

УДК 533.932

ПОПЕРЕЧНЫЙ ТОК НА ПЕРИФЕРИИ СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ АМБАЛ-М

© 1999 г. С. Ю. Таскаев

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Поступила в редакцию 05.01.98 г.

Окончательный вариант получен 20.08.98 г.

В стартовой плазме концевой системы открытой ловушки АМБАЛ-М ранее был экспериментально обнаружен значительный продольный электронный ток. В данной работе изучается ток на периферии плазмы, рассматриваются процессы, приводящие к возникновению поперечного тока, и определяется величина поперечного тока в транспортирующей области. Проведенное рассмотрение позволяет выяснить, что основными особенностями эксперимента, обеспечивающими значительный поперечный ионный ток, являются заполнение ловушки тонким кольцевым потоком и формирование неравновесного распределения радиального электрического поля в плазме потенциалом электродов торцевой пушки. Сделано предположение о механизме генерации продольного электронного тока.

В концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М при использовании плазменной пушки без дополнительных методов нагрева получена горячая мишенная плазма [1]. Выяснено, что поддержание высокой электронной температуры (50 эВ) в пробкотроне не может обеспечиваться нагревом электронов от более горячих ионов в результате кулоновских столкновений [1]. Значительное влияние на нагрев электронов должен оказывать продольный электронный ток величиной порядка 1 кА, текущий от плазменной пушки и экспериментально регистрируемый на всей длине установки [2]. Учет джоулевого нагрева (в предположении спитчеровской проводимости) также не позволяет замкнуть энергобаланс электронного компонента [1]. В настоящее время законченной картины происходящих в ловушке процессов, согласующейся со всеми экспериментально измеренными параметрами, нет. Основная сложность связана со множественностью процессов и значительным изменением параметров плазмы в неоднородном магнитном поле. Как шаг в построении полной картины нагрева электронов в настоящей работе ставится конкретно сформулированная частная задача.

В работе проведено изучение замыкания тока в транспортирующей области. Предполагается, что текущий ток поглощается торцом установки, возвращается по проводящей вакуумной камере и замыкается в транспортирующей области по периферии плазмы. В нескольких сечениях ленгмюровскими зондами измерены радиальные распределения плотности плазмы и плавающего потенциала, а магнитным зондом – радиальные распределения плотности продольного тока. Подробно рассмот-

рены основные классические (столкновительные) процессы, приводящие к поперечному току.

Материал статьи представлен следующим образом. После краткого описания установки и констатации проблемы сформулирована задача. Затем рассмотрены процессы, приводящие к возникновению поперечного тока. Далее оценена величина поперечного тока в транспортирующей области. В заключении сформулированы основные результаты работы.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

На рис. 1 показана схема эксперимента. Подробное описание установки и основные экспериментальные результаты изложены в [1–3]. Напомним, что используемая плазменная пушка [4] имеет кольцевые катод и анод. Внутри по радиусу находится катод, дальше от оси расположен анод. Газоразрядный канал проецируется на катод и имеет внутренний радиус 5.5 см, внешний 6.5 см. Силовые линии магнитного поля, выходящие с поверхности катода, не проходят через анод. Ни один из электродов пушки не заземлен.

КОНСТАТАЦИЯ ПРОБЛЕМЫ

Возникновение проблемы связано с осознанием противоречия в изначальном представлении о возможном замыкании тока вблизи пушки. На рис. 2 видно, что некоторые силовые линии магнитного поля, выходящие из анода, в спадающем магнитном поле попадают на выступающий заземленный корпус соленоида, выполненный в виде полого цилиндра. Возможно развитие дуг и замыкание тока. И действительно, следы катод-

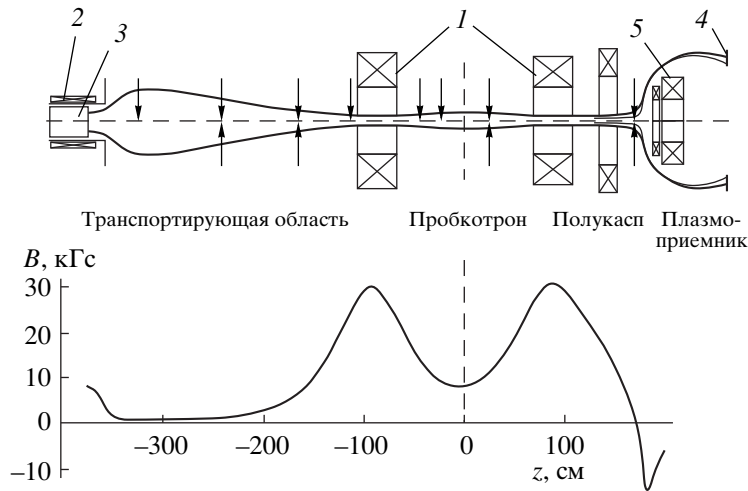


Рис. 1. Концевая система установки АМБАЛ-М и силовая линия, выходящая из плазменной пушки. Внизу – магнитное поле на оси. 1 – катушки пробкотрона, 2 – соленоид пушки, 3 – плазменная пушка, 4 – плазмоприемник, 5 – катушка полукаспа. Стрелками сверху на рисунке отмечены координаты сечений, в которых проводились измерения ленгмюровским зондом, стрелками снизу – магнитным зондом. В транспортирующей области магнитное поле направлено от пушки (N) к пробкотрону (S).

ных пятен обнаруживаются на внутренней поверхности цилиндра. Казалось бы, именно так должен течь электронный ток от заземленного корпуса на анод (кривые b на рис. 2). Но тогда потенциал анода в продолжение всей длительности течения тока должен быть положительным и примерно постоянным. Однако представленные на рис. 3 осциллограммы потенциала анода пушки и продольного тока не позволяют подтвердить это предположение. Поэтому полагаем, что основное замыкание тока не обеспечивается дуговым разрядом между анодом и близко расположенным заземленным корпусом. Хотя (с момента времени 1.2 мс) и этот механизм реализуется, о

чем свидетельствует также (типичный при окончании дугового разряда) скачок анодного потенциала в момент времени 2.75 мс.

В связи с этой проблемой возникает вопрос о механизме замыкания тока и, следовательно, о возможном механизме генерации обнаруженного продольного тока.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть плазма замагничена и в транспортирующей области занимает некий объем. Граничные условия со стороны пушки (на рис. 1 слева) возьмем следующими: от оси до определенного радиуса силовые линии магнитного поля проецируются на пушку, изолированную от земли; за этим радиусом силовые линии проецируются на заземленный корпус вакуумной камеры. Представляет интерес поверхность, отделяющая внутренний объем плазмы, контактирующей с изолированной пушкой, от внешнего, контактирующей с землей. Выделенность данной поверхности обусловлена тем, что граничные условия позволяют исключить эффект “короткого замыкания тока” проводящими торцами (эффект Саймона [5]). Эта поверхность определяется силовой линией, выходящей с анода на радиусе 8 см, которая показана вблизи пушки кривой 7 на рис. 2. Рассмотрим процессы, приводящие к переносу частиц через такую поверхность. От этого переноса зависит продольный перенос из внутреннего объема через правую границу – вход в пробкотрон.

Известно то, что на этой отделяющей поверхности плотность плазмы спадает наружу ($\partial n/\partial r < 0$) и электрическое поле направлено наружу ($E_r > 0$).

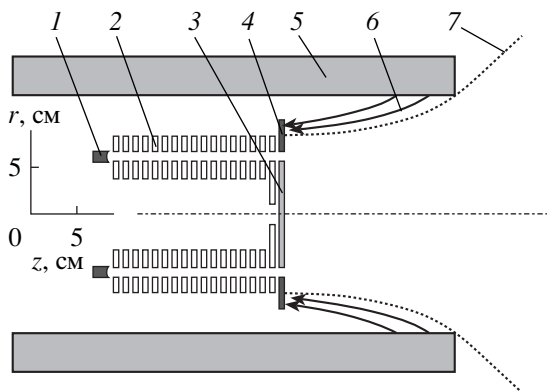


Рис. 2. Область вблизи плазменной пушки. 1 – катод, 2 – изолированные диафрагмы, 3 – внутренняя шайба, 4 – анод, 5 – заземленный корпус соленоида, 6 – возможное направление течения продольного электронного тока, 7 – ограничивающая силовая линия магнитного поля.

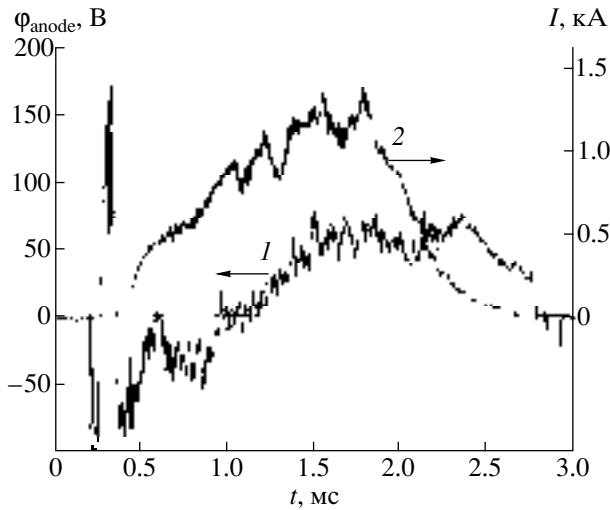


Рис. 3. Осциллограммы потенциала анода пушки (1) и продольного тока в пробкотроне (2), измеренного магнитным зондом на радиусе 11 см.

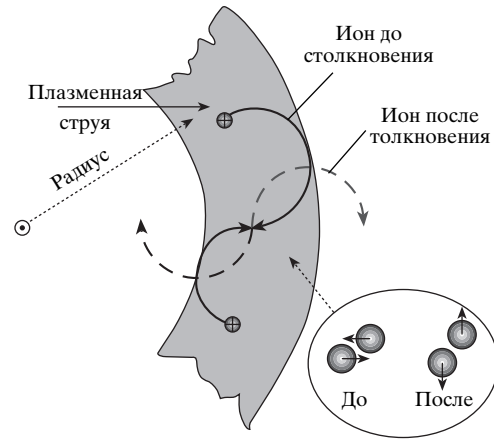


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая расплывание кольцевой струи в результате ион-ионных столкновений. Магнитное поле направлено по нормали к плоскости рисунка.

Этих предположений (экспериментальных фактов) достаточно для дальнейшего рассмотрения переноса частиц.

В работе не рассматривается течение тока до этой поверхности и после. Наличие проводящих торцов (пушка или заземленная вакуумная камера) при простом качественном объяснении (эффект Саймона) приводит к усложнению количественного решения задачи. Рассмотрение поперечного тока только в транспортирующей области обусловлено тем, что измерения в пробкотроне не показывали наличия на периферии обратного продольного электронного тока. Последнее также указывает на отсутствие замыкания тока противоположным торцом. При рассмотрении используется гидродинамическое приближение, применение которого оправдано тем, что в значительной и наиболее важной части рассматриваемой области длины свободного пробега частиц меньше характерных размеров системы, и нас интересуют параметры, усредненные за достаточно большой временной промежуток.

РАССМОТРЕНИЕ ПРОЦЕССОВ, ПРИВОДЯЩИХ К ПОПЕРЕЧНОМУ ТОКУ

Рассмотрим замагниченную простую плазму (электроны и протоны), имеющую неоднородное распределение плотности в направлении, поперечном направлению силовых линий однородного магнитного поля. Пусть градиент плотности направлен вдоль оси x , причем $dn/dx < 0$. В результате ион-ионных кулоновских столкновений за характерное

столкновительное время $\tau_{ii} = \frac{3\sqrt{M}T_i^{3/2}}{4\sqrt{\pi}\lambda e^4 Z^4 n}$ (см., например, [6]) ионы рассеиваются на угол порядка

единицы и, соответственно, ведущие центры ионов смещаются в плоскости xy (ось y перпендикулярна оси x и направлению магнитного поля) на расстояние ларморовского радиуса иона ρ_i , а вдоль оси x с равной вероятностью вправо или влево на расстояние $\rho_i/\sqrt{2}$. Через плоскость $x = x_0$ в положительном направлении (слева) за время τ_{ii} пройдет половина частиц из слоя от $x_0 - \rho_i/\sqrt{2}$ до x_0 . Одно-

$$j = \frac{1}{2} e n_- \frac{\rho_i}{\sqrt{2}} \frac{1}{\tau_{ii-}}, \text{ где } n_- \text{ и } \tau_{ii-} \text{ — усредненные значения в этом слое. Из-за отсутствия баланса левого и правого тока возникает нескомпенсированный ток } j = j_+ - j_-, \text{ который равен (здесь } A \text{ — постоянная величина в соотношении } \tau_{ii} = A/n)$$

$$j = \frac{1}{2} e \frac{\rho_i}{\sqrt{2}} \left(\frac{n_-}{\tau_{ii-}} - \frac{n_+}{\tau_{ii+}} \right) = \frac{e \rho_i (n_-^2 - n_+^2)}{2^{3/2} A} = -\frac{1}{2} \frac{e \rho_i^2}{\tau_{ii}(x_0)} \frac{\partial n}{\partial x}.$$

Таким образом, ток описывается законом Фика $j = -D \nabla n$ с коэффициентом $D = e \rho_i^2 / 2 \tau_{ii}$, зависящим от плотности. Ион-ионные столкновения в узкой плазменной струе приводят к уширению струи, ее расплыванию и, соответственно, к поперечному ионному току. Эта ситуация наглядно демонстрируется примером, представленным на рис. 4. Возьмем тонкую кольцевую плазменную струю в магнитном поле и рассмотрим два иона в струе, находящихся на одинаковом радиусе, но на разных азимутах. В результате столкновения

этих двух ионов между собой под углом 90° центр ларморовской окружности одного иона сместится по радиусу на ларморовский радиус наружу, а другого – вовнутрь, т.е. эти ионы выйдут за пределы струи. Центр их масс останется на том же радиусе, однако струя станет шире.

Хорошо известна компенсация поперечного ионного тока градиентным дрейфом и радиальным электрическим полем (см. [7], с. 229). Согласно [7], для того чтобы наглядно убедиться в компенсации тока, в первом случае следует перейти в систему координат, вращающуюся против часовой стрелки (если смотреть со стороны пушки), а во втором случае, наоборот, по часовой стрелке. Вместе эти механизмы не приводят к компенсации потоков, а, наоборот, усиливают поперечный ток.

По этому поводу можно привести хорошо известные аналогии. Например, электроны более подвижны вдоль силовых линий, и в пробкотроне для их удержания устанавливается более положительный потенциал, чем в пробке. Ионы же более подвижны в поперечном направлении, и для их удержания от выхода наружу должно устанавливаться отрицательное радиальное электрическое поле. У нас имеет место положительное радиальное электрическое поле, такое, что, напротив, способствует поперечному ионному потоку наружу.

Заметим, что формирование на периферии отрицательного электрического поля осуществлялось нами ранее, когда анодом служил не собственно анодный электрод, а внутренняя шайба пушки (3 на рис. 2). В этом случае измеряемый продольный электронный ток уменьшался на порядок по сравнению с обычным подключением электродов плазменной пушки, что может быть объяснено уменьшением поперечного ионного тока.

Вопрос о поперечном токе и проводимости сложен. К проблеме поперечного тока в сильном магнитном поле ($\omega_c \gg 1$, где ω_c – циклотронная частота) обращались неоднократно, см., в частности, ранние работы [5, 8] или книгу Ф. Чена [9], с. 170. Для достижения конкретных целей использовалось выражение обобщенного закона Ома в различных формах [7, 10, 11].

Возьмем обобщенный закон Ома в форме, приведенной в [10], с. 158:

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{1}{enc}[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - \frac{1}{en} \text{grad } p_e.$$

Здесь $\mathbf{V} = (M\mathbf{v}_i + m\mathbf{v}_e)/(M + m)$ – гидродинамическая скорость.

Если полагать $j = 0$, то получим, что радиальное электрическое поле приводит к азимутальному вращению однородной плазмы. Это частное решение соответствует случаю, когда рассматривается бесконечно длинный плазменный столб и

продольными потерями можно пренебречь или когда продольные потери амбиполярны.

Другое частное решение соответствует случаю, когда запрещены токи Холла ([7], с. 238; [11], с. 367). Для протекания тока поперек магнитного поля возникает холловское электрическое поле, перпендикулярное внешнему полю. Оно уравновешивает действующую на заряженные частицы силу Лоренца. Вследствие этого восстанавливается нормальная проводимость $j_\perp = \sigma_\perp E_\perp$, где $\sigma_\perp \approx \sigma_\parallel/2$. В этом смысле говорится, что магнитное поле не влияет на проводимость плазмы.

Но в общем случае, когда условие амбиполярности на продольные потери не накладывалось и не накладывалось никаких условий на компоненту тока, перпендикулярную внешнему полю E_\perp (холловский ток), тогда вдоль направления приложенного поперечного электрического поля E_\perp

текут токи проводимости $j_\perp = \frac{\sigma_\perp}{1 + (\omega_{ce}\tau_e)^2} E_\perp$, су-

щественно подавленные сильным магнитным полем. Именно эта ситуация характерна для данного эксперимента, поскольку нет запрета как на продольный ток (из-за контакта с торцом установки проводящей вакуумной камеры), так и на холловский ток (из-за цилиндричности плазмы).

Теперь обратим внимание на возможное увеличение поперечного тока, связанного с турбулентностью плазмы. Неоднородность проводимости плазмы (классическая – из-за неоднородности электронной температуры) затрудняет протекание холловского тока, и даже малая неоднородность сильно “замагниченной” плазмы может привести к заметному увеличению тока вдоль поперечного электрического поля. Этот эффект был указан в [8] и затем изучен Б.Б. Кадомцевым [12]. В [12] рассматривается турбулентная плазма и показывается, что при среднем азимутальном электрическом поле, равном нулю, в предположении (для простоты) зависимости проводимости от плотности как $\sigma/n = \text{const}$, из-за дополнительного слагаемого $\langle en'E' \rangle$ поперечный ток в случае высокочастотных ($\omega > \omega_{ci}$) изотропных колебаний возрастает почти в $\omega_{ce}\tau_e$ раз (в случае низкочастотных колебаний меньше). При этом продольный ток почти не меняется.

Конечно, изучение этого механизма требует отдельного рассмотрения. В данной статье сделаем еще два дополнения. Во-первых, заметим, что в [13] было показано повышение поперечной диффузии плазмы вследствие развития электростатических колебаний в плазме. Во-вторых, предложим качественное объяснение. Пусть азимутальное электрическое поле при равном нулю среднем по обходу значении промодулировано в пространстве синусоидой. Тогда в тех областях, где направление поля совпадает с направлением холловского поля, может восстановиться нормальная проводимость, а в дру-

гих областях – наоборот, уменьшиться до бесконечно малой величины. И в сумме поперечный ток возрастает (в пределе – в $(\omega_{ce}\tau_e)^2/2$ раз) по сравнению с немодулированным полем.

Были рассмотрены и другие процессы, способные приводить к поперечному току. Выяснено, что столкновения с нейтралами не вносят существенного вклада, поскольку на отделяющей поверхности плотность газа (в основном водорода) много меньше плотности плазмы. Несущественным является и другой процесс, на котором остановимся подробнее. Вблизи поверхности потенциал плазмы положителен, и в результате амбиполярной диффузии и развития баллонных возмущений внутренний объем будет покидать именно плазма, несущая положительный заряд. Расположенный на периферии зонд показывает всплывание баллонов (рис. 6 в [2]). Частота этих колебаний совпадает с частотой неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, инициирующей всплывание. Из уравнения Пуассона в интегральной форме: $\oint_S E_n ds = 4\pi \int_V \rho dV$ для измеренного радиального профиля потенциала (рис. 11 в [1]) определена плотность заряда, которая соответствует плотности избыточных однозарядных частиц на уровне $2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, что много меньше плотности плазмы. Полагается, что амбиполярная диффузия в транспортирующей области приводит к поперечному потоку плазмы на уровне нескольких эквивалентных кА. Из-за наличия заряда эта диффузия приводит к току, но, как выясняется, пренебрежимо малому (10^{-5} А).

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ПОПЕРЕЧНОГО ТОКА В ТРАНСПОРТИРУЮЩЕЙ ОБЛАСТИ

Для точного определения поперечного тока необходимо уточнить, с проведением численных расчетов, приведенное выше выражение для тока и, как будет видно ниже, точнее измерить параметры плазмы в большой неоднородной области. В данной работе ограничимся проведением оценки величины поперечного ионного тока наружу через ограничивающую поверхность в транспортирующей области в результате ион-ионных столкновений при наличии градиента плотности (I_{\perp}^i) и тока в радиальном электрическом поле при существенно подавленной проводимости (I_{\perp}^E). Предположение о сильном магнитном поле оправдано, поскольку $\omega_{ci}\tau_{ii} > 150$ и $\omega_{ce}\tau_e > 400$, т.е. ионы и электроны замагничены. При азимутальной однородности поперечные токи записываются как

$$I_{\perp}^i = \int \frac{1}{2} \frac{e\rho_i^2}{\tau_{ii}} \frac{\partial n}{\partial r} 2\pi r dz \approx S \frac{e v_{Ti}}{2\omega_{ci}^2 \tau_{ii}} \frac{n}{L_{\perp}},$$

$$I_{\perp}^E = \int \frac{\sigma_{\perp} E_{\perp}}{(\omega_{ce}\tau_e)} 2\pi r dz \approx S \frac{e^2 n}{m\omega_{ce}^2 \tau_e} E.$$

Сначала оценим I_{\perp}^i . Наибольший вклад дает область слабого магнитного поля. На длине $\Delta z = 100$ см величина магнитного поля лежит в диапазоне от 440 Гс до 1 кГс. Поперечная ионная температура в этой области имеет значение $T_i = 50$ эВ, так что ларморовский радиус ионов составляет $\rho_i = 1-2$ см. При характерной плотности плазмы $n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ время ион-ионных столкновений $\tau_{ii} \approx 30$ мкс. Радиус отделяющей поверхности $r = 20-30$ см, поперечный размер изменения плотности $L_{\perp} = r/4$ (рис. 16 в [1]). Подставив эти значения, найдем поперечный ток через эту часть отделяющей поверхности в области слабого поля: $I_{\perp}^i \approx 200$ А. Далее по экспериментальным результатам [1] были аппроксимированы параметры плазмы и найдено, что суммарный поперечный ток на всей длине $\Delta z = 285$ см составляет 280 А.

Большая величина тока в значительной степени определяется большой величиной площади ограничивающей поверхности ($3.7 \times 10^4 \text{ см}^2$) и большим отношением ларморовского радиуса к размеру изменения плотности $\rho_i/L_{\perp} \sim 1/4$. Прямое влияние ионной температуры слабо: $j \propto T_i^{-1/2}$. Немного забегаю вперед, чтобы показать еще одну причину большого поперечного тока, рассмотрим грубую модель транспортирующей области как большого пробкотрона, в который пушка генерирует поток плазмы I_{pl} . Обозначим время жизни плазмы в этом пробкотроне как τ^* . Тогда, определив плотность плазмы как $n = I_{pl}\tau^*/er^2L_{\parallel}$ и учитывая, что $\tau_{ii} \propto n^{-1}$, получим следующую зависимость поперечного тока: $I_{\perp}^i \propto S(n^2/B^2L_{\perp}) \propto I_{pl}^2 \tau^{*2}(r/L_{\parallel}L_{\perp})$. Последний множитель показывает роль отмеченной выше большой площади ограничивающей поверхности из-за слабого (не в смысле замагниченности) магнитного поля и использования изначально узкой кольцевой струи. Но самое важное влияние на поперечный ток отражено во времени жизни τ^* , которое входит в выражение квадратично. Это влияние требует пояснения. Сценарий получения плазмы такой, что пушка располагается в запробочной области, и транспортирующая область предназначена для транспортировки плазменной струи в основной пробкотрон. Нами осуществлялась транспортировка всего генерируемого пушкой потока плазмы в пробкотрон реализацией столкновительно-дозвукового течения [14]. При таком течении время жизни равно времени течения области с ионной скоростью. Регистрируемый продольный ток был пренебрежимо мал. В данном же случае реализуется другой режим, и как таковой транспортировки всего потока нет. За счет укручения магнитного поля (что привело к увеличению объема плазмы) и “поперечного” нагрева ионов (роста

энергии в поперечных степенях свободы [15]) перед входом в пробку реализуется бесстолкновительное течение, и значительная часть потока ($\approx 0.9-0.95$) отражается возрастающим магнитным полем. Это приводит к понижению плотности в пробке и к появлению необходимого термобарьера [16]. Время жизни плазмы в транспортирующей области значительно возрастает по сравнению со случаем транспортировки столкновительной струи, и, соответственно, возрастает поперечный ток. Раз продольное удержание плазмы улучшилось, так сразу значимыми становятся поперечные потери.

Теперь определим ток в радиальном электрическом поле I_{\perp}^E . Поделив приведенное выше выражение для I_{\perp}^E на I_{\perp}^i и обращаясь к [7], полу-

$$\text{чим отношение этих токов } \frac{I_{\perp}^E}{I_{\perp}^i} = \frac{eL_{\perp}E\omega_{ci}\tau_{ii}}{T_i\omega_{ce}\tau_e} =$$

$$= \frac{eL_{\perp}E}{T_i} \sqrt{2} \sqrt{\frac{m}{M}} \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{3/2}, \text{ равное отношению разли-$$

цы потенциалов на градиентном размере к ионной температуре, умноженному на “отношение замагниченностей” (равно примерно 0.37 из-за высокой ионной температуры $T_i/T_e \approx 5$). В сечении $z = -325$ см при $E_{\perp} = 15$ В/см отношение токов составляет приблизительно 0.7. Из функциональной зависимости видно, что это отношение примерно сохраняется во всей транспортирующей области. Усреднение по всей поверхности дает величину тока из-за поперечной проводимости в 200 А. Подобная величина получается и из других соображений. Запишем отношение поперечного тока I_{\perp} в транспортирующей области к продольному току I_{\parallel} в пробке, который имеет величину порядка 1 кА, и, подставив характерные значения (здесь наибольшая неопределенность в члене $\omega_{ce}\tau_e$), получим

$$\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = \frac{\sigma_{\perp}E_{\perp}S_{\perp}}{\sigma_{\parallel}E_{\parallel}S_{\parallel}} \frac{1}{(\omega_{ce}\tau_e)^2} \sim$$

$$\sim \frac{1}{1.96 \times 1.5^{3/2} \times 0.5} \frac{25}{10} \frac{37000}{10} \frac{1}{(700)^2} = \frac{1}{10}.$$

Таким образом, классические (столкновительные) механизмы – ион-ионные столкновения, приводящие к расплыванию узкой кольцевой плазменной струи, и поперечный ток в радиальном электрическом поле при существенно подавленной проводимости – приводят к суммарному ионному току наружу через отделяющую поверхность примерно 500 А. Учитывая точность оценки, возможное увеличение тока из-за флуктуаций проводимости и дополнительный вклад с момента времени 1.2 мс продольного тока с выступающего заземленного корпуса соленоида на анод

пушки, можно утверждать, что механизмы замыкания килоамперного тока определены.

Заканчивая, представим картину токов. Из транспортирующей области в пробкотрон через сечение 10 см² в пробке вытекает продольный электронный ток масштаба 1 кА [1]. Поскольку внутренний основной объем плазмы проецируется с другой стороны на изолированную пушку, а туда стока быть не может, то для обеспечения квазинейтральности в результате вышперечисленных процессов поперечный ионный ток такой же величины вытекает через поверхность, отделяющую внутренний объем от внешнего периферийного. Далее ток может стекать как вдоль силовых линий, так и поперек.

В данных экспериментах, можно сказать, реализовались две из отличительных черт открытых ловушек, перечисленных в [17]: первая – поведение плазмы хорошо описывается на основе классических явлений, т.е. столкновительных процессов, вторая – возможность управления радиальным профилем потенциала позволяет изменять удержание плазмы и контролировать направление выхода ионов из системы.

ГЕНЕРАЦИЯ ПРОДОЛЬНОГО ТОКА

Поскольку данное рассмотрение позволило определить процессы замыкания тока, стало возможным уточнить и расширить принятую модель для продольного тока как тока выноса.

Плазма создается дуговым источником (пушкой) с кольцевой геометрией газоразрядного канала в аксиальном магнитном поле. Ток разряда примерно 12 кА. Вследствие замагниченности в нем плазмы и изолированности по магнитному потоку катодного кольца от анода часть тока разряда (примерно 2 кА) выносится в плазменную струю. Течение тока в виде петель наблюдается в транспортирующей области и объясняется поперечной проводимостью плазмы. В данной работе показано, что в токовой цепи между катодом и анодом присутствует еще один элемент. Вследствие вышперечисленных процессов возникает поперечный ионный ток через поверхность, отделяющий объем плазмы, проецирующийся вдоль магнитного поля на анод изолированной пушки, от объема, проецирующегося на заземленную вакуумную камеру. Для замыкания этого тока от катода вдоль магнитного поля до заземленного торца течет электронный ток. Таким образом, обнаруженный продольный электронный ток является в большей степени частью тока разряда. Его величина и динамика опосредованно определяются и другими составляющими тока разряда. Этот процесс можно представлять следующим образом. Поскольку из транспортирующей области ионы уходят в направлении поперек магнитного

поля, то для обеспечения квазинейтральности электроны должны уходить вдоль. Может показаться, что наличие разряда в пушке здесь не важно. В действительности же потенциалы на электродах плазменной пушки задают способствующее уходу ионов радиальное электрическое поле. Конечно, и без разряда в пушке в результате вышперечисленных процессов возможен продольный электронный ток (во всяком случае, на распаде плазмы). Весь вопрос в величине тока. Без поддержания электродами пушки неравновесного радиального профиля потенциала величина поперечного ионного тока и, соответственно, продольного электронного значительно меньше

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучен поперечный ток на периферии стартовой плазмы открытой ловушки АМБАЛ-М. Выяснено, что экспериментально обнаруженный значительный продольный электронный ток является частью тока разряда плазменной пушки. Определено, что замыкание тока обеспечивается следующими процессами на периферии плазмы:

ион-ионные столкновения, приводящие к расплыванию узкой кольцевой плазменной струи;

существенно подавленный магнитным полем поперечный ток в положительном радиальном электрическом поле в результате электрон-ионных столкновений, который, возможно, увеличен из-за флуктуаций проводимости;

продольный ток с выступающего заземленного корпуса соленоида на анод пушки.

Выяснено, что большая величина поперечного тока на периферии обязана как улучшенному продольному удержанию плазмы в транспортирующей области, так и особенностям магнитовакуумной системы установки (большой объем плазмы и проводящая вакуумная камера) и способу создания плазмы (генерация торцевой изолированной

пушкой изначально узкой плотной кольцевой плазменной струи и формирование потенциалом электродов пушки неравновесного положительного радиального электрического поля в плазме).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахметов Т.Д., Белкин В.С., Бендер Е.Д. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. С. 988.
2. Ахметов Т.Д., Давыденко В.И., Кабанцев А.А. и др. // Там же. 1998. Т. 24. № 12. С. 1065.
3. Таскаев С.Ю. Препринт № 95-92. Новосибирск: ГНЦ РФ ИЯФ СО РАН, 1995.
4. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 970.
5. Simon A. // Phys. Rev. 1956. V. 100. P. 1557.
6. Хинтон Ф. // Основы физики плазмы. Т. 1 / Под ред. Р.З. Сагдеева и М. Розенблюта. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 152.
7. Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
8. Yoshikawa S., Rose D.J. // Phys. Fluids. 1962. V. 5. P. 334.
9. Чен Ф. Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987.
10. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979.
11. Колесников П.М. Электродинамическое ускорение плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
12. Кадомцев Б.Б. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1964. Вып. 4. С. 314.
13. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 700.
14. Кабанцев А.А., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю. // Там же. 1995. Т. 21. С. 775.
15. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Там же. 1992. Т. 18. С. 635.
16. Димов Г.И., Кабанцев А.А., Кузьмин С.В. и др. // Там же. 1993. Т. 19. С. 350.
17. Пост Р.Ф. // Там же. 1997. Т. 23. С. 816.