04

ТЕЧЕНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ В КВАДРУПОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ . I

Г. А. Дюжев, М. А. Жаков

Проведено экспериментальное исследование квазистационарного течения водородной плазмы в квадрупольном магнитном поле. Показано, что наблюдаемые пространственные распределения параметров плазмы связаны с наличием в плазме неустойчивостей и с невозможностью замагнитить электронную компоненту плазмы.

Введение

Течение плазмы в магнитном поле исследовалось во многих работах [1, 2], и в настоящее время существуют определенные представления о движении плазменного сгустка поперек магнитного поля [3, 4], согласно которым при пересечении магнитных силовых линий на границе плазмы возникают "поляризационные заряды", которые создают в объеме электрическое "поле поляризации", перпендикулярное магнитному полю. В скрещенных E и H полях плазма дрейфует со скоростью $v_{\text{др}} = E/H$. По мнению некоторых авторов [5,6], если каким-либо образом "снять поляризационные заряды", то можно затормозить и даже оставить плазменный сгусток.

В большинстве экспериментальных работ, которые проводились с целью либо изучения динамики входа плазменного сгустка в магнитные ловушки [2], либо экспериментальной проверки возможности существования нейтрального токового слоя [7], источником плазмы служила импульсная пушка, дававшая небольшой по протяженности (несколько см) сгусток плазмы, двигавшийся с большой скоростью ($\geq 10^7$ см/с). Кроме того, исследования проводились при значительных магнитных полях, когда замагничена не только электронная, но и ионная компонента плазмы. Концентрация плазмы в этих экспериментах обычно не превышала $10^{13} - 10^{14}$ см$^{-3}$.

В настоящее время для решения многих задач, связанных с применением плазменных технологий в промышленности, необходимо использование плотных стационарных плазменных потоков. При этом надо научиться не только формировать такие потоки, но и создать эффективные плазмоводы для их транспортировки. В таких устройствах целесообразно использовать магнитное поле, в том числе и магнитное поле с нулевой линией, простейшей моделью которого является магнитный квадруполь. Интерес к исследованиям течения плазмы в квадрупольном магнитном поле связан также с проблемой создания сильноточных плазменных ускорителей [8].

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование квазистационарного течения низкотемпературной водородной плазмы вдоль нулевой линии квадрупольного магнитного поля.

Экспериментальная установка и техника эксперимента

Источником плазмы служила коаксиальная плазменная пушка с импульсным напуском водорода, работавшая в квазистационарном режиме. Подробно конструкция плазменного инжектора и его характеристики приведены в [9].

В описываемых экспериментах источник работал в следующем режиме: ток разряда 12 – 20 кА (при этом напряжение на электродах 120 – 180 В), длительность квазистационарной стадии разряда 0.2 мс, значение массового расхода водорода $\dot{m} \sim 0.5$ г/с почти не менялось во время разряда. Концентрация плазмы на срезе анода источника составляла $n \sim 10^{15} - 10^{16}$ см$^{-3}$ (плазма полностью ионизована), температура электронов $T_e \sim 2.5$ эВ, скорость плазменного потока $v \sim 2 \cdot 10^6$ см/с.

Магнитная система (квадруполь) представляла собой четыре изолированные от плазмы параллельные штыря диаметром 8 мм и длиной 1 м, расположенные в углах квадрата со стороной 16 см. Квадруполь вместе с источником плазмы монтировался на торцевом фланце вакуумной камеры ($\varnothing$ 0.5 × 1.5 м), откачанной до давления 10^{-5} Тор. Питание магнитной системы осуществлялось от емкостного накопителя, обеспечивавшего ток в штырях квадруполя до 60 кА при длительности импульса 0.5 мс.

Для диагностики плазмы в экспериментых использовался метод электрических зондов. В водороде при $n \leq 10^{15}$ см$^{-3}$ и $T_e \sim 2.5$ эВ длина ионизации меньше длины свободного пробега ионов и, как показано в [10], при обработке зондовых характеристик можно использовать теорию Ленгмюровского зонда. В этом случае концентрация заряженных частиц плазмы определяется из ионного тока насыщения по формуле $n = I_{is}/S \cdot (0.43q\sqrt{kT_e/M})^{-1}$, где S — площадь зонда. Температура и концентрация плазмы измерялись тройным зондом. Это позволило, во-первых, гальванически развязать схему измерения и источник питания инжектора и тем самым существенно снизить помехи. Во-вторых, применение тройного зонда дает возможность одновременно с измерением концентрации получать сигнал пропорциональный электронной температуре [11].

Следует отметить, что хорошее насыщение ионного тока достигалось только на чистых зондах, поэтому зонды периодически очищались с помощью тлеющего разряда. Контрольные зондовые характеристики снимались по точкам, что оказалось возможным благодаря высокой воспроизводимости результатов от разряда к разряду.

Наличие магнитного поля в наших условиях не оказывает существенного воздействия на результаты зондовых измерений, так как ионная компонента плазмы не замагничена и магнитное поле не влияет на величину I_{is}, а T_e в трехзондовой методике определяется вблизи плавающего потенциала зонда, когда магнитное поле сказывается мало [12].

Потенциал плазмы определялся из плавающего потенциала одиночного зонда относительно одного из электродов инжектора, а напряженность электрического поля — по разности потенциалов между двумя зондами, расположенными на известном расстоянии друг от друга.

Зонды были изготовлены из молибденовой проволоки диаметром 0.1 мм и длиной неизолированной рабочей части 2 мм. Специальная координатная система, расположенная внутри вакуумной камеры, могла перемещать зонды (так же, как и другие датчики) вдоль оси квадруполя z ($z = 0$ соответствует срезу анода источника), по радиусу r и по углу φ ($\varphi = 0$ соответствует направлению на штырь магнитной системы).

Электротехнические измерения проводились стандартными методами: токи измерялись поясами Роговского, напряжения — омическими делителями. Пояса Роговского различного диаметра (от 9 до 50 мм), укрепленные на системе перемещения, позволили снять распределение токов во всем объеме, занятом плазмой. Для регистрации магнитного поля был изготовлен магнитный зонд, представлявший собой блок из трех взаимно перпендикулярных миниатюрных

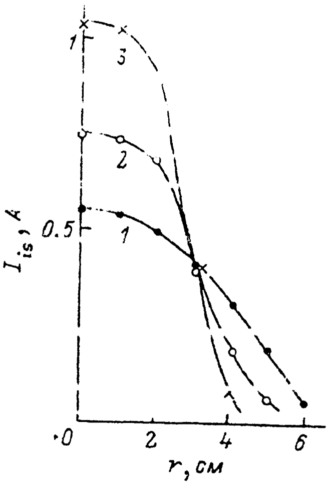


Рис. 1. Радиальные распределения ионного тока насыщения.

z = 20 см, φ = 80°; 1 — $I_{\text{м}}$ = 20, 2 — 40, 3 — 60 кА.

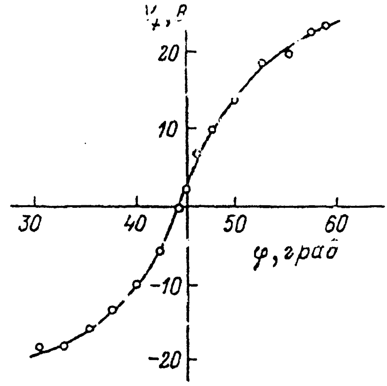


Рис. 2. Угловое распределение плавающего потенциала.

z = 25 см, r = 6 см, $I_{\text{м}}$ = 20 кА.

катушек. Магнитный зонд, а также пояса Роговского подключались к электронному интегратору. Датчик электропроводимости состоял из двух параллельных пластин площадью 1 см^2, расположенных на расстоянии 1 см друг от друга. Между пластинами пропускался ток от дополнительного источника. Электропроводность определялась по наклону прямолинейного участка вольт-амперной характеристики датчика.

Распределение параметров плазмы

С помощью электрических зондов была снята подробная картина пространственного распределения параметров плазмы (концентрации n, потенциала V_f и температуры электронов T_e).

На рис. 1 приведена радиальная зависимость ионного тока насыщения при фиксированном угле φ для различных значений тока $I_{\text{м}}$ в магнитной системе. На рис. 2 даны значения потенциала плавающего зонда V_f относительно другого зонда, помещенного на оси квадруполя в том же сечении, в зависимости от угла φ при $r = 6$ см. Измеренная температура электронов T_e оказалась практически постоянной по всему сечению.

Снимая аналогичные зависимости для различных r и φ, можно получить пространственное распределение параметров клазмы при $z = \text{const}$. На рис. 3 представлены линии равной концентрации (верхняя половина, n_0 — концентрация на оси, $n_0 = 1 \cdot 10^{14}\,\text{см}^{-3}$) и линии равного потенциала V_f относительно катода инжектора (нижняя правая половина) для $z = 25$ см и $I_{\text{м}} = 20$ кА . В нижнем левом квадранте показаны силовые линии магнитного поля H и линии $|\mathbf{H}| = \text{const}$. Видно, что при течении плазмы в квадрупольном магнитном поле формируется характерная и довольно очевидная магнитоплазменная конфигурация: плазма по силовым линиям магнитного поля вытекает вдоль сепаратрис и отжимается магнитным полем от токонесущих штырей. При этом в объеме плазмы возникает электрическое поле E, перпендикулярное магнитному.

Обсудим вначале полученные распределения потенциала. Из рис. 3 видно, что вблизи плазменной сепаратрисы ($\varphi = 45°$) электрическое поле максимально при $r \simeq 6$ см и уменьшается как при приближении к оси системы, так и при

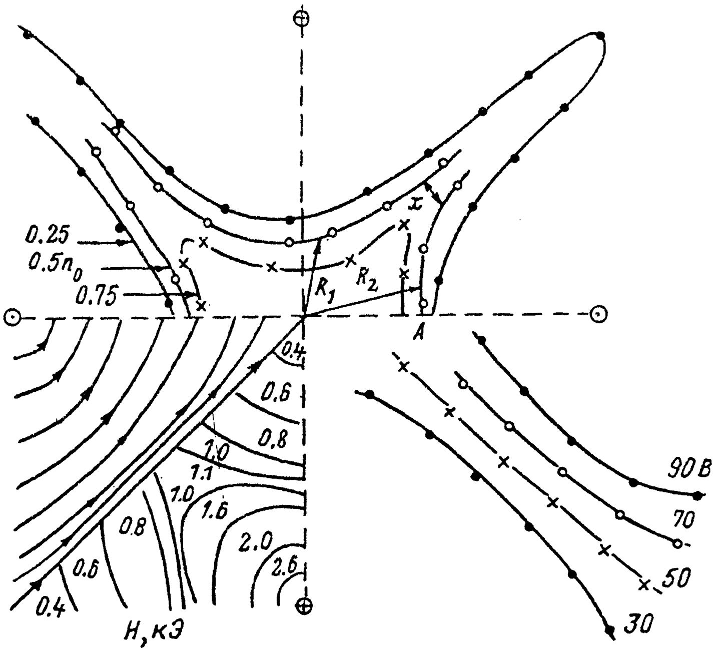


Рис. 3. Пространственное распределение параметров плазмы.

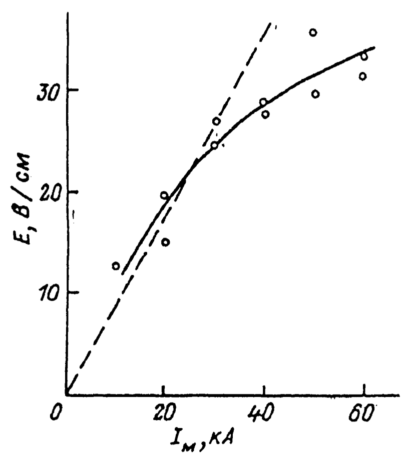


Рис. 4. Зависимость напряженности электрического поля от величины магнитного поля.

z = 35 см.

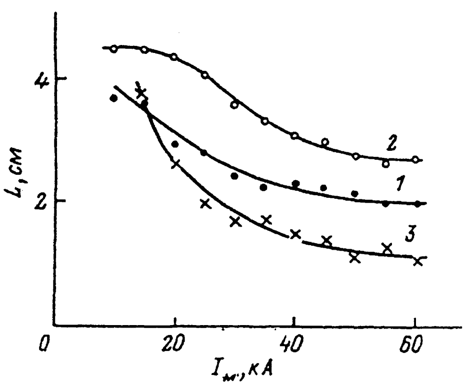


Рис. 5. Зависимость размеров магнитоплазменной конфигурации от величины магнитного поля.

z = 20 см; 1 — R_1, 2 — R_2, 3 — X.

удалении от нее. На том же расстоянии от оси, если двигаться вдоль радиуса, имеет максимум и напряженность магнитного поля H.

Абсолютные зачения E однозначно определяются величиной H. На рис. 4 приведена зависимость $E = f(I_м)$ для $r = 6$ см и $\varphi = 45°$. На рис. 4 штриховой линией показана напряженность электрического поля $E_л = (1/c)vH$, которое возникает в движущейся плазме вследствие действия на заряженные частицы силы Лоренца. Величины $E_л$ вычислены при значении направленной скорости плазмы $v = 2 \cdot 10^6$ см/с (скорость плазмы на выходе из источника). Видно, что при

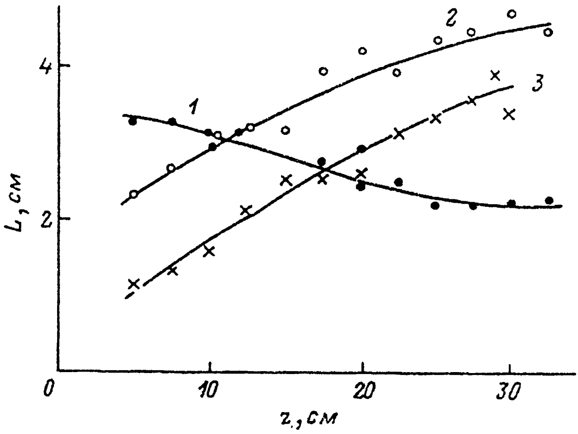


Рис. 6. Зависимость от z размеров магнитоплазменной конфигурации.
1—3 — то же, что и на рис. 5.

$I_м < 30$ кА ($H < 1.5$ кЭ) наблюдается хорошее согласие эксперимента с расчетом. При больших магнитных полях экспериментальные значения напряженности электрического поля меньше лоренцовского поля $E_л$, рассчитанного для $v = 2\cdot10^6$ см/с. По-видимому, это связано с уменьшением осевой скорости плазмы при больших H, хотя однозначно указать причины уменьшения скорости на базе проведенных экспериментов не представляется возможным.

Обсудим теперь пространственное распределение концентрации. Согласно теоретическим представлениям, характер течения плазмы в магнитном поле определяется величиной магнитного числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_м = (4\pi\sigma_0 vL)/c^2$, где σ_0 — электропроводность плазмы, а L — характерный размер. Если $\mathrm{Re}_м \gg 1$, то внешнее магнитное поле не успевает проникнуть в плазму, а магнитное поле, изначально находящееся в плазме, оказывается вмороженным. В этом случае поверхностный ток, сосредоточенный в скин-слое, взаимодействуя с внешним магнитным полем, сдавливает плазму, и в стационарном состоянии на границе плазмы выполняется баланс давлений $H^2/8\pi = 2nkT_e$.

Казалось бы, для условий нашего эксперимента реализуется именно этот случай. Действительно, для $T_e = 2.5$ эВ, $\sigma_0 = 1.5\cdot10^{-14}$ CGSE, при $v = 2\cdot10^6$ см/с и $L = 10$ см магнитное число Рейнольдса $\mathrm{Re}_м \simeq 30$. Однако результаты подобного исследования формы магнитоплазменной конфигурации и зависимостей деталей этой формы от внешних параметров не согласуются с приведенными выше теоретическими представлениями для $\mathrm{Re}_м \gg 1$. На рис. 5 приведены зависимости величин R_1 (расстояние, на котором концентрация плазмы $n = 0.5n_0$ при $\varphi = 12°$), R_2 (аналогично для $\varphi = 78°$) и x (расстояние между линиями равной концентрации $n = 0.5n_0$ на радиусе $r = 6$ см, т. е. ширина плазменной сепаратрисы) от значений $I_м$ в штырях магнитной системы. Видно, что, во-первых, магнитоплазменная конфигурация имеет асимметричную форму ($R_2 > R_1$), что для симметричной системы довольно трудно себе представить, а во-вторых, с ростом H размеры магнитоплазменной конфигурации уменьшаются. Казалось бы, последнее обстоятельство говорит о том, что магнитное давление сжимает плазму. Однако при этом баланс магнитного и газокинетического давления явно не выполняется, поскольку $p_м \sim H^2$, а концентрация плазмы, как показали измерения, растет $\sim H$ при T_e, практически не зависящей от H. Кроме того, абсолютные значения магнитного и газокинетического давления имеют разные порядки величины. Например, в точке A на рис. 3 $nkT_e = 0.15$ Тор, тогда $H^2/8\pi = 11$ Тор.

Форма магнитоплазменной конфигурации была исследована и в других сечениях вдоль оси квадруполя. На рис. 6 приведена зависимость от z величин R_1, R_2 и x при $I_м = 20$ кА. Видно, что при удалении от плазменного источника возрастает ширина плазменной сепаратрисы и увеличивается асимметрия в распределении концентрации (R_2 растет с ростом z, тогда как R_1 — падает).

До сих пор, рассматривая распределение концентрации, мы приводили значения n, отнесенные к концентрации плазмы n_0 на оси квадруполя. На рис. 7 приведены значения n_0 и температуры электронов на оси квад-

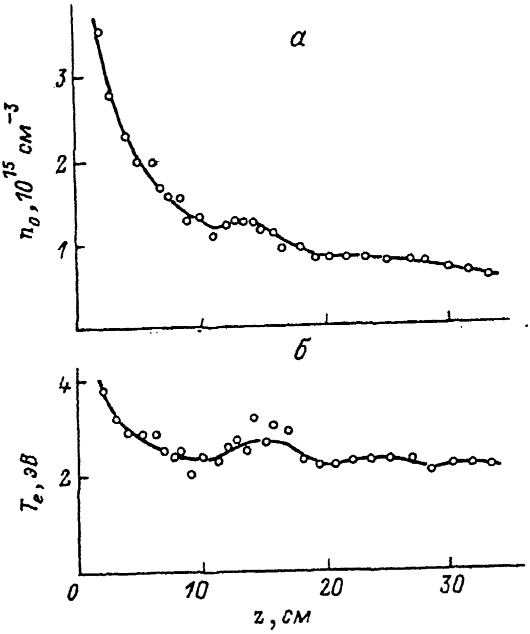


Рис. 7. Аксиальные распределения концентрации плазмы (*а*) и температуры электронов (*б*).

руполя T_{e0} в зависимости от z при $I_м = 20$ кА. Видно, что зависимости обеих величин имеют сложный и немонотонный характер.

Резюмируя результаты иссдований пространственного распределения параметров плазмы и их функциональных зависимостей, можно сказать, что полученные в эксперименте закономерности остаются во многом неясными и трудно поддаются интерпретации, если считать, что $\mathrm{Re}_м \gg 1$ и магнитное поле не проникает в плазму. Поэтому были проведены непосредственные измерения величины магнитного поля.

Измерения магнитного поля

Измерение трех составляющих магнитного поля H_z, H_r и H_φ проводилась с помощью миниатюрных магнитных зондов. Главный вопрос, на который должны были ответить магнитные измерения, — это вопрос о том, проникает или не проникает внешнее магнитное поле в плазму и существует ли на границе плазмы скачок магнитного давления.

На рис. 8 приведены типичные осциллограммы сигнала с магнитного зонда, пропорциональные составляющей магнитного поля H_φ для $z = 10$ см, $\varphi = 80°$, $I_м = 20$ кА при различных радиусах r. Штриховые кривые — это сигналы с зонда при отсутствии плазмы. Видно, что в пределах погрешности измерений магнитное поле при наличии плазмы совпадает с вакуумным. Отсутствие заметного скачка магнитного поля на границе плазма—вакуум для поля H_φ наблюдалось в широком диапазоне изменения внешних параметров ($z, r, \varphi, I_м$). Необходимо отметить, что при работе плазменного источника на осциллограммах сигнала с магнитных зондов наблюдаются интенсивные колебания. На рис. 9 приведены сигналы, пропорциональные составляющей магнитного поля H_φ, при $z = 20$ см, $r = 2$ см и $\varphi = 45°$ (в этой точке вакуумное магнитное поле $H_\varphi^0 = 0$). Аналогичные колебания наблюдаются и на осевой составляющей магнитного поля H_z. На радиальной составляющей поля H_r колебания практически отсутствуют.

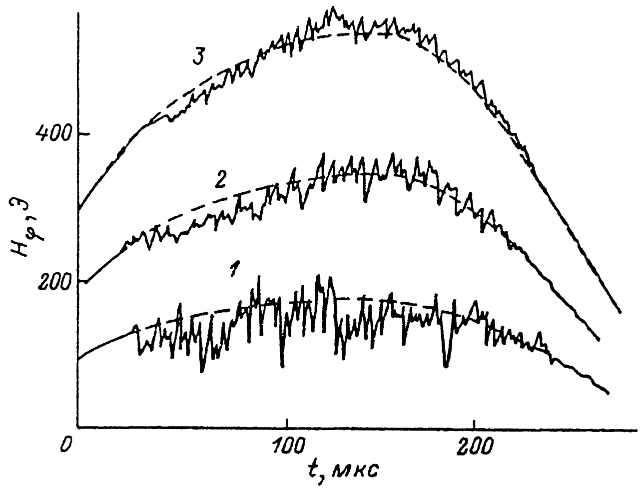


Рис. 8. Осциллограммы сигналов с магнитных зондов.
r, см: *1* — 1, *2* — 2, *3* — 3.

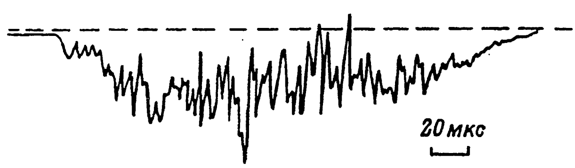


Рис. 9. Осциллограмма сигнала с магнитного зонда.

Средняя амплитуда колебаний $\tilde{H}$ определяется положением точек в пространстве (z, r, φ) и слабо зависит от тока в штырях магнитной системы $I_м$. На рис. 10 приведены зависимости $\tilde{H}_z$ и $\tilde{H}_\varphi$, измеренные вблизи оси, от расстояния от плазменного источника z при различных значениях тока $I_м$. Видно, что величины $\tilde{H}_z$ и $\tilde{H}_\varphi$ резко падают при увеличении z. Это указывает, по-видимому, на то, что источником колебаний является плазменный инжектор.

Таким образом, магнитные измерения показали, что в условиях данных экспериментов магнитное поле свободно проникает в плазму. С другой стороны, оценки магнитного числа Рейнольдса при использовании в качестве σ_0 спитцеровского значения электропроводности дали величину $Re_м = 30$. Единственная возможность согласовать результаты магнитных измерений с оценкой $Re_м$ состоит в том, что истинная электропроводность плазмы существенно меньше спитцеровской.

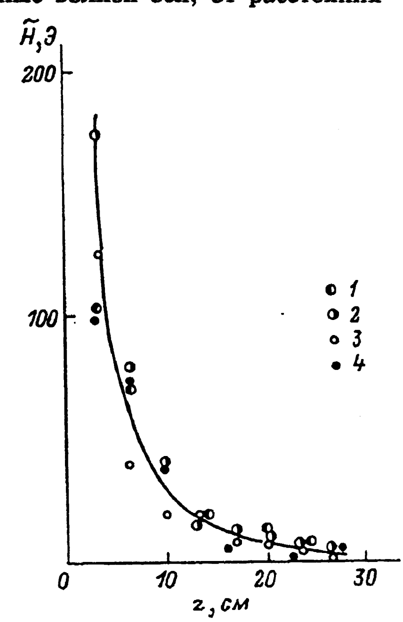


Рис. 10. Зависимость амплитуды колебаний магнитного поля от z.
1, 2 — H_φ; *3, 4* — H_z; *1, 3* — $I_м$ = 20; *2, 4* — 40 кА.

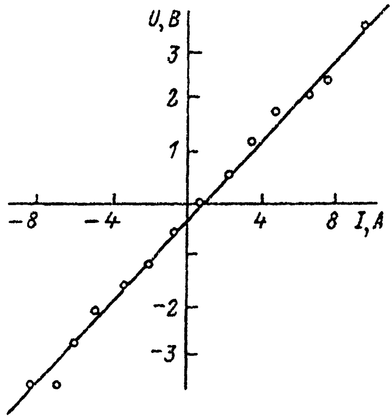


Рис. 11. ВАХ датчика электропроводности.

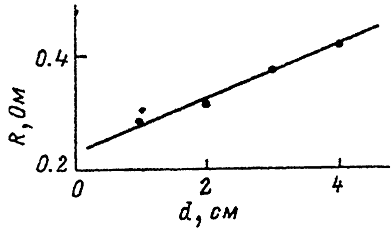


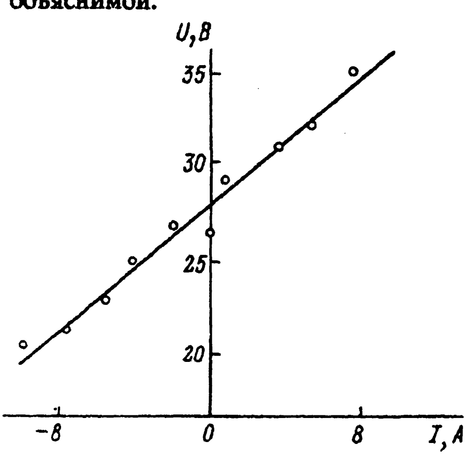
Рис. 12. Сопротивление промежутка в зависимости от расстояния между пластинами датчика электропроводности.

Результаты измерения электропроводности

Электропроводность плазмы измерялась датчиком, представляющим собой две плоскопараллельные пластины, подключенные к источнику напряжения. На рис. 11 приведена вольт-амперная характеристика (ВАХ) датчика, расположенного вблизи оси квадруполя, при $z = 20$ см и $I_м = 20$ кА. Хорошая прямолинейность ВАХ позволяет определить электропроводность плазмы $\sigma = dI/dV$.

Однако такое определение σ будет корректным только в том случае, когда напряжение между пластинами датчика сосредоточено в объеме плазмы, а не в приэлектродных слоях. Для проверки этого был изготовлен датчик, расстояние между пластинами которого d могло меняться. На рис. 12 видно, что зависимость $R = V/I = f(d)$ представляет собой прямую линию. Значение сопротивления R при $d \to 0$ соответствует сопротивлению подводящих проводов. Прямолинейность зависимости $R = f(d)$ говорит о том, что приэлектродные падения потенциала невелики и из наклона ВАХ датчика электропроводности можно надежно определять σ. Для ВАХ, представленной на рис. 11, $\sigma \simeq 3\ Ом^{-1} \cdot см^{-1}$. Параметры плазмы, определенные в той же точке с помощью зондовой методики, $n \sim 10^{15}\ см^{-3}$, $T_e \sim 2$ эВ. Отсюда спитцеровская электропроводность плазмы $\sigma_0 \simeq 100\ Ом^{-1} \cdot см^{-1}$.

Если экспериментальная электропроводность плазмы $\sigma \ll \sigma_0$, то $Re_м < 1$ и диффузия внешнего магнитного поля в плазменный поток становится легко объяснимой.



Несоответствие экспериментально измеренных значений электропроводности значениям, вычисленным по теории парных кулоновских столкновений, скорее всего связано с тем, что используемый в экспериментах источник дает турбулентный поток плазмы. Как показано в [9], именно турбулентность не позволяет реализовать идею квазистационарного ускорения плазмы и ускорить плотный плазменный поток до скоростей, существенно превышающих скорость ионного звука.

Рис. 13. ВАХ датчика электропроводности.

Турбулентность не позволяет также замагнитить электронную компоненту плазмы и во внешнем квадрупольном магнитном поле. На рис. 13 приведена ВАХ датчика электропроводности при $z = 20$ см, $\varphi = 45°$, $r = 6.5$ см и $I_м = 20$ кА. В этой точке магнитное поле $H_\varphi \sim 1$ кЭ и параметр Холла $(\omega\tau)_e \simeq 6$. Пластины датчика в этих экспериментах были расположены так, что измерялись электропроводность, перпендикулярная магнитному полю. Вычисленная из наклона ВАХ $\sigma_\perp \simeq 1.2$ Ом$^{-1}$ см$^{-1}$. Это значение $\sigma_\perp$ существенно меньше, чем следует из теории парных столкновений $\sigma_\perp = \sigma / 1 + (\omega\tau)_e^2$.

Обращает на себя внимание факт, что при $H \neq 0$ ВАХ датчика электропроводности смещены по оси напряжений. Этот сдвиг определяется лоренцовским электрическим полем $E_л = (1/c)vH$. Скорость плазмы, определенная по значениям E и H, имеет величину $v \simeq 2.5 \cdot 10^6$ см/с, что близко к экспериментально определенному значению скорости плазмы на выходе из плазменного источника [9].

Таким образом, причиной беспрепятственного проникновения внешнего магнитного поля в плазму и истинного значения магнитного числа Рейнольдса $Re_м \leq 1$ является турбулентная электропроводность плазмы. Следует отметить, что к таким же выводам пришли и авторы работы [7], где в аналогичной геометрии не удалось экспериментально обнаружить нейтральный токовый слой.

Список литературы

[1] *Зыков В. Г., Синица И. Г., Степаненко И. А., Толок В. Т.* Исследование плазменных сгустков. Киев: Наукова думка, 1965.

[2] *Падалка В. Г.* // Физика и применение плазменных ускорителей. Минск: Наука и техника, 1974. С. 199—238.

[3] *Морозов А. И.* Физические основы электрореактивных двигателей. Т. I. М.: Атомиздат, 1978.

[4] *Голант В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е.* Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.

[5] *Гольц Э. Я., Ходжаев А. З.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 6. С. 988—993.

[6] *Батанов Г. М., Ивановский М. А., Шпигель И. С.* // ЖТФ. 1965. Т. 35. Вып. 3. С. 242—250.

[7] *Франк А. Г.* // Тр. ФИАН. 1974. Т. 74.

[8] *Морозов А. И.* // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 2. С. 131—146.

[9] *Афанасьев В. П., Блинов И. О., Дричко Д. А.* и др. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. № 1388. Л., 1989.

[10] *Бакшт Ф. Г., Дюжев Г. А., Митрофанов Н. К.* и др. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 12. С. 2574—2587.

[11] *Будников В. Н., Герасименко Г. В., Есипов Л. А.* и др. // ЖТФ. 1987. Т. 5. Вып. 2. С. 393—402.

[12] *Бакшт Ф. Г., Дюжев Г. А., Циркель Б. И.* и др. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 8. С. 1623—1641.

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

Поступило в Редакцию
5 июня 1991 г.