило дополнить схему непрерывных переходов разрывами, не представленными на более ранних схемах, а именно: контактным разрывом, волнами включения и выключения, транс-альвеновской ударной волной. Существенно, что некоторые из добавленных в обобщенную схему разрывов являются неэволюционными. При интерпретации результатов численного интегрирования уравнений МГД это позволяет видеть области, требующие более аккуратного расчета и дополнительного исследования.

Список печатных работ

1. Леденцов Л.С., Сомов Б.В. *Некоторые свойства разрывных течений вблизи области магнитного пересоединения*. **Вестник МГУ, Серия 3, Физика, Астрономия**. 65, 58 (2010).
2. Леденцов Л.С., Сомов Б.В. *О разрывных течениях плазмы в окрестности пересоединяющих токовых слоев в солнечных вспышках*. **Письма в Астрономический журнал**. 37, 151 (2011).
3. Somov B.V., Bezrodnykh S.I., Ledentsov L.S. *Overview of open issues in the physics of large solar flares*. **Astronomical and Astrophysical Transactions**. 27, 60 (2011).
4. Леденцов Л.С., Сомов Б.В. *О непрерывных переходах между разрывными МГД-решениями в задаче о магнитном пересоединении*. **Письма в Астрономический журнал**. 38, 831 (2012).
5. Ledentsov L.S., Somov B.V. *Evolutionary of discontinuous plasma flows in the vicinity of reconnecting current layers*. **The Sun: New Challenges. Astrophysics and Space Science Proceedings**. 30, 117 (2012).
6. Леденцов Л.С., Сомов Б.В. *Нагрев плазмы на разрывных МГД-течениях вблизи области магнитного пересоединения*. **Вестник МГУ, Серия 3, Физика, Астрономия**. 68, 76 (2013).

Апробация результатов диссертации производилась на следующих конференциях:

1. 6-ая Конференция “Физика плазмы в солнечной системе”. Москва, ИКИ РАН, (2011).
2. VIII Конференция молодых ученых “Фундаментальные и прикладные космические исследования”. Москва, ИКИ РАН, (2011).

3. Международная конференция “European Week of Astronomy and Space Science (JENAM 2011)”. Санкт-Петербург, ГАО РАН (2011).
4. XII Конференция молодых ученых “Взаимодействие полей и излучения с веществом”. Иркутск, ИСЗФ СО РАН, (2011).
5. IX Конференция молодых ученых “Фундаментальные и прикладные космические исследования”. Москва, ИКИ РАН, (2012).
6. Научная конференция “Астрономия в эпоху информационного взрыва: результаты и проблемы”. Москва, ГАИШ, МГУ им. М.В. Ломоносова, (2012).
7. 8-ая Конференция “Физика плазмы в солнечной системе”. Москва, ИКИ РАН, (2013).
8. X Конференция молодых ученых “Фундаментальные и прикладные космические исследования”. Москва, ИКИ РАН, (2013).

Личный вклад автора заключается в участии совместно с научным руководителем в постановке задачи, анализе и интерпретации полученных результатов. Автором лично был произведен вывод всех теоретических зависимостей, впервые найденных в ходе исследования. Автор осуществил проведение всех компьютерных расчетов и составление итогового демонстрационного материала.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем работы составляет 100 страниц, включая 16 рисунков. Список литературы насчитывает 74 наименования.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность темы диссертации, производится постановка задачи.

Первая глава посвящена анализу конфигурации магнитного поля вблизи поверхности разрывного МГД течения. Сначала рассматриваются граничные условия для уравнений МГД на поверхности разрыва.

На рис. 1 представлена система координат, в которой наблюдатель перемещается вместе с поверхностью разрыва, расположенной в плоскости (y, z) . Однородная плазма втекает с постоянной скоростью в разрыв слева и вытекает из него справа. В рамках идеальной МГД граничные условия на разрыве могут быть записаны в виде законов сохранения тангенциальной составляющей электрического поля, магнитного потока, а также потоков массы, импульса и энергии.

За основу классификации разрывов принимаются локальные *внешние признаки* течения вблизи плоскости разрыва: наличие или отсутствие перпендикулярных к плоскости (т.е. нормальных) составляющих скорости v_x и магнитного поля B_x , непрерывность или скачок плотности ρ . По отношению к этим признакам закон сохранения энергии является дополнительным условием: при найденных значениях магнитного поля, поля скоростей и скачка плотности он определяет скачок внутренней энергии ϵ .

Далее осуществляется вывод уравнения, связывающего между собой углы наклона линий магнитного поля за и перед разрывом. Удобным оказывается использование в качестве переменной величины потока массы через разрыв $m = \rho v_x$. В ходе решения системы

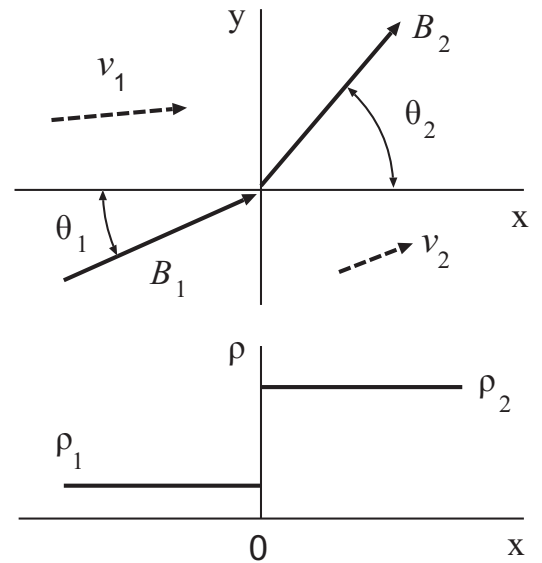


Рис. 1: Изменение магнитного поля \mathbf{B} , поля скоростей \mathbf{v} и плотности ρ плазмы на фронте ударной волны $x = 0$.

граничных уравнений удастся установить, во-первых, искомое соотношение между углами наклона поля

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{m^2/m_{\text{off}}^2 - 1}{m^2/m_{\text{on}}^2 - 1} \operatorname{tg} \theta_1, \quad (1)$$

а во-вторых, найти ограничения, налагаемые на допустимые значения самого потока массы:

$$\text{либо} \quad m^2 < m_A^2, \quad (2)$$

$$\text{либо} \quad m^2 > m_A^2 + m_{\perp}^2, \quad (3)$$

где m_{off} , m_{on} , m_A и m_{\perp} – параметры течения, зависящие от величин плотности плазмы и напряженности магнитного поля. В связи с отсутствием (по теореме Цемплена в МГД [15]) ударных волн разрежения три первых параметра также удовлетворяют неравенствам

$$m_{\text{off}} \leq m_A \leq m_{\text{on}}. \quad (4)$$

Наконец, с помощью найденной зависимости (1), а также неравенств (4) удастся связать стандартную классификацию двумерных (плоских) МГД течений плазмы [8] с выбранным выше параметром – величиной потока массы, перетекающей через разрыв. Контактный разрыв имеет место при $m = 0$. Медленные ударные волны занимают отрезки $0 < m < m_{\text{off}}$ и $m_{\text{off}} < m < m_A$, причем на втором отрезке в отличие от первого при переходе через разрыв происходит смена знака тангенциальной компоненты магнитного поля (обращение тангенциальной компоненты). Разделяет эти два отрезка значение $m = m_{\text{off}}$, на котором образуется волна выключения. При $m \rightarrow m_A$ конфигурация поля двумерного течения принимает вид плоской альвеновской волны. Транс-альвеновские разрывы занимают отрезок $m_A < m < m_{\text{on}}$. При $m = m_{\text{on}}$ образуется волна включения. И если $m > m_{\text{on}}$, то распространяется быстрая ударная волна.

Вторая глава отведена для изучения непрерывных переходов между разрывами различных типов. Анализируются условия, необходимые для перехода. Каждому типу двумерных разрывных течений соответствует определенная область на оси потоков массы. Сле-

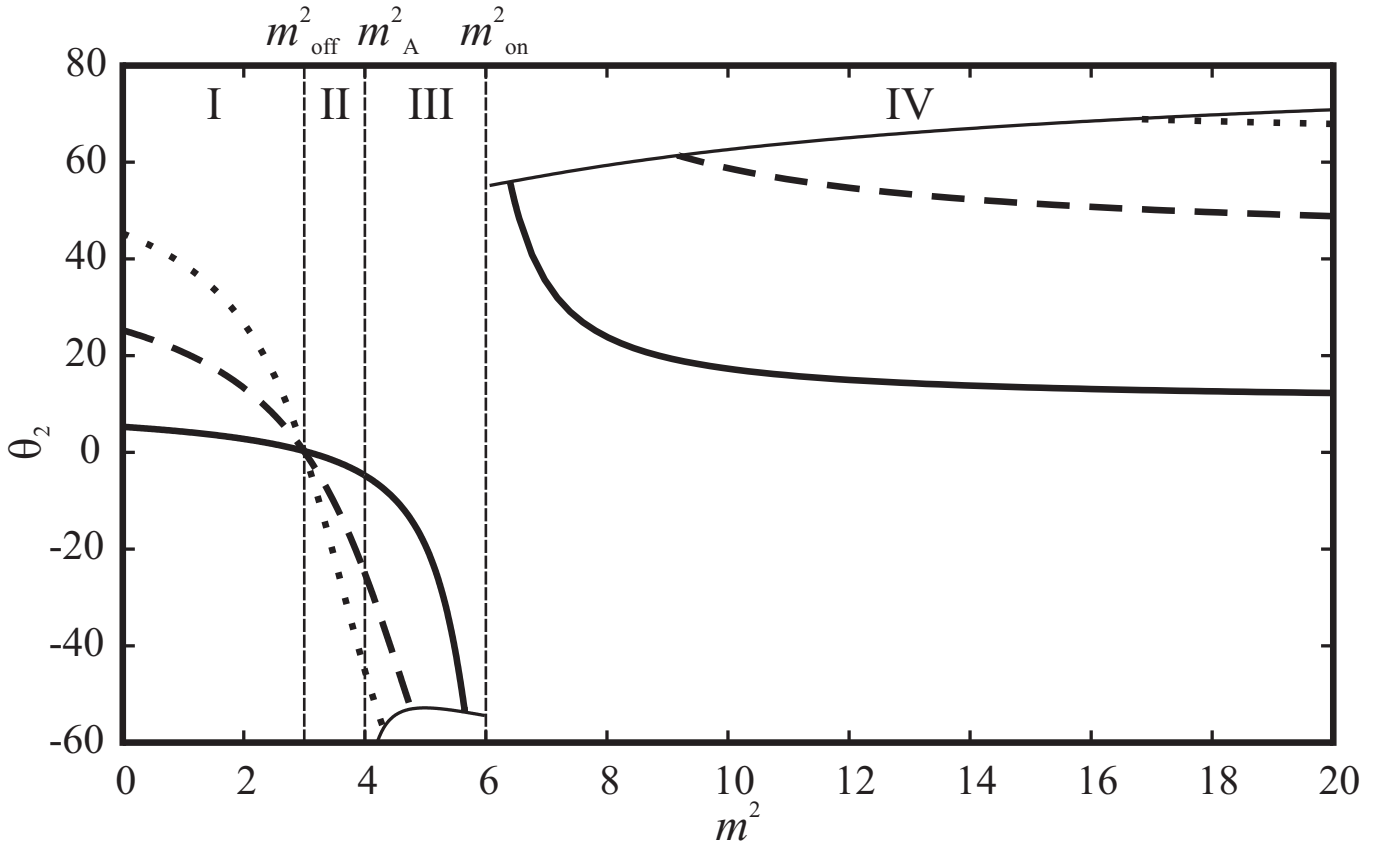


Рис. 2: Зависимость угла наклона магнитного поля θ_2 за плоскостью разрыва от квадрата потока массы m^2 при $m_{\text{off}}^2 = 3$, $m_{\text{A}}^2 = 4$, $m_{\text{on}}^2 = 6$ и различных значениях угла θ_1 . Случай $\theta_1 = 5^\circ$ обозначен сплошной линией, $\theta_1 = 25^\circ$ – штриховой, $\theta_1 = 45^\circ$ – пунктирной. Все графики $\theta_2(m^2)$ для разных θ_1 оканчиваются на кривой, нанесенной тонкой линией.

довательно, непрерывные переходы возможны только между разрывами, расположенными в непосредственной близости друг от друга на этой оси. В противном случае для перехода было бы необходимо скачкообразное изменение величины потока вещества. На рис. 2 показаны графики зависимости $\theta_2(m^2)$ для трех значений угла падения магнитного поля на разрыв: $\theta_1 = 5^\circ$, 25° и 45° . Все кривые, во-первых, пересекаются в одной точке при $m^2 = m_{\text{off}}^2 = 3$. Во-вторых, для каждой кривой $\theta_2 \rightarrow -\theta_1$ при $m^2 \rightarrow m_{\text{A}}^2 = 4$. В-третьих, все они имеют область, не удовлетворяющую условиям (2)–(3). Располагается эта область в окрестности точки $m^2 = m_{\text{on}}^2 = 6$. На ее границе располагаются наиболее сильные (в наибольшей степени увеличивающие энергию магнитного поля) транс-альвеновские и быстрые ударные волны. Сама граница на рис. 2 обозначена тонкой линией. При $m \rightarrow \infty$ тангенс угла наклона магнитного поля за плоскостью разрыва асимптотически стремится к значению $\text{tg } \theta_2 = (\rho_2/\rho_1) \text{tg } \theta_1$.

Рисунок 2 демонстрирует, как при постепенном увеличении потока плазмы меняется характер соотношения между углами наклона магнитного поля, а следовательно, и тип разрывного МГД течения. В нуле ($m^2 = 0$) расположен контактный разрыв (С). Области I и II отвечают медленным ударным МГД волнам, соответственно не обращающим (S_-^\uparrow) и обращающим (S_-^\downarrow) тангенциальную компоненту поля. Разделяет их волна выключения (S_{off}). На границе областей II и III выполняются условия для формирования альвеновского разрыва (А). Область III занимают транс-альвеновские ударные волны (Tr), а область IV – быстрые ударные волны (S_+). Волна включения (S_{on}) может образоваться на границе областей III и IV.

С использованием этих результатов производится поиск переходных решений между двумерными течениями. Переходы к трехмерным разрывным течениям осуществляются при нулевых значениях θ_1 , B_x и $\{\rho\}$. Здесь фигурными скобками обозначена разность значений заключенной внутри скобок величины с обеих сторон плоскости разрыва (так, $\{\rho\} = \rho_2 - \rho_1$). При $\theta_1 = 0$ все наклонные волны переходят в параллельную ударную волну (S_{\parallel}). Исключением является значение m_{on} , при котором возможен переход к волне включения (S_{on}). Если $B_x = 0$, то $m_{\text{off}} = m_A = m_{\text{on}} = 0$, и все наклонные волны, кроме транс-альвеновской и быстрой, переходят к тангенциальному разрыву (Т), а быстрые ударные волны при $m > m_\perp$ переходят к перпендикулярным (S_\perp). Если имеет место равенство $\{\rho\} = 0$, в точке $m_{\text{off,A,on}} = m_{\text{off}} = m_A = m_{\text{on}}$ возможен переход к альвеновскому разрыву (А), в остальных случаях разрыв просто исчезает.

Затем на основе полученных переходных решений строится обобщенная схема непрерывных переходов между МГД разрывами и проводится ее сравнение с более ранними вариантами (рис. 3) Первая схема, основанная на переходных решениях была составлена Сыроватским [8] и содержала переходы лишь между четырьмя типами разрывных течений: тангенциальными разрывами (Т) и альвеновскими (А), наклонными (S) и перпендикулярными (S_\perp) ударными волнами (рис. 3a). Позже картина переходов между разрывными реше-

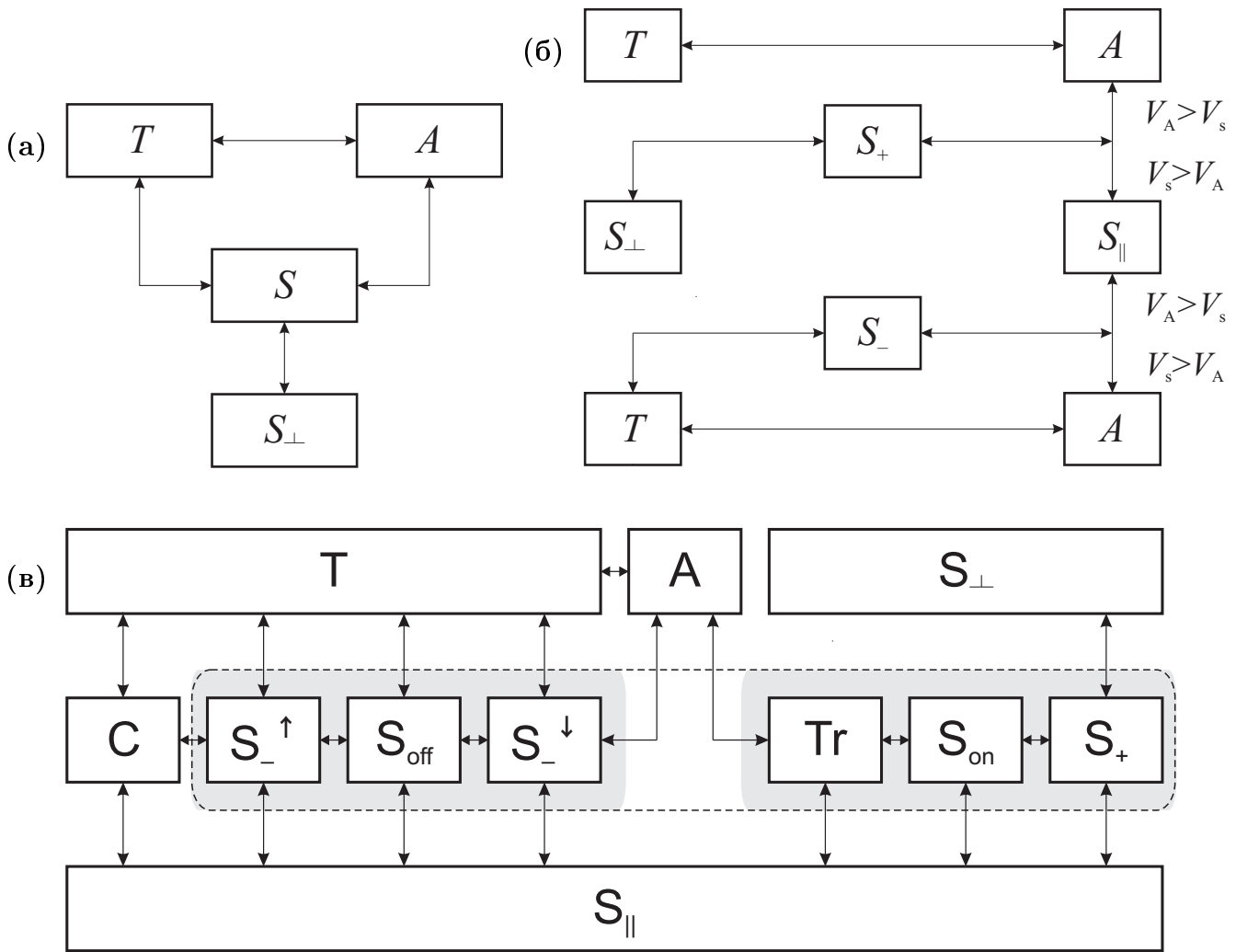


Рис. 3: Схемы непрерывных переходов между МГД разрывами: а) Сыроватский, 1956; б) Сомов, 1993; в) Обобщенная схема (пунктирной линией обведен набор разрывов, соответствующий блоку наклонных ударных волн схемы а; внутри контура заливкой выделены “медленный” (слева) и “быстрый” (справа) блоки схемы б).

ниями дополнялась Сомовым [16] на основе постановки соответствия между ударными волнами и волнами малой амплитуды. Полученная таким способом схема представлена на рис. 3б. В ней уже присутствует разделение наклонных волн на блок “медленных” разрывов (S_{-}), соответствующих условию (2), и “быстрых” (S_{+}), соответствующих условию (3). В работе показано, что предлагаемая нами схема непрерывных переходов между разрывными решениями уравнений идеальной МГД является корректным обобщением и дополнением двух более ранних неполных схем.

Третья глава посвящена изучению граничного условия, эквивалентного закону сохранения энергии на разрыве. Это уравнение не отражает классификационных признаков разрыва, но содержит в себе информацию о внутренней энергии плазмы, а значит, и о способности МГД течения нагревать ее. Вначале производится поиск формулы для скачка внутренней энергии плазмы

$$\{ \epsilon \} = -\{ r \} \left(\tilde{p} + \frac{\{ B_y \}^2 + \{ B_z \}^2}{16\pi} \right), \quad (5)$$

где $r = 1/\rho$, а $\tilde{p} = (p_1 + p_2)/2$. Уравнение (5) позволяет сделать определенные выводы относительно изменения внутренней энергии плазмы при пересечении поверхности разрыва. Во-первых, внутренняя энергия растет, так как $-\{ r \} > 0$ по теореме Цемплена, а \tilde{p} и $\{ B_y \}^2$ по определению - положительные величины. Во-вторых, изменение внутренней энергии складывается из двух частей: термодинамической, определяемой уравнением состояния вещества и зависящей от давления плазмы, и магнитной, связанной с изменением структуры магнитного поля вблизи поверхности разрыва.

В адиабатическом приближении $p \sim \rho^\gamma$, где γ - показатель адиабаты термодинамическая часть скачка внутренней энергии увеличивается с ростом скачка плотности на разрыве: $\{ \epsilon \} = -\{ r \} \tilde{p} \sim \{ \rho \}^\gamma$. Зависимость от ρ_1 также определяется величиной показателя γ , а именно $\{ \epsilon \} = -\{ r \} \tilde{p} \sim \rho_1^{\gamma-2}$.

Магнитная часть скачка внутренней энергии зависит от конфигурации магнитного поля, а значит, и от типа разрыва. Графики, представленные на рис. 4, построены на основе предыдущего расчета (см. рис. 2) при помощи уравнения (5), приведенного к безразмерному виду $\{ \epsilon \}' = (\text{tg } \theta_2 - \text{tg } \theta_1)^2$. Максимальный скачок внутренней энергии при заданных параметрах плазмы осуществляется наиболее сильной транс-альвеновской ударной волной, причем его величина быстро растет с увеличением угла падения магнитного поля θ_1 . Соотношения между эффективностью нагрева плазмы другими типами разрывов зависят от конкретных условий среды. Так нагрев медленными ударными волнами может быть как ниже нагрева быстрыми

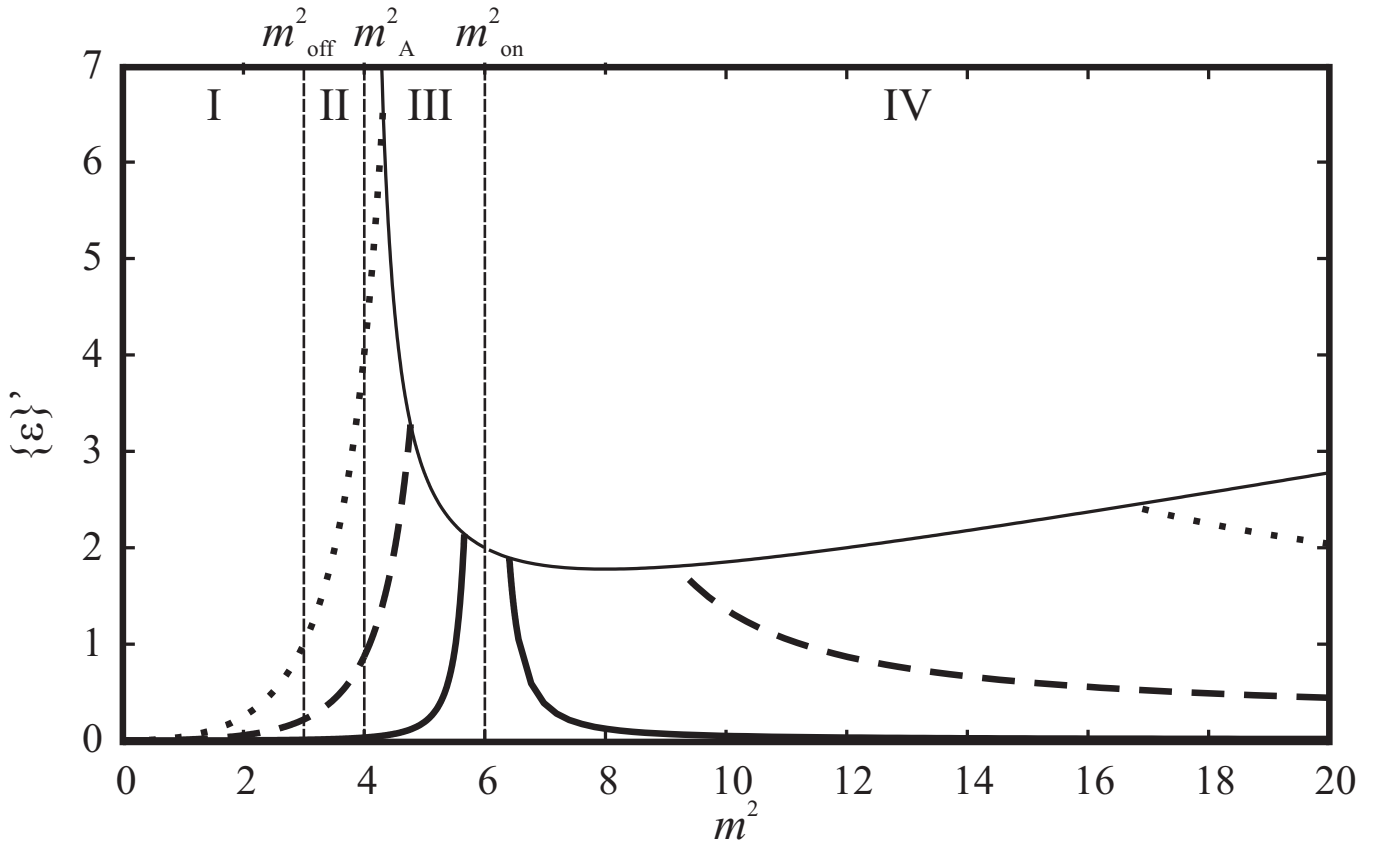


Рис. 4: Зависимость скачка внутренней энергии $\{\epsilon\}'$ от потока массы при различных значениях угла θ_1 : 5° - сплошная линия, 25° - штриховая, 45° - пунктирная. Тонкая линия - наиболее сильные транс-альвеновские и быстрые ударные волны

ударными волнами, так и выше его. В любом случае величина нагрева зависит от силы ударной волны. Чем больше изменение плотности магнитной энергии на разрыве, тем до более высоких температур нагреется плазма.

В **четвертой главе** рассмотрены свойства разрывных течений, имеющих место в самосогласованной аналитической модели магнитного пересоединения в сильном магнитном поле [11–13]. Модель включает в себя тонкий токовый слой (CL) и четыре присоединенные к его концам МГД разрывные течения конечной длины R . На рис. 5 показана правая половина токового слоя, левая достраивается симметрично. Плазма втекает в слой сверху и снизу, а вы-

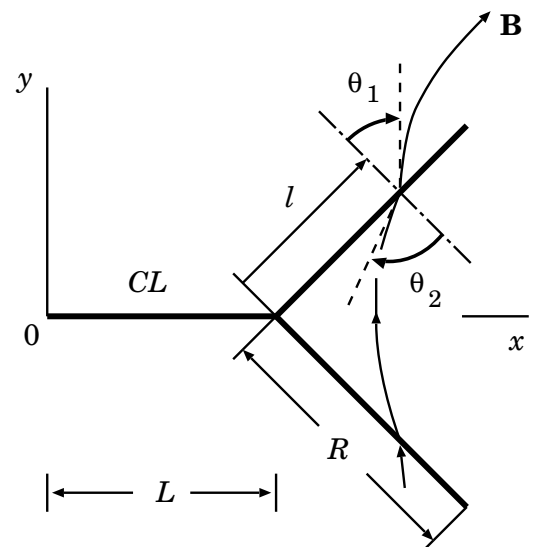


Рис. 5: Конфигурация электрических токов.

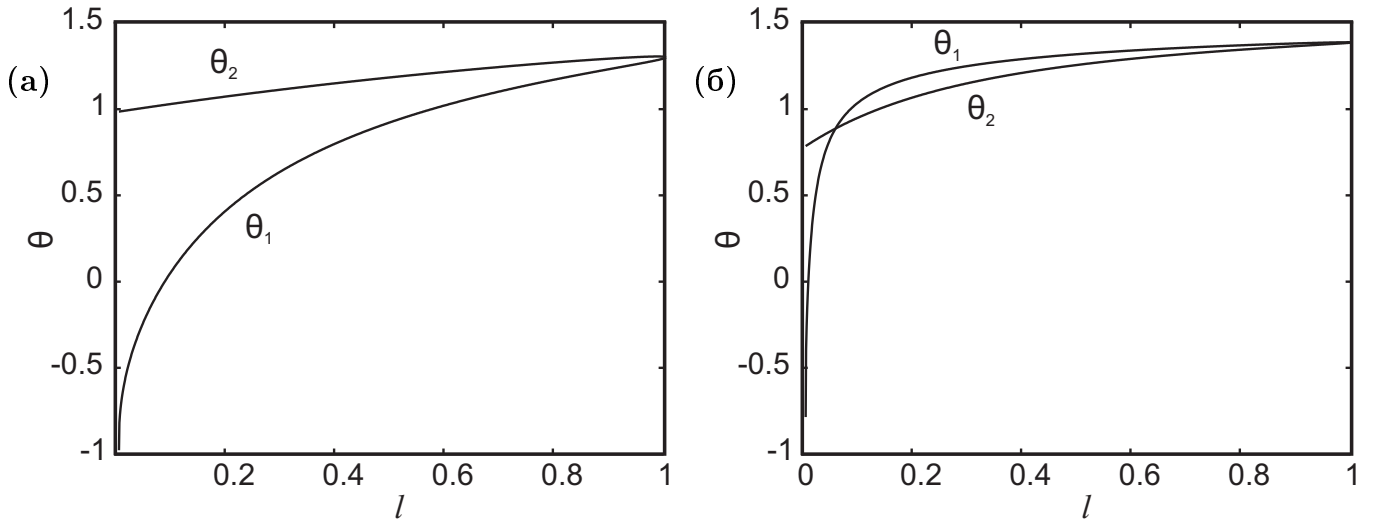


Рис. 6: Распределение углов θ_1 и θ_2 на присоединенной ударной волне. Переменная l - расстояние, отсчитываемое от торца токового слоя вдоль поверхности разрыва.

текает слева и справа. Геометрия токовой структуры задается ее свободными параметрами. В конкретных астрофизических приложениях, в частности, в солнечных вспышках, для определения физических параметров этой области следует воспользоваться моделью так называемого “сверхгорячего” турбулентного токового слоя [17]. Преимуществом рассматриваемой аналитической модели является возможность исследовать более общие закономерности, не зависящие от детальных предположений физической модели пересоединения.

Расчет магнитного поля в приближении сильного поля вблизи токовой структуры дает значения углов падения и преломления поля на поверхностях разрывов [12]. Характеристики перетекающей через разрыв плазмы меняются в зависимости от расстояния l , отсчитываемого от точки присоединения к торцу токового слоя вдоль поверхности разрыва (рис. 5). Различным режимам течения отвечают различные типы разрывных МГД решений. На рис. 6а показано постепенное изменение углов наклона магнитного поля при смещении l вдоль поверхности разрыва, начиная от точки $l = 0$ присоединения к токовому слою и заканчивая ее “свободным краем” $l = R$, $R = 1$, где углы θ_1 и θ_2 равны между собой. Вблизи точки присоединения ударной волны к токовому слою ударная волна является транс-альвеновской: углы θ_1 и θ_2 не равны между собой и имеют противоположные знаки, причем $-\theta_2 > \theta_1$. Ситуация меняется, когда угол θ_1 обращается

в ноль. В этой точке ударная волна становится волной включения ($\theta_2 \neq 0$). Затем разрывное течение переходит в режим быстрой ударной волны. При других значениях параметров модели найдено иное распределение углов наклона магнитного поля [13]. На рис. 6б показан результат расчета, в котором в добавок к перечисленным структурам имеется отрезок медленных ударных волн вблизи “свободного края” разрыва.

Далее осуществляется анализ переходных решений, реализующихся при изменении типа течения. Поверхность разрыва, представленную на рис. 6б, можно условно поделить на три области в соответствии с типами течений. Это транс-альвеновская ($-\theta_2 > \theta_1$), быстрая ($\theta_2 > \theta_1$) и медленная ($\theta_2 < \theta_1$) ударные волны, между которыми происходят переходы. Смена типа ударной волны при непрерывном изменении параметров течения плазмы должна происходить через переходные разрывы. Первый переход осуществляется между транс-альвеновской и быстрой ударной волной. В роли переходного разрыва в соответствии с обобщенной схемой (рис. 3в) выступает волна включения. Кроме того, и транс-альвеновская, и быстрая ударные волны удовлетворяют неравенству (3). Отсюда следует ограничение на возможное значение наклона магнитного поля за плоскостью разрыва $\text{tg}^2 \theta_2 < 2 \{ \rho \} / \rho_1$.

Для второго перехода между быстрой и медленной ударными волнами не существует переходного решения. Поверхность разрыва оказывается физически разделенной на две области: внутренняя часть состоит из транс-альвеновской и быстрой ударных волн, а внешняя представляет собой медленную ударную волну. При изменении свободных параметров модели можно получить режим пересоединения, в котором разрыв оканчивается быстрой ударной волной, а внешняя часть разрыва отсутствует вообще. Это говорит о том, что внутренняя часть разрыва обусловлена самим процессом пересоединения и тесно связана с наличием обратных токов на торцах токового слоя, что продемонстрировано в [12]. В то же время внешняя часть сильно зависит от факторов, влияющих на общую топологию

токовых слоев: наличие или отсутствие “магнитного препятствия”, неоднородности распределения плазмы вне области пересоединения.

Наконец, подтверждается возможность дополнительного нагрева плазмы ударными волнами вблизи области пересоединения. Во-первых, вблизи торцов токового слоя, где образуются обратные токи, ударные волны являются транс-альвеновскими. Во-вторых, по мере удаления от токового слоя скачок напряженности магнитного поля на разрыве уменьшается, как уменьшается до нуля и скачок плотности. В работе показано, что оба эти фактора способствуют увеличению скачка внутренней энергии плазмы на разрыве. Таким образом, наилучшие условия для нагрева плазмы в рассматриваемой модели пересоединения осуществляются вблизи областей обратных токов. Такой вывод согласуется, например, с представлениями о наличии “сверхгорячей” (с электронной температурой больше 10 кэВ) плазмы в солнечных вспышках [17].

В **заключении** сформулированы выводы и перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

Список литературы

- [1] Sutton G.W., Sherman A. Engineering Magnetohydrodynamics. (New York, San Francisco, Toronto: McGraw-Hill Book Co., 1965).
- [2] Biskamp D. Nonlinear Magnetohydrodynamics. (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 1997).
- [3] R.G. Giovanelli. A theory of chromospheric flares. Mon. Not. Royal Astron. Soc. **158**, 81 (1946).
- [4] Hoshino M., Stenzel R.L., Shibata K. (Eds.) Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas. (Tokyo: Terra Scientific Publishing Co., 2001).
- [5] Сыроватский С.И. О возникновении токовых слоев в плазме с замороженным сильным магнитным полем. ЖЭТФ **60**, 1726 (1971).

- [6] Z. Svestka, B.V. Jackson, M.E. Machado, Eds., Eruptive Solar Flares. (Berlin: Springer-Verlag, 1992).
- [7] Сыроватский С.И. Магнитная гидродинамика. УФН. **62**, 247 (1957).
- [8] Сыроватский С.И. Некоторые свойства поверхностей разрыва в магнитной гидродинамике. Тр. Физич. ин-та им. П.Н. Лебедева АН СССР. **8**, 13 (1956).
- [9] Ugai M. The evolution of fast reconnection in a three-dimensional current sheet system. Phys. Plasmas. **15**, 082306 (2008).
- [10] Zenitani S., Miyoshi T. Magnetohydrodynamic structure of a plasmoid in fast reconnection in low-beta plasmas. Phys. Plasmas. **18**, 022105 (2011).
- [11] Марковский С.А., Сомов Б.В. Некоторые свойства магнитного пересоединения в токовом слое с ударными волнами. Физика солнечной плазмы. С. 45. (М.: Наука, 1989).
- [12] Безродных С.И., Власов, В.И., Сомов Б.В. Письма в Астрон. журн. **33**, 153 (2007).
- [13] Безродных С.И., Власов, В.И., Сомов Б.В. Письма в Астрон. журн. **37**, 133 (2011).
- [14] Sui L., Holman G.D., Evidence for the formation of a large-scale current sheet in a solar flare. Astrophys. J., **596**, L251 (2003).
- [15] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. (М.: Наука, 1966).
- [16] Somov B.V. Plasma Astrophysics, Part I: Fundamental and Practice, Second Edition. (New York: Springer SBM, 2013).
- [17] Somov B.V. Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares, Second Edition. (New York: Springer SBM, 2013).