

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЕ АМБАЛ-М ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРОМ

© 2000 г. Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, С. Ю. Таскаев

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

Поступила в редакцию 21.05.99 г.

Выполнены измерения функции распределения электронов по продольной скорости в стартовой плазме концевой пробкотроны установки АМБАЛ-М. Для измерений использовался подвижный миниатюрный электростатический энергоанализатор. Обнаружено, что в области протекания значительного продольного тока функция распределения электронов по продольной скорости имеет вид, близкий к плато в области энергий 150–350 эВ.

1. ВВЕДЕНИЕ

В концевом пробкатороне установки АМБАЛ-М получена горячая стартовая плазма $\varnothing 20$ см, плотностью $\sim 10^{13}$ см $^{-3}$, температурой электронов 50 эВ, ионов – 200 эВ [1]. Для создания плазмы используется плазменная струя, генерируемая газоразрядным плазменным источником, расположенным в запробочной области. Существенной особенностью полученной плазмы является протекание сосредоточенного в приосевой области продольного электронного тока величиной порядка 1 кА [2]. Для выяснения механизмов нагрева и переноса тока представляется полезным и интересным выполнить прямые измерения функции распределения электронов в пробкатороне. Результаты измерений функции распределения электронов по вольт-амперной характеристике ленгмюровского зонда [3], помещенного в горячую плазму, допускают различные интерпретации.

Цель настоящей работы состояла в проведении измерений функции распределения электронов в концевом пробкатороне с помощью специально изготовленного миниатюрного электростатического энергоанализатора.

Энергоанализаторы аналогичного типа уже использовались для локальных измерений электронного тока, направленного вдоль магнитного поля, в пинчах с обращенным полем [4–6]. Эти измерения продемонстрировали возможность применения такого энергоанализатора для измерения функции распределения электронов по продольной энергии.

2. ОПИСАНИЕ АНАЛИЗАТОРА

Схема концевой системы установки АМБАЛ-М и положение анализатора в пробкатороне приведены на рис. 1. Анализатор закреплен на керами-

ческой трубке и вводится в плазму с помощью координатного механизма. Анализатор, схематически изображенный на рис. 2, состоит из двух симметричных частей, помещенных внутри изолирующего корпуса из нитрида бора. Каждая половина анализатора состоит из входной шайбы с малым отверстием, анализирующей диафрагмы и коллектора. Толщина входной шайбы, изготовленной из ниобия, составляет 1 мм, диаметр входного отверстия равен 0.3 мм. Диафрагма имеет толщину 2 мм и диаметр отверстия 1 мм. Центры отверстий во входной шайбе и диафрагме расположены на одной оси, которая ориентируется вдоль магнитного поля. Диаметры отверстий в электродах были выбраны в соответствии с энергией ионов и электронов в области измерений.

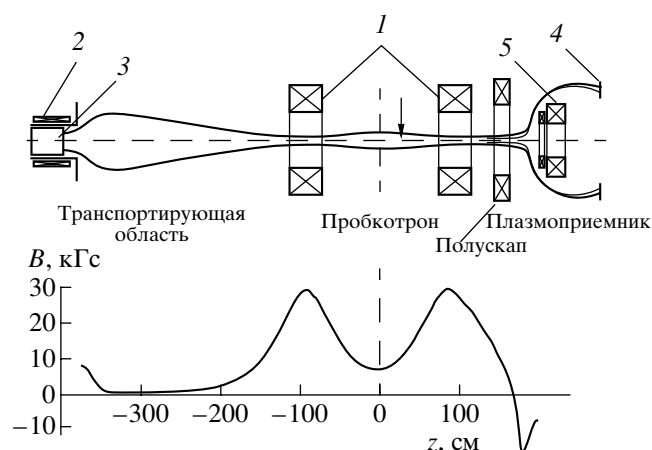


Рис. 1. Концевая схема установки АМБАЛ-М: 1 – катушки пробкатора, 2 – соленоид источника плазмы, 3 – источник плазмы, 4 – плазмоприемник, 5 – катушки полукапса. Положение анализатора отмечено стрелкой.

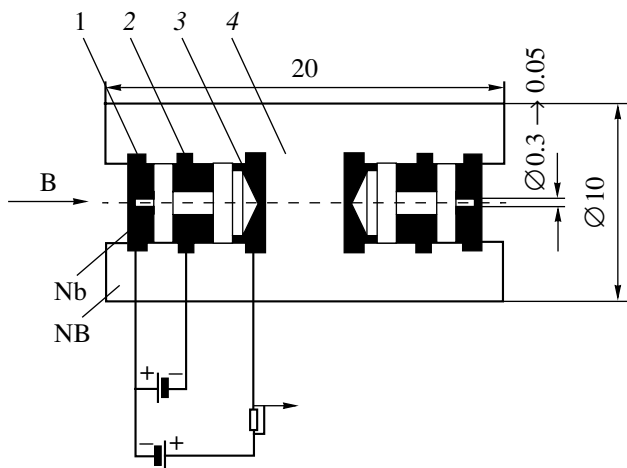


Рис. 2. Схема энергоанализатора: 1 – шайба с входным отверстием, 2 – анализирующая диафрагма, 3 – коллектор, 4 – изолирующий корпус.

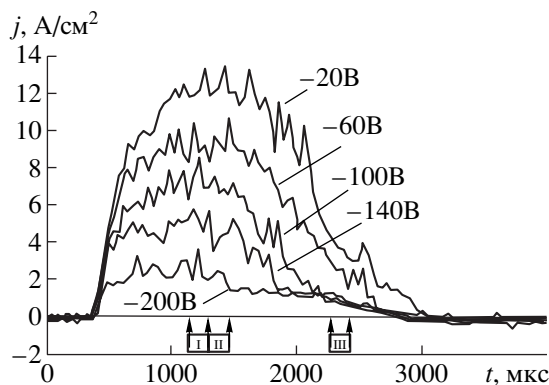


Рис. 3. Осциллограммы тока на коллектор анализатора при различных задерживающих напряжениях. Анализатор расположен на оси и обращен к источнику плазмы.

Возможность измерения основана на нарушении квазинейтральности в малом входном отверстии, диаметр которого сравним с дебаевским размером экранирования. Поток ионов в анализатор ослабляется за счет использования протяженного входного отверстия. Поскольку ларморовский радиус ионов в области расположения анализатора $\rho_i \approx 2.5$ мм значительно больше диаметра входного отверстия, то при выбранной длине отверстия большая часть ионов попадает на стенку протяженного отверстия и не проникает в анализатор. В то же время характерный ларморовский радиус электронов $\rho_e \approx 0.025$ мм меньше размера отверстия, и электроны свободно проходят в анализатор вдоль магнитного поля. При погружении анализатора в плазму изолированная входная шайба заряжается отрицательно относительно потенциала пространства на величину $\sim 2.5-3T_e/e$ для того, чтобы ток на

шайбу был равен нулю. Наличие этого потенциала, значительно снижающего поток электронов плазмы через входное отверстие анализатора, приводит к тому, что анализатор фактически измеряет функцию распределения надтепловых электронов с энергиями, превышающими $2.5-3T_e$. Энергетический анализ вошедшего в анализатор потока электронов производится путем подачи отрицательного потенциала на диафрагму относительно входной шайбы. Для подавления вторичной электронной эмиссии с коллектора и отталкивания небольшой доли ионов, прошедших в анализатор из-за малости их поперечной энергии, на коллектор подается положительный потенциал относительно входной шайбы. Численное решение уравнения Лапласа показывает, что при потенциале диафрагмы -100 В и потенциале коллектора $+90$ В величина задерживающего потенциала на оси составляет -99.6 В. Поэтому в отсутствие пространственного заряда потока электронов можно с достаточной точностью считать, что задерживающий потенциал равен потенциалу диафрагмы. Измерение тока на коллектор производится с помощью сопротивления, установленного между входной шайбой и коллектором. Из измеренной кривой задержки $j(U)$ (зависимости тока на коллектор от запирающего напряжения) дифференцированием можно получить функцию распределения электронов по продольной энергии $f(U) \propto -dj(U)/dU$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения проводились в приосевой области плазмы пробкатора и выполнялись в режиме отдельных импульсов при воспроизводимости параметров плазмы на уровне $5-10\%$. На рис. 3 приведены осциллограммы тока на коллектор части анализатора, обращенной к источнику плазмы, при различных задерживающих напряжениях. Из представленных осциллограмм видно, что увеличение задерживающего напряжения приводит к монотонному снижению тока на коллектор. Для определения зависимости тока от задерживающего напряжения было произведено усреднение тока на трех временных промежутках по 160 мкс, отмеченных на рис. 3 римскими цифрами. В полученных зависимостях, представленных на рис. 4, большая часть кривых хорошо аппроксимируется прямыми линиями, что свидетельствует о наличии плато в функции распределения электронов до энергий $180, 160, 60$ эВ соответственно, с дальнейшим спадом при последующем повышении энергии на 50 эВ.

Как уже говорилось выше, функцию распределения можно найти дифференцированием экспериментальной зависимости $j_{\text{exp}}(U)$, однако при этом погрешности измерений приводят к нежелательному большому искажению искомых функ-

ций, и для устранения этих вычислительных ошибок требуется тщательное предварительное сглаживание экспериментальных кривых. Поэтому мы выбрали другой алгоритм, который также позволяет оценивать функцию распределения по измеренному току, если задана аналитическая аппроксимация функции распределения с несколькими свободными параметрами. Для простоты считаем, что измеренный ток можно представить в виде суммы вкладов от популяции с максвелловским распределением по продольной энергии и “пучка” с конечной температурой. Тепловые электроны в пробкотроне описываем максвелловской функцией распределения $j_{\max w} = c_m \exp(-\epsilon/T_m)$, а пучок задаем с помощью сдвинутого по продольной скорости максвелловского распределения $f_{\text{fast}} = c_f \exp(-(\sqrt{\epsilon} - \sqrt{\epsilon_0})^2/T_f)$. Здесь c_m и c_f – константы, задающие плотности популяций максвелловских и быстрых электронов, T_m и T_f – температуры популяций, ϵ – продольная энергия, $\epsilon = m v_{\parallel}^2 / 2$, и ϵ_0 – средняя продольная энергия электронов “пучка”. Эти функции и их сумма изображены на рис. 5. Искомые параметры c_m , c_f , T_m , T_f и ϵ_0 определяются путем минимизации суммы квадратов отклонений вычисленного тока от измеренного при всех напряжениях, по свободным параметрам. В результате были получены следующие оценки энергетических характеристик электронов: температура максвелловских электронов примерно 100, 80 и 30 эВ соответственно для временных интервалов I, II и III на рис. 3, энергия пучковых электронов 150, 135 и 60 эВ, температура электронов пучка ~3 эВ во всех случаях, а плотность быстрых электронов по крайней мере на порядок меньше плотности теплой максвелловской плазмы. Заметим, что данные решения дают несколько завышенные значения тока при потенциале задержки, меньшем 50 эВ. Низкая температура электронов пучка объясняется, по-видимому, известным эффектом “охлаждения” (уменьшения среднеквадратичного отклонения скорости частиц от средней направленной скорости) при ускорении частиц, которое реализуется при движении электронов в ускоряющем амбиполярном электрическом поле от входной пробки к центру пробкотрона.

Кривая задержки для обращенной от пушки части анализатора показана на рис. 6. Величина тока на коллектор при нулевом потенциале запираения в этом случае примерно в 3.5 раза меньше по сравнению с предыдущим случаем, подавление тока электронов в анализатор также достигается при измерении запирающего потенциала до 200 В. Поток электронов в анализатор в этом случае может быть объяснен как частичным отражением быстрых электронов от выходной пробки, так и надтепловыми электронами максвелловского “хвоста”.

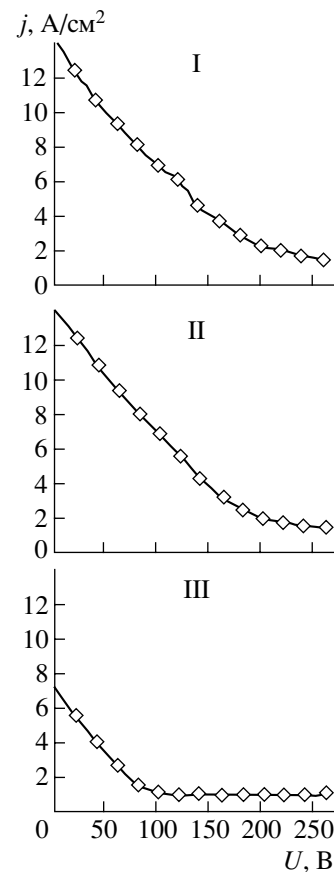


Рис. 4. Зависимость тока от запирающего напряжения для трех временных промежутков (I, II, III), отмеченных на рис. 3.

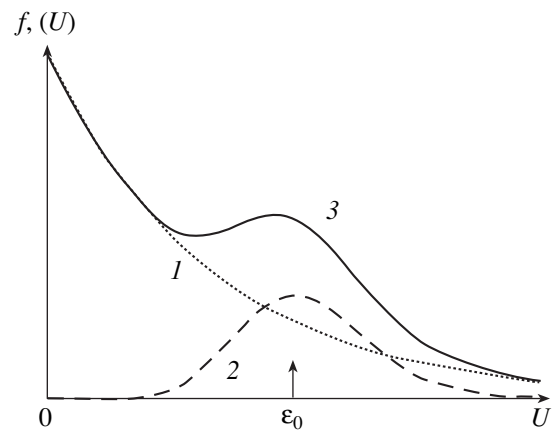


Рис. 5. Модельная функция распределения (ФР) электронов: 1 – максвелловская ФР $f_{\max w}(U)$, 2 – ФР быстрых электронов $f_{\text{fast}}(U)$, 3 – суммарная ФР: $f(U) = f_{\max w}(U) + f_{\text{fast}}(U)$.

Хотя проведенные измерения демонстрируют наличие плато в функции распределения токовых электронов по продольной энергии, вместе с тем в измерениях присутствуют два фактора, влияю-

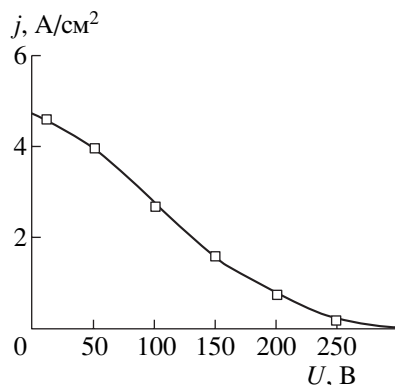


Рис. 6. Кривая задержки для обращенной от пушки части анализатора.

ших на их точность. Первый фактор состоит в том, что подача запирающего напряжения на анализирующую диафрагму приводит к пропорциональному росту потенциала входной шайбы. Так, при подаче, например, запирающего напряжения -200 В потенциал входной шайбы возрастал на 80 В. Этот эффект аналогичен поведению двойного зонда в плазме при подаче напряжения между электродами, хотя величину прироста потенциала входной шайбы достаточно сложно объяснить количественно. Фактически получается, что величина задерживающего потенциала меньше напряжения, подаваемого между шайбой и диафрагмой. Определено, что зависимость запирающего напряжения U_{repl} от потенциала анализирующей диафрагмы U_d близка к линейной: $U_{\text{repl}} \approx 0.6U_d$, и поэтому возможна корректировка кривой задержки, при которой форма кривой задержки почти не изменяется.

Следующим фактором является влияние пространственного заряда потока электронов. Связанное с пространственным зарядом потока электронов снижение потенциала на оси входного отверстия оценивается как $\delta\phi \approx \pi r^2 n e$. Полагая среднюю энергию электронов равной 60 эВ, получим, что при плотности тока $j \approx 15$ А/см² плотность электронов в потоке составляет $n \approx 2 \times 10^{11}$ см⁻³, и величина снижения потенциала на оси $\delta\phi \approx 20$ В. Неоднородность перепада потенциала по радиусу также приводит к определенной погрешности измерений.

Для проведения более аккуратных измерений диаметр отверстия во входной шайбе был уменьшен до 0.05 мм. При этом подача запирающего напряжения -200 В приводила к возрастанию потенциала входной шайбы только на 10 В, и можно считать, что потенциал анализирующей диафрагмы не влияет на потенциал входной шайбы и является запирающим потенциалом. Ток на коллектор при нулевом потенциале анализирующей диафрагмы уменьшился не пропорционально уменьшению площади входного отверстия в 36 раз, а в 100 раз. Это дополнительное уменьшение связано с тем, что радиус входного отверстия стал равен ларморовскому радиусу электронов с поперечной энергией 50 эВ, и не все электроны проходят в анализатор. Теперь входное отверстие анализатора отсекает не только ионы, но и электроны, имеющие значительную поперечную скорость. Такая селекция подчеркивает вклад пучковых электронов с малой поперечной температурой. Поскольку регистрируемый ток уменьшился в 100 раз, то и потенциал объемного заряда снизился в 100 раз, и его влияние на точность измерений стало пренебрежимо малым.

На рис. 7а приведена измеренная анализатором с уменьшенным входным отверстием зависи-

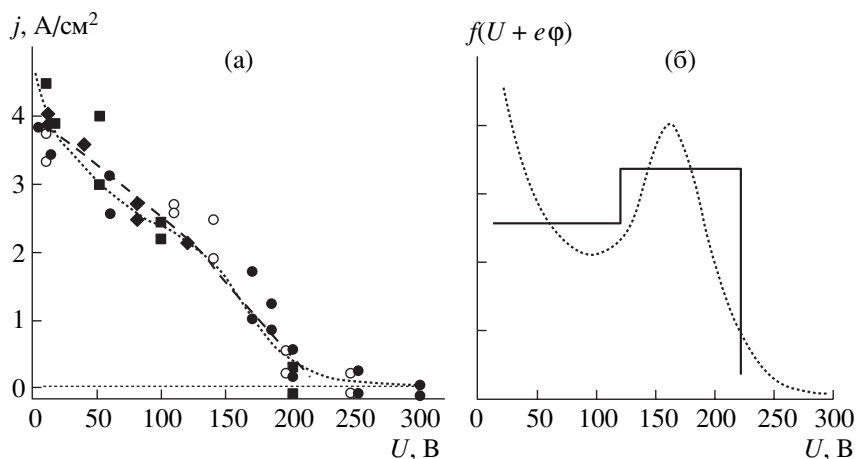


Рис. 7. Кривая задержки для анализатора с уменьшенным входным отверстием (а) и ФР электронов по продольной энергии (б), полученная из соответствующих пунктирной и штриховой кривых, показанным на (а). Усреднение проведено по временному промежутку 1–15 мс. Результаты разных серий измерений отмечены разными значками.

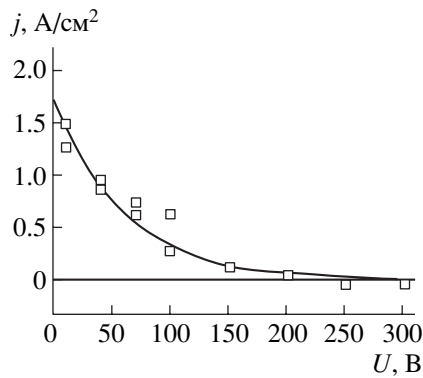


Рис. 8. Кривая задержки при расположении анализатора на радиусе 6 см. Сплошной линией показана кривая задержки для максвелловского распределения электронов с температурой 60 эВ.

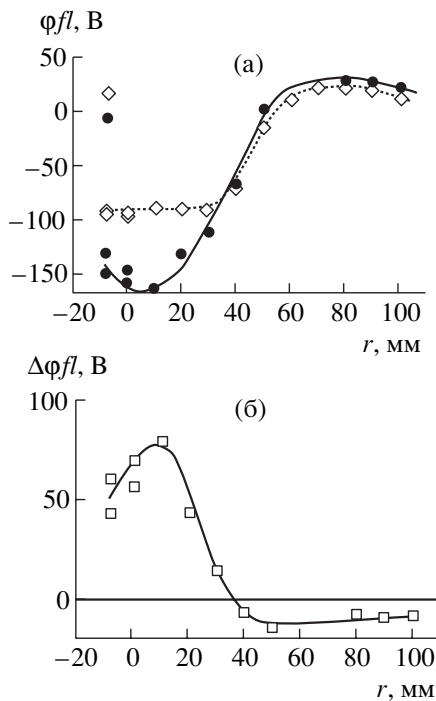


Рис. 9. Радиальные профили плавающего потенциала шайб анализатора, обращенной к источнику плазмы (1), противоположной (2) (а) и их разность (б).

мость тока на коллектор от запирающего напряжения. Хотя из-за снижения тока на коллектор разброс экспериментальных точек увеличился, из представленных данных видно, что функция распределения токовых электронов является достаточно широкой и немасвелловской. Вследствие разброса экспериментальных точек имеется некоторая неопределенность в проведении через эти точки плавной кривой, необходимой для определения функции распределения путем диффе-

ренцирования по напряжению. В качестве примера через экспериментальные точки проведены две возможные кривые, и на рис. 7б показаны функции распределения электронов по продольной энергии для этих кривых. Видно, что для обеих кривых функция распределения электронов в области энергий от $e\phi_{fl}$ до $e\phi_{fl} + 200$ эВ имеет вид плато. Полагая $e\phi_{fl} \approx 3T_e \approx 150$ эВ, можно утверждать, что плато расположено в области продольных энергий токовых электронов от 150 до 350 эВ.

Для выяснения влияния надтепловых электронов плазмы были выполнены измерения анализатором с уменьшенным отверстием на радиусе 6 см (вне области радиусом ~ 4 см, в которой сосредоточен продольный ток), результаты которых представлены на рис. 8. На этом радиусе параметры основной плазмы примерно такие же, как и на оси, однако продольного тока нет. Представленные на рис. 8 данные хорошо аппроксимируются максвелловским распределением с температурой 60 эВ. Величина тока на коллектор при нулевом напряжении задержки упала в 2.5 раза по сравнению с измерениями на оси, что объясняется отсутствием быстрых токовых электронов. Тогда можно утверждать, что в предыдущих измерениях на оси примерно равный вклад в ток дают максвелловские и пучковые электроны.

Кроме того, были проведены измерения радиальных профилей плавающего потенциала обеих входных шайб, одна из которых обращена к источнику плазмы, а другая – к плазмодиоде. Результаты этих измерений приведены на рис. 9. Представленный профиль разности потенциалов шайб свидетельствует о неизотропности функции распределения электронов в приосевой области. Как и следовало ожидать, эта область совпадает с областью течения тока, локализованной ранее магнитным зондом [2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изготовлен миниатюрный электростатический энергоанализатор электронов. Анализатором проведены измерения функции распределения электронов по продольной скорости в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М. Обнаружено, что в пробкотроне функция распределения электронов по продольной скорости в “токовом канале” имеет вид, близкий к плато в области энергий 150–350 эВ, и максвелловское распределение с температурой ~ 6 эВ вне “токового канала”. Полученные экспериментальные данные могут быть использованы для проведения численного моделирования процесса формирования токовых электронов в транспортирующей области между источником плазмы и пробкотроном.

Авторы выражают благодарность В.А. Новикову за изготовление анализатора и П.Д. Рыбакову за помощь в проведении измерений. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-17801).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахметов Т.Д., Белкин В.С., Бендер Е.Д. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 11. 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. Ingraham J.C., Ellis R.F., Downing J.N. et al. // Phys. Fluids B. 1990. V. 2. P. 143.
5. Stoneking M.R., Hokin S.A., Prager S.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73(4). P. 549.
6. Yagi Y., Antoni V., Bagatin M. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1997. V. 39. P. 1915.