

Институт ядерной физики

им. Г.И.Будкера СО РАН

С. Ю. Таскаев

**ПОПЕРЕЧНЫЙ ТОК
НА ПЕРИФЕРИИ СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ
ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ АМБАЛ-М**

ИЯФ 97-92

Новосибирск

Поперечный ток на периферии стартовой плазмы открытой ловушки АМБАЛ-М

С. Ю. Таскаев

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

630090 Новосибирск, Россия

taskaev@inp.nsk.su

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, необходимый для замыкания токовой цепи. Рассматриваются процессы, приводящие к возникновению поперечного тока. Определяется величина поперечного тока в транспортирующей области.

Проведённое рассмотрение позволяет выяснить основные процессы, обеспечивающие квазинейтральность плазмы, и сделать предположение о механизме генерации продольного электронного тока.

Transversal current in the initial plasma periphery of the AMBAL M open trap

S. Yu. Taskaev

Budker Institute of Nuclear Physics

630090 Novosibirsk, Russia

taskaev@inp.nsk.su

Considerable longitudinal electron current was experimentally found beforehand in initial plasma in the end system of the AMBAL M open trap. Current in the plasma periphery has been studied in the present work. Processes resulting in transversal current have been considered. Transversal current value in the transport area has been determined.

The present consideration allows to clear out the main processes providing plasma quasineutrality and to suppose the mechanism of longitudinal electron current generation.

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

В стартовой плазме концевой системы открытой ловушки АМБАЛ-М экспериментально обнаружен продольный электронный ток величиной порядка 1 кА, текущий от плазменной пушки [1]. Этот ток регистрируется на всей длине установки. Предполагается, что ток поглощается торцом установки, возвращается по проводящей вакуумной камере и замыкается в транспортирующей области по периферии плазмы.

В данной работе проведено изучение замыкания тока в транспортирующей области. В нескольких сечениях ленгмюровскими зондами измерены радиальные распределения плотности плазмы и плавающего потенциала, а магнитным зондом — радиальные распределения плотности тока. Подробно рассмотрены основные классические процессы, приводящие к поперечному току.

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

Важность и актуальность работы подчеркивается следующим обстоятельством. Выяснено, что поддержание высокой электронной температуры в пробкотроне не может обеспечиваться только нагревом электронов от более горячих ионов в результате кулоновских столкновений [2]. Значительное влияние на нагрев электронов должен оказывать протекающий ток, и возможное объяснение нагрева плазмы существенно зависит от представления механизмов генерации тока.

Автор приносит извинения за, возможно, излишне подробное изложение материала в ряде мест, оправдывая это спецификой эксперимента.

Краткое описание установки

На Рис.1 показана схема эксперимента. Подробное описание установки и основные экспериментальные результаты изложены в работах [1-3].

Напомним, что используемая кольцевая плазменная пушка [4] имеет кольцевые катод и анод. Внутри по радиусу находится катод, снаружи анод. Газоразрядный канал проецируется на катод и имеет внутренний диаметр 11 см, внешний 13 см. Силовые линии магнитного поля, выходящие с поверхности катода, не проходят через анод. Ни один из электродов пушки не заземлён.

Констатация проблемы

Возникновение проблемы связано с осознанием противоречия в изначальном представлении о возможном замыкании тока вблизи пушки.

В плазме обнаружен ток и его течение представляется следующим образом. От плазменной пушки вдоль силовых линий магнитного поля течёт электронный ток, который поглощается торцевыми пластинами плазмоприёмника, возвращается по

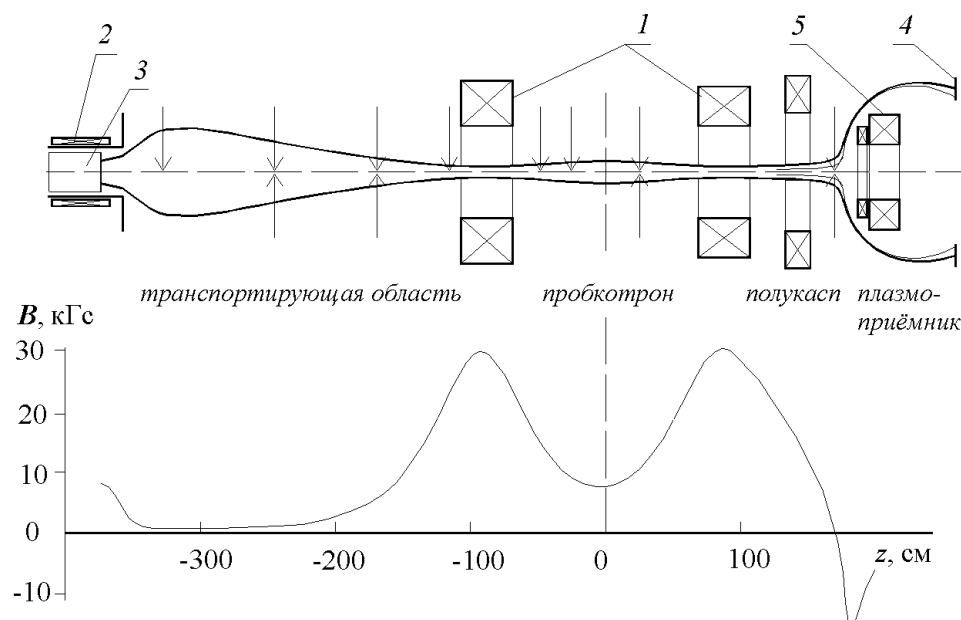


Рис. 1. Концевая система установки АМБАЛ-М и силовая линия, выходящая из плазменной пушки. Ниже — магнитное поле на оси. 1 — катушки пробкотрона, 2 — соленоид пушки, 3 — плазменная пушка, 4 — плазмоприёмник, 5 — катушка полукаспа. Стрелками сверху на рисунке отмечены координаты сечений, в которых проводились измерения лентмюровским зондом, стрелками снизу — магнитным зондом.

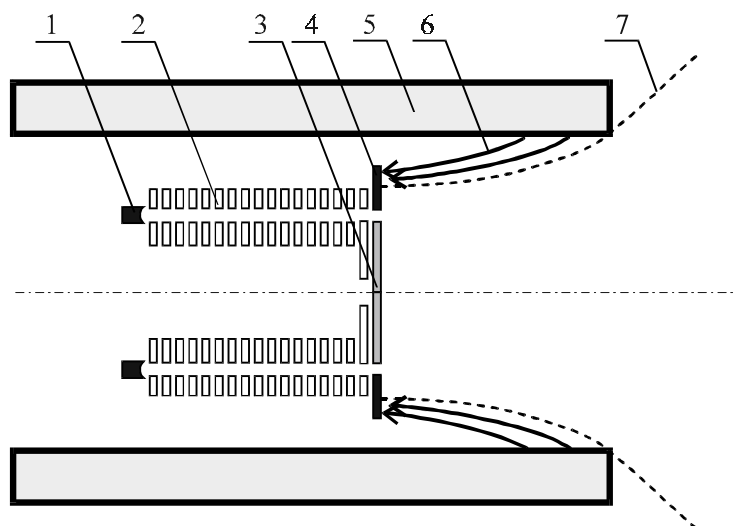


Рис. 2. Область вблизи плазменной пушки. 1 - катод, 2 - изолированные диафрагмы, 3 - внутренняя шайба, 4 - анод, 5 - заземлённый корпус соленоида, 6 - возможное направление течения продольного электронного тока, 7 - ограничивающая силовая линия магнитного поля.

проводящей вакуумной камере и может замкнуться на анод пушки вдоль магнитного поля с выступающего заземлённого корпуса соленоида. Эта ситуация вблизи пушки схематично, но с соблюдением масштаба показана на Рис. 2. Заземлённый корпус соленоида выполнен в виде полого цилиндра и выступает за торец пушки. Некоторые силовые линии магнитного поля, выходящие из анода, в спадающем магнитном поле попадают на заземлённый корпус. Возможно развитие дуг. И действительно, следы катодных пятен обнаруживаются на внутренней поверхности цилиндра. Казалось бы, именно так должен течь электронный ток от заземлённого выступающего корпуса на анод (кривые 6 на Рис. 2). Но тогда потенциал анода в продолжение всей длительности течения тока должен бы быть положительным и примерно постоянным. Однако, представленные на Рис. 3 осциллограммы потенциала анода пушки и продольного тока не позволяют подтвердить это предположение. Постоянства потенциала анода при наличии тока нет. Более того, вначале, когда продольный электронный ток уже течёт, потенциал анода даже ниже потенциала заземлённой вакуумной камеры.

Поэтому мы полагаем, что основное замыкание тока вблизи пушки не обеспечивается дугowymi разрядами между анодом и близко расположенным заземлённым корпусом. Хотя, с момента времени 1,2 мс, этот механизм реализуется и вносит дополнительный вклад в ток. Скачок анодного потенциала в момент времени 2,75 мс является типичным при окончании дугowego разряда.

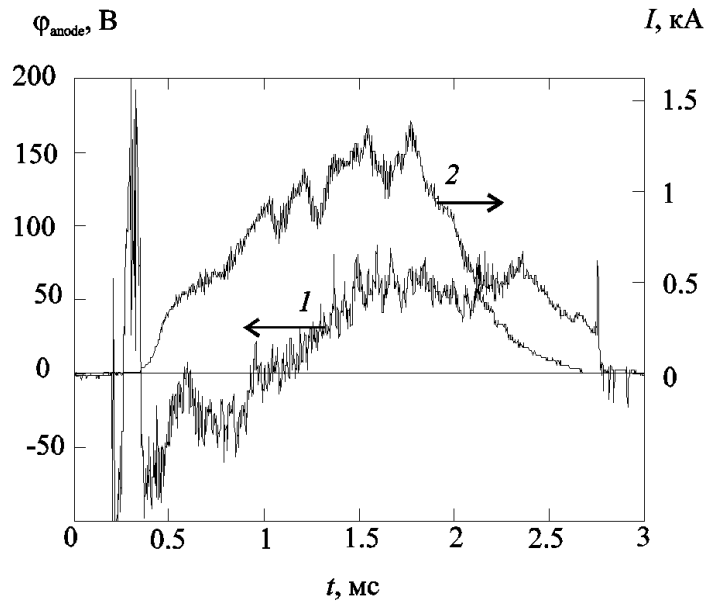


Рис. 3. Осциллограммы потенциала анода пушки (1) и продольного тока в пробкотроне (2), измеренного магнитным зондом на радиусе 11 см.

Постановка задачи

Пусть плазма в транспортирующей области занимает некий объём. Граничные условия слева (со стороны пушки) возьмём следующими: от оси до определённого радиуса силовые линии магнитного поля проецируются на пушку, которая, можно считать, не соединена с землёй (сопротивление соединения анода с землёй составляет десятки кОм); за этим радиусом силовые линии проецируются на заземлённый корпус вакуумной камеры. Представляет интерес поверхность, отделяющая внутренний объём плазмы, контактирующий слева с изолированной системой (пушкой), от внешнего, контактирующего с этой стороны с землёй. 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 эту поверхность. От этого переноса зависит продольный перенос из внутреннего объёма через правую границу — вход в пробкотрон.

Известно то, что на этой отделяющей поверхности:

- плотность плазмы спадает наружу,
- электрическое поле направлено наружу.

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

Согласно поставленной задаче течение тока можно представить следующим образом: если из транспортирующей области вдоль магнитного поля уходит электронный ток масштаба 1 кА, то для обеспечения квазинейтральности поперёк магнитного поля должен уходить ионный ток такой же величины.

Для конкретизации учтём, что магнитное поле в данных экспериментах направлено от пушки (N) к пробкотрону (S).

Заметим, что в транспортирующей области во внутреннем объёме плазмы¹ присутствует течение тока в виде токовых петель, когда из-за замагниченности электронного компонента часть тока разряда выносится из пушки вдоль силовых линий и замыкается поперёк силовых линий в плазме. Также экспериментально обнаружено, что продольное течение электронного тока сопровождается его сжатием к оси по мере удаления от пушки. Но эти явления вследствие их локализации во внутреннем объёме плазмы не являются предметом исследования данной работы.

Ограничение рассмотрения поперечного тока только в транспортирующей области обусловлено тем, что измерения в пробкотроне не показывали наличия на периферии обратного продольного электронного тока.

При рассмотрении используется гидродинамическое приближение, применение которого оправдано тем, что длины свободного пробега частиц меньше характерных размеров системы, и нас интересуют параметры, усредненные за достаточно большой временной промежуток.

Рассмотрение процессов, приводящих к поперечному току

Поперечная диффузия

Рассмотрим классическую поперечную диффузию, обусловленную кулоновскими столкновениями частиц. Этот процесс присутствует всегда и задаёт нижний предел скоростям возрастания энтропии и переноса частиц в плазме. Рассмотрим простую плазму, где лишь два сорта частиц — электроны и ионы (протоны).

Столкновения между электронами и ионами приводят к диффузии, и эта диффузия амбиполярна, т.е. не приводит к поперечному току. Амбиполярность легко

¹ Согласно введённой выше терминологии.

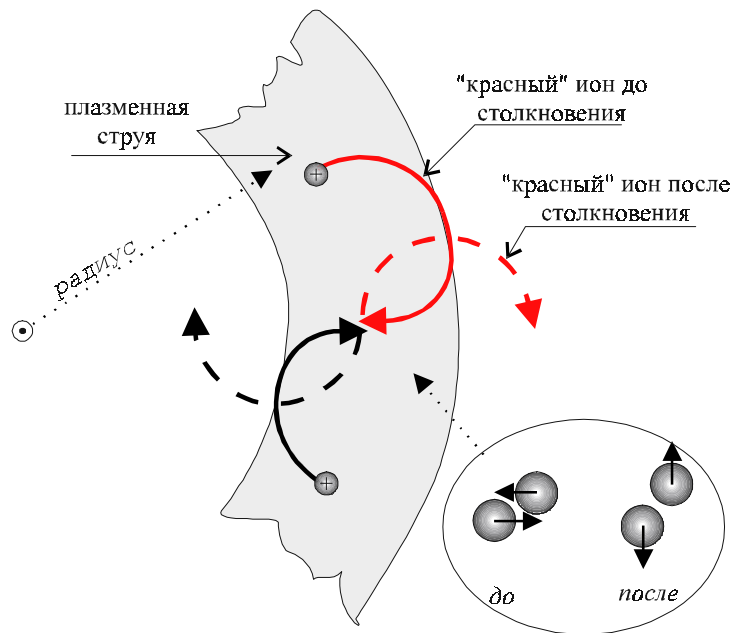


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая диффузию ионов в кольцевой струе в результате ион-ионных столкновений.

показывается из уравнений гидродинамики [5] для азимутально однородной плазмы в стационарном состоянии. Коэффициент амбиполярной диффузии равен

$$D_{Lambip} = 2 D_{\perp}^{ei}, \text{ где } D_{\perp}^{ei} = D_{\perp}^{ie} = \frac{1}{2} \frac{\rho_e^2}{\tau_{ei}}.$$

Здесь ρ — ларморовский радиус, τ — время потери импульса. Времена потери импульса связаны соотношением $\tau_{ie} \approx \frac{M}{m} \tau_{ei}$ [6, стр.163].

Считается, что столкновения между частицами одного сорта не приводят к диффузии². В нашем случае это не так. Столкновения ионов между собой приводят к поперечной диффузии, причём к значительной. Качественно это утверждение можно продемонстрировать следующим примером, представленным на Рис. 4. Возьмём тонкую кольцевую плазменную струю в магнитном поле (поле направлено по нормали к плоскости рисунка). 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

² Так, у Ф. Чена [8, стр. 173] написано: «... центр масс двух ведущих центров остается неподвижным. Поэтому диффузия ... является очень слабой. ... выполняется строгий баланс: на каждый ион, движущийся в результате столкновений внутрь системы, приходится другой, который движется наружу.»

за пределы струи. Центр их масс останется на том же радиусе, но струя станет шире³. Ионы теряют импульс в результате ион-ионных столкновений, и эти столкновения в кольцевой струе приводят к уширению струи, т.е. диффузии как вовнутрь, так и наружу. Этот процесс описывается как диффузия с коэффициентом $D_{\perp}^i = \frac{1}{2} \frac{\rho_i^2}{\tau_{ii}} \approx \sqrt{\frac{M}{m}}$ D_{\perp}^{ei} ($\tau_{ii} \sim \sqrt{\frac{M}{m}} \tau_{ei}$). Видно, что эта неамбиполярная диффузия из-за ион-ионных столкновений много сильнее, чем амбиполярная из-за электрон-ионных.

Аналогично рассматривается диффузия в результате электрон-электронных столкновений и выясняется, что это самая слабая диффузия — $D_{\perp}^{ee} \approx 0,5 D_{\perp}^{ei}$.

Формально поперечный коэффициент диффузии ионов много больше электронного. Но... Прочитируем сначала С. И. Брагинского [5, стр. 229]: «Пусть, например, имеется градиент плотности ионов вдоль оси x и магнитное поле направлено по оси z . Тогда возникает ларморовый поток ионов по оси y со скоростью $V_y = (cT/enB) dn/dx$. В этом случае применять непосредственно формулу для диффузии $D \sim \rho^2/\tau$ нельзя, ибо диффузия происходит в движущейся среде, и при столкновениях ион получает в среднем некоторый импульс вдоль оси y . Перейдём в систему координат, где $V_y = 0$. В этой системе имеется электрическое поле $E'_x = (V_y/c)B = (T/e) d\ln n/dx$, в котором ионы имеют как раз бальмановское распределение и их поток равен нулю, так как поток, вызванный электрическим полем, компенсирует диффузию.»

Нарисуем эту ситуацию с диффузией при наличии градиента плотности конкретно для данного эксперимента (Рис. 5а) и перефразируем сказанное выше. Из-за градиента плотности на заданном радиусе число ионов, имеющих по азимуту вектор скорости против часовой стрелки, больше числа ионов, имеющих вектор скорости по часовой стрелке. Полагая ионы одинаковыми, получаем суммарный азимутальный поток ионов против часовой стрелки. Если перейдём в систему координат, движущуюся азимутально с потоком против часовой стрелки, то возникнет отрицательное радиальное электрическое поле, компенсирующее диффузию.

³Здесь центр масс двух ведущих центров остается неподвижным, однако оба иона вышли из системы (заметка к предыдущей ссылке).

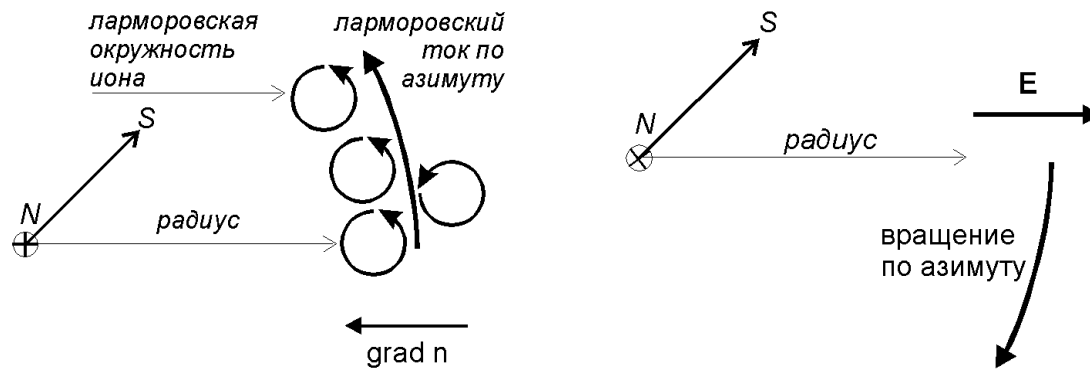


Рис. 5. Схемы, поясняющие градиентный дрейф (а) и дрейф в скрещенных E, B полях (б).

Радиальное электрическое поле

Ответим на вопрос: есть ли ток при наличии радиального электрического поля? Опять процитируем сначала С. И. Брагинского [5, Стр. 230]: «Пусть вдоль оси x имеется электрическое поле. Оно вызывает дрейф частиц обоих знаков вдоль оси y со скоростью $V_y = cE/B$. В системе координат, где $V_y = 0$, электрическое поле $E' = 0$, так что никакого потока по оси x , т.е. по направлению приложенного электрического поля, не возникает.»

Изобразим конкретную ситуацию в данном эксперименте (Рис. 5б). Имеется поперечное электрическое поле, направленное наружу. В скрещенных полях плазма вращается как целое по часовой стрелке. Если перейдем в систему координат, вращающуюся по часовой стрелке, то электрическое поле занулится, и никакого потока быть не должно.

Поперечная диффузия + радиальное электрическое поле

Теперь рассмотрим эти два процесса, неамбиполярную поперечную диффузию и перенос в радиальном электрическом поле, вместе. Как было показано выше, для получения нулевого поперечного тока, в первом случае, система координат должна вращаться против часовой стрелки, а во втором, наоборот, по часовой стрелке. Рассмотренные два механизма не приводят к компенсации потоков, а, наоборот, усиливают поперечный ток.

Может ли ток, вызванный поперечной диффузией ионов из-за столкновений их друг с другом, компенсироваться возникновением поперечного электрического поля? Да, конечно, и есть хорошо известные аналогии. Например, электроны более

подвижны вдоль силовых линий, и в пробкотроне для их удержания устанавливается более положительный (амбиполярный) потенциал. Ионы же более подвижны в поперечном направлении, и для их удержания в этом поперечном направлении, соответственно, должен устанавливаться отрицательный потенциал (или отрицательное радиальное электрическое поле). У нас же положительное радиальное электрическое поле. Потенциал плазмы такой, что, наоборот, способствует, поперечному ионному потоку наружу.

Заметим, что формирование на периферии отрицательного электрического поля, удерживающего ионы, осуществлялось нами ранее, когда анодом служил не собственно анод, 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. Этот факт может быть объяснён уменьшением поперечного ионного тока и служит качественным подтверждением правильности выбранной модели.

Вообще говоря, это очень интересный вопрос о поперечной диффузии и поперечной проводимости. К этой проблеме поперечного тока в сильном магнитном поле ($\omega \tau \gg 1$) всегда было приковано пристальное внимание. Достаточно обратиться к работам 50-х годов [10, 12]. И даже в последующих обобщающих работах при обсуждении часто приводилось выражение обобщённого закона Ома в различных формах [5, 9, 7] и рассматривались частные задачи. По этому поводу красноречивы слова из работы [7]: *«Разные формы обобщённого закона Ома вовсе не свидетельствуют об их различии, так как по существу они эквивалентны, однако при конкретных исследованиях та или другая форма бывает иногда целесообразнее, так как проще может привести к цели»*. Сложность проблемы также можно проиллюстрировать словами Ф. Чена [8, стр. 170]: *«Простого ответа об амбиполярной диффузии поперёк магнитного поля не существует. Исключение составляет только тот случай, когда столб плазмы является настолько длинным, что диффузией в продольном направлении вообще можно пренебречь.»*

Для достижения своей цели возьмём обобщённый закон Ома в форме, представленной в работе [9, стр.158], и, перегруппировав члены, получим следующее выражение:

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

Здесь $V = \frac{Mv_i + mv_e}{M+m}$ — гидродинамическая скорость (скорость массы).

Если полагать $j = 0$, то получим, что, радиальное электрическое поле приводит к азимутальному вращению однородной плазмы. Но это частное решение. Оно 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 [5, стр. 238, 7, стр. 367]. Для протекания тока поперёк магнитного поля возникает холловское электрическое поле⁴, перпендикулярное внешнему полю. Оно уравнивает действующую на заряженные частицы силу Лоренца. Вследствие этого восстанавливается нормальная проводимость $j_{\perp} = \sigma_{\perp} E_{\perp}$, где $\sigma_{\perp} \approx 0,5 \sigma_{\parallel}$. В этом смысле говорится, что магнитное поле не влияет на проводимость плазмы.

Но, в общем случае, когда условие амбиполярности на продольные потери не накладывалось, когда не накладывалось никаких условий на компоненту тока, перпендикулярную внешнему полю E_{\perp} (так называемый холловский ток), тогда вдоль направления приложенного поперечного электрического поля E_{\perp} текут токи проводимости $j_{\perp} = \frac{\sigma_{\perp}}{1 + (\omega_{He} \tau_e)^2} E_{\perp}$, существенно 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 вкратце обратим внимание на возможное увеличение поперечного тока, связанного уже 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 работе [10] и затем изучен

Б. Б. Кадомцевым в работе [11, стр.314]. В этой работе рассматривается турбулентная плазма и показывается, что при среднем азимутальном электрическом поле равно 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 ($\omega > \omega_{Hi}$) изотропных колебаний возрастает почти в $\omega_{He}\tau_e$ раз, а в случае низкочастотных колебаниях значительно меньше. При этом продольный ток почти не меняется.

Конечно, изучение этого механизма требует отдельного рассмотрения. В данной статье, помимо указания на этот механизм, можно сделать два дополнения. Во-первых, заметим, что в работе [13] было показано повышение поперечной диффузии плазмы вследствие развития электростатических колебаний в плазме. Во-вторых, предложим качественное объяснение. Предположим, что в определённый момент времени азимутальное электрическое поле при среднем значении (за обход) равно нулю промодулировано в пространстве, например, синусоидой. При нулевом азимутальном поле проводимость подавлена в $1/(\omega_{He}\tau_e)^2$ раз. При модулированном азимутальном поле в тех областях, где направление поля совпадает с направлением холловского поля, может восстановиться нормальная проводимость, а в других областях — наоборот уменьшиться до бесконечно малой величины. Но в сумме поперечный ток в радиальном электрическом поле возрастёт (в пределе — в $(\omega_{He}\tau_e)^2/2$ раз).

Завершая рассмотрение процессов, приводящих к возникновению поперечного тока, обратим внимание на следующие процессы, которые, как выясняется, не вносят существенного вклада в ток через выбранную нами поверхность.

Амбиполярная диффузия при наличии радиального электрического поля приводит к появлению поперечного тока. Дело в том, что ближе к границе находится плазма, заряженная более положительно. В результате амбиполярной диффузии внутренний объём плазмы будет покидать именно плазма, несущая более положительный заряд.

⁴ Заметим, что для этой компоненты закон Ома, очевидно, не имеет смысла [9, стр.159].

В области слабого магнитного поля $\beta \sim 0,3$ и возможно развитие баллонных возмущений. И, как в случае с амбиполярной диффузией, объём плазмы будет покидать плазма с более положительным зарядом.

На периферии вблизи пушки достаточно высокая плотность газа. В результате столкновений частиц плазмы с нейтралами при наличии градиента плотности идёт диффузия, причём поперечная диффузия ионов значительно сильнее диффузии электронов. Также при азимутальном вращении струи в радиальном электрическом поле в результате столкновений с нейтралами на ионы и электроны действуют однонаправленные азимутальные силы F . Действие этой азимутальной сила F в продольном магнитном поле приводит к возникновению радиального потока ионов и электронов в разных направлениях (из-за противоположности их зарядов), т.е. к поперечному ионному току наружу. Направление тока легко понять, поскольку диффузия ведёт к выравниванию потенциала.

Оценка величины поперечного тока в транспортирующей области

Из транспортирующей области в пробкотрон через сечение 10 см^2 в пробке вытекает продольный ток масштаба 1 кА . Поскольку ионный ток составляет величину примерно 100 А [2], то можно считать, что из транспортирующей области в пробкотрон вытекает именно электронный ток масштаба 1 кА . Для обеспечения квазинейтральности в транспортирующей области должен стекать ионный ток такой же величины. Вдоль силовых линий магнитного поля основной (внутренний) объём плазмы проецируется с другой стороны на изолированную систему – пушку, и потому стока туда быть не может. Поперечный ионный ток должен вытекать через поверхность, отделяющую внутренний объём от внешнего периферийного. Далее ток может стекать как вдоль силовых линий, так и поперёк. Площадь этой ограничивающей поверхности составляет достаточно большую величину $3,7 \times 10^4 \text{ см}^2$.

Диффузия

Определим величину ионного тока наружу через поверхность в транспортирующей области из-за диффузии в результате ион-ионных столкновений при наличии градиента

плотности. Полагая азимутальную однородность и пренебрегая током из-за диффузии электронов ввиду малости, поперечный ток записывается как:

$$I_{\perp}^{dif} = \int e D_{\perp}^{ii} \frac{\partial n}{\partial r} 2\pi r dz \propto S \frac{e \rho_i^2}{\tau_{ii}} \frac{n}{L_{\perp}} = S \frac{e v^2}{\omega_i^2 \tau_{ii}} \frac{n}{L_{\perp}}.$$

В области слабого магнитного поля ларморовский радиус ионов ρ достигает 2 см. При характерной плотности плазмы 10^{13} см^{-3} коэффициент диффузии получается равным $5 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, что сравнимо с боровским коэффициентом диффузии. Величина погонного тока (через поверхность с продольным размером 1 см) достигает 4 А/см. Функциональная зависимость тока выглядит как $\frac{\partial I_{\perp}^{dif}}{\partial z} \propto \frac{r}{L_{\perp}} \frac{n^2}{B^2 \sqrt{T_i}}$. Наибольший вклад в поперечный ток даёт область слабого магнитного поля и область вблизи пушки, где велика плотность плазмы и ещё мал градиентный размер L_{\perp} . По экспериментальным результатам [2] было аппроксимировано продольное распределение плотности плазмы. Ионная температура аппроксимировалась как линейный рост при удалении от пушки с 10 эВ до 170 эВ. Поперечный размер изменения плотности L_{\perp} возрастал с 1/5 до 1/3 радиуса отделяющей поверхности (см. Рис.16 в [2]). Полученная таким образом величина поперечного тока через выбранную нами поверхность составила 280 А.

Поперечная проводимость

Определим величину ионного тока наружу через ограничивающую поверхность в транспортирующей области в радиальном электрическом поле. Предположение о сильном магнитном поле оправдано, поскольку в транспортирующей области $\omega \tau > 150$. Полагая азимутальную однородность, поперечный ток записывается как

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

Поделив это выражение на приведённое выше выражение для поперечного тока в результате неамбиполярной диффузии получим достаточно простое выражение

отношения этих токов: $\frac{I_{\perp}^E}{I_{\perp}^{dif}} = \frac{e L_{\perp} E}{T_i} \left(\frac{\omega_i}{\omega_e} \right)^2 \frac{\tau_{ii}}{\tau_e} \frac{M}{m} = \frac{e L_{\perp} E}{T_i} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{m}{M}} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2}$. Отношение

этих токов равно отношению разницы потенциалов на градиентном размере к ионной температуре на коэффициент, который из-за более высокой ионной температуры составляет величину порядка 1/7. В сечении $z = 325 \text{ см}$ при $E_{\perp} = 15 \text{ В/см}$ это

отношение равно 0,3. Т.е. вклад тока из-за проводимости (существенно подавленной) в радиальном электрическом поле в поперечный ионный ток несколько меньше вклада тока из-за диффузии при градиенте плотности. Из функциональной зависимости видно, что это отношение примерно сохраняется во всей транспортирующей области. Усреднение по всей поверхности даёт величину тока из-за поперечной проводимости в 100 А. Такая же величина тока получается и из других соображений. Запишем отношение продольного тока в пробке к поперечному в транспортирующей области и, подставив характерные значения, получим

$$\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = \frac{\sigma_{\perp} E_{\perp} S_{\perp}}{\sigma_{\parallel} E_{\parallel} S_{\parallel}} \frac{1}{(\omega_e \tau_e)^2} \approx \frac{1}{1,96 \times 1,5^{3/2}} \frac{25}{0,5} \frac{37000}{10} \frac{1}{(700)^2} = \frac{1}{10}$$

Амбиполярная диффузия

Как было сказано выше, из-за амбиполярной диффузии и развития баллонных возмущений объём плазмы будет покидать плазма с положительным зарядом. Так, заземлённый зонд в транспортирующей области, расположенный на периферии (снаружи от основного потока плазмы), красноречиво показывает всплывание баллонов, несущих положительный заряд (Рис. 6а). Частота этих колебаний совпадает с частотой неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (Рис. 6б), инициирующей всплывание баллонов. Средняя плотность тока на зонд на временном отрезке от 1 мс до 2 мс

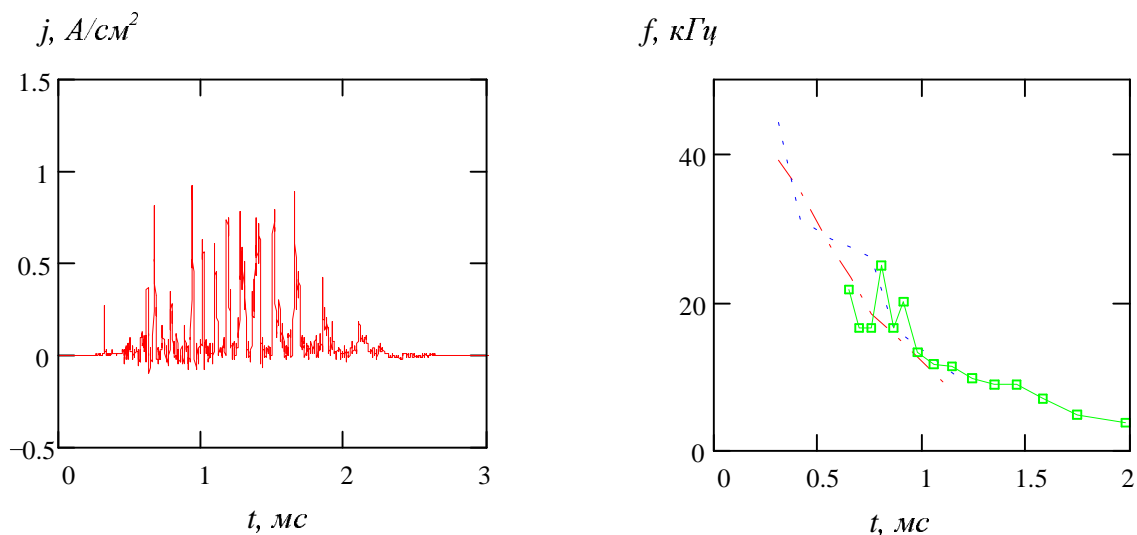


Рис. 6. Осциллограмма заземлённого через 10 Ом зонда в транспортирующей области ($z = 325$ см) на периферии (радиус 40 см) (а) и временная зависимость обратного времени между пиками тока (сплошная линия) (б). Также на (б) показаны временная зависимость частоты основной моды колебаний НКГ и третьей моды, делённой на 3.

составляет величину $0,157 \text{ A/cm}^2$. Тогда полный ток через потоковую поверхность, на которой расположен этот зонд, получается просто огромным — несколько кА.

Из уравнения Пуассона в интегральной форме: $\oint_S E_n ds = 4\pi \int_V \rho dV$ для экспериментально измеренного радиального распределения потенциала (Рис. 7а) легко определить плотность заряда (Рис. 7б). Такая плотность заряда соответствует плотности избыточных однозарядных частиц на уровне $2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, что много меньше (на 8 порядков) плотности плазмы. Полагается, что амбиполярная диффузия в транспортирующей области приводит к возникновению поперечного потока плазмы на уровне нескольких эквивалентных килоампер. Из-за наличия заряда эта диффузия приводит к току величиной порядка 10^{-5} A , что пренебрежимо мало по сравнению с другими процессами. Ток на заземлённый зонд не является током из-за амбиполярной диффузии в электрическом поле. Здесь мы как бы проверили, насколько верно плазменное приближение, когда из системы гидродинамических уравнений исключается уравнение Пуассона и полагается равенство плотностей.

Относительно поперечного тока в результате столкновений с нейтрали можно привести следующее простое соображение. Поскольку на ограничивающей поверхности плотность газа (в основном водорода) много меньше плотности плазмы, то и ионный ток из-за столкновений с нейтрали в этом месте много меньше необходимого. Представляется, что этот механизм может своеобразно подхватывать

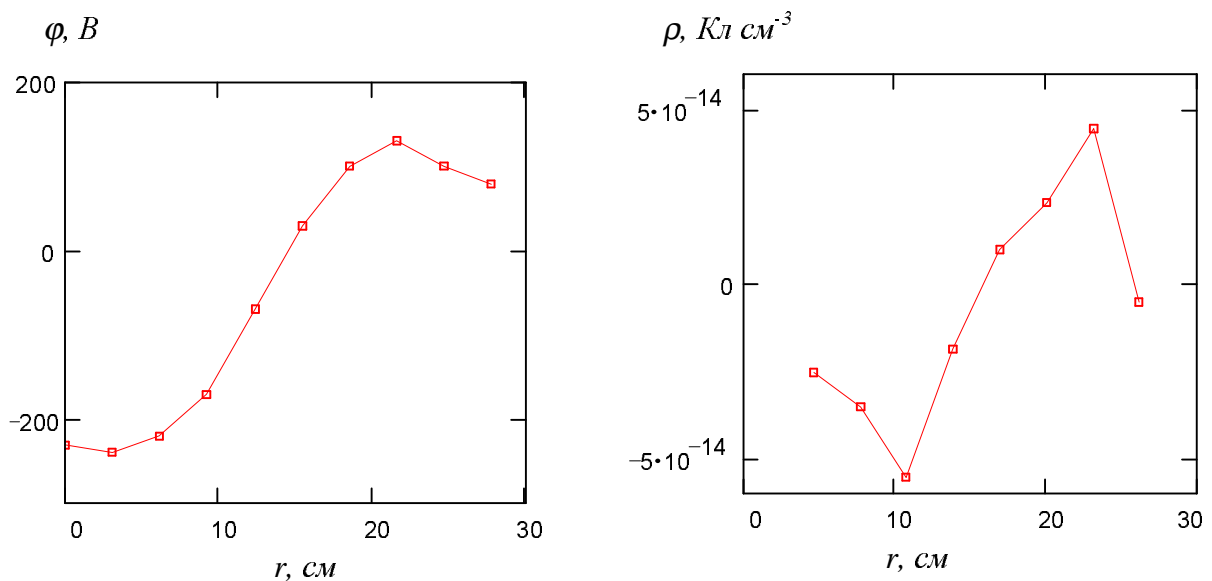


Рис. 7. (а) Характерное радиальное распределение потенциала в транспортирующей области ($z = 243 \text{ см}$) и (б) полученное радиальное распределение плотности заряда.

перенос тока, поскольку с удалением по радиусу способность переносить ток из-за неамбиполярной диффузии из-за ион-ионных столкновений и поперечной проводимости уменьшается.

Здесь ещё раз подчеркнём, что рассматривается поперечный ток через выделенную поверхность. В работе не рассматривается как течёт ток до этой поверхности и после. Дело в том, что там поперечный ток может обеспечиваться проводящими торцами (пушка или заземлённая вакуумная камера), и количественное решение задачи становится сложнее, хотя качественное объяснение проще.

Резюме

Теперь согласуем известные нам величины. Неамбиполярная диффузия ионов в результате ион-ионных столкновений и поперечный ток в радиальном электрическом поле приводят к суммарному ионному току наружу 400 А. А продольный ток имеет величину 1 кА. Как можно объяснить такую разницу? Помимо очевидного ответа, что данные классические (столкновительные) механизмы не обеспечивают необходимую величину тока, возможно и следующее объяснение. Значение тока очень сильно (как квадрат) зависит от плотности плазмы, которая определяется из вольт-амперных характеристик зондов. Точность этих измерений ограничивается значительными флуктуациями плотности плазмы, потенциала плазмы и температуры ионов, и достаточно низка (~ 50%). Причём, проведённое в [2] простое усреднение зондовых характеристик при значительных флуктуациях потенциала приводит к получению значения плотности плазмы меньше истинного. Достаточно предположить, что реальная плотность больше в 1,5 раза, как сразу получаем согласие между продольным и поперечным током. Из этого следует, что при данной точности измерения параметров плазмы возможно даже утверждение о способности только классических механизмов обеспечить необходимый для квазинейтральности поперечный ток.

Помимо этих двух механизмов ток через выбранную поверхность обеспечивают ещё следующие процессы.

В предыдущей работе [13] было показано, что развитие электростатических колебаний в плазме приводит к повышенной поперечной диффузии плазмы. В данной работе указывается на то, что из-за флуктуаций проводимости турбулентной плазмы ионный ток в радиальном электрическом поле может увеличиваться.

И четвёртым механизмом, вносящим дополнительный вклад с момента времени 1,2 мс, является продольный ток (электронный) с выступающего заземлённого корпуса соленоида на анод пушки. Здесь поперечный ток течёт по аноду.

В недавней обобщающей публикации Р. Ф. Поста [14] перечислены отличительные черты открытых ловушек. В данных экспериментах, можно сказать, реализовались две из них. Первая: поведение плазмы 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

Результаты данного рассмотрения позволяют уточнить и расширить принятую модель для продольного тока как тока выноса.

Плазма создаётся дуговым источником (пушкой) с кольцевой геометрией газоразрядного канала в аксиальном магнитном поле. Ток разряда примерно 12 кА. Вследствие замагниченности в нём плазмы и изолированности по магнитному потоку катодного кольца от анода часть тока разряда выносится в плазменную струю. Течение тока в виде токовых петель наблюдается в транспортирующей области и объясняется поперечной проводимостью плазмы. Величина этого тока порядка 1 кА. В данной работе показано, что в токовой цепи между катодом и анодом присутствует ещё один элемент. Вследствие вышеперечисленных процессов возникает поперечный ионный ток через поверхность, отделяющий объём плазмы, проецирующийся вдоль магнитного поля на анод изолированной пушки от объёма, проецирующегося на заземлённую вакуумную камеру. Для замыкания этого тока от катода вдоль магнитного поля до заземлённого торца течёт электронный ток. Т.о., 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 представить несколько другим образом: поскольку из транспортирующей области ионы уходят поперёк 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 способствующий уходу ионов радиальный профиль

потенциала. Конечно, и без разряда в пушке в результате вышеперечисленных процессов возможен продольный электронный ток. Весь вопрос только в величине тока. Без поддержания электродами пушки неравновесного радиального профиля потенциала величина поперечного ионного тока и, соответственно, продольного электронного значительно меньше.

Вообще, интерпретация обнаруженного продольного электронного тока вызывает повышенный интерес. Так, в достаточно эмоциональной работе [15] предложен другой механизм генерации тока. В некотором смысле, данная работа была инициирована желанием показать, что утверждения из [15] о всё «новых фактах, не укладывающихся в рамки принятой модели для продольного тока как тока выноса, т.е. как части разрядного тока» совсем не являются бесспорными.

Заключение

Ранее было обнаружено, что по плазме из транспортирующей области открытой ловушки АМБАЛ-М вытекает продольный электронный ток порядка 1 кА. В данной работе изучен ток на периферии плазмы, необходимый для замыкания токовой цепи, и выяснено, что основные механизмы обеспечения квазинейтральности плазмы следующие:

- классическая неамбиполярная поперечная диффузия ионов в результате ион-ионных столкновений;
- поперечный ток в положительном радиальном электрическом поле в результате кулоновских столкновений между электронами и ионами;
- увеличение поперечного ионного тока из-за флуктуаций проводимости турбулентной плазмы в радиальном электрическом поле;
- продольный электронный ток с выступающего заземлённого корпуса соленоида на анод пушки (с момента времени 1,2 мс).

В данных экспериментах точность измерения параметров плазмы такова, что возможно утверждение о достаточности первых двух классических (столкновительных) механизмов для обеспечения квазинейтральности плазмы.

В работе уточнена и расширена принятая модель для продольного тока как части тока разряда плазменной пушки.

Литература

1. Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, А. А. Кабанцев, В. Б. Рева, В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев. *Продольный ток и магнитные флуктуации в стартовой плазме установки АМБАЛ-М*. Препринт 97-4. Новосибирск. ИЯФ СО РАН. 1997 (принято к публикации в журнале «Физика плазмы»).
2. Т. Д. Ахметов, В. С. Белкин, Е. Д. Бендер и др. *Создание горячей стартовой плазмы в концевой системе АМБАЛ-М*. Препринт 96-81. Новосибирск. ГНЦ РФ ИЯФ СО РАН. 1996 (принято к публикации в журнале «Физика плазмы»).
3. С. Ю. Таскаев. *Исследование влияния значительного электронного тока на получение мишенной плазмы в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М*. Препринт 95-92. Новосибирск. ГНЦ РФ ИЯФ СО РАН. 1995.
4. Г. И. Димов, А. А. Иванов, Г. В. Росляков. *Физика плазмы*. **8** (1982) 970.
5. С. И. Брагинский. *Вопросы теории плазмы* /Под ред. М. А. Леонтовича, М.: Атомиздат, 1963. Вып.1.
6. Ф. Хинтон. *Основы физики плазмы* /Под. ред. А. А. Галеева и Р. Судана. М. 1983. Том 1.
7. П.М. Колесников. *Электродинамическое ускорение плазмы*. М.: Атомиздат. 1971.
8. Ф. Чен. *Введение в физику плазмы*. М.: Мир. 1987.
9. Л.А. Арцимович, Р.З. Сагдеев. *Физика плазмы для физиков*. М.: Атомиздат. 1979.
10. S. Yoshikawa, D. J. Rose. *Phys.Fluids*, **5** (1962) 334.
11. Б. Б. Кадомцев. *Вопросы теории плазмы* /Под ред. М. А. Леонтовича, М.: Атомиздат, 1964. Вып.4.
12. A. Simon. *Phys. Rev.* **100** (1956) 1557.
13. А. А. Кабанцев, С. Ю. Таскаев. *Физика плазмы*, **16** (1990) 700.
14. Р.Ф.Пост. *Открытые ловушки: путь к термояду*. *Физика плазмы*, **23** (1997) 816.
15. А. А. Кабанцев, В. Б. Рева, В. Г. Соколов. *Турбулентное динамо в открытых ловушках*. Препринт 97-37. Новосибирск. ИЯФ СО РАН. 1997.