

ТЕЧЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В КВАДРУПОЛЬНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ. II

Г. А. Дюжев, М. А. Жаков

Введение

В первой части работы было показано, что характер течения низкотемпературной плазмы в квадрупольном магнитном поле определяется тем, что вследствие турбулентной электропроводности истинное значение магнитного числа Рейнольдса $Re_m \leq 1$ и внешнее магнитное поле беспрепятственно проникает в плазму. Однако при этом остается неясным, что формирует и удерживает магнитоплазменную конфигурацию и чем объясняются такие замысловатые функциональные зависимости, которые наблюдаются на эксперименте.

Измерение токов, протекающих по плазме

Для измерения распределения токов в плазме было изготовлен набор поясов Роговского различного диаметра. На рис. 1 показано, как изменяется плотность тока I_z вдоль оси квадруполя, измеренная поясом диаметром 50 мм (больше внешнего диаметра анода). Положительные значения I_z на этом рисунке соответствуют потоку электронов, направленному по оси z .

Специфической особенностью работы квазистационарного источника плазмы является наличие так называемых токов выноса. Это часть тока разряда, которая выходит за срез инжектора, образуя токовые петли. При свободном разлете плазмы (кривая 1 на рис. 1, масштаб справа) плотность тока выноса спадает вдоль оси z как z^{-2} от максимального значения при $z = 0$. При этом, как правило, ток выноса замыкается через металлическую вакуумную камеру [1].

Наличие квадрупольного магнитного поля существенно меняет структуру токов выноса. Как видно из рис. 1, суммарный ток по всему сечению плазмы равен нулю ($I_z = 0$ при $z = 0$). На некотором расстоянии z^* от анода I_z меняет знак, а при $z > z^*$ величина тока в плазме слабо зависит от z . С ростом магнитного поля z^* увеличивается.

Поясом Роговского малого диаметра (9 мм) была снята пространственная картина протекания осевых токов по квадрупольной магнито-плазменной конфигурации. На рис. 2 приведены радиальные распределения плотности осевого тока в плазме на различных расстояниях от источника для трех значений угла $\varphi = 12$ (1), 45 (2) и 78° (3). Для того чтобы более наглядно представить себе картину пространственного распределения токов, на рис. 3 измеренные токи представлены в виде векторов, длина которых пропорциональна плотности тока. На рисунке показаны также штыри магнитной системы с направлением тока в них. Пунктир — это линии концентрации плазмы $n = 0.5n_0$, n_0 — концентрация плазмы на оси в том же сечении. Из приведенных результатов видно, что действительно всю магнитоплазменную конфигурацию можно грубо разбить на

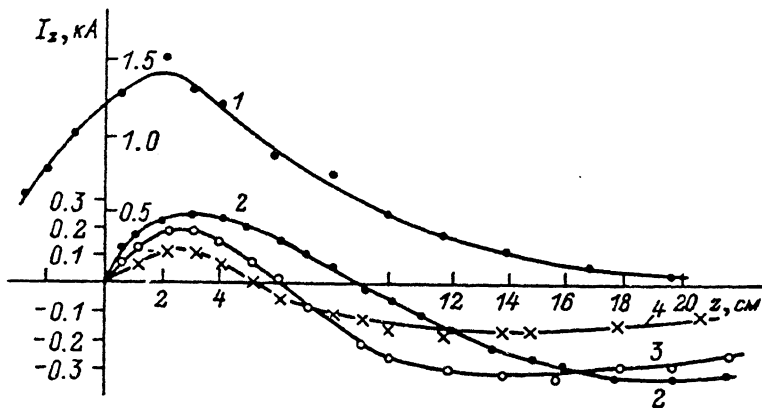


Рис. 1. Осевое распределение тока в плазме I_z при различных значениях магнитного поля.

I_M , кА: 1 — 0, 2 — 20, 3 — 40, 4 — 60.

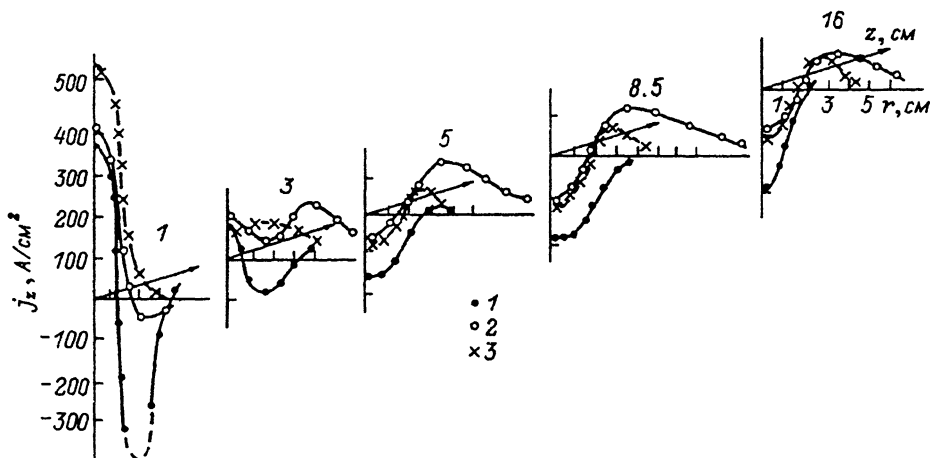


Рис. 2. Радиальные распределения плотности осевого тока в плазме на различных расстояниях от источника.

φ , град: 1 — 12, 2 — 45, 3 — 78; $I_M = 20$ кА.

две области. В непосредственно примыкающей к источнику области $z < z^*$ определяющее влияние оказывают токи выноса, которые имеют большую величину. Взаимодействие с квадрупольным магнитным полем придает токам выноса сложную несимметричную форму. Из рис. 3 видно, что электрический ток “вытекает” из источника в приосевой области ($r < 1$ см) и в секторе $45^\circ < \varphi < 90^\circ$, а возвращается обратно в секторе $\varphi \sim 0^\circ$ при $r > 1$ см. Именно такое распределение токов, по-видимому, и формирует основные особенности магнитоплазменной конфигурации. Кроме того, известно [1], что токи выноса обладают большой неустойчивостью. С этим обстоятельством и связаны колебания магнитного поля вблизи источника, обнаруженные при измерениях магнитными зондами. Однако, что удерживает магнитоплазменную конфигурацию при $z > z^*$, когда имеется сформированное течение и влияние токов выноса мало, вновь остается неясным. Как было показано ранее, в исследуемых экспериментальных условиях внешнее магнитное поле свободно диффундирует в плазму и классическое понятие магнитного давления $p_M = H^2/8\pi$ лишено смысла. В этом случае внешнее магнитное поле

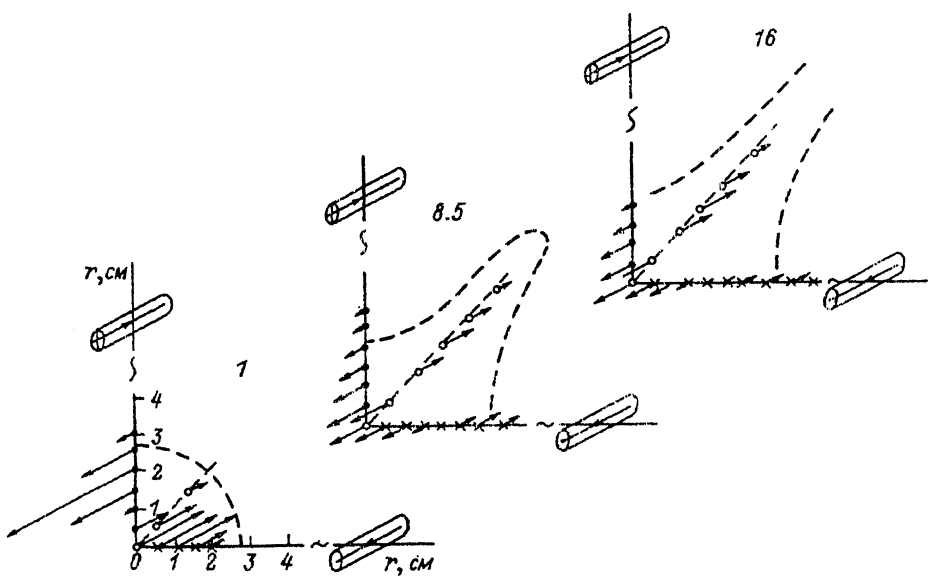


Рис. 3. Пространственная картина распределения осевого тока в плазме.
 $I_M = 20$ кА. Цифры — значения z (см).

не может сжимать плазму и удерживать форму магнитоплазменной конфигурации. Однако по плазме протекает объемный осевой ток j_z в поперечном для него внешнем магнитном поле, создаваемом током I_M в штырях магнитной системы. В этом случае на ток j_z должна действовать сила Ампера. Как видно из рис. 3, токи в штырях магнитной системы и в плазме в областях, прилегающих к штырям, имеют противоположное направление. Очевидно, что расталкивание этих токов и должно определять наблюдаемую форму магнитоплазменной конфигурации.

Сделаем некоторые качественные оценки. На элемент объемного тока с площадью $dr \cdot dl$ в сечении $z = \text{const}$ действует сила Ампера $F_A = j_z(z) H(z) dr \cdot dl$. Давление, оказываемое этой силой на элемент тока длиной dz ,

$$dp_H = \frac{F_A}{dl \cdot dz} = j_z H \frac{dr}{dz}.$$

Взяв $dz = 1$ см, находим $dp_H/dr = j_z(z) H(z)$. Эта величина, вычисленная с использованием экспериментального значения $j_z(z)$ для $z = 8.5$ см, $\varphi = 12^\circ$ и 78° , приведена на рис. 4. Для тех же условий на рисунке приведено радиальное распределение газокинетического давления $p = 2nkT_e$, построенное по измеренным значениям концентрации и температуры электронов. Видно, что величины dp/dr и dp_H/dr хорошо коррелируют между собой: во-первых, они сравнимы по абсолютной величине, а во-вторых, максимум dp_H/dr для $\varphi = 12^\circ$ находится при меньших r , чем для $\varphi = 78^\circ$. Это соответствует тому, что в плазме расстояние, на котором концентрация $n = 0.5n_0$, для $\varphi = 12^\circ$ меньше, чем для $\varphi = 78^\circ$ ($R_1 < R_2$). Конечно, наблюдаемая корреляция носит часто качественный характер, так как для такого рода экспериментов ожидать количественных совпадений трудно.

Взаимодействие осевых токов в плазме с внешним магнитным полем качественно хорошо объясняет и наблюдаемые зависимости формы магнитоплазменной конфигурации от внешних параметров. При перемещении по оси z ток

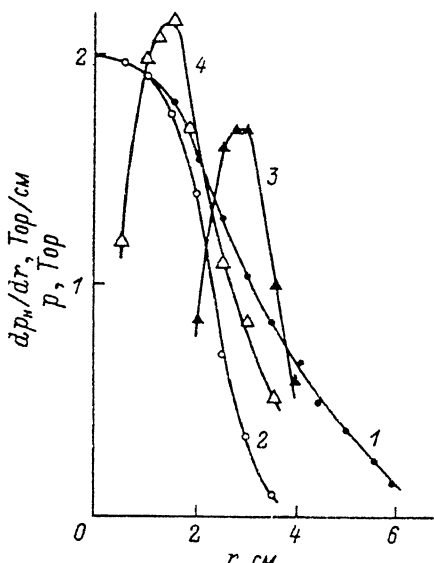


Рис. 4. Радиальные распределения величин, характеризующих газодинамические и магнитные силы.

$I_M = 20$ кА, $z = 10$ см. 1, 2 — $\rho = 2nkT_e$;
3, 4 — dp_H/dx ; 1, 3 — $\varphi = 78^\circ$; 2, 4 — 12° .

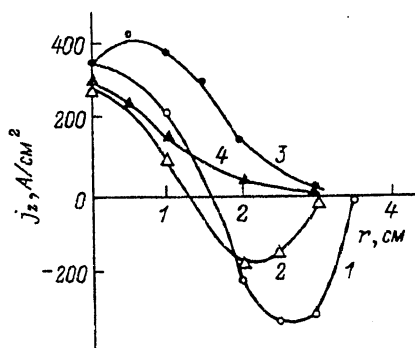


Рис. 5. Радиальные распределения плотности осевого тока в плазме при $z = 2$ см.

φ , град: 1, 3 — 78° ; 2, 4 — 12° ; I_M , кА: 1, 3 — 20; 2, 4 — 40.

j_z и концентрация плазмы меняются несильно. Поэтому баланс между газодинамическими и магнитными силами сохраняется и форма магнитоплазменной конфигурации слабо зависит от z .

При $z = \text{const}$ с ростом магнитного поля концентрация плазмы возрастает несколько слабее, чем по линейному закону, поэтому для сохранения баланса сил осевой ток j_z должен уменьшаться. Это хорошо видно на рис. 5, где приведены радиальные распределения тока j_z для $\varphi = 10$ и 80° при двух значениях $I_M = 20$ и 40 кА ($z = 2$ см). Уменьшение тока j_z и сохранение баланса сил приводят к тому, что форма магнитоплазменной конфигурации слабо зависит от величины магнитного поля.

Таким образом, осевые токи в плазме качественно хорошо объясняют не только асимметрию квадрупольной магнитоплазменной конфигурации, но и функциональные зависимости ее формы от I_M и z . Однако остается неясным вопрос, чем определяются абсолютные значения размеров (R_1 и R_2) плазменной конфигурации.

Измерения с анодом малого диаметра

Кажется естественным предположение о том, что размеры квадрупольной магнитоплазменной конфигурации определяются величиной диаметра анода плазменного источника. Для проверки этого предположения были проведены эксперименты с источником, в котором выходное сечение было заглушено металлическим фланцем с центральным отверстием диаметром 12 мм. Качественно характер процессов в квадрупольном магнитном поле сохранился и с таким источником. Хотя появились и некоторые количественные различия, связанные с возрастанием плотности потока массы (массовый расход сохранялся прежним), уменьшением температуры электроном и степени ионизации плазмы.

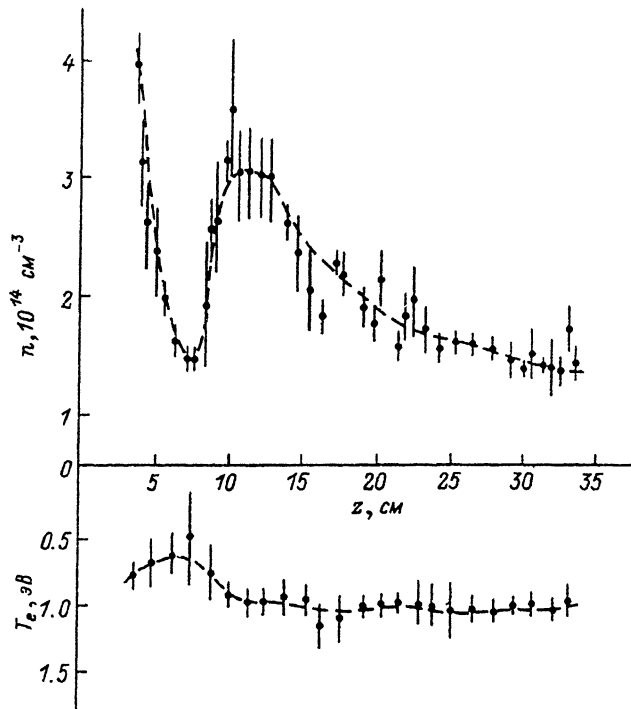


Рис. 6. Осевые распределения концентрации плазмы и температуры электронов ($I_M = 20$ кА).

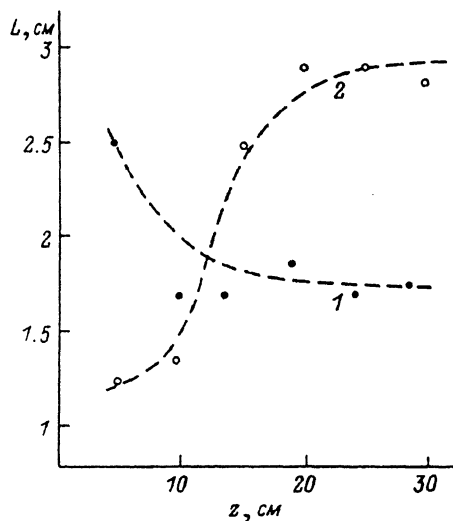


Рис. 7. Зависимость от z расстояния, на котором концентрация плазмы $n = 0.5n_0$.
 $\varphi = 12$ (1), 78° (2); $I_M = 20$ кА.

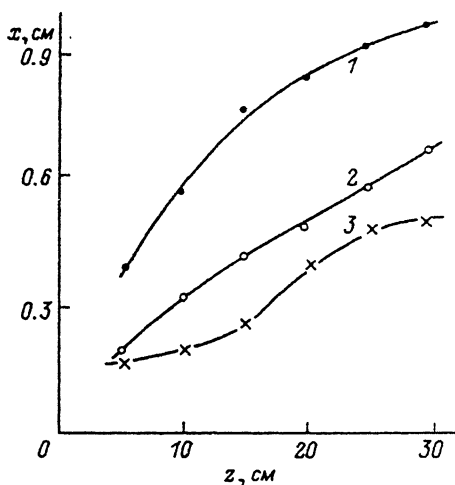


Рис. 8. Зависимость от z ширины плазменной сепаратрисы x (расстояние между линиями равной концентрации $n = 0.5n_0$ при $r = 6$ см).
 I_M , кА: 1 — 20, 2 — 40, 3 — 60.

На рис. 6 приведены осевые распределения концентрации плазмы и температуры электронов T_e . Видно, что в отличие от анода большого диаметра резко увеличилась немонотонность в распределении концентрации и уменьшилась величина электронной температуры.

На рис. 7 и 8 приведена зависимость величин, характеризующих форму магнитоплазменной конфигурации (R_1 , R_2 и x) от z и I_M . Видно, что основные закономерности (асимметрия $R_2 > R_1$, рост R_2 и x с ростом z , уменьшение R_1) сохраняются и для анода малого диаметра, хотя абсолютные значения величин существенно меньше.

Уменьшение диаметра плазменной струи в выходном сечении источника заметно уменьшает и размеры магнито-плазменной конфигурации. Особенно наглядно это видно из рис. 9, где приведены линии равной концентрации $n = 0.5n_0$ при $I_M = 20$ кА для анода диаметром 50 (1) и 12 мм (2).

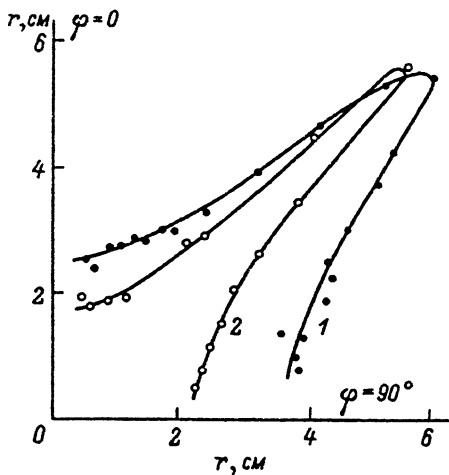


Рис. 9. Пространственное распределение концентрации плазмы $n = 0.5n_0$ ($I_M = 20$ кА).

Протекание радиального тока

Для проблемы квазистационарных плазменных ускорителей [2] представляет интерес поведение плазмы в квадрупольном магнитном поле при пропускании через плазму радиальных токов. С этой целью в исследуемую систему были введены три электрода, схема расположения которых показана на рис. 10. Электроды площадью 5×8 см, подключенные к изолированному источнику питания, позволяли пропускать электрический ток по плазме вдоль сепаратрис. На рис. 10 приведены ВАХ для двух вариантов пропускания тока. Видно, что на ВАХ можно различить два характерных участка: при малых токах ВАХ прямолинейна, а при $I > 1$ кА ток начинает расти быстрее, чем по линейному закону. При этом на отрицательном электроде отчетливо наблюдается образование катодных пятен.

Полученные результаты довольно очевидны. При малых токах, когда в прикатодном слое осуществляется ионный токоперенос, исследуемая система напоминает обычный самостоятельный газовый разряд. В этом случае в плазме работает закон Ома и ВАХ прямолинейна. Так как расстояние между электродами 1—2 меньше, чем между 1—3, то и сопротивление плазмы в этом случае меньше. При образовании катодных пятен разряд из самостоятельного переходит в самостоятельный, параметры плазмы резко меняются, что и отражается на виде ВАХ.

Представляет интерес поведение плазмы на линейном участке ВАХ. Распределение параметров плазмы для этого случая приведено на рис. 11. Видно, что при пропускании радиального тока распределение концентрации плазмы меняется мало, тогда как распределение потенциала значительно деформируется. Вблизи сепаратрисы появляется токовый канал, где потенциал практически постоянен. Отсутствие лоренцовского электрического поля безусловно должно сказаться и на характере осевого течения плазмы вблизи сепаратрисы.

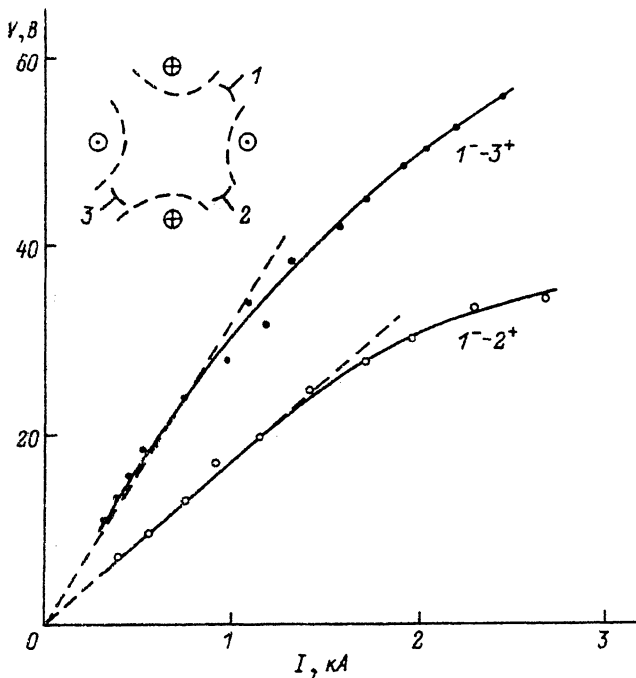


Рис. 10. ВАХ разряда при пропускании тока по сепаратрисе.

$$I_M = 36, z = 25 \text{ см.}$$

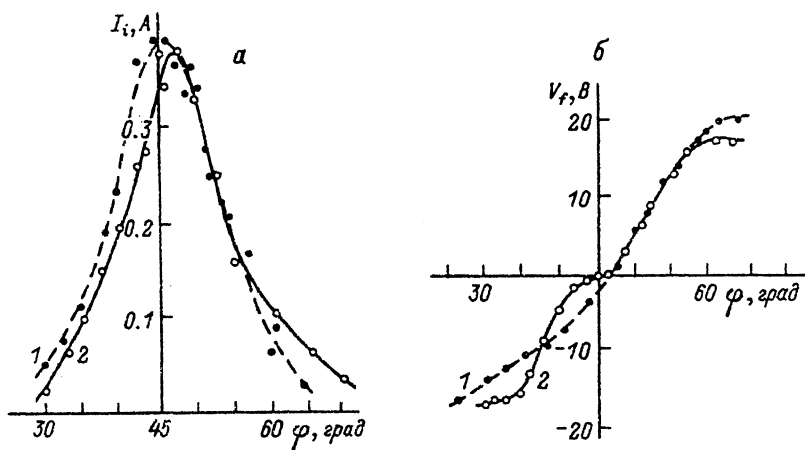


Рис. 11. Угловое распределение ионного тока на зонд (а) и потенциала плавающего зонда V_f (б) (относительно V_f при $z = 0$) при пропускании тока по сепаратрисе I_r .

$$z = 25 \text{ см, } r = 6 \text{ см, } I_M = 36 \text{ кА: } I_r = 0 \text{ (1), } 1 \text{ кА (2); } 1^-3^+.$$

Обсуждение результатов и заключение

Проведенные исследования позволяют нарисовать, по крайней мере на качественном уровне, физическую картину квазистационарного течения низкотемпературной плазмы в квадрупольном магнитном поле. Прежде всего, по нашему мнению, представление о том, что "поляризационные заряды на границе

плазменного сгустка формируют объемное поле поляризации", вряд ли можно считать удачным, во всяком случае для плотной низкотемпературной плазмы. Трудно себе представить, чтобы в условиях, когда не только ионный, но и электронный ларморовский радиусы были меньше толщины дебаевского слоя, на границе плазмы существовал бы ионный слой пространственного заряда. Не "поляризационные заряды" создают электрическое поле, а объемное лоренцовское поле оказывает влияние на формирование границы плазмы.

В условиях данных экспериментов большое влияние на характер течения плазмы оказывает плазменный источник, который формирует турбулентный плазменный поток [1]. Именно неустойчивостями и турбулентностью во многом определяется характер поведения плазмы в квадрупольном магнитном поле. Кроме того, источник задает геометрические размеры возникающей магнитоплазменной конфигурации и на небольших расстояниях вносит большую асимметрию в плазменный поток благодаря присутствию в источнике значительных токов выноса.

Следует подчеркнуть, что решающее влияние турбулентности на течение плазмы в квадрупольном магнитном поле отмечалось и в работах, где использовались другие источники плазмы. Например, в работе [3], в которой источником плазмы служила импульсная эрозионная пушка, именно anomальная электропроводность плазмы не позволила, по мнению авторов, получить в этих условиях нейтральный токовый слой. Отметим также, что наблюдаемая в этой работе магнитоплазменная конфигурация, так же как и в наших условиях, была асимметричной.

На основании полученных экспериментальных результатов и их анализа нам представляется следующая картина течения плазмы. Из плазменного источника турбулентный поток плазмы попадает в квадрупольное магнитное поле. Вследствие турбулентной электропроводности и малого значения истинного магнитного числа Рейнольдса внешнее магнитное поле свободно диффундирует в плазму и не оказывает силового воздействия на плазменную границу.

Магнитное поле не влияет на движение ионов, так как для ионов параметр Холла $(\omega\tau)_i < 1$, а ионный ларморовский радиус больше размеров системы. Поэтому можно считать, что из плазменного источника ионы разлетаются прямопрелетно. Для электронов $(\omega\tau)_e \geq 1$ и электроны частично замагничены. При пересечении плазмой силовых линий магнитного поля на электроны действует сила Лоренца (естественно, что сила Лоренца действует и на ионы, но вследствие большой массы смещение иона под действием этой силы мало), которая создает в плазме электрическое поле $E_{\perp} = (1/c)vH$. В скрещенных $E \times H$ полях электроны дрейфуют со скоростью $v_{\perp} = c(E_{\perp}/H)$, равной скорости полета ионов.

При удалении от источника и расширении плазменного потока поперек магнитного поля в плазме индуцируются объемные осевые токи, амперово взаимодействие которых с внешним магнитным полем и определяет форму магнитоплазменной конфигурации и ее функциональные зависимости от внешних параметров.

В заключение мы благодарим В. П. Афанасьева и участников семинара лаборатории В. Е. Голанта ФТИ им. А. Ф. Иоффе за полезное обсуждение и критику.

Список литературы

- [1] Афанасьев В. П., Блинов И. О., Дрычко Д. А. и др. Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе. № 1388. Л., 1989.
- [2] Морозов А. И. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 2. С. 131—146.
- [3] Франк А. Г. Тр. ФИАН. 1974. Т. 74.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
5 июня 1991 г.