

УДК 533.9

О ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ КОНФИГУРАЦИИ ГАЛАТЕЯ–ПОЯС, НЕ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С ВНУТРЕННИМИ ТОКОНЕСУЩИМИ ПРОВОДНИКАМИ

С. Ю. Богданов, В. С. Марков, А. И. Морозов¹, А. Г. Франк

Впервые получены магнитоплазменные конфигурации Галатей–Пояс, не взаимодействующие с находящимися внутри плазменного объема токонесущими проводниками – миксинами. Зарегистрирован переход от α -конфигурации, соответствующей одинаковым направлениям электрических токов в миксинах и в плазме, к β -конфигурации с противоположными направлениями токов. Установлено, что для формирования плазменной конфигурации Галатей–Пояс, не взаимодействующей с миксинами, необходимо обеспечить оптимальное соотношение между электрическими токами в миксинах и в плазме.

Галатейми, по предложению А. И. Морозова, называют магнитные ловушки с токонесущими проводниками (миксинами), погруженными в плазменный объем [1]. Важным классом Галатей является тот, в котором магнитное поле аналогично "ограде", окружающей плазму со всех сторон, что позволяет использовать диамагнетизм плазмы для ее эффективного удержания в ловушке и подавления конвективных неустойчивостей [2]. Одна из важнейших особенностей таких Галатей – это существование областей с нулевым магнитным полем в пределах плазменного объема. Для характеристики таких Галатей удобно пользоваться интегральным значением β_0 :

¹РНЦ Курчатовский институт.

$$\beta_0 = \frac{8\pi[N_e(T_e + T_i/Z)]_{max}}{B_0^2}. \quad (1)$$

Здесь в числителе стоит максимальное давление плазмы в ловушке, а в знаменатель входит характерное барьерное магнитное поле.

В Галатях указанного типа интегральная величина β_0 может достигать значения

$$\beta_0 \cong 1. \quad (2)$$

С другой стороны, соотношение (2) характерно для токовых пинчевых слоев [3], которые могут формироваться в окрестности особых силовых линий магнитного поля в двумерных [4, 5] и в трехмерных [6, 7] магнитных конфигурациях. Образование токового слоя обычно сопровождается эффективным сжатием плазмы и ее нагревом; в результате величины N_e , T_e , T_i достигают максимальных значений в пределах слоя, так что выполняется соотношение $\beta_0 \cong 1$. Существенно, что токовые слои весьма устойчивы как относительно магнитогидродинамических, так и резистивных неустойчивостей типа тиринг-моды [4, 5]. Создание токового слоя в системе типа Галатей лежит в основе концепции ловушки "Галатей-Пояс" [8].

Экспериментальные исследования поведения плазмы в системе Галатей-Пояс были начаты в наиболее простом варианте, с использованием прямой (цилиндрической) установки [9, 10]. Два прямых проводника (миксины) с электрическими токами одинаковой величины и направления помещены внутрь цилиндрической кварцевой вакуумной камеры параллельно ее оси. Магнитное поле, создаваемое миксинами, имеет замкнутую сепаратрисную поверхность, охватывающую оба проводника. В сечении сепаратрисная поверхность представляет собой восьмерку, а на оси системы расположена нулевая линия магнитного поля, где $B = 0$ (рис. 1а). Электрический ток в плазме, направленный вдоль нулевой линии, возбуждается с помощью прямого электродного разряда. В работах [9, 10] наиболее подробно были исследованы особенности эволюции различных плазменных конфигураций, которые формировались в системе Галатей-Пояс после возбуждения в плазме электрического тока, а также зависимости температуры плазмы от начальных условий [10].

Как правило, плазменные конфигурации в системе Галатей-Пояс состоят из трех различных областей. Это, во-первых, плоский слой сравнительно плотной нагретой плазмы, расположенный между миксинами симметрично относительно нулевой линии магнитного поля, и, во-вторых, две плазменные мантии, охватывающие каждую из миксин. Практически весь электрический ток плазмы сосредоточен в пределах слоя между

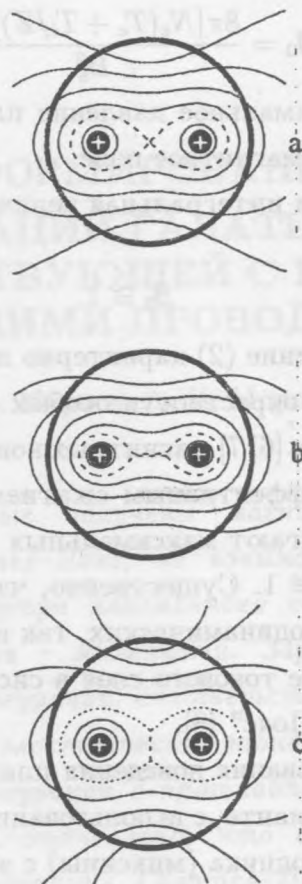


Рис. 1. Структура магнитных силовых линий в системе Галатhea–Пояс. а – вакуумное магнитное поле, создаваемое электрическими токами в миксинах, $I_M = 17.5 \text{ кА}$; б, с – магнитное поле в присутствии токового слоя шириной $2\Delta x = 2.6 \text{ см}$ с током $I_p = 4 \text{ кА}$; б – направления токов I_M и I_p одинаковы (α -режим); с – направления токов I_M и I_p противоположны (β -режим); штриховой линией обозначена проекция сепаратрисной поверхности на плоскость (x, y) .

миксинами [10]. При одинаковых направлениях токов в плазме и миксинах токовый слой расположен в плоскости, соединяющей миксины между собой (α -режим, рис. 1б). При противоположных направлениях токов (β -режим) токовый слой перпендикулярен этой плоскости (рис. 1с) [9, 10]. Полученные плазменные конфигурации характеризуются высокой устойчивостью и наличием значительного градиента электронной температуры в направлении, перпендикулярном поверхности слоя [9 – 11], что подтверждает высказанные ранее предположения [8].

Вместе с тем, экспериментальные исследования позволили выявить те слабые стороны, которые заслуживают самого серьезного внимания. Во-первых, конфигурация Галатей–Пояс формировалась при низкой степени ионизации нейтрального газа, наполнявшего вакуумную камеру. Во-вторых, величины электрических токов в плазме были, по-видимому, выбраны не оптимальным образом по отношению к магнитным полям, которые создавались токами в миксинах. Рассмотрим каждый из этих факторов.

Время формирования магнитоплазменной конфигурации оказалось весьма коротким и составило, в зависимости от условий, 0.1 – 0.3 мкс. По-видимому, это время должно, как минимум, превышать характерное альфвеновское время

$$t_A = \frac{\sqrt{4\pi N_i M_i}}{h}, \quad (3)$$

где h – градиент магнитного поля, N_i – концентрация ионов, M_i – масса иона. Отсюда можно оценить степень ионизации начальной плазмы, которая в экспериментах [9, 10] не превышала 0.1 – 0.2 %, что согласуется со способом создания предварительной плазмы при помощи мощной ультрафиолетовой лампы. Последующее возбуждение электрического тока вдоль нулевой линии магнитного поля приводило к интенсивной ионизации газа, в результате концентрация электронов в пределах образующегося токового слоя достигала (или несколько превышала) начальную концентрацию атомов нейтрального газа [10]. Это означает, что плазменная конфигурация формировалась в слабоионизованном газе. При этом практически не реализовался эффект сгребания плазмы в слой, который имеет существенное значение для физических процессов, происходящих в токовых слоях [4, 5]. Поэтому в настоящей работе была проведена модернизация установки Галатей–Пояс. В частности, с целью получения значительно более высокой начальной ионизации газа установка была снабжена дополнительной системой, которая представляла собой высоковольтный тета-разряд, обеспечивавший создание начальной плазмы в магнитном поле миксин. Эксперименты, описанные ниже, выполнялись в условиях сильной предварительной ионизации, что обеспечило значительно большую устойчивость процесса формирования плазменных конфигураций в системе Галатей–Пояс по сравнению с предыдущими экспериментами [9, 10].

В работах [9, 10] было также показано, что время жизни мантий, окружающих миксины, было существенно меньше характерного времени жизни всей плазменной конфигурации. В ряде случаев непосредственно наблюдалось также интенсивное взаимодействие плазмы с поверхностью миксин. Можно предполагать, что одним из механизмов,

вызывавших эти эффекты, являлись направленные плазменные потоки, которые генерировались в пределах токового слоя и распространялись в обе стороны по направлению к миксинам.

Серьезного внимания заслуживает также деформация сепаратрисной поверхности во внешней области в результате появления токового слоя во внутренней области между миксинами. В α -режиме такая деформация может приводить к соприкосновению сепаратрисной поверхности с миксинами и соответственно к ухудшению удержания плазмы.

Все эти обстоятельства стимулировали поиск таких условий формирования конфигураций Галатей–Пояс, которые были бы свободны от указанных выше недостатков. Одно из предположений состояло в том, что ситуацию могло бы улучшить уменьшение, в разумных пределах, электрического тока в плазме по сравнению с экспериментами [9, 10]. Во-первых, уменьшение тока плазмы позволило бы наверняка избежать соприкосновения сепаратрисной поверхности во внешней области с поверхностями миксин. Во-вторых, уменьшение тока в плазме должно было бы привести к уменьшению ширины токового слоя, т.е. к его удалению от внутренней поверхности миксин, и опять-таки к уменьшению взаимодействия плазмы с миксинами. Наконец, уменьшение электродинамических сил, пропорциональных $[\vec{j} \times \vec{B}]$, которые ускоряют плазму вдоль поверхности слоя из центра к периферии [5], также могло бы привести к позитивному эффекту. Еще одно соображение состояло в том, что было бы полезно уменьшить длительность электрического тока одного направления, организовав при этом режим с изменением направления тока. Это позволило бы сочетать положительные свойства и α - и β -режимов формирования конфигурации Галатей–Пояс, как было предложено ранее [8].

Основные особенности и параметры установки Галатей–Пояс подробно описаны в работах [9, 10]. Два прямых токонесущих проводника (миксины) помещены внутри цилиндрической кварцевой вакуумной камеры параллельно ее оси. Диаметр камеры 18 см, длина 100 см, оси миксин смещены на ± 4.5 см относительно оси камеры, диаметр миксин 2 см, длина 95 см. Электрические токи в обеих миксинах одинаковы по величине и направлению, в данных экспериментах они составляли 17.5 кА. Сепаратрисная поверхность магнитного поля, создаваемого токами миксин, имеет в сечении форму восьмерки с нулевой линией на оси камеры, в ее окрестности градиент магнитного поля составлял $h = 400$ Гс/см. Полупериод электрического тока миксин $T/2 = 180$ мкс, остальные процессы значительно короче и происходят при максимальном токе миксин, так что создаваемое ими магнитное поле можно считать квазистационарным.

Предварительно откачанная вакуумная камера наполнялась гелием при давлении либо 300 мТорр, либо 60 мТорр. Ионизация газа в магнитном поле миксин осуществлялась с помощью тета-разряда: малоиндуктивный конденсатор ($C = 0.6 \text{ мкФ}$, $L < 15 \text{ нГн}$), заряженный до напряжения 20 – 25 кВ, затем разряжался на систему витков, охватывающих камеру снаружи и соединенных параллельно. После затухания тока тета-разряда в плазме возбуждался электрический ток, направленный параллельно нулевой линии магнитного поля миксин. Для этого с обоих торцов в вакуумную камеру введены два плоских электрода, расстояние между ними вдоль оси z составляет $l \approx 100 \text{ см}$; к межэлектродному промежутку прикладывалось импульсное напряжение от конденсатора емкостью 0.1 мкФ , заряженного до напряжения 10 кВ. Электрический ток плазмы имел характер сильно затухающего колебательного разряда с полупериодом $T/2 \approx 0.8 \text{ мкс}$ и максимальным током $I_z \approx 4 \text{ кА}$.

Качественные представления о структуре плазменных образований в установке Галатей–Пояс в различные моменты времени были получены на основе распределений свечения плазмы в плоскости (x, y) интегральных в z -направлении. 2D изображения излучающей плазмы регистрировались с помощью электронно-оптического преобразователя (ЭОП), коэффициент усиления которого составлял ≈ 400 , а время экспозиции 80 нс [12]. В данной работе регистрировалось интегральное в пределах видимой области спектра свечение плазмы.

Как видно из изображений излучающей плазмы, приведенных на рис. 2 и 3, в течение 0.2 – 0.5 мкс после возбуждения в плазме электрического тока наблюдается образование конфигурации Галатей–Пояс, характерной для α -режима, т.е. возникающей при одинаковых направлениях электрических токов в миксинах и в плазме. Эта конфигурация состоит из двух плазменных мантий, окружающих каждую из миксин, и плоского слоя, соединяющего мантии между собой, причем осевые линии миксин и слой расположены в одной плоскости. Ширина слоя составила $2\Delta x \cong 2.4 - 2.7 \text{ см}$ как в случае сравнительно низкого начального давления (He , $p_0 = 60 \text{ мТорр}$, рис. 2а, б, $t = 0.3, 0.5 \text{ мкс}$), так и в случае высокого давления (He , $p_0 = 300 \text{ мТорр}$, рис. 3а, б, $t = 0.5, 0.75 \text{ мкс}$). Толщина плазменного слоя, в отличие от его ширины, изменялась в зависимости от условий: при низком давлении (рис. 2а и 2б) толщина слоя $2\Delta y \leq 0.3 - 0.4 \text{ см}$ была вдвое меньше, чем при высоком давлении: $2\Delta y \cong 0.75 \text{ см}$ (рис. 3а и 3б). Существенно, что слой занимал меньшую часть области между миксинами, и взаимодействие плазмы с миксинами в этой внутренней области отсутствовало. Это отчетливо видно из анализа изображений, приведенных на рис. 2 и 3. Что касается

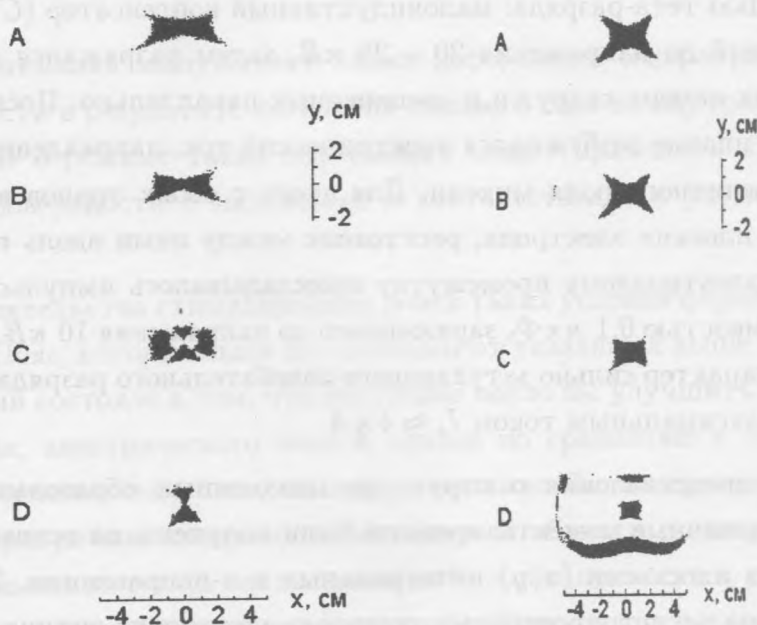


Рис. 2. Изображения плазмы в установке Галатhea-Пояс в различные моменты времени. Ток миксин $I_M = 17.5$ кА, градиент вакуумного магнитного поля в окрестности нулевой линии $h = 400$ Гс/см, начальное давление гелия $p_0 = 60$ мТорр. а – $t = 0.3$ мкс; б – $t = 0.5$ мкс; в – $t = 1.0$ мкс; д – $t = 1.5$ мкс.

Рис. 3. Изображения плазмы в установке Галатhea-Пояс в различные моменты времени. Ток миксин $I_M = 17.5$ кА, градиент вакуумного магнитного поля в окрестности нулевой линии $h = 400$ Гс/см, начальное давление гелия $p_0 = 300$ мТорр. а – $t = 0.5$ мкс; б – $t = 0.75$ мкс; в – $t = 1.5$ мкс; д – $t = 1.7$ мкс.

внешней области за миксинами, то, как следует из результатов расчетов, приведенных на рис. 1b (см. также [10]), сепаратрисная поверхность хотя и находится на меньшем расстоянии от миксин по сравнению с вакуумным магнитным полем на рис. 1а, но тем не менее не подходит вплотную к внешней поверхности миксин, как это может происходить при больших значениях тока в плазме. Таким образом, можно утверждать, что плазменная конфигурация, существующая в магнитном поле миксин, не взаимодействует с их поверхностями, по крайней мере, в течение первого полупериода тока плазмы ($T/2 \approx 0.8$ мкс). Такого результата удалось, по-видимому, достигнуть вследствие опти-

мизации соотношения величин электрических токов в плазме и в миксинах.

При изменении направления электрического тока в плазме на противоположное (второй полупериод тока, $t = 1.0; 1.5 \text{ мкс}$, рис. 2с и 2d) возникает плазменная конфигурация Галатей–Пояс, соответствующая β -режиму. В этом случае две мантии вокруг миксин имеют большой диаметр, а соединяющий мантии слой находится в перпендикулярной плоскости относительно его ориентации в α -режиме. Эти отличительные особенности соответствуют и расчетному положению сепаратрисной поверхности в β -режиме (см. рис. 1с). Плазменная конфигурация в β -режиме наиболее отчетливо видна на рис. 2d, тогда как рис. 2с сохраняет некоторые черты переходного процесса между α - и β -режимами. Существенно, что плазменные мантии в β -режиме в этих условиях не соприкасаются со стенками вакуумной камеры, что служит дополнительным аргументом в пользу выбора оптимального соотношения между электрическими токами в плазме и в миксинах.

Более сложная ситуация наблюдается на втором полупериоде, т.е. при изменении направления электрического тока в плазме, в условиях сравнительно высокого начального давления гелия $p = 300 \text{ мТорр}$. Как видно из рис. 3с и 3d, плазменная конфигурация не успевает перестроиться из α - в β -режим. На рис. 3с можно видеть, во-первых, "расслоение" слоя и, во-вторых, заметное уменьшение его ширины и увеличение толщины. Однако переход к β -режиму не наблюдается, что можно связать, по-видимому, с большей инерционностью режима высокого давления.

Таким образом, в прямой системе Галатей–Пояс впервые получены магнитоплазменные конфигурации, не взаимодействующие с находящимися внутри плазменного объема токонесущими проводниками – миксинами. Структура полученных плазменных конфигураций соответствует предположениям, изложенным в работе [8]. Каждая конфигурация состоит из двух окружающих миксин плазменных мантий, которые соединены между собой нешироким ($2\Delta x < 3 \text{ см}$) плоским токовым слоем. Время наблюдения было ограничено (по техническим причинам) интервалом $\tau \cong 2 \text{ мкс}$, и плазменные мантии были отчетливо видны в течение этого временного отрезка, в отличие от предыдущих экспериментов [9, 10]. Был зарегистрирован также переход от α -конфигурации, соответствующей одинаковым направлениям электрических токов в миксинах и в плазме, к β -конфигурации с противоположными направлениями токов. Характерное время, необходимое для превращения одной конфигурации в другую определяется, по-видимому, альфвеновским временем $t_A(3)$.

Установлено, что для формирования плазменной конфигурации Галатей–Пояс, не

взаимодействующей с миксинами, необходимо обеспечить оптимальное соотношение между электрическими токами в миксинах и в плазме, которое, в свою очередь, связано с геометрическими свойствами системы.

Авторы выражают благодарность Г. М. Батанову за постоянный интерес к работе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект N 98-02-17115.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Морозов А. И. Физика плазмы, **18**, 305 (1992).
- [2] Морозов А. И., Савельев В. В. УФН, **168** (11), 1153 (1999).
- [3] Syrovatskii S. I. Ann. Rev. Astron. Astrophys., **19**, 163 (1981).
- [4] Франк А. Г. Труды ФИАН, **160**, 93 (1985).
- [5] Богданов С. Ю., Кирий Н. П., Франк А. Г. Труды ИОФАН, **51**, 3 (1996).
- [6] Франк А. Г., Богданов С. Ю., Бурилина В. Б. Изв. АН, сер. физ., **59** (8), 41 (1995).
- [7] Франк А. Г., Plasma Physics and Control Fusion, **41**, Suppl. 3A, A687 (1999).
- [8] Морозов А. И., Франк А. Г. Физика плазмы, **20**, 982 (1994).
- [9] Богданов С. Ю., Марков В. С., Морозов А. И., Франк А. Г. Письма в ЖТФ, **21** (24), 5 (1995).
- [10] Богданов С. Ю., Бурилина В. Б., Кирий Н. П. и др. Физика плазмы, **24**, 467 (1998).
- [11] Франк А. Г., Богданов S. Yu., Burilina V. B., et al. Bull. Amer. Phys. Soc., **41**, 1614 (1996).
- [12] Богданов С. Ю., Бондарь Ю. Ф., Бурилина В. Б. и др. ЖТФ, **64** (9), 30 (1994).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 12 января 2000 г.