

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

533.95:537.84

ПЕРЕЗАМЫКАНИЕ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ *)

Б. Б. Кадожцев

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	3
2. Вмороженность магнитного поля	6
3. Равновесие плазмы	7
4. Двумерное перезамыкание	11
5. Токовые слои	12
6. Эксперименты по перезамыканию	13
7. Тиринг-неустойчивость	14
8. Перезамыкание в космической плазме	17
9. Самоорганизация плазмы в токамаках	18
9.1. Магнитные острова	19
9.2. Пилообразные колебания	20
9.3. Магнитный флаттер	22
9.4. Срывы	22
10. Пинчи с обратным полем	23
11. Заключительные замечания	24
Список литературы	25

1. ВВЕДЕНИЕ

При движении плазмы с очень высокой электропроводностью имеет место замечательное свойство «приклеенности» магнитных силовых линий: при движении плазмы силовые линии следуют за ней, будучи как бы «вморожены» в плазму. Свойство вмороженности существенно облегчает анализ сил со стороны магнитного поля, возникающих при смещении плазмы от первоначально равновесного состояния. Тем самым значительно упрощается анализ устойчивости равновесных состояний плазмы. Кроме того, свойство вмороженности, казалось бы, гарантирует сохранение топологии магнитных силовых линий при более сложных движениях плазмы. Оказывается, однако, что это последнее утверждение не вполне верно. Дело в том, что при сложном движении плазмы силовые линии с различными направлениями могут подходить очень близко друг к другу, почти соприкасаясь (рис. 1, а). При дальнейшем движении плазмы силовые линии могут разойтись в прежней топологии, а могут и «перезамкнуться», как показано, на рис. 1, б. При наличии конечной, хотя и очень большой, электропроводности такое перезамыкание может произойти без касания линий, а всего лишь при тесном их сближении. Разумеется, сам факт сближения силовых линий с сильно различающимися направлениями магнитного поля означает, что вблизи точки сближения имеется достаточно высокая плотность электрического тока. Таким образом, при

*) Статья на английском языке публикуется в журнале «Reports on Progress in Physics».

перезамыкании конечная электропроводность «срабатывает» только в малых областях с высокой плотностью тока, но при этом может происходить существенное изменение топологии силовых линий, которое может сказаться на движении всей плазмы.

Важность процессов перезамыкания была понята вначале в применении к физике Солнца и магнитосферы Земли. Первые идеи о возможности перезамыкания силовых линий в нейтральных точках в плазмах были высказаны довольно давно в применении к солнечным (Джованелли, 1947) и магнитосферным (Данжи, 1958) физическим явлениям. Данжи (1961) на основе простых физических соображений о перезамыкании силовых линий магнитосферы Земли со встречными полями солнечного ветра объяснил, как в результате

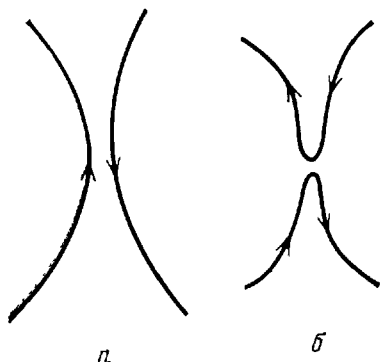


Рис. 1. Сближение (а) и перезамыкание (б) силовых линий

переброса «разрезанных» силовых линий на ночную сторону Земли происходит образование магнитного хвоста. Накапливаемые в хвосте силовые линии приводят к образованию нейтрального слоя между полями противоположных направлений. Акасофу (1964) показал, что перезамыкание в нейтральном слое магнитного хвоста является наиболее естественным механизмом освобождения магнитной энергии хвоста и возбуждения суббурь.

Простейшие модели перезамыкания были предложены Паркером (1963), Свитом (1958) и Печекком (1964). В этих моделях существенную роль играет сопротивление плазмы, обеспечивающее перенос силовых линий через

так называемую x -точку, т. е. точку пересечения встречных полей. Для условий магнитосферы Земли более адекватно кинетическое описание плазмы в отсутствие столкновений. Роль диссипации, обеспечивающей перевод части магнитной энергии в плазму и перенос силовых линий через x -точку, выполняется в этом случае частицами, ускоряющимися в процессе перезамыкания. А сам процесс перезамыкания начинается как результат неустойчивости нейтрального слоя, по которому течет ток также в виде плоского слоя, по отношению к стягиванию этого тока в отдельные токовые нити. Эта неустойчивость называется тиринг-неустойчивостью. Коппи, Лаваль и Пелла (1966) были первыми, кто предложил тиринг-неустойчивость как механизм инициирования процесса перезамыкания силовых линий и суббури. Позднее Шиндлер (1974) показал, что малая поперечная к слою компонента магнитного поля полностью подавляет электронную тиринг-моду, т. е. исключает электроны из процесса диссипации. Таким образом, только ионная тиринг-мода представляется относящейся к делу. Галеев и Зеленый (1975, 1976) пояснили, почему суббуря имеет характер внезапного взрыва, опираясь на линейный анализ и показав, что тиринг-неустойчивость возможна только в определенном интервале значений поперечного магнитного поля. Даже слабое начальное возмущение может перевести этот слой в состояние с x -точками, где стабилизация поперечным полем отсутствует и тиринг-неустойчивость развивается в нелинейном режиме (Галеев, Коронити и Ашур-Абдалла, 1978).

Кинетические и МГД-неустойчивости в нелинейном режиме изучались численно во многих работах, их результаты будут обсуждены в данном обзоре.

Другой круг явлений, связанных с процессом перезамыкания, относится к солнечным вспышкам, во время которых происходит достаточно быстрая перестройка магнитного поля с превращением части магнитной энергии в энергию ускоренных частиц. Для описания этого круга явлений более адекватной представляется модель перезамыкания Сыроватского (1966).

В этой модели перезамыкание рассматривается как динамический процесс, сопровождающийся уменьшением плотности вблизи x -точки и образованием токового слоя. Тем самым создаются условия, способствующие ускорению частиц.

Для изучения процессов перезамыкания были поставлены специальные лабораторные эксперименты (Сыроватский, Франк и Ходжаев, 1973; Стенцель и Гекельман, 1979, 1981), которые подтвердили теоретические представления.

Оказалось, однако, что процессы перезамыкания совершенно неожиданно проявились в экспериментах, в которых все усилия экспериментаторов были направлены на получение спокойной плазмы без каких-либо динамических процессов. Мы имеем в виду эксперименты по термоядерным исследованиям. Наиболее устойчивой плазма, казалось бы, должна быть в условиях, когда она стабилизирована сильным магнитным полем. Установка такого типа называется токамаком. Упрощенно это — тороидальная камера с сильным продольным магнитным полем, в которой плазма создается и поддерживается в горячем состоянии протекающим по плазме продольным током. Идеально, в такой плазме должны образовываться вложенные друг в друга тороидальные поверхности, на которых располагаются магнитные силовые линии. Однако оказалось, что поведение плазмы гораздо сложнее этой идеальной картины. Еще в ранних экспериментах Арцимовича, Мирнова и Стрелкова (1964) и Горбунова и Разумовой (1963) было обнаружено, что в плазме токамака иногда неожиданно развивается так называемая неустойчивость срыва, которая приводит к выбросу части полоидального магнитного потока за пределы плазмы, а иногда приводит к полному разрушению плазмы и прекращению тока.

Долгое время не было ясно, какова природа неустойчивости срыва. Ключ к ее пониманию появился, когда в экспериментах фон Гёлера, Стодика и Саутхофа (1974) было обнаружено другое явление, получившее название пилообразных колебаний или внутреннего срыва. Оно заключается в том, что в глубине плазменного шнура возникают периодические колебания релаксационного типа, в которых центр шнура постепенно разогревается, а затем тепло резко сбрасывается за пределы некоторого цилиндра радиуса r_s , который обычно значительно меньше радиуса плазмы a . Радиус r_s получил название точки переворота фазы колебаний. Кадомцев (1975) предложил простую модель внутреннего срыва, согласно которой сброс тепла из центра связан с развитием винтовой тиринг-моды с последующим полным перезамыканием силовых линий винтового шнура с силовыми линиями окружающих магнитных поверхностей. Эта простая модель оказалась согласующейся с целым рядом наблюдений пилообразных колебаний. Более подробное изучение пилообразных колебаний показало, что иногда картина усложняется развитием турбулентности в области перезамыкания (Дюбуа и Самэн, 1980) и стохастизацией силовых линий (Лихтенберг, 1984).

Объяснение внутреннего срыва позволило развить походы к объяснению малого и большого срывов плазмы. Физическая причина срыва была пояснена простой моделью заброса вакуумных пузырей в плазму из-за винтовой неустойчивости (Кадомцев и Погуце 1973). В этой работе были использованы предложенные авторами редуцированные уравнения магнитной гидродинамики, которые оказались очень удобными для описания нелинейных МГД явлений в плазме токамака. Трехмерная динамика плазмы с развитием многих винтовых мод была численно промоделирована в работах Ваделла с коллегами (1976, 1978, 1979) и Страусса (1976). Это моделирование, в котором большую роль играют процессы перезамыкания силовых линий взаимодействующих мод, показало достаточно правдоподобным, что срывы связаны с нелинейной МГД-неустойчивостью плазменного шнура и проявляются в разрушении магнитной структуры и стохастизации силовых линий магнитного поля.

Другой физический объект, где ярко проявляются процессы перезамыкания, представляет собой пинч с обратным полем. Основанная на частичном перезамыкании силовых линий идея Тейлора (1974) хорошо объясняет равновесную магнитную конфигурацию пинча с обратным полем. Слабые перезамыкания силовых линий при дрожании магнитных поверхностей ответственны за аномальную электронную теплопроводность, как показано Кадомцевым и Погуце (1984).

В настоящее время общепризнано, что перезамыкание силовых линий представляет собой фундаментальный физический процесс в плазме, ответственный за многие явления плазменной активности. Для правильного описания динамики плазмы в магнитном поле его понимание не менее важно, чем представление о вмороженности силовых линий.

При описании процессов перезамыкания удобно различать два типа перезамыкания — вынужденное и спонтанное. При вынужденном перезамыкании перестройка магнитной конфигурации происходит под действием задаваемого извне течения плазмы, которое связано с существованием приложенного к плазме внешнего магнитного поля. Вынужденное перезамыкание более удобно для теоретического описания и численного моделирования, поскольку ряд параметров задается извне. То, что происходит в лабораторной и космической плазмах, обычно ближе к спонтанному перезамыканию. Перед началом перезамыкания в такой плазме имеется определенный запас магнитной энергии, затем в ней начинает развиваться так называемая разрывная (тиринг) неустойчивость, которая и приводит затем к перезамыканию силовых линий и переходу избыточной энергии магнитного поля в кинетическую и тепловую энергию плазмы, а иногда и в энергию ускоренных частиц.

Настоящий обзор построен не в историческом плане обнаружения и описания различных явлений перезамыкания, а по принципу объяснения элементарных физических процессов с последующей иллюстрацией их роли в лабораторных или космических плазмах. Эксперимент и наблюдения показывают, что процессы перезамыкания проявляются обычно в виде релаксационных явлений: некоторое, достаточно продолжительное время плазма эволюционирует спокойно, а затем очень быстро развивается перестройка магнитной конфигурации, сопровождаемая процессами перезамыкания. Поэтому мы начинаем с рассмотрения равновесных (или медленно эволюционирующих) состояний плазмы, ограничиваясь только наиболее важными для последующего изложения примерами. Далее описаны простейшие модели двумерного перезамыкания, в том числе с образованием токовых слоев. Затем представлены результаты некоторых экспериментов, поставленных специально для изучения двумерного перезамыкания плазмы. Затем рассматривается так называемая разрывная неустойчивость плазмы, которая часто является инициатором спонтанного перезамыкания силовых линий. В последующих разделах приведены наиболее важные примеры развития процессов перезамыкания в лабораторных и космических плазмах.

2. ВМОРОЖЕННОСТЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Факт вмороженности магнитного поля в идеально проводящую плазму был установлен основателем магнитной гидродинамики Х. Альвенем.

Его логика была следующей. Пусть плазма с очень высокой электропроводностью движется со скоростью v , и при этом в ней имеется магнитное поле B . Тогда на заряженную частицу плазмы должна действовать сила Лоренца $F = eE + (e/c)[vB]$, где e — заряд частицы, а E — электрическое поле. На электроны и ионы, имеющие противоположные заряды, соответствующие силы действуют в разные стороны, т. е. они должны были бы приводить к возбуждению электрического тока. Но если электропроводность очень велика, т. е. практически бесконечна, то при любой конечной величине генерируемого тока сила F должна быть исчезающе мала. Это значит, что

в идеально проводящей среде электрическое поле автоматически подстраивается под величину $\mathbf{E} = -(1/c) [\mathbf{v}\mathbf{B}]$. Но тогда из уравнения Максвелла

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \operatorname{rot} \mathbf{E} \quad (2.1)$$

следует соотношение

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\mathbf{v}\mathbf{B}]. \quad (2.2)$$

Оказывается, что это уравнение устанавливает закон вмороженности магнитного поля в плазму.

Наиболее просто это видно в двумерном случае, который, как будет видно из дальнейшего, представляет для нас особый интерес, поскольку он позволяет проанализировать и описать самые простые типы перезамыкания. Пусть \mathbf{v} и \mathbf{B} имеют только x - и y -компоненты в прямоугольной системе координат x, y, z . Тогда в силу $\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$ магнитное поле можно представить в виде $\mathbf{B} = [e_z \nabla\psi]$, где e_z — единичный вектор по оси z .

Нам удобно интерпретировать ψ как функцию потока магнитного поля. Как мы видим, $\mathbf{B}\nabla\psi = 0$, т. е. $\psi = \text{const}$ на силовой линии. Если подставить вместо \mathbf{B} его представление через ψ в (2.2), то оно принимает вид

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\psi = 0. \quad (2.3)$$

Это уравнение показывает, что субстанциональная производная $d\psi/dt = 0$, т. е. ψ переносится вместе с плазмой. Если учесть сопротивление плазмы, хотя бы и даже очень малое, уравнение (2.3) модифицируется следующим образом:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \mathbf{v}\nabla\psi = \eta\Delta\psi. \quad (2.4)$$

Величина $\Delta\psi = \operatorname{rot}\mathbf{B} = j_z$, где j_z — плотность электрического тока. Из уравнения (2.4) видно, что при высокой электропроводности правая часть уравнения (2.4) может быть существенной только при условии образования областей с очень высокой плотностью тока j . Такие области называются токовыми слоями. Если токовые слои отсутствуют, то правой частью в (2.4) можно пренебречь, и тогда ψ просто переносится с плазмой, т. е. имеет место вмороженность поля в плазму.

Уравнение (2.2) описывает свойство вмороженности при трехмерном течении плазмы. В этом легко убедиться, если рассмотреть произвольный замкнутый контур l и показать затем, что магнитный поток через магнитную поверхность, натянутую на этот контур, остается постоянным, если контур l движется вместе с плазмой.

Итак, в идеально проводящей плазме силовые линии обладают свойством «приклеенности», а магнитное поле оказывается вмороженным в плазму. Этот факт существенно упрощает качественный анализ явлений, происходящих в замагниченной плазме. Более того, именно благодаря приклеенности силовых линий появляется сама возможность говорить о движении силовых линий как о реальном физическом процессе.

3. РАВНОВЕСИЕ ПЛАЗМЫ

Нередко процесс перезамыкания возникает в виде внезапной перестройки магнитной конфигурации, до того медленно эволюционирующей во времени и близкой к равновесной. Поэтому довольно естественным путем к достижению понимания процессов перезамыкания представляется рассмотрение равновесных магнитных конфигураций и изучение их устойчивости по отношению к возмущениям, нарушающим геометрию магнитного поля.

Для обсуждаемых ниже примеров перезамыкания магнитных силовых линий достаточно рассмотреть лишь некоторые типичные примеры равновесных конфигураций. Если пренебречь действием сил гравитации, то равновесие плазмы описывается уравнением

$$\nabla P = [j\mathbf{B}], \quad (3.1)$$

устанавливающим факт равенства силы газокINETического давления и силы Ампера. Уравнение (3.1) относится к условиям, когда плазма близка к термодинамическому равновесию, т. е. функции распределения электронов и ионов по скоростям близки к максвелловским. Кроме этого, ларморовские радиусы электронов и ионов предполагаются малыми по сравнению с характерным пространственным масштабом изменения давления плазмы. Это последнее условие также есть результат допущения о близости к термодинамическому равновесию: только при его выполнении неравновесность, связанная с протеканием электрического тока, не очень сильно искажает максвелловское распределение.

Из уравнения (3.1) следует, что $\mathbf{B}\nabla P = 0$, $\text{rot } \mathbf{B}\nabla P = 0$. Другими словами, силовые линии магнитного поля и линии тока расположены на поверхностях $P = \text{const}$. Так как в силу $\text{div } \mathbf{B} = 0$, $\text{div } \mathbf{j} = 0$ силовые линии и линии тока не имеют источников и стоков, то ограниченная в пространстве равновесная замкнутая конфигурация может быть только тороидальной. Типичным примером такой конфигурации служит токамак.

В токамаке (рис. 2) силовые линии лежат на вложенных друг в друга осесимметричных тороидальных поверхностях. Магнитное поле складывается из продольного поля B_z , направленного вдоль тора, и полоидального поля B_θ , возникающего из протекающего по плазме продольного электрического тока. Важной характеристикой магнитной конфигурации токамака является величина

В токамаке (рис. 2) силовые линии лежат на вложенных друг в друга осесимметричных тороидальных поверхностях. Магнитное поле складывается из продольного поля B_z , направленного вдоль тора, и полоидального поля B_θ , возникающего из протекающего по плазме продольного электрического тока. Важной характеристикой магнитной конфигурации токамака является величина

$$q = \frac{B_z r}{B_\theta R}, \quad (3.2)$$

где r — малый радиус, а R — большой радиус тороидальной поверхности. Нетрудно видеть, что величина q равна отношению числа оборотов силовой линии по большому азимуту φ к числу оборотов этой же линии по малому азимуту θ при многократном обходе тора.

Плазма токамака устойчива только при выполнении критерия Крускала — Шафранова, $q_a > 1$, где q_a — величина (3.2) на краю плазменного шнура. По этой причине величину q принято называть запасом устойчивости. Давление плазмы в токамаке обычно невелико: отношение давления плазмы к давлению магнитного поля $\beta = 8\pi P/B^2$ не превышает нескольких процентов.

Существуют и другие тороидальные конфигурации, в том числе более сложной геометрии и без продольного тока — так называемые стеллараторы. Однако с точки зрения процессов перезамыкания интересны именно те конфигурации, в которых велик запас магнитной энергии, связанной с протекающими по плазме токами, которая может легко освобождаться в процессе перезамыкания. С этой точки зрения интерес представляет другой класс осесимметричных систем — так называемые пинчи с обратным полем. Пинчи с обратным полем сходны с токамаками, но имеют гораздо большее полоидальное поле, так что у них $q \ll 1$. Давление в таких пинчах невелико,

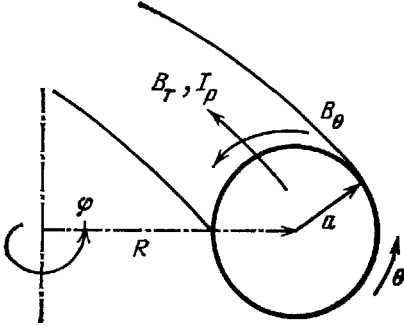


Рис. 2. Равновесие в токамаке

так что соответствующую магнитную конфигурацию можно считать приближенно бессиловой, с током, направленным вдоль поля, т. е.

$$\mathbf{B} = \lambda \mathbf{j}. \quad (3.3)$$

Оказывается, что в пинче с обратным полем величина λ постоянна по сечению и B_z имеет решение в виде функции Бесселя нулевого индекса. При достаточно больших r эта функция становится отрицательной, т. е. на периферии плазменного шнура продольное поле принимает отрицательное значение. Это и объясняет термин пинч с обратным полем. Компонента B_θ имеет вид функции Бесселя индекса один, она возникает благодаря продольному току, протекающему по плазменному шнуру. Пинч с обратным полем — это лишь конкретный частный пример магнитного поля, близкого к бессиловому.

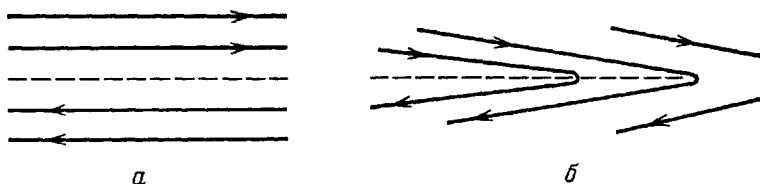


Рис. 3. Нейтральный слой (а) и слой с поперечным магнитным полем (б)

На самом деле бессилловые поля более сложных конфигураций довольно часто встречаются в астрофизике. Например, к их числу принадлежат магнитные поля солнечных пятен. Само пятно — это лишь вторичное проявление присутствия сильного магнитного поля: такое поле подавляет конвекцию и поэтому затрудняет перенос тепла к фотосфере и уменьшает интенсивность ее излучения. Магнитные поля пятен — это всплывающие из глубин Солнца магнитные конфигурации. Над поверхностью Солнца эти поля находятся в разреженной, но хорошо проводящей плазме, поэтому они оказываются бессилловыми. При движении пятен их магнитные поля перераспределяются и могут создавать токовые слои, которые при своем разрушении приводят к перезамыканию силовых линий и к образованию хромосферных вспышек. Сходные процессы образования слоев со встречными полями и затем развития перезамыкания в слое имеют место в хвосте магнитосферы Земли.

Для описания состояния с полями противоположного знака оказывается удобной идеализированная модель нейтрального бесконечного слоя (рис. 3, а). Вдали от слоя магнитное поле предполагается постоянным, равным по абсолютной величине B_0 , но имеющим противоположные знаки по разные стороны от слоя. Посредине слоя магнитное поле обращается в нуль, так что давление поля с двух сторон от слоя должно уравниваться давлением прослойки плазмы. Наиболее популярным для моделирования нейтрального слоя является равновесный слой Харриса, в котором магнитное поле и давление плазмы считаются имеющими вид

$$B = B_0 \operatorname{th} \frac{y}{\Delta}, \quad (3.4)$$

$$P = \frac{B_0^2}{\operatorname{ch}^2(y/\Delta)}, \quad (3.5)$$

где Δ — характерная ширина слоя. Как видно, это распределение удовлетворяет условию равновесия

$$P + B^2 = \operatorname{const}.$$

Равновесие Харриса удобно тем, что оно сохраняет свой вид и в случае очень тонких слоев, когда предпочтительно не МГД-, а кинетическое описа-

ние плазмы. При этом функции распределения электронов и ионов по скоростям имеют вид

$$f_j = n_0 \left(\frac{m_j}{2\pi T_j} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_j u_j^2}{2T_j} \right) \exp \left(-\frac{m_j v^2}{2T_j} + \frac{u_j P_z}{T_j} \right), \quad (3.6)$$

где n_0 — плотность, m_j , T_j — масса и температура частиц сорта j , $P_z = m_j v_z + (e_j A_z/c)$ — обобщенный момент, $A_z(y) = -\psi(y)$ — векторный потенциал магнитного поля. Оказывается, что токовые скорости u_j совпадают с так называемыми дрейфовыми скоростями:

$$u_j = -\frac{c T_j}{e_j B n} \frac{dn}{dy}, \quad (3.7)$$

а давление плазмы равно $p = n(T_e + T_i)$.

Наряду с простым одномерным нейтральным слоем для некоторых приложений представляет интерес равновесный слой с поперечной компонентой магнитного поля (рис. 3, б), когда магнитное поле имеет двумерную геометрию. Если поперечная компонента поля B_y очень мала, то отклонение от

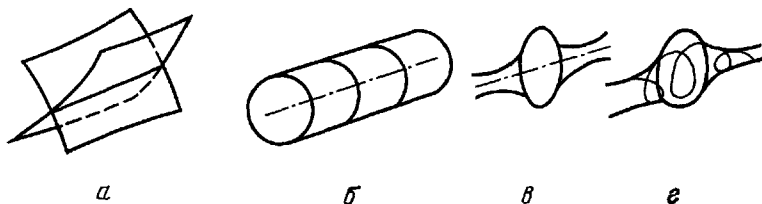


Рис. 4. Нейтральная линия из x -точек (а), 0-точек (б), касп-геометрия (в) и касп с продольным током (г)

решения Харриса также будет мало: слабое натяжение силовых линий вдоль оси x , равное $B_y \partial B_x / \partial y$, легко уравнивается слабым градиентом давления плазмы вдоль слоя, т. е. малой величиной $\partial(nT_e + mT_i)/\partial x$.

Указанное равновесие легко допускает обобщение на случай наличия магнитного поля по оси z . Если это поле однородно, то имеет место то же самое равновесие. Однако при наличии достаточно сильного магнитного поля B_z давление плазмы может быть меньше величины (3.5), в этом случае давление компоненты поля B_x уравнивается давлением компоненты поля B_z . В частности, возможна и бессильная конфигурация, когда $B^2 = \text{const}$.

Кроме равновесия с нейтральным слоем, при рассмотрении процессов переа замыкания представляют интерес также геометрии с нейтральными линиями и точками. В качестве простейшего примера равновесия с нейтральной линией мы рассмотрим магнитное поле (с плазмой) от двух параллельных проводников с текущим по ним током в одном направлении (рис. 4, а). Как мы видим, нейтральная линия представляет собой совокупность x точек, где происходит пересечение двух частей сепаратрисной поверхности, разделяющей области с различной топологией магнитного поля. Рассматриваемое равновесие допускает наличие магнитного поля, направленного вдоль стержней с током. Кроме нулевой линии, состоящей из x -точек, возможна нулевая линия из 0-точек: это просто ось симметрии плазменного шнура с током (рис. 4, б). Что касается равновесия с нулевой точкой, то оно осуществляется в так называемой «касп»-геометрии, создаваемой, например, полями двух соосных колец с токами, текущими в противоположных направлениях (рис. 4, в). Если вдоль оси симметрии протекает ток по плазме, то нулевая точка сохраняется, а геометрия силовых линий становится несколько более сложной (рис. 4, г).

Разложением около нулевой линии или точки можно показать (Буланов, и Сасоров, 1978), что рис. 4 исчерпывает все случаи нулевых линий и точек.

4. ДВУМЕРНОЕ ПЕРЕЗАМЫКАНИЕ

В реальных условиях перезамыкание развивается, как правило, в виде спонтанного процесса из-за потери устойчивости равновесной конфигурации. Однако для более ясного понимания самого процесса перезамыкания часто пользуются идеализированной моделью вынужденного перезамыкания.

При вынужденном перезамыкании перестройка магнитного поля происходит вблизи нулевых линий или точек вследствие медленного изменения внешних параметров равновесного состояния. Рассмотрим сначала более простую картину двумерного вынужденного перезамыкания. Простейшая модель двумерного перезамыкания была предложена Паркером (1963) и Свитом (1958). Она изображена на рис. 5. Пусть слой перезамыкания имеет толщину δ . Перезамкнувшиеся силовые линии в этом слое подобно «рогатке» выбрасывают плазму со скоростью масштаба C_A (см. рис. 5). Через время $t \approx \delta/C_A$ слой обновляется, и скорость движения вещества к слою перезамыкания может быть оценена как $u \approx \delta/t$. С другой стороны, толщина слоя определяется скоростью проникновения магнитного поля в плазму за счет конечной проводимости, т.е. $\delta^2 = \eta t$. Отсюда находим

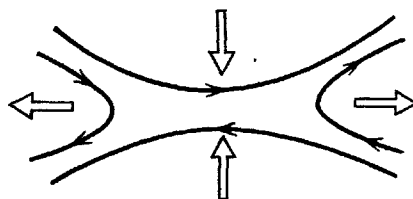


Рис. 5. Модель Паркера — Свита для двумерного перезамыкания вблизи x -точки.

Крупные стрелки показывают движение вещества

$$u \approx C_A (Re_m)^{-1/2}, \quad Re_m = \frac{C_A b}{\eta}. \quad (4.1)$$

Явления перезамыкания силовых линий наблюдаются и в солнечной, и в околоземной плазме. Однако скорость такого перезамыкания, как правило, значительно превышает оценку (4.1).

Для объяснения более быстрого перезамыкания Печекон была предложена более сложная модель со стационарными альвеновскими волнами. В своей простейшей форме стационарного двумерного МГД-течения она схематически представлена на рис. 6. Она характеризуется наличием двух пар медленных ударных волн, стоящих спиной друг к другу. Эти волны резко искривляют и ускоряют течение плазмы, так что она с большей скоростью выбрасывается из области перезамыкания, чем это было в модели Паркера — Свита. Скорость перезамыкания можно характеризовать величиной $M = u/C_A$, где u — скорость вещества перед разрывом, а C_A — альвеновская скорость перед разрывом. В модели Печекона на первый взгляд эта величина $M \lesssim 1$, т. е. она, казалось бы, допускает очень большие скорости перезамыкания. Именно поэтому модель Печекона оказалась очень привлекательной для описания различных типов взрывных магнитных процессов, сопровождающихся освобождением большого количества магнитной энергии в течение очень короткого времени.

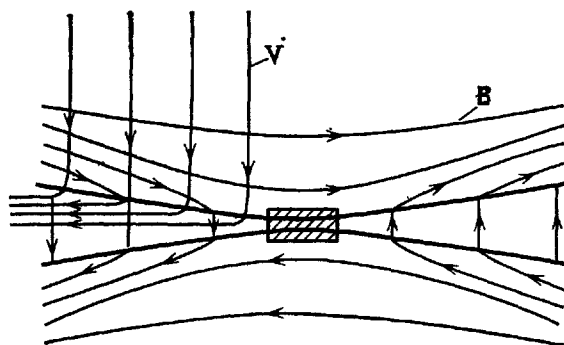


Рис. 6. Модель Печекона для быстрого перезамыкания

Для большинства приложений, разумеется, интерес представляет случай очень низкого сопротивления плазмы, которое определяет темп

перезамыкания силовых линий вблизи x -точки. Недавно Бискамп (1983) обратил внимание на то, что при численном моделировании модели Печека возникает трудность, связанная с медленностью резистивного перезамыкания в x -точке. Чтобы восстановить темп перезамыкания, приходится привлекать представление об аномальном сопротивлении (Сато, 1979). Это сопротивление не обязательно должно быть связано с кинетическими эффектами, а может возникать из-за сложного трехмерного течения плазмы при турбулизации переходного слоя. Например, Пикельнер (1971) сравнительно давно обратил внимание на возможный процесс аннигиляции встречных полей, когда освободившаяся от магнитного поля плазма выдавливается из токового слоя между силовыми линиями и не мешает сближению свежих слоев встречных полей. С этими оговорками модель Печека представляется отвечающей действительности для многих случаев быстрой аннигиляции встречных полей.

5. ТОКОВЫЕ СЛОИ

При движении идеально проводящей жидкости с магнитным полем довольно легко могут образовываться токовые слои. Токовый слой разделяет две области с противоположно направленными полями, как показано на рис. 3, *a*, а при наличии компоненты поля вдоль слоя (т. е. за чертеж рис. 3, *a*) — области с противоположно направленными поперечными компонентами поля. Как может образоваться такой слой, поясняет рис. 7.

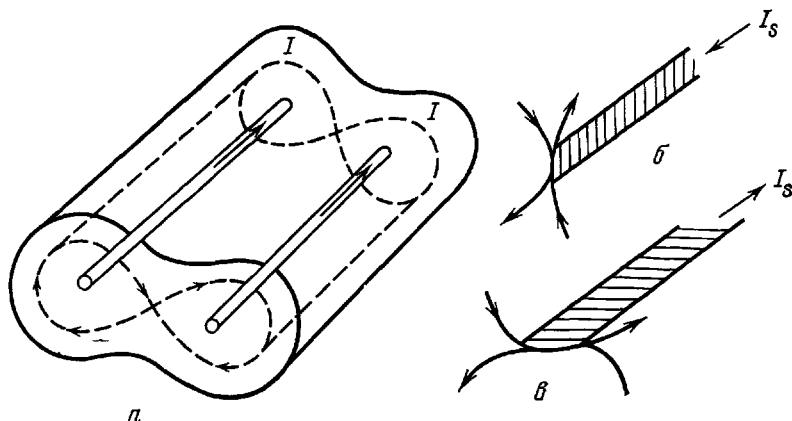


Рис. 7. Поле двух проводников с током (*a*) и образование токового слоя при сближении (*b*) и удалении проводников (*c*)

Допустим, что имеется магнитное поле двух параллельных стержней с токами, направленными в одну сторону (рис. 7, *a*). При этом вблизи оси между стержнями образуется область квадрупольного магнитного поля, так что поле нарастает линеинно с удалением от оси симметрии: $B = B_0 x/a$. Пусть вся область заполнена идеально проводящим газом малого давления. Сдвинем теперь эти стержни друг к другу на малое расстояние δ . При этом магнитные поверхности вблизи стержней сдвинутся вместе со стержнями, а магнитный поток между осью, где первоначально поле было равно нулю, и каждым из стержней должен сохраниться. Это значит, что поле около оси должно подрасти до значения, несколько большего, чем первоначальное поле на расстоянии δ от оси, т. е. должно быть $B > B_0 \delta/a$. По разные стороны от оси симметрии поля направлены противоположно друг другу, так что в центральной области должен появиться токовый слой (рис. 7, *b*). Если стержни отодвинуть друг от друга, то появится токовый слой с противоположно направленным поверхностным током.

В центральной части слой разделяет две области с противоположно направленными магнитными полями. По краям токового слоя, в точках ветвления, картина поля имеет симметричный вид: сепаратриса, разделяющая области с разной топологией силовых линий имеет вид трех плоскостей, сходящихся под углом 120° к линии ветвления. Картина, описанная выше, является следствием сохранения топологии магнитного поля. Ее можно представить себе как предельное состояние при очень медленном изменении поля (или смещении стержней с током).

Временная эволюция этого процесса была рассмотрена Сыроватским (1966). Он обратил внимание на то, что смещение плазмы с полем является переходным процессом со скоростью распространения возмущения, равной локальной альвеновской скорости. Эта скорость обращается в нуль в x -точке. Поэтому вблизи нулевой линии образуется сходящаяся волна типа ударной, что приводит к существенному снижению плотности плазмы около токового слоя. Таким образом, нестационарное формирование слоя происходит сложнее, хотя с точки зрения магнитного поля конфигурация опять имеет вид рис. 7, а.

Токовый слой может возникать также в случае, когда в дополнение к полям рис. 7 имеется продольное магнитное поле, направленное вдоль нейтральной линии. Токовый слой при этом выглядит так же, хотя динамика его образования меняется. Картина еще больше усложняется, если течение не является чисто двумерным (Розенау, 1979). При этом сингулярный ток может перетекать с токового слоя на сепаратрисную поверхность. Такого рода более сложные токовые образования на сепаратрисных поверхностях могут возникать и вблизи нулевых точек.

6. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПЕРЕЗАМЫКАНИЮ

Токовый слой удобен для экспериментального наблюдения перезамыкания магнитных силовых линий. Его можно создать почти так, как показано на рис. 7, но вместо смещения проводников с током достаточно просто изменить ток в стержнях или в плазме.

В экспериментах Сыроватского, Франк и Ходжаева (1973) производилась инъекция плотной плазмы в прямое квазистационарное квадрупольное магнитное поле. Затем в плазме создавался импульсный продольный ток. При достаточно большой электропроводности плазмы в районе нулевой линии магнитного поля создавался нейтральный токовый слой. Ширина слоя в несколько раз превышает его толщину. Измеренные поля хорошо соответствовали теоретической картине образования нейтрального токового слоя. Оябу, Окамура и Кавашима (1974) использовали в своих экспериментах линейное квазистационарное квадрупольное магнитное поле. В эту область инжектировалась плазма, и затем в ней с помощью конденсаторной батареи создавался разряд между двумя сетками. Авторы наблюдали разрыв токового слоя, который приводит к выбросу двух плазменных сгустков, с высокой эффективностью трансформации энергии магнитного поля в кинетическую энергию частиц.

Очень подробный цикл экспериментов по лабораторному моделированию перезамыкания был проведен Стенцелем и Гекельманом (1979, 1981). В установке сравнительно больших размеров (1 м диаметром и 2 м длиной) создавалась разреженная плазма ($n_e = 10^{12}$ см $^{-3}$) с температурой около 10 эВ, очень удобная для подробного изучения с помощью зондов. Квадрупольное магнитное поле создавалось с помощью импульсных токов, протекавших по двум параллельным алюминиевым пластинам, расположенным по бокам плазменного столба. x -точки квадрупольного поля лежат на оси установки. Затем через плазму пропускался ток, направленный противоположно току в пластинах, и изучалось изменение топологии магнитного

поля, а также свойства плазмы, в том числе флуктуации электрического и магнитного полей в плазме.

Эксперименты показали, что в плазме образуется длинный тонкий нейтральный слой, макроскопически устойчивый в течение многих альвеновских времен. В слое имеются магнитные флуктуации, приводящие к случайному образованию небольших магнитных островов в слое. В дополнение к магнитным флуктуациям имеются электрические флуктуации, которые совместно на один-два порядка увеличивают сопротивление плазмы и приводят к более эффективной конверсии магнитной энергии в тепловую энергию и кинетическую энергию частиц.

Таким образом, экспериментальное исследование образования токовых слоев и перезамыкания в них поля показало, что лабораторная плазма ведет себя примерно так, как это предсказывается простейшими теоретическими соображениями.

7. ТИРИНГ-НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

В описанных выше экспериментах изучалось вынужденное перезамыкание, которое создавалось с помощью возбуждения тока в плазме, т. е. при приложении внешнего электрического поля к плазме. В природных явлениях чаще развивается спонтанное перезамыкание. Плазменная неустойчивость, которая приводит к разрушению слоя, называется разрывной неустойчивостью.

Физика этой неустойчивости поясняется на рис. 8. Нейтральный слой можно рассматривать как составленный из большого числа параллельных нитей с током. Параллельные токи притягиваются между собой. Поэтому малое возмущение рис. 8, *а* должно привести к стягиванию приближившихся друг к другу токов и образованию токовых жгутов (рис. 8, *б*). Филаментация тока приводит к образованию магнитных островов.

Эта упрощенная картина не учитывает присутствия плазмы. На самом деле перестройка поля рис. 8, *б* должна сопровождаться появлением токов

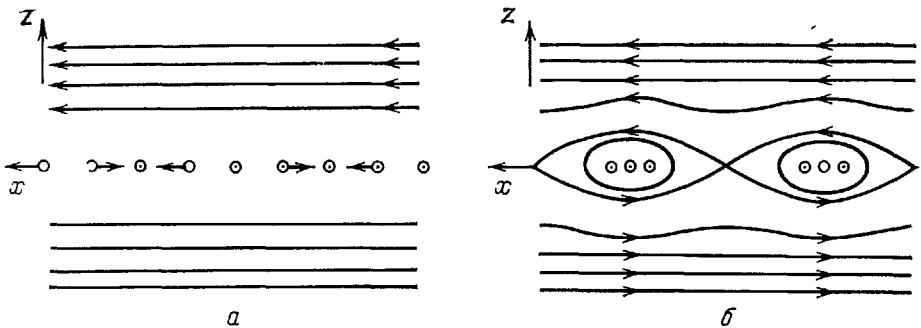


Рис. 8. Тиринг-неустойчивость как филаментация токов в нейтральном слое.
а — Протяжение токов. *б* — Филаментация токов

в плазме, которые, согласно закону Ленца, должны препятствовать изменению поля. В частности, в x -точках, где изменение поля наиболее сильное, должны индуцироваться токи в прежнем направлении. Физически это означает, что вблизи этих точек должно происходить ускорение частиц, а с точки зрения возможной эволюции системы возникает вопрос: не могут ли эти индуцированные токи полностью затормозить тиринг-неустойчивость и воспрепятствовать филаментации. Ответ на него требует более подробного рассмотрения прежде всего линейной стадии тиринг-неустойчивости.

Особенно просто этот анализ выглядит в приближении магнитной гидродинамики с идеальной проводимостью. Вмороженность магнитного поля в плазму гарантирует сохранение топологии магнитного поля, поэтому

неустойчивость может приводить только к периодической модуляции толщины слоя (рис. 9). Можно попытаться найти равновесную конфигурацию такого вида. Ее можно характеризовать функцией потока $\psi(x, y)$, так что электрический ток j -пропорционален $\Delta\psi$. Из условия равновесия следует, что линии потока совпадают с линиями постоянного давления и ток j_x также постоянен на этих линиях, т. е. $\Delta\psi = F(\psi)$. Если ψ представить в виде суммы невозмущенного значения ψ_0 и малого возмущения $\tilde{\psi}$, то уравнение для $\tilde{\psi}$ после линеаризации выглядит как

$$\Delta\tilde{\psi} = \frac{d^2\tilde{\psi}}{dy^2} - k^2\tilde{\psi} = v_0(y)\tilde{\psi}, \quad (7.1)$$

где k — волновое число вдоль x , т. е. $\psi \propto \exp(ikx)$. Величина $v_0(y)$ выражается через ψ_0 .

Например, для слоя Харриса с распределением магнитного поля $B = B_0 \operatorname{th}(y/\Delta)$ величина $\psi_0 = -B_0\Delta \ln \operatorname{ch}(y/\Delta)$, так что в исходном состоянии равновесия $F(\psi) = (B_0/\Delta) \exp(2\psi/\Delta B_0)$. Соответственно после линеаризации уравнения $\Delta\psi = F(\psi)$ в (7.1) получается выражение

$$v_0 = -\frac{2}{\Delta^2} \operatorname{ch}^2 \frac{y}{\Delta}. \quad (7.2)$$

Уравнение (7.1) выглядит как уравнение Шрёдингера с потенциалом $v_0(y)$. В случае слоя Харриса, т. е. при потенциале (7.2), уравнение (7.1) имеет ограниченные при $y = \pm \infty$ решения только при одном значении $k\Delta = 1$. Другими словами, при $k\Delta = 1$ слой нейтрально устойчив по отношению к малому его возмущению с периодом $2\pi/k = 2\pi\Delta$ по оси x .

Что же будет с возмущениями $k\Delta \neq 1$? Общий подход к анализу такого рода возмущений не только для нейтрального слоя, но и для любых более общих равновесных конфигураций, был развит в работе Фюрта, Киллена и Розенблюта (1963). Мы рассмотрим его на примере слоя Харриса.

Рассмотрим опять уравнение (7.1) с потенциалом (7.2) и построим два его решения: $\tilde{\psi}_1$, обращающееся в нуль при $y = -\infty$, и $\tilde{\psi}_2$, стремящееся к нулю при $y = +\infty$. Попытаемся теперь сшить эти решения при $y = 0$. Мы легко можем достигнуть равенства $\tilde{\psi}_1(0) = \tilde{\psi}_2(0)$, но, кроме этого, нужно сшить и производные. В общем случае это невозможно, величина

$$\Delta_s = \frac{1}{\tilde{\psi}_2} \left. \frac{d\tilde{\psi}_2}{dy} \right|_{y=0} - \frac{1}{\tilde{\psi}_1} \left. \frac{d\tilde{\psi}_1}{dy} \right|_{y=0}, \quad (7.3)$$

вообще говоря, не равна нулю. Она равна нулю только при $k\Delta = 1$, и в этом случае существует близкое к начальному периодическое равновесие, т. е. можно говорить о безразличном равновесии. Если $k\Delta > 1$, то величина Δ_s отрицательна, а при $k\Delta < 1$ она положительна. И в том, и в другом случае можно построить равновесие из функций $\tilde{\psi}_1, \tilde{\psi}_2$, но отсутствие шивки по производным означает, что при $y = 0$ следует добавить поверхностный ток, причем его знак определяется знаком величины $\tilde{\psi}\Delta_s$.

Возникает вопрос, может ли такой локальный ток возбуждаться самой динамикой плазмы. Именно в этом и состоит анализ тиринг-неустойчивости: в большей части слоя, где магнитное поле достаточно велико, плазма может

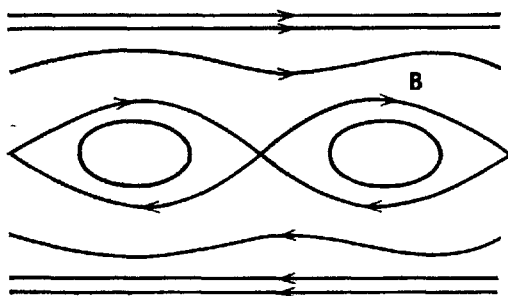


Рис. 9. Тиринг-неустойчивость

находиться в состоянии, близком к равновесию, поскольку инкремент тиринг-неустойчивости мал. И только вблизи нейтрального слоя $y = 0$ следует более точно учесть взаимодействие электромагнитного поля с частицами плазмы. Чтобы неустойчивость нарастала, т. е. происходила филаментация токов, как показано на рис. 8, в x -точках должен происходить обмен потоками, а для этого там должно присутствовать электрическое поле $E_z > 0$. При бесконечной электропроводности этого не может быть, так как в покоящейся в x -точках плазме $E_z = 0$. Однако при наличии конечного хотя бы и малого сопротивления в x -точке появится $E_z > 0$, если в ней возмущенная плотность тока $j_z \sim \Delta \tilde{\psi} > 0$. Для этого требуется $\Delta_s > 0$, т. е. $k\Delta < 1$.

Таким образом, слой Харриса неустойчив по отношению к тиринг-возмущениям с $k\Delta < 1$, причем инкремент нарастания соответствующих возмущений стремится к нулю при $\eta \rightarrow 0$. Соответствующая тиринг-неустойчивость называется поэтому резистивной, она проявляется в плотной лабораторной плазме и не только в тонких слоях, но и в диффузных тороидальных плазмах.

В космической плазме частоты столкновений настолько малы, что более адекватным является бесстолкновительное кинетическое описание плазмы. Подход здесь аналогичен: в дополнение к равновесному во всем слое решению $\tilde{\psi}$ нужно более точно рассмотреть динамику частиц вблизи $y = 0$. В линейном приближении для этого используются линеаризованные кинетические уравнения с самосогласованным полем. Роль диссипации (Лаваль, Пелла и Вюлэмен, 1965; Коппи, Лаваль и Пелла, 1966) в бесстолкновительной плазме берет на себя черенковское взаимодействие частиц с волной возмущения поля. Оказывается, что в простом слое (см. рис. 3, а) более важным является электронное взаимодействие Ландау с волнами, так что электронная тиринг-мода в таком случае всегда приводит к неустойчивости. Однако Бискамп и Шиндлер (1971) показали, что даже очень слабая компонента поля поперек слоя приводит к стабилизации электронной тиринг-моды. Шиндлер (1974) обратил внимание на то, что в этом случае может развиваться ионная мода с затуханием на ионах вблизи слоя с $B_y = 0$.

Более подробный анализ устойчивости нейтрального слоя с учетом как электронов, так и ионов проведен Галеевым и Зеленым (1975, 1976). Они показали, что при увеличении поперечного поля, т. е. $b = B_y/B_0$, очень существенно меняется электронный вклад. В дополнение к тому, что малое B_y/B_0 подавляет электронную диссипацию, высокая электронная проводимость вдоль поля делает непрозрачным тонкий слой плазмы вблизи $y = 0$. Она имеет вид дополнительного узкого, но очень высокого горба в яме $v_0(y)$. Вследствие этого тиринг-мода подавляется. При дальнейшем увеличении B_y/B_0 электронный вклад уменьшается, и только при некотором достаточно большом значении B_y/B_0 появляется возможность для ионной тиринг-неустойчивости. Впрочем, если и дальше повышать магнитное поле B_y , то оно начинает замагничивать ионные орбиты, подавляя диссипацию на ионах, и тиринг-неустойчивость вновь подавляется. Таким образом, если исключить из рассмотрения практически мало интересный случай исключительно малых b , т. е. электронной тиринг-моды, то реальная, ионная тиринг-мода в линейном приближении может развиваться только в определенном интервале значений $b = B_y/B_0$, когда электронный вклад уже не существен, а ионы еще не замагничены.

Галеев, Коронити и Ашур-Абдалла (1978) обратили внимание на то, что ионная тиринг-мода может довольно быстро выходить в нелинейный режим, когда сам инкремент возрастает с амплитудой. Качественно, это происходит из-за того, что область незамагниченных ионов вблизи x -точек расширяется с ростом возмущения. Нелинейная неустойчивость приводит к взрывному росту неустойчивости, что подтверждается и численными расчетами (Терасава, 1981).

После того как нейтральный слой филаментируется, он становится похожим на цепочку токовых нитей на рис. 8, а, которая в свою очередь неустойчива по отношению к слиянию в более крупные нити. Это подтверждается и численными расчетами (Катанума и Камимура, 1980; Лебоёф, Тазима и Даусон, 1982).

Итак, тиринг-неустойчивость является наиболее естественной причиной разрушения токового слоя, причем существуют условия для взрывообразного протекания этого процесса на нелинейной стадии.

8. ПЕРЕЗАМЫКАНИЕ В КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

Именно в астрофизике зародились первые идеи о механизме перезамыкания магнитных силовых линий. Они связаны с попыткой объяснить быстро протекающие процессы конверсии магнитной энергии в кинетическую и тепловую энергию частиц плазмы. Два примера наиболее известны: солнечные

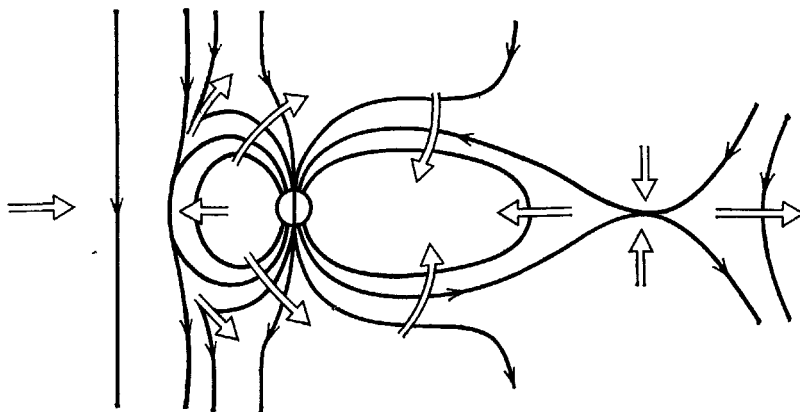


Рис. 10. Схема Данжи образования магнитного хвоста магнитосферы

вспышки с освобождением энергии $\sim 10^{33}$ эрг и геомагнитные суббури с энергией $\sim 10^{22}$ эрг. И в том, и в другом случае сравнительно быстрое перераспределение магнитных полей и трансформация магнитной энергии в тепло, излучение и пучки энергичных частиц довольно естественно связываются с пересоединением магнитных силовых линий. Скорость перезамыкания в солнечных вспышках достаточно велика, она достигает величины $u \sim 0,1 C_A$. Именно большая величина этой скорости побудила Сыроватского с сотрудниками (1973, 1981) и Стенцеля и Гекельмана (1979, 1981) провести эксперименты по лабораторному моделированию токового слоя и перезамыкания силовых линий. Геометрия реальных магнитных полей на Солнце гораздо сложнее, чем в лабораторных экспериментах. Поэтому, несмотря на качественную демонстрацию перезамыкания в экспериментах и многочисленные численные моделирования, утверждать, что солнечные вспышки получили окончательное объяснение, пока еще рано.

Более ясной представляется картина перезамыкания силовых линий в околоземной плазме, в частности в магнитном хвосте. Магнитные перезамыкания вообще играют большую роль в околоземной плазме. В пионерской работе Данжи (1961) было показано, что процессы перезамыкания играют существенную роль при взаимодействии солнечного ветра с магнитосферой и приводят к образованию длинного хвоста магнитосферы. Схема пересоединения силовых линий по Данжи показана на рис. 10. Как изображено на рисунке, налетающий на магнитосферу солнечный ветер может нести с собой межпланетное магнитное поле. Если направление этого поля совпадает с направлением магнитного поля Земли в точке встречи, то ничего особенного не происходит: плазма солнечного ветра просто обтекает магнитосферу.

Если же поле ветра направлено против поля Земли, то в точке встречи происходит перезамыкание силовых линий: силовая линия магнитного поля Земли разрезается пополам и ее концы соединяются с концами разрезанной силовой линии межпланетного магнитного поля. Полученная таким образом магнитная силовая линия, будучи линией магнитного поля Земли на близких расстояниях, переносится вместе с плазмой солнечного ветра на далеком расстоянии от Земли. В результате эта линия переносится в магнитный хвост. Число этих линий со временем накапливается: магнитный хвост растет. При этом в магнитном хвосте образуются рукава из магнитных силовых линий разного знака в северной и южной половине, а между ними создается нейтральный плазмослой. Со временем этот слой становится все тоньше и тоньше и постепенно переходит в метастабильное состояние, обсуждавшееся выше. Теперь достаточно небольшого возмущения, чтобы начался взрывной процесс перезамыкания силовых линий в нейтральном слое: это и есть магнитная суббуря — бурный и сравнительно короткий процесс магнитных возмущений. Так упрощенно явление перезамыкания может быть положено в основу объяснения суббурь, сумма которых составляет магнитную бурю. Реальная картина полной динамики суббури сложнее этой упрощенной модели, но не видно, чтобы ее можно было понять, не привлекая представлений о перезамыкании силовых линий.

9. САМООРГАНИЗАЦИЯ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ

Явление перезамыкания играет большую роль в лабораторных плазмах, в частности в достаточно устойчивой плазме токамака. Схематически плазма токамака изображена на рис. 2. Наличие сильного продольного (вдоль тора)

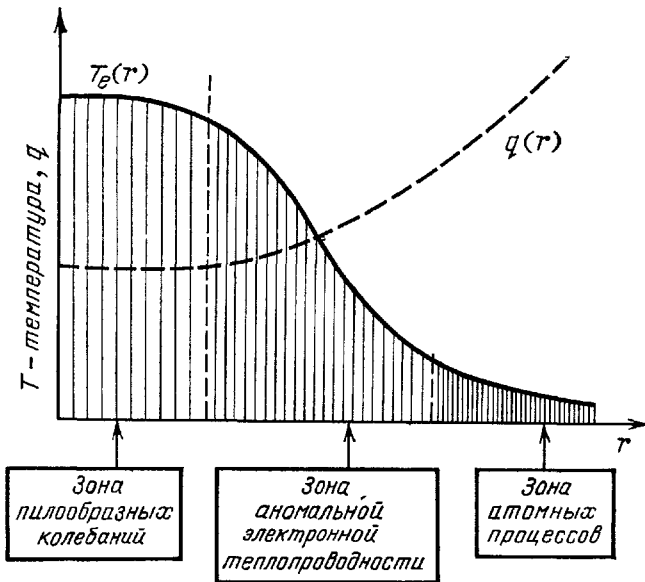


Рис. 11. Распределение температуры $T_e(r)$ и запаса устойчивости $q(r)$ по радиусу в плазме токамака.

Профили распределения температуры и плотности тока определяются коллективными процессами в плазме

магнитного поля в токамаке играет стабилизирующую роль, но и в этих условиях собственная активность плазмы очень тесно связана с процессами перезамыкания магнитных силовых линий. Многие из этих явлений изучены достаточно хорошо и могут служить базисом для более глубокого понимания процессов перезамыкания.

Можно сказать даже больше: процессы перезамыкания играют существенную роль в установлении параметров плазменного шнура, точнее, в формировании устойчивого распределения плотности тока по сечению шнура.

Схематически распределение температуры в плазме токамака изображено на рис. 11, и на этом же рисунке представлена зависимость $q(r)$, где $q = rB_\tau / RB_\theta$ — так называемый запас устойчивости. Эти величины тесно связаны между собой: распределение температуры определяет распределение плотности тока $j = E/\eta$, поскольку удельное сопротивление плазмы зависит от температуры: $\eta = \eta_0 T_e^{-3/2}$. Соответственно плотность тока выше там, где выше температура. Априори не исключена возможность, что весь ток соберется в центр плазменного шнура, где плазма интенсивнее нагревается. Однако этого не происходит, и в действительности устанавливается некоторый самосогласованный профиль температуры и плотности тока, который определяется коллективными процессами в плазме. Можно сказать, что плазма токамака является самоорганизующейся физической системой.

Условно, все сечение плазмы токамака можно разбить на три зоны. Во внутренней зоне, как мы увидим ниже, плотность тока контролируется так называемыми внутренними срывами или пилообразными колебаниями. Эти периодически повторяющиеся процессы перезамыкания не дают плотности тока увеличиться, ограничивая ее на уровне, соответствующем величине $q \approx 1$. Далее идет зона аномальной электронной теплопроводности, в которой важную роль играют мелкомасштабные перезамыкания силовых линий — так называемый магнитный флаттер, и, наконец, на периферии расположена зона более холодной резистивной плазмы, в которой повышены переносы и шумы в плазме и которая играет заметную роль в формировании полных профилей $T_e(r)$, $q(r)$.

9.1. Магнитные острова

Чтобы яснее представить себе физику плазмы токамака, нужно более отчетливо знать реакцию плазмы на малые возмущения. Другими словами, следует понимать, при каких условиях плазма устойчива, а если есть какие-либо неустойчивости, то нужно знать, к чему они могут привести. Прежде всего это нужно знать в рамках МГД-приближения.

У плазмы токамака есть два источника неравновесности, которые могут привести к неустойчивости: наличие тока в плазме и наличие градиента давления в плазме. В рассматриваемом нами аспекте перезамыканий неравновесность тока более важна. Поэтому мы условно будем рассматривать упрощенную ситуацию бессиловой плазмы.

МГД-устойчивость идеальной плазмы очень чувствительна к распределению плотности тока по радиусу, или, более конкретно, к распределению $q(r)$. Напомним, что $q(r)$ — это отношение числа оборотов по большому радиусу к числу оборотов по малому радиусу (при стремлении этих чисел к бесконечности). Если q равно рациональному числу m/n , то это означает, что соответствующая линия замыкается сама на себя после m оборотов по большому и n оборотов по малому радиусу. Возмущения в плазме в линейном приближении можно считать суперпозицией гармоник вида $\exp(in\varphi \pm im\theta)$, где φ — большой, или тороидальный, азимут, а θ — малый, или полоидальный, азимут. Как мы видим, возмущение с номерами m/n находится в резонансе с силовой линией в точке $q(r) = m/n$. Как мы увидим ниже, это обстоятельство оказывается очень важным, в особенности для резистивной плазмы. Но сначала рассмотрим идеальную плазму.

Неустойчивости идеальной плазмы по отношению к возможности освобождения магнитной энергии тока принято называть винтовыми или кинк-модами. Это неустойчивости, связанные с винтовыми возмущениями с определенными парами m/n . При плоском распределении тока по радиусу, $j(r) = \text{const}$, величина q также постоянна по радиусу, и это самая неустойчивая ситуация: оказывается, что возмущения с любыми m/n неустойчивы по отношению к винтовому искривлению границы плазменного шнура. Реальное распределение рис. 11 более устойчиво: при изменении полного тока,

т. е. $q(a)$, можно найти окна устойчивости по отношению к идеальным кинк-модам. Однако в резистивной плазме могут развиваться еще тиринг-неустойчивости. Тиринг-моды токамака сходны с рассмотренными ранее на примере нейтрального слоя. В линейном приближении можно опять получить два равновесных решения для $\tilde{\psi}(r)$ снаружи и внутри от резонансной точки r_s , где $q(r_s) = m/n$. Если в этой точке величина Δ_s , равная разности логарифмических производных $\tilde{\psi}$, положительна, то в плазме начинает развиваться резистивная мода.

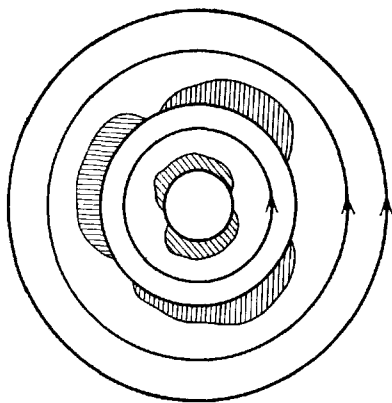


Рис. 12. Магнитные острова на поверхностях с $q = 2$ и $q = 3$

Соответственно на магнитных поверхностях начинают возникать магнитные острова (см. рис. 12, где изображены острова при $q = 2$ и $q = 3$). Ширина острова b определяется качественно из условия, что разность логарифмических производных, взятых в точках $r_s \pm b/2$, должна равняться нулю. Далее этого предела остров, казалось бы, развиваться не должен (см., впрочем, далее раздел 9.4 по неустойчивости срыва). В плазме токамака, как правило, присутствуют винтовые возмущения, наблюдаемые снаружи по колебаниям магнитного поля — так называемые осцилляции Мирнова. Внутри плазмы им соответствуют магнитные острова. Следует иметь в виду, что из-за тороидальности плазмы токамака мода m/n обычно сопровождается сателлитами $m \pm (s/n)$ с меньшей амплитудой $\sim (r/R)^s$. Таким образом, реальная конфигурация токамака не вполне соответствует вложенным магнитным поверхностям, а содержит еще магнитные острова. Но поскольку сами эти острова узкие, то существенного искажения магнитной структуры глобального характера не происходит.

9.2. Пилообразные колебания

В 1974 г. фон Гёлер, Стодик и Саутхоф на токамаке обнаружили очень любопытное явление пилообразных колебаний электронной температуры

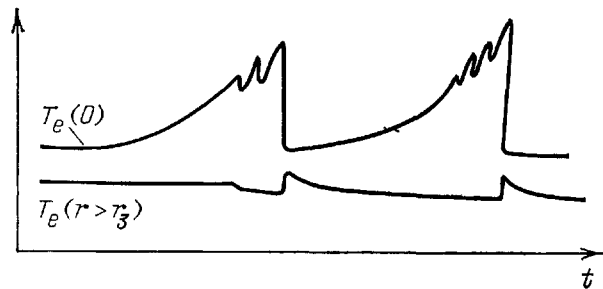


Рис. 13. Пилообразные колебания

в центре плазменного шнура. Пилообразные колебания выглядят как периодический процесс, состоящий в медленном нарастании температуры электронов в центре плазмы, затем на фоне этого нарастания появляются колебания винтовой моды $m = 1/n = 1$, которые сменяются затем резким сбросом температуры внутри некото-

рой области $r < r_s$. Снаружи от этой области, т. е. при $r > r_s$, температура резко возрастает. Радиус r_s , как обычно, — радиус инверсии. Схематически пилообразные колебания изображены на рис. 13. Простая физическая модель этого явления была предложена Кадомцевым (1975). Предположим, что в центре плазменного шнура запас устойчивости $q(0)$ меньше единицы, так что в области $q < 1$ возможно развитие внутренней винтовой моды $m = 1/n = 1$. По отношению к такому возмущению

нию поперечная компонента магнитного поля $B_* = B_\theta - (r/R)B_z$ оказывается имеющей разные знаки по разные стороны от точки $r = r_s$, где $q = 1$. Тогда вблизи $r = r_s$ оказывается возможным перезамыкание силовых линий, как показано на рис. 14. Подчеркнем, что точка r_s в этой модели связывается с положением $q(r_s) = 1$, что в самом деле согласуется с экспериментальными данными по определению профиля $q(r)$. В предположении параболического начального профиля плотности тока вблизи оси из сохранения потока можно

найти радиус области перезамыкания $r_0 = (2r_s)^{1/2}$. Это значение близко к экспериментальному. Удовлетворительное согласие с экспериментами показало и численное моделирование развития и перезамыкания (Днестровский, Лысенко, Смит, 1977; Вагдел, Розенблют и коллеги, 1976). Эта модель была несколько усовершенствована Паралом и Переверзевым (1980), чтобы учесть распределение тока, обусловленное последовательностью пилообразных зубцов. Тем не менее нельзя сказать что физика пилообразных колебаний выяснена до конца. Во-первых, не очень ясно, какая именно неустойчивость служит триггером для старта моды $m = 1$. В рамках идеальной магнитной гидродинамики внутренней моды $m = 1$ при обычных давлениях плазмы в токамаках должна быть устойчивой (Буссак с коллегами, 1975). Более неустойчивыми являются диссипативные моды (Буссак с коллегами, 1978), которые в горячей плазме усложняются дрейфовыми эффектами.

Важно отметить, что в некоторых экспериментах в обычных режимах с $q(a) > 2$ перезамыкание не всегда идет до конца. На установке ТФР (Дюбуа, Пекэ, Ревердэн, 1983) результаты наблюдений пилообразных колебаний лучше согласуются с моделью неполного перезамыкания, которая трактуется Дюбуа и Самэном (1980) как модель с МГД-турбулентностью в x -точке сепаратрисы.

Разумеется, картина спокойного ламинарного и притом полного перезамыкания является упрощенной. Во-первых, само выбрасывание плазмы из x -точки может служить источником сильных возмущений плазмы внутри острова, там может возбуждаться МГД-турбулентность. Кроме того, как было отмечено Лихтенбергом (1984), из-за тороидальности область вблизи сепаратрисы может стать стохастической. В результате дочерний остров A (рис. 14) может оказаться полностью стохастизированным, и тогда пересоединение может приостановиться: сила, выталкивающая внутренность плазменного шнура к периферии, исчезает.

Итак, перезамыкание силовых линий является наиболее естественным механизмом пилообразных колебаний. Перезамыкание может идти до конца или оно может приостановиться, если вновь образованный месяцевидный остров окажется турбулизованным.

Пилообразные колебания играют большую роль в формировании профиля тока в токамаке: они не позволяют $q(r)$ спустится заметно ниже единицы

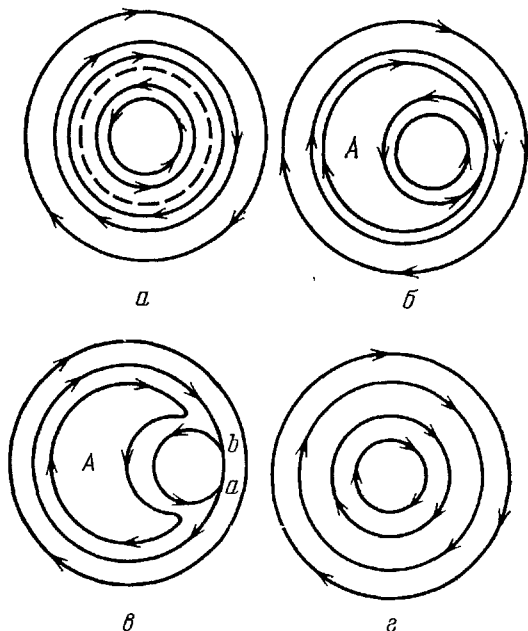


Рис. 14. Модель полного перезамыкания силовых линий в пилообразных колебаниях

в центре шнура (впрочем, имеются эксперименты, которые не противоречат допущению $q(0) < 1$, пилообразные колебания при этом отсутствуют). Как уже отмечалось выше, пока еще не ясно, что является триггером пилообразных колебаний.

9.3. Магнитный флаттер

Обсудим теперь вторую и третью зоны рис. 11. В этих областях, как показывает эксперимент, основным каналом потерь энергии плазмы и соответственно установления профиля температуры является аномальная электронная теплопроводность. Наиболее аккуратные данные по определению величины электронной теплопроводности были получены на установке Т-11 Мережкиным и Муховатовым (Мережкин, 1978). Они показали, что электронная температуропроводность χ_e пропорциональна величине $(v_{th}/qR)c^2/\omega_{p1}^2$. Это соотношение, замеченное ранее Окавой (1978), имеет довольно простой физический смысл: c/ω_{p1} — это толщина бесстолкновительного скин-слоя, а qR/v_{th} — характерное время пролета электрона вдоль силовой линии, характерная длина которой $\sim qR$. Таким образом, естественно возникает картина, которую можно назвать магнитным флаттером (Каллен и др., 1979; Кадомцев и Погуце, 1984). Магнитные поверхности токамака могут испытывать колебания и вследствие этого близко подходить друг к другу. При идеальной проводимости они не могут обмениваться силовыми линиями. Однако на расстоянии c/ω_{p1} магнитное поле не может быть вморожено в плазму из-за продольной инерции электронов, играющей роль бесстолкновительного сопротивления. Таким образом, при дрожании поверхностей происходит перезамыкание силовых линий на длине $\sim c/\omega_{p1}$, и электроны могут перетекать с одной поверхности на другую. Источником колебаний магнитных поверхностей могут служить колебания плазмы на периферии плазменного шнура в сочетании с возбуждаемыми ими магнитными островами.

9.4. Срывы

Еще более интригующее явление взрывного разрушения плазменного шнура было открыто в самых ранних исследованиях на токамаках (Арцимович, Мирнов и Стрелков 1964; Горбунов и Разумова, 1963). При срыве

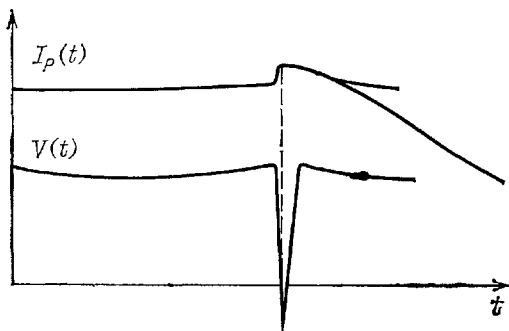


Рис. 15. Ток в плазме и напряжение обхода при срыве

происходит резкое уплотнение распределения плотности тока в шнуре. При этом из плазмы выбрасывается часть полоидального потока, срыв сопровождается сильными МГД колебаниями и выбросом заметной доли энергии плазмы на стенки. Большой срыв приводит к полному прекращению тока в плазме.

Уплотнение профиля плотности тока регистрируется по уменьшению индуктивности плазменного шнура и подскоку тока, а выброс некоторой доли полоидального потока, по отрицательному пику на напряжении обхода, как показано на рис. 15. Естественно считать, что срыв связан с МГД-перестройкой магнитной конфигурации. Сходство явлений пилообразных колебаний и срывов подсказывает, что оба эти явления могут быть связаны с процессами перезамыкания силовых линий.

Для понимания того, как может сбрасываться энергия полоидального поля, была полезной идеализированная модель Кадомцева, Погуце (1973)

проникновения винтовых вакуумных пузырей внутрь шнура. Она была основана на упрощенных уравнениях гидродинамики плазмы в сильном магнитном поле, которые затем использовались для моделирования более сложной трехмерной динамики плазмы (Ваделл с коллегами, 1975, 1978, 1979; Страусс, 1976). В более сложных моделях учитывается возбуждение многих мод с различной винтовой симметрией, т. е. различными m/n . Такие моды могут взаимодействовать либо косвенно путем квазилинейного изменения профиля плотности тока, либо напрямую из-за нелинейного зацепления. Существуют различные подходы к анализу такого взаимодействия.

Вессон, Сайкс и Тернер (1982) полагают, что одно лишь обратное влияние моды $m = 2$ на профиль тока может привести к состоянию нелинейной неустойчивости этой моды. Захаров (1980, 1981) рассмотрел вопрос о возможности нелинейной неустойчивости с помощью анализа винтовых равновесий и привел аргументы в пользу разрушения плазменного столба при винтовом его возмущении. Нелинейная вспышка сцепленных между собой тиринг-мод была показана численными экспериментами (Ваделл с коллегами, 1978, 1979; Каллен с коллегами, 1979). Главным нелинейным механизмом представляется взаимодействие мод $m = 2/n = 1$ и $m = 3/n = 1$, которые затем порождают набор многих мод с различными m/n . Численное моделирование неплохо описывает экспериментально наблюдаемые черты срыва.

Таким образом, представляется довольно правдоподобным, что неустойчивость срыва связана с нелинейной МГД-неустойчивостью плазменного шнура и проявляется в разрушении магнитной структуры и стохастизации силовых линий магнитного поля. С точки зрения движения плазмы МГД-турбулентность во время срыва, вероятно, сходна с обычной турбулентностью жидкости.

10. ПИНЧИ С ОБРАТНЫМ ПОЛЕМ

Еще большую роль играют процессы перезамыкания в пинчах с обратным полем. Пинч с обратным полем — это тоже тороидальный разряд, стабилизированный продольным полем, но, в отличие от токамака, имеющий $q \ll 1$. Другими словами, в RFP продольное магнитное поле одного порядка

величины с собственным полем тока. Сравнительно давно было обнаружено, что в таком пинче продольное магнитное поле меняет знак на периферии разряда, чем и объясняется название RFP. На рис. 16 в качестве примера показано распределение продольного и полоидального магнитных полей в установках НВТХ1А (Бодин, 1984). Как видно, распределения продольного B_ϕ и полоидального B_θ полей близки соответственно к нулевой и первой функции Бесселя. Этот факт был объяснен Тейлором (1974) как результат релаксации магнитной конфигурации к состоянию с минимумом магнитной

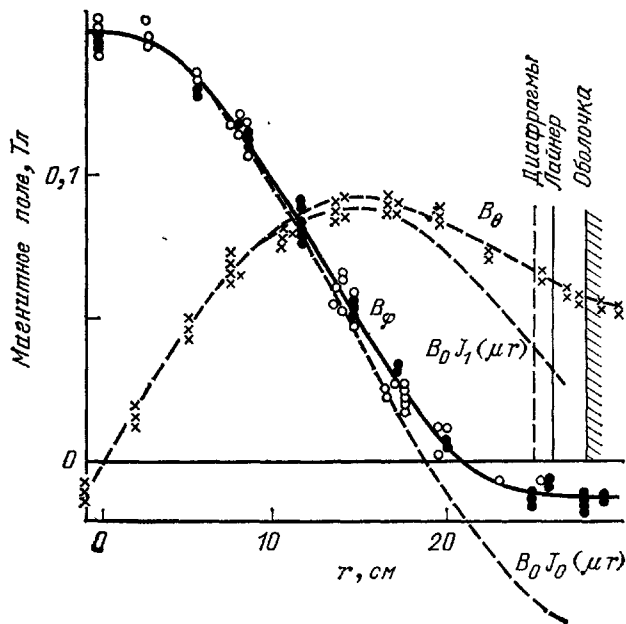


Рис. 16. Экспериментальные профили тороидального (продольного) и полоидального магнитных полей в НВТХ1А

энергии при заданной винтовости. Эта релаксация происходит с перезамыканием силовых линий. В качестве простейшей модели эту релаксацию рассматривают в рамках перезамыкания на модах $m = 1$. Но это не обязательно. Если магнитное поле слегка стохастизировано, то силовые линии диффундируют поперек плазменного шнура. В конфигурации, близкой к бессиловой, $\mathbf{j} = \lambda \mathbf{B}$, где $\lambda = \text{const}$ вдоль силовой линии (это следует из условия $\text{div } \mathbf{j} = \mathbf{B} \nabla \lambda = 0$). И так как одна силовая линия покрывает все сечение, то λ можно считать не зависящей от r , а это автоматически приводит к модели функций Бесселя. Аналогичное рассуждение можно привести и в терминах переноса электронного момента тока вдоль стохастизированных силовых линий (Расбридж, 1982) либо в терминах магнитного динамо. Однако суть физической картины остается прежней: перезамыкания слабо разрушают конфигурацию вложенных магнитных поверхностей и приводят к релаксации магнитной конфигурации к модели функций Бесселя.

11. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Идея перезамыкания силовых линий оказалась очень плодотворной. Она оказалась ключевой в объяснении целого ряда явлений в лабораторной и космической плазмах, имеющих характер взрывной трансформации энергии магнитного поля в тепло и кинетическую энергию частиц. Только идея перезамыкания позволяет найти общий подход к объяснению этого широкого круга явлений. Более того, эта идея позволяет найти общие черты в процессах, отличающихся многими порядками величин по геометрическим и энергетическим масштабам явлений. Поэтому качественная роль идеи перезамыкания неоценима. Что же касается количественной стороны, то она пока еще не может считаться достигшей совершенства. Дело в том, что процессы перезамыкания довольно сложны даже в лабораторных, а тем более в естественных условиях. Теоретические модели, как правило, ухватывают лишь качественные, в основном двумерные, черты явления перезамыкания. Между тем реально развивающееся перезамыкание быстро принимает трехмерный, т. е. хаотически сложный, характер, вместе с тем напоминающий взрывообразный или, по крайней мере, релаксационно развивающийся процесс. Поэтому и соответствующие теоретические модели самого процесса перезамыкания являются либо сильно упрощенными, либо достаточно сложными, либо, наконец, одновременно и упрощенными и сложными.

На сегодня большую ценность представляют скорее не модели, а выраженные в них идеи. Это идеи самого перезамыкания, т. е. изменение топологии магнитного поля, и конкретные идеи образования токовых слоев и последующего перезамыкания в них, иногда принимающего взрывной характер. Уже сами эти идеи позволяют качественно понять многие конкретные проявления перезамыкания силовых линий.

Дальнейшее развитие теории должно быть связано с описанием перезамыкания как взрывного турбулентного процесса. Кроме численного моделирования, желательно развить полуколичественные методы описания согласованной картины изменения топологии магнитного поля, возбуждения турбулентного течения плазмы и ускорения частиц.

Настоящий обзор ставил своей целью изложить лишь общую картину перезамыкания силовых линий, привести ряд конкретных проявлений этого явления и подчеркнуть общие черты в различных процессах перезамыкания. Список литературы позволит найти более подробную информацию тем читателям, которые заинтересованы в более глубоком изучении затронутых здесь вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ *)

- Akasofu S. I.//1964. Planet. and Space Sci. V. 12. P. 273.
 1968. Polar and Magnetospheric Substorm. — Dordrecht, Holland: D. Reidel.
- Alfven H.//1968. J. Geophys. Res. V. 73. P. 4379.
- Алтынцева А. Т., Красов В. И., Марков В. С., Петров М. В., Франк А. Г., Ходжаев А. З.//1978. Физ. плазмы. Т. 4. С. 18.
- Аmano K., Tsuda T.//1977. J. Geomag. and Geoelectr. V. 29. P. 9.
 1978. Ibidem. V. 30. P. 27.
- Ambrosiano J. J., Lee L. C., Swift R. W.//1983. J. Geophys. Res. Ser. A. V. 88. P. 7860.
- Арцимович Л. А., Мирнов С. В., Стрелков В. С. //1964. АЭ. Т. 17. С. 170.
- Basu B., Corpi B.//1981. Phys. Fluids. V. 24. P. 465.
- Bhattacharjee A., Brunel F., Tajima T.//1983. Ibidem. V. 26. P. 3322.
- Birn J., Hones E.//1981. J. Geophys. Res. V. 86. P. 6802.
- Biskamp D.//1980. Physics of Plasmas Close to Thermonuclear Conditions. — Bruxelles. — V. 1. P. 181.
 1981. Phys. Rev. Lett. V. 46. P. 1522.
 1982a. Phys. Lett. Ser. A. V. 87. P. 357.
 1982b. Phys. Scripta. V. 2. Pt. 2, P. 405.
 1982c. Zs. Naturforsch. Bd 37a. S. 840.
 1983. Max-Planck Institut für Plasmaphysik Report 6/231.
- Biskamp D., Schindler K.//1971. Plasma Phys. V.13, P. 1013.
- Biskamp D., Welter H.//1980. Phys. Rev. Lett. V. 44. P. 1069.
- Bodin H. A. B.//1984. Proc. of Intern. Conference on Plasma Physics: Invited papers/Eds M. Q. Tran, R. J. Verbeek. — Lausanne. — V. 1. P. 417.
- Bodin H. A. B., Newton A. A.//1980. Nucl. Fusion. V. 20. P. 1255.
- Brunel F., Tajima T., Dawson J. M.//1982. Phys. Rev. Lett. V. 49. P. 323.
- Брушлинский К. В., Заборов А. М., Сыроватский С. И.//1980. Физ. плазмы. Т. 6. С. 165.
- Буланов С. В., Сасоров П. В.//1975. Астрон. ж. Т. 52. С. 763.
 1978. Физ. плазмы. Т. 4. С. 640.
- Буланов С. В., Сасоров П. В., Сыроватский С. И.//1979. Ibidem. Т. 5. С. 280.
- Bussac M. N., Pellat R., Edry D., Soule J. L.//1975. Phys. Rev. Lett. V.35. P. 1638.
- Bussac M. N., Edery D., Pellat R., Soule J. L.//1978. Ibidem. V. 40. P. 1500.
- Bussac M. N., Rosenbluth M. N.//1979. Nucl. Fusion. V. 19. P. 489.
- Caan M. N., Fairfield D. H., Hones E. W.//1979. J. Geophys. Res. V. 84. P. 1971.
- Callen J.D., Waddell B.V. et al.//1979. Proc. of 7th Intern. Conference of PPCNPR. Innsbruck. — Venna: IAEA.-V. 1. P. 415.
- Corpi B.//1965. Phys. Fluids. V. 8. P. 2273.
- Corpi B., Friedland A. B.//1971. Astrophys. J. V. 169. P. 379.
- Corpi B., Galvao R., Pellat R., Rosenbluth M. N., Rutherford P. H.//1976. Физ. плазмы. Т. 2. С. 961.
- Corpi B., Laval G., Pellat R.//1966. Phys. Rev. Lett. V.16. P. 1207.
- Corpi B., Mark J.W.K., Sugiyama L., Bertin G.//1979. Ibidem. V. 42. P. 1058.
- Coroniti F. V. //1980. J. Geophys. Res. V. 85. P. 6719.
- Coroniti F. V., Eviator A.//1977. Astrophys. J. Suppl. Ser. V. 33. P. 189.
- Cowley S.W.H.//1971. Cosmic Electrodyn. V. 2. P. 90.
 1973. Ibidem. V. 3. P. 448.
- Cross M. A., van Hoven G. A.//1971. Phys. Rev. Ser. A. V. 4. P. 2347.
 1973. Ibidem. V. 7. P. 1347.
 1976. Phys. Fluids. V. 19. P. 1591.
- Diamond P. H., An Z. G., Rosenbluth M. N., Carreras B. A., Hender T. C., Holmes J. A.//1984. University of Texas in Austin Report IFSR 136.
- Dickman D. O., Morse R. L., Nielson C. W.//1969. Phys. Fluids. V. 63. P. 1708.
- Днестровский Ю. Н., Лысенко С. Е., Смит П.//1977. Физ. плазмы. Т. 1. С. 18.
- Dobrovolny M.//1968. Nuovo Cimento. Ser. B. V. 55. P. 427.
- Drake J. F.//1978. Phys. Fluids. V. 21. P. 1777.
- Drake J. F., Antonson T. M., Hassan A. B., Gladd N. T.//1983. Ibidem. V. 26. P. 2509.

*) Работы на русском языке расположены в порядке транслитерации фамилий авторов буквами латинского алфавита.

- Drake J. F., Lee V. C. // 1977. Phys. Rev. Lett. V. 39. P. 453.
 Dubois M. A., Marty D., Pochelon A. // 1980. Nucl. Fusion. V. 20. P. 1355.
 Dubois M. A., Pecquet A. L., Reverden C. // 1983. Ibidem. V. 23. P. 147.
 Dubois M. A., Samain // 1978. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. — Vienna: IAEA. — V. 1. P. 615.
 1980. Nucl. Fusion V. 20. P. 1101.
 Dungey J. W. 1958. Cosmic Electrodynamics. — London: Cambridge Univ. Press.
 // 1961. Phys. Rev. Lett. V. 6. P. 47.
 Eastwood J. M. // 1972. Planet. and Space Sci. V. 20. P. 1555.
 Foord M. E., Marmer E. S. // 1984. Massachusetts Inst. of Technology Rep. PFC/JA-84-30.
 Forbes T. G., Pricst E. R. // 1982a. Solar Phys. V. 81. P. 303.
 1982b. Planet. and Space Sci. V. 30, P. 1183.
 1983a. J. Geophys. Res. Ser. A. V. 88. P. 863.
 1983b. Solar Phys. V. 84. P. 169.
 Франк А. Г. // 1974. Тр. ФИАН СССР. Т. 74. С. 108.
 Fronfort P., Pellat R. // 1976. Geophys. Res. Lett. V. 3. P. 433.
 Fukao S., Tsuda T. // 1973. J. Plasma Phys. V. 9. P. 409.
 Fürth H. P., Killeen J., Rosenbluth M. N. // 1963. Phys. Fluids. V. 6. P. 459.
 Galeev A. A. // 1978. Ibidem. V. 21. P. 1353.
 1979. Space Sci. Rev. V. 23. P. 411.
 1982. Magnetospheric Plasma Physics/Ed. A. Nishida. — Dordrecht, Holland; Boston, USA; London, UK. — P. 143.
 1983. Space Sci. Rev. V. 34. P. 213.
 Galeev A. A., Coroniti F. V., Ashour-Abdalla M. // 1978. Geophys. Res. Lett. V. 5. P. 707.
 Галеев А. А., Зеленый Л. М. // 1975. Письма ЖЭТФ. Т. 22. С. 170; ЖЭТФ. Т. 69. С. 882.
 1976. Ibidem. Т. 70. С. 2183.
 1977. Proc. of Colloquium on Theoretical and Computational Physics. — Trieste, IAEA.
 Giovanelli R. G. // 1947. Mon. Not. RAS. V. 107. P. 338.
 Goeler S., Stodiek W., Sauthoff N. // 1974. Phys. Rev. Lett. V. 33. P. 1201.
 1201.
 Горбунов Е. П., Разумова К. А. // 1963. АЭ. Т. 15. С. 363.
 Greenly J. B., Sonnerup B. U. Ö. // 1981. J. Geophys. Res. Ser. A. V. 86. P. 1305.
 Haerendel G. // 1978. J. Atm. and Terr. Phys. V. 40. P. 343.
 Harris E. G. // 1957. US Naval Res. Lab. Rep. NRL 4944.
 1962. Nuovo Cimento V. 23. P. 115.
 Hill T. W. // 1975. J. Geophys. Res. V. 80. P. 4989.
 Hoh F. S. // 1966. Phys. Fluids. V. 9. P. 277.
 Hu P. N. // 1983. Ibidem. V. 26. P. 2234.
 Huba J. D., Gladd N. T., Papadopoulos K. // 1977. Geophys. Res. Lett. V. 4. P. 125.
 Ichimaru S. // 1975. Astrophys. J. V. 202. P. 528.
 Iizuka S., Minamitani Y., Tanaka H., Kiwamoto Y. // 1984. Phys. Rev. Lett. V. 53. P. 918.
 Имшенник В. С., Сыроватский С. И. // 1967. ЖЭТФ. Т. 52. С. 990.
 Ippolito D. A., Lee Y. C., Drake J. F. // 1980. Phys. Fluids. V. 23. P. 771.
 Irby J. H., Drake J. F., Griem H. R. // 1979. Phys. Rev. Lett. V. 42. P. 228.
 Itoh K., Itoh S. I., Tuda K., Tokuda K., Tokuda S. // 1984. J. Phys. Soc. Japan. V. 53. P. 1759.
 Jensen T. H., Chu Ming S. // 1984. Phys. Fluids. V. 27. P. 2881.
 Kadomtsev B. B. // 1962. Nucl. Fusion Suppl. V. 3. P. 969.
 1975. Физ. плазмы. Т. 1. С. 710.
 1977. Intern. Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research. — Vienna: IAEA. — V. 1. P. 555.
 1984. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion. V. 26. P. 217.
 Кадомецев Б. Б., Поруче О. П. 1973. ЖЭТФ. Т. 65. С. 575.
 1984. Intern. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Vienna: IAEA, Paper E-11-2.
 Katayama I., Kamimura T. // 1980. Ibidem. V. 23. P. 2500.
 Kim J. S., Gory J. R. // 1983. Phys. Fluids. V. 26. P. 2167.
 Kleva R. G. // 1982. Ibidem. V. 25. P. 1844.
 Laurent L. (Equipe TFR) // 1984. Proc. of Intern. Conference on Plasma Physics: Invited Papers Eds M. Q. Tran, R. J. Verbeek. — Lausanne. — V. 1. P. 97.
 Laval G., Pellat R., Vullemin M. // 1965. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. — Vienna: IAEA, 1966. — V. 2. P. 259.
 Leboeuf J. N., Tajima T., Dawson J. M. // 1982. Phys. Fluids. V. 25. P. 784.
 Lee X. S., Mahajan S. M., Hazeltine R. D. // 1980. Ibidem. V. 23. P. 599.

- Lembege B., Pellat R.//1982. *Ibidem*. V. 25. P. 1995.
 Lichtenberg A. J.//1984. *Nucl. Fusion*. V. 24. P. 1277.
 Липатов А. С., Зеленый Л. М.//1976. *Физ. плазмы*. Т. 5. С. 936.
 Lui A. T. Y., Meng C. I., Akasofu S. I.//1977. *J. Geophys. Res.* V. 82. P. 1547.
 Lyons L. R., Speiser T. W.//1982. *Ibidem*. V. 87. P. 2276.
 Mahajan S. M., Hazeltine R. D., Strauss H. R., Ross D. W.//1979. *Phys. Fluids*. V. 22. P. 2147.
 Meiss J. D., Hazeltine R. D., Diamond P. H., Mahajan S. M.//1982. *Ibidem*. V. 25. P. 815.
 Мережкин В. Г.//1978. *Физ. плазмы*. Т. 4. С. 152
 Mitchell H. G., Kan J. R.//1975. *J. Plasma Phys.* V. 20. P. 31.
 Moses R. W.//1984. *Proc. of Intern. Conference on Plasma Physics: Invited Papers/Eds M. Q. Tran, K. J. Verbeek. — Lausanne. — V. 1. P. 455.*
 Nishida A., Hayakawa H., Hones E. W.//1981. *J. Geophys. Res.* V. 86. P. 1422.
 Nishida A., Hones E. W.//1974. *Ibidem*. V. 79. P. 535.
 Nishida A., Nagayama N.//1973. *Ibidem*. V. 78. P. 3782.
 Nishida A., Russel C. T.//1978. *Ibidem*. V. 83. P. 3890.
 Obagashi T.//1976. *Solar Phys.* V. 47. P. 367.
 Ohkawa T.//1978. *Phys. Lett. Ser. A*. V. 67. P. 35.
 Ohyabu N., Okamura S., Kawashima N.//1974. *Phys. Fluids*. V. 17. P. 2009.
 Парадорюлес К.//1980. *Dynamics of Magnetosphere/Ed. S. I. Akasofu. — Dordrecht, Holland: D. Reidel. — P. 289.*
 Парил В. В., Переверзев Г. В.//1980. *Физ. плазмы*. Т. 6. С. 27.
 Parker E. N.//1957. *J. Geophys. Res.* V. 62. P. 509.
 1963. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* V. 8. P. 177.
 Petschek H. E.//1964. *AS/NASA Symposium on the Physics of Solar Flares//Ed. W. N. Hess. — Washington, D. C. — P. 425.*
 Pfeifer W.//1983. *GA Technologies Rep. GA-A16959.*
 Pickelner S. B.//1971. *Comm. Astrophys. and Space Sci.* V. 3. P. 73.
 Пикельнер С. Б., Цытович В. Н.//1975. *Астрон. ж.* Т. 52. С. 733.
 Priest E. R.//1972. *Mon. Not. RAS.* V. 159. P. 389.
 1981. *Solar Flare Magnetohydrodynamics/Ed. E. R. Priest. — New York: Gordon and Breach.*
 1982. *Fund. Cosmic. Phys.* V. 8.
 1984. *Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas/Ed. E. Hones, Jr. — AGU. — P. 63.*
 1985a. *Rep. Prog. Phys.* V. 48. P. 955.
 1985b. *Proc. of ESA Workshop on Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics. — FRG, ESA SP-235. — P. 137.*
 Priest E. R., Cowley S. W.//1975. *J. Plasma Phys.* V. 14. P. 271.
 Priest E. R., Sonnerup B. U. Ö.//1975. *Geophys. J. RAS.* V. 41. P. 405.
 Quest K., Coroniti F.//1981. *J. Geophys. Res.* V. 86. P. 3299.
 Rochester A. B., Rosenbluth M. N.//1978. *Phys. Rev. Lett.* V. 40. P. 38.
 Rochester A. B., Stiz T. H.//1976. *Ibidem*. V. 36. P. 587.
 Rich F. J., Vasyliunas V. M., Wolf R. A.//1972. *J. Geophys. Res.* V. 77. P. 4670.
 Roberts B., Priest E. R.//1975. *J. Plasma Phys.* V. 14. P. 417.
 Rosenau P.//1979. *Phys. Fluids*. V. 22. P. 849.
 Rosenberg M., Dominiques R. R., Pfeifer W., Walz R. E.//1980. *Ibidem*. V. 23. P. 2022.
 Rosenbluth K. N., Dagazian P. Y., Rutherford P. H.//1973. *Ibidem*. V. 16. P. 1894.
 Rosenbluth K. N., Sagdeev R. Z., Taylor J. B., Zaslavsky G. M.//1967. *Nucl. Fusion*. V. 6. P. 297.
 Rusbridge M. G.//1977. *Plasma Phys.* V. 19. P. 499.
 1982. *Nucl. Fusion*. V. 22. P. 1291.
 Russell C. T., McPherron L. M.//1973. *Space Sci. Rev.* V. 15. P. 205.
 Rutherford P. H.//1973. *Phys. Fluids*. V. 16. P. 1903.
 Sato T.//1979. *J. Geophys. Res.* V. 84. P. 177.
 1984a. *Hiroshima University HIFT Report-96.*
 1984b. *Hiroshima University HIFT Report-97.*
 Sato T., Hayashi T.//1979. *Phys. Fluids*. V. 22. P. 1189.
 Sato T., Hayashi T., Tamao T., Hasegawa A.//1978. *Phys. Rev. Lett.* V. 41. P. 1548.
 Sato T., Hayashi T., Walker R. J., Abdalla M. A.//1983. *Geophys. Res. Lett.* V. 10. P. 221.
 Sato T., Matsumoto H., Nagai K.//1982. *J. Geophys. Res.* V. 87. P. 6089.
 Sato T., Todd A. M. M., Okuda H.//1983. *Phys. Fluids*. V. 26. P. 775.

- Шафранов В. Д.//1970. ЖТФ. Т. 40. С. 241.
- Scarf F. L., Frank L. A., Ackerson K. L., Lepping R. P.//1974. Geophys. Res. Lett. V. 1. P. 189.
- Schindler K.//1974. J. Geophys. Res. V. 79. P. 2803.
1975. Space Sci. Rev. V. 17. P. 589.
1976. Solar Phys. V. 47. P. 91.
- Schindler K., Biscamp D.//1971. Plasma Phys. V. 13. P. 1013.
- Schindler K., Biscamp B., Sagdeev R. Z.//1970. Cosmic Electrodyn. V. 1. P. 297.
- Schindler K., Bornatichi M.//1974. J. Geophys. Res. V. 15. P. 529.
- Schindler K., Goldstein H.//1983. Phys. Fluids. V. 26. P. 2122.
- Schindler K., Ness N. F.//1972. J. Geophys. Res. V. 77. P. 91.
- Schindler K., Pfirsch D., Wobig H.//1973. Plasma Phys. V. 15. P. 1165.
- Snipes J. A. 1985. Fusion Res. Center Rep. FRCP 275. — University of Texas.
- Sonnerup B. U. Ö.//1970. J. Plasma Phys. V. 4. P. 161.
1971. J. Geophys. Res. V. 76. P. 8211.
1974. Ibidem. V. 79. P. 1546.
1979. Solar System Plasma Physics/Eds C. F. Kennel, L. J. Lanzerotti, E. N. Parker. — Amsterdam; New York; Oxford: North-Holland.
- Soward A. M., Priest E. F.//1982. J. Plasma Phys. V. 28. P. 335.
- Speiser T. W.//1965. J. Geophys. Res. V. 70. P. 1717, 4219.
1967. Ibidem. V. 72. P. 3919.
1970. Planet. and Space Sci. V. 18. P. 613.
- Steinolfson R. S., van Hoven G. A.//1983. Phys. Fluids. V. 26. P. 117.
- Stenzel R. L., Gekelman W.//1979. Phys. Rev. Lett. V. 42. P. 1055.
1981. J. Geophys. Res. V. 86. P. 649; Proc. of the 15th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases. — Minsk. P. 46.
- Stix T. H.//1973. Phys. Rev. Lett. V. 30. P. 833.
1976. Ibidem. V. 36. P. 521.
- Strauss H. R.//1976. Phys. Fluids. V. 19. P. 134.
- Sturrock P. A. 1980. Solar Flares. — Boulder, Colo.: Ass. Univ. Press.
- Svestka Z. 1976. Solar Flares. — Dordrecht, Holland: D. Reidel.
- Swartz K. S., Hazeltine R. D.//1983. University of Texas in Austin Report IFSR 103.
- Sweet P. A. //1958. Electromagnetic Phenomena in Cosmic Physics/Ed. by Lehnert. — London: Cambridge Univ. Press. — P. 123.
- Swift R. W.//1977. J. Geophys. Res. V. 82. P. 1288.
1982. Ibidem. V. 87. P. 2287.
1983. Ibidem. V. 88. P. 125.
- Sykes A., Wesson J. A.//1976. Phys. Rev. Lett. V. 37. P. 140.
- Сыроватский С. И.//1966. Астрон. ж. Т. 43. С. 340
1981. Ann. Rev. Astron. and Astrophys. V. 19. P. 163.
- Сыроватский С. И., Франк А. Г., Ходжаев А. З.//1973. ЖТФ. Т. 43. С. 912.
- Taylor J. B.//1974. Phys. Rev. Lett. V. 33. P. 1139.
1985. Proc. of the 12th Plasma Physics Conference. Glasgow.
- Terasawa T.//1981. J. Geophys. Res. V. 86. P. 9007.
1983. Radiation in Plasma/Ed. B. McNamara. — Singapore: World Scientific. — V. 1. P. 123.
- Ugai M.//1981. J. Plasma Phys. V. 25. P. 89.
- Ugai M., Tsuda T.//1977a. Ibidem. V. 17. P. 337.
1977b. Ibidem. V. 18. P. 451.
1978. Ibidem. V. 21. P. 459.
1979. Ibidem. V. 22. P. 1.
- van Hoven G. A.//1979. Astrophys. J. V. 232. P. 572.
1981. Solar Flare Magnetohydrodynamics/Ed. E. R. Priest. — New York: Gordon and Breach.
- Vasyliunas V. M.//1975. Rev. Geophys. and Space Phys. V. 13. P. 303.
- Vlasenkov V. S., Leonov V. M., Merezhkin V. G., Mukhovatov V. S.//1975. Nucl. Fusion Suppl. V. 1. P. 1.
- Waddell B. V., Carreras B. A., Hicks H. R., Holmes J. A.//1979. Phys. Fluids. V. 22. P. 896.
- Waddell B. V., Carreras B. A., Hicks H. R., Holmes J. A., Lee D. K.//1978. Phys. Rev. Lett. V. 41. P. 1386.
- Waddell B. V., Monticello D. A., Rosenbluth M. N., White R. B.//1976. Nucl. Fusion. V. 16. P. 528.
- Wagner J. S., Gray P. C., Ken J. R., Tajima T., Akasofu S. I.//1981. Planet. and Space Sci. V. 29. P. 391.
- Wagner J. S., Kan J. R., Akasofu S. I.//1979. J. Geophys. Res. V. 84. P. 841.
- Wesson J. A.//1978. Nucl. Fusion. V. 18. P. 87.
- Wesson J. A., Sykes A., Turner M. F.//1982. Culham Laboratory Rep. CLM-R233.

- White R. B., Monticello D. A., Rosenbluth M. N.//1970. Phys. Rev. Lett. V. 39. P. 1618.
- White R. B., Monticello D. A., Rosenbluth M. N., Kadomtsev B. B. //1975. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.—Vienna: IAEA.— V. 1. P. 495.
- White R. B., Monticello D. A., Rosenbluth M. N., Waddell B. V.// 1977. Phys. Fluids. V. 20. P. 800.
- Wild N., Gekelman W., Stenzel R. L.//1981. Phys. Rev. Lett. V. 46. P. 339.
- Wright R. L., Fernandez J. C., Jarboe J. R., Platts D. A.//1985. Bull. Am. Phys. Soc. V. 30. P. 1954.
- Yeh T.//1975. J. Plasma Phys. V. 14. P. 449.
1976. J. Geophys. Res. V. 81. P. 4524.
- Yeh T., Axford W. I.//1970. J. Plasma Phys. V. 4. P. 207.
- Захаров Л. Е.//1980. Письма ЖЭТФ. Т. 31. С. 756.
1981. Физ. плазмы. Т. 7. С. 18.
- Зеленый Л. М., Красносельских В. В.//1979. Астрон. ж. Т. 56. С. 819.
- Zeleny L. M., Lipatov A. S.//1982. Plasma Phys. V. 24. P. 1065.
- Zeleny L. M., Lipatov A. S., Taktakishvili A. L., Lominadze J. G. //1984. Planet. and Space Sci. V 32. P. 313.
- Зеленый Л. М., Тактакишвили А. Л., //1984. Физ. плазмы. Т. 10. С. 50.
- Зукакишвили Г. Г., Кварцхава И. Ф., Зукакишвили Л. М.//1978. Ibidem. Т. 4. С. 725.