

ФОРМИРОВАНИЕ ПОТОКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ АМБАЛ-М

© 2000 г. С. Ю. Таскаев

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

Поступила в редакцию 12.03.99 г.
Окончательный вариант получен 20.05.99 г.

В концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М при использовании торцевого газоразрядного источника плазмы получена горячая мишенная плазма и экспериментально обнаружен значительный продольный электронный ток, текущий в плазме от источника до плазмоприемника. Изучается течение электронного тока в области перед входной пробкой, где продольное электрическое поле направлено от пробки. Рассматриваются различные модели описания плазмы и возможности развития неустойчивостей.

Показано, что значительный продольный электронный ток в области ускоряющего электроны электрического поля приводит к формированию потока быстрых электронов, которые переносят ток в пробкотроне.

В концевом пробкотроне открытой ловушки АМБАЛ-М при использовании торцевого газоразрядного источника плазмы [1] получена горячая мишенная плазма [2] и обнаружен значительный продольный электронный ток [3], текущий в плазме от источника до плазмоприемника. Выяснено, что продольный ток обязан способу создания плазмы и является частью тока разряда плазменного источника [4]. Обнаружено, что вдоль силовых линий магнитного поля, по которым течет ток, при приближении к пробке со стороны источника потенциал плазмы возрастает [5, 2], а не уменьшается, как при характерном сценарии с формированием термобарьера. В данной работе изучается течение продольного электронного тока в этой необычной области электрического поля перед входной пробкой.

После краткого описания установки и констатации актуальности проблемы рассматриваются численные модели, делается вывод о формировании потока быстрых электронов, подкрепляемый прямыми измерениями функции распределения электронов. В Заключение формулируются основные выводы работы.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

На рис. 1 показана схема эксперимента. Кольцевой¹ газоразрядный источник плазмы [1] генерирует поток плотной холодной плазмы и задает неравновесный профиль радиального электрического поля. Из-за развития неустойчивости Кельвина–Гельгольца [6] и протекания продольного

тока [7] ионы нагреваются в поперечную степень свободы, длина их свободного пробега увеличивается, значительная часть потока отражается возрастающим магнитным полем пробки, плотность плазмы уменьшается, и в области входной пробки реализуется термобарьер. В пробкотроне ионы продолжают нагреваться и удерживаются магнитным полем, а электроны удерживаются амбиполярным потенциалом и нагреваются током и от ионов в результате столкновений. Основные параметры плазмы в центре пробкотрона следующие: $\varnothing 20$ см, плотность – 6×10^{12} см⁻³, электронная температура – 50 эВ, ионная – 200 эВ.

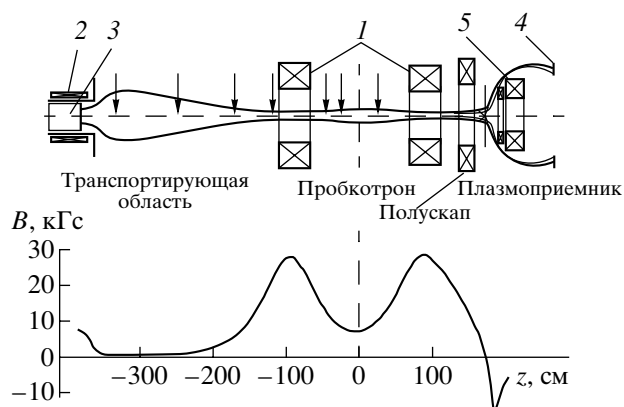


Рис. 1. Концевая система установки АМБАЛ-М и силовая линия, выходящая из источника плазмы. Ниже – магнитное поле на оси. 1 – катушки пробкотрона, 2 – соленоид источника плазмы, 3 – газоразрядный источник плазмы, 4 – плазмоприемник, 5 – катушка полускапа. Стрелками отмечены координаты сечений, в которых проводились измерения лентгмюровскими зондами.

¹ Газоразрядный канал источника имеет вид кольца с внутренним $\varnothing 11$ см, внешним 13 см.

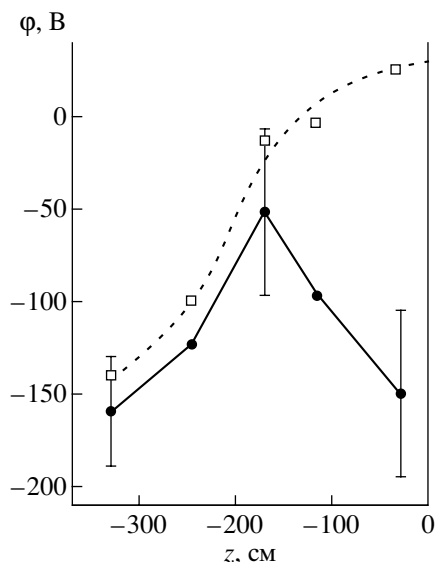


Рис. 2. Продольное распределение плавающего потенциала ленгмюровского зонда (сплошная линия) и потенциала пространства (штриховая линия) вдоль силовой линии магнитного поля (с радиусом 3.4 см в центральной плоскости пробкотрона) в момент времени 1.4 мс.

Подробное описание установки и экспериментальные результаты изложены в [2–5].

КОНСТАТАЦИЯ ПРОБЛЕМЫ

Один из наиболее важных и интересных результатов экспериментов на установке АМБАЛ-М состоит в том, что в транспортирующей области перед входной пробкой на радиусах, примерно равных половине потокового радиуса газоразрядного канала источника плазмы, обнаружено продольное электрическое поле, ускоряющее электроны в направлении пробкотрона, в то время как на других радиусах – тормозящее, характерное при формировании термобарьера [5, 2]. На рис. 2 приведены измеренные продольные распределения плавающего потенциала ленгмюровского зонда и потенциала пространства. Потенциал пространства определяется по перегибу электронной ветви вольт-амперной характеристики (**ВАХ**) двойного несимметричного зонда [8]. Хорошо известна величина превышения потенциала пространства над плавающим потенциалом зонда при максвелловском распределении частиц. В данном случае из-за более высокой ионной температуры она составляет величину примерно $(2-3)T_e$, что и наблюдается вблизи источника плазмы ($z < -240$ см), где плазма плотная и холодная ($T_e \approx 8$ эВ). По мере удаления от источника вследствие роста электронной температуры ([2], рис. 6) растет и разница между потенциалом пространства и плавающим потенциалом ([5], рис. 11 и 9). Рисунок 2 наглядно де-

монстрирует присутствие перед входной пробкой на протяжении 2 м ускоряющего электроны электрического поля величиной до 0.7 В/см. В [5] было высказано предположение, что именно в этой области, а не вдоль силовых линий, выходящих из газоразрядного канала источника плазмы, течет значительный электронный ток. Позднее это предположение было подтверждено экспериментально [3].

Несомненный интерес представляет ответ на очевидный вопрос о протекании электронного тока в области сформированного ускоряющего электрического поля. Начнем с рассмотрения нескольких моделей.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Двужидкостная магнитогидродинамика

В области пробки из-за малой плотности плазмы длина свободного пробега электронов, определяемая кулоновскими столкновениями, достигает нескольких метров, превосходит размер изменения магнитного поля $L = B/(\partial B/\partial z)$ в 3–10 раз, и, следовательно, гидродинамическое приближение неприменимо. Однако, если развивается какая-либо неустойчивость и электроны интенсивно рассеиваются на волнах, то гидродинамическое рассмотрение применимо. Функция распределения электронов представляется как максвелловское распределение, сдвинутое на потоковую скорость. Но при таком столкновительном течении возникают проблемы соответствия получаемого распределения потенциала с измеренным и объяснения высокой электронной температуры [5]. Для согласия с измеренной электронной температурой требуется очень большая мощность нагрева, поскольку значительно возрастает выносимый поток энергии (потоком и в результате теплопроводности). По причине большого выносимого потока энергии такую турбулентную струю почти невозможно подогреть инжекцией реальных атомарных пучков. И хотя представляется, что рассеяние на волнах не приводит к турбулентному столкновительному течению струи, уверенность в этом могли бы дать только результаты экспериментов, будь то планируемая инжекция атомарных пучков или измерение функции распределения электронов в пробкотроне.

Кинетическая модель

Подойдем к изучению протекания тока с другой стороны и в рамках кинетического рассмотрения [9] исследуем бесстолкновительный случай, описываемый уравнением Власова [10]. Зададим, что из начальной точки, обозначаемой индексом 0, где имеется максвелловское распределение, электроны движутся в направлении более сильного магнитного поля и, кроме того, подверже-

ны действию ускоряющего электрического поля. Из законов сохранения энергии и магнитного момента заряженной частицы определяется функция распределения электронов f . В отсутствие столкновений полная производная по времени $df/dt = 0$. Частицы при своем движении в фазовом пространстве следуют вдоль линий постоянных f . Функция распределения электронов – максвелловская, но с резкой границей, за которой плотность частиц равна нулю. На плоскости $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ линии одинаковой плотности – окружности, а граница области, за которой нет частиц, описывается при $v_{\parallel} > 0$ эллипсом: $\frac{m v_{\perp}^2}{2} \left(1 - \frac{B_0}{B}\right) + \frac{m v_{\parallel}^2}{2} = e\phi - e\phi_0$, а при $v_{\parallel} < 0$

гиперболой: $\frac{m v_{\perp}^2}{2} \left(1 - \frac{B_m}{B}\right) + \frac{m v_{\parallel}^2}{2} = e\phi - e\phi_m$.

Здесь индекс m относится к величине в пробке. Чтобы эти границы сшивались в точке $v_{\parallel} = 0$, требуется выполнение условия линейной зависимости потенциала от магнитного поля.

Пусть вытягивание электронов электрическим полем начинается в месте расположения зонда $z = -243$ см и заканчивается в пробке, и разница потенциалов составляет 100 В. Тогда рис. 3 наглядно демонстрирует эволюцию функции распределения электронов по продольной скорости $f(v_{\parallel})$ при приближении к пробке.

Убегание электронов

Моделирование конкретной ситуации осложнено тем, что вблизи источника плазмы реализуется столкновительное течение, в то время как в пробке – бесстолкновительное. Хорошо известно, что в столкновительной плазме при наличии ускоряющего электрического поля возможно явление убегания электронов, когда быстрые электроны из-за падающей с увеличением скорости силы трения ($\sim 1/v$) в среднем не тормозятся, а ускоряются. В электрическом поле E электроны со скоростью v_z убегают, если $v_z > \sqrt{4\pi e^3 \lambda n / mE}$ [11]. По мере приближения к пробке плотность плазмы падает, граница области убегания приходится на все меньшую скорость, и все большее количество электронов вовлекается в процесс убегания. Вблизи пробки граница области убегания приходится на скорость $v_z \approx 2 \times 10^8$ см/с, которая близка к средней тепловой скорости электронов, и потому явление убегания характерно для значительной доли электронов.

Резюме

При ускоряющей разности потенциалов, много большей начальной температуры, что характерно для данного случая, бесстолкновительное уско-

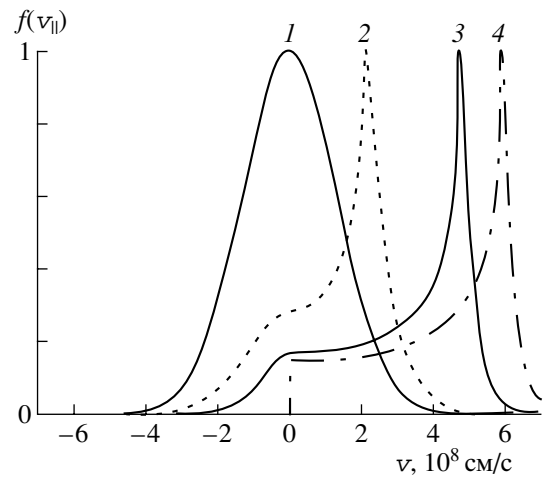


Рис. 3. Распределения электронов по продольной скорости в $z = -243$ см (1), $z = -168$ см (2), $z = -115$ см (3) и в пробке (4) при разности потенциалов 100 В между входной пробкой и $z = -243$ см.

рение в постоянном магнитном поле приводит к формированию пучка электронов с почти монохроматической продольной скоростью. В растущем магнитном поле из-за сохранения адиабатического инварианта происходит перекачка энергии между степенями свободы, и электроны с разными поперечными импульсами при заданной разности потенциала приобретают различную продольную скорость, что видно из рис. 3. Еще большему размытию пучка быстрых электронов по продольной скорости способствует отсутствие резкой границы ускорения для всех частиц из-за плавного уменьшения плотности плазмы при приближении к пробке.

Формированию немонохроматического по энергии потока электронов может также способствовать развитие неустойчивости Бунемана [12] и ленгмюровской неустойчивости. Согласно оценке ([13], стр. 12), релаксация пучка к состоянию плато из-за ленгмюровской неустойчивости должна протекать достаточно быстро – на расстоянии порядка 1 см. Поэтому возможна ситуация, близкая к подробно рассмотренному в [14] распространению моноэнергетического пучка электронов в плазме, когда было показано, что электроны в каждой точке пространства устанавливают плато на функции распределения с постоянной максимальной скоростью.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Указания на наличие потока быстрых электронов в пробкотроне дают ВАХ ленгмюровского зонда, помещенного в область протекания тока, из которых следует наличие в энергетическом распределении электронов как участков с положительной производной $\partial f(\mathcal{E})/\partial \mathcal{E}$, так и плато (линей-

ная зависимость тока от напряжения). Однако при аккуратной интерпретации данных результатов возникают не совсем ясные моменты, связанные со вторичной эмиссией электронов, с возможным изменением приповерхностного скачка потенциала [15], с возможной реализацией линейного переходного участка ВАХ [16]. Поэтому был специально изготовлен подвижный миниатюрный энергоанализатор электронов и с его помощью в пробкотроне измерена функция распределения электронов по продольной скорости. Подробное описание анализатора и полученные экспериментальные результаты приведены в работе, которая опубликована в данном номере журнала [17]. Измерения анализатором показывают, что в “токовом канале” функция распределения натекающих электронов по продольной скорости отлична от максвелловской и в области энергий от 150 до 350 эВ имеет вид, близкий к плато. Эта популяция быстрых электронов плотностью порядка 10^{11} см⁻³ обеспечивает перенос значительной части обнаруженного продольного тока [3]. Таким образом, результаты экспериментов указывают, что продольный электронный ток в пробкотроне переносится популяцией быстрых электронов, которая формируется перед пробкой в области ускоряющего электроны электрического поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ранее в экспериментах с мишенной плазмой на открытой ловушке АМБАЛ-М перед входной пробкой было обнаружено продольное электрическое поле, направленное от пробки, и в этой области обнаружен значительный продольный электронный ток, втекающий в пробкотрон.

В данной работе рассмотрены различные модели описания плазмы и показано, что протекание электронного тока в области ускоряющего электроны электрического поля приводит к формированию потока быстрых электронов, которые переносят ток в пробкотроне. Поток быстрых электронов в пробкотроне экспериментально обнаружен.

Формирование направленного потока быстрых электронов необычно для открытых лову-

шек, и несомненный интерес представляет дальнейшее изучение связанных с этим явлением процессов, а именно формирование ускоряющего электрического поля и влияние потока быстрых электронов на удержание и нагрев плазмы в пробкотроне.

Автор благодарит членов группы установки АМБАЛ-М за сотрудничество в экспериментах. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-17801).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 970.
2. Ахметов Т.Д., Белкин В.С., Бендер Е.Д. и др. // Там же. 1997. Т. 23. С. 988.
3. Ахметов Т. Д., Давыденко В. И., Кабанцев А. А. и др. // Там же. 1998. Т. 24. С. 1065.
4. Таскаев С. Ю. // Там же. 1999. Т. 25. С. 510.
5. Таскаев С. Ю. Препринт № 95-92. Новосибирск; ИЯФ СО РАН, 1995.
6. Кабанцев А. А., Таскаев С. Ю. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 700.
7. Reitzel K.J., Morales G.J. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 11. P. 3806.
8. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
9. Брагинский С.И. // Там же. / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1.
10. Сивухин Д.В. // Там же.
11. Сивухин Д.В. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. Вып. 4.
12. Кадомцев Б.Б. // Там же.
13. Веденов А.А., Рюттов Д.Д. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1972. Вып. 6.
14. Контарь Э.П., Лапшин В.И., Мельник В.Н. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 832.
15. Ishiguro S., Sato N. // J. Phys. Soc. Japan. 1991. V. 60. P. 2218.
16. Рожанский В. А., Ушаков А. А., Воскобойников С. П. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 837.
17. Ахметов Т.Д., Давыденко В.И., Таскаев С.Ю. // Там же. 2000. N. 26.