

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

Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, С. Ю. Таскаев

**ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ЭЛЕКТРОНОВ В СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЕ АМБАЛ-М
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРОМ**

ИЯФ 99-43

Новосибирск
1999

Измерения функции распределения электронов в стартовой плазме АМБАЛ-М электростатическим энергоанализатором

Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, С. Ю. Таскаев

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН,
Новосибирск, Россия

Выполнены измерения функции распределения электронов по продольной скорости в стартовой плазме концевого пробкотрона 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.

Measurement of electron distribution function in the initial plasma of AMBAL-M by an electrostatic energy analyzer

T. D. Akhmetov, V. I. Davydenko, and S. Yu. Taskaev

G.I. Budker Institute of nuclear physics, SB RAS,
Novosibirsk, Russia

Electron distribution function in parallel energy was measured in the initial plasma in the end mirror of the AMBAL-M machine. The measurements were performed by a small movable electrostatic energy analyzer. It was found that in the region where a considerable parallel current flows, the electron distribution function has the form close to a plateau in the range 150÷350 eV.

В концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М получена горячая стартовая плазма диаметром 20 см, плотностью $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, 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 пробкотроне. Результаты измерений функции распределения электронов по вольт-амперной характеристике ленгмюровского зонда [3], помещённого в горячую плазму, допускают различные интерпретации.

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

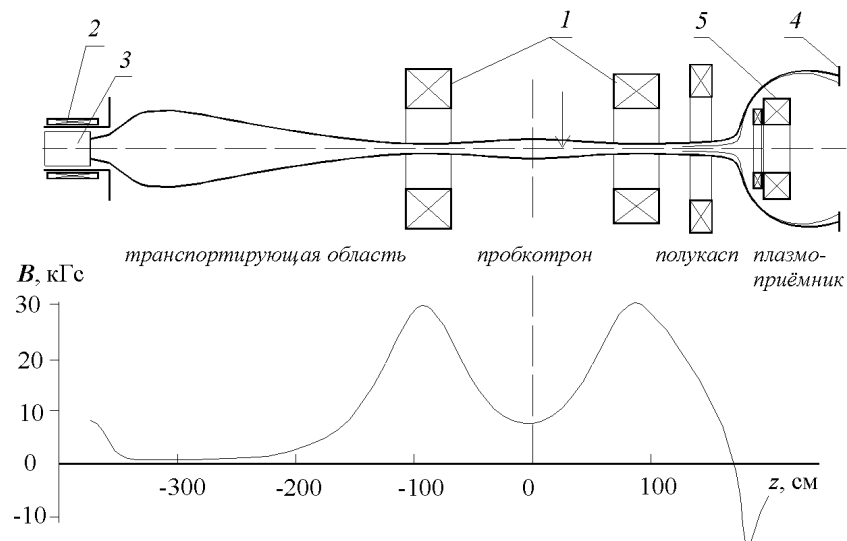


Рис. 1. Концевая система установки АМБАЛ-М. 1 — катушки пробкотрона, 2 — соленоид источника плазмы, 3 — источник плазмы, 4 — плазмоприёмник, 5 — катушки полукаспа. Положение анализатора отмечено стрелкой.

Энергоанализаторы аналогичного типа уже использовались для локальных измерений электронного тока, направленного вдоль магнитного поля, в пинчах с обращенным полем [4, 5]. Эти измерения продемонстрировали возможность применения такого энергоанализатора для измерения функции распределения электронов по продольной энергии.

Описание анализатора

Схема концевой системы установки АМБАЛ-М и положение анализатора в пробкотроне приведены на рис. 1. Анализатор закреплён на керамической трубке и вводится в плазму с помощью координатного механизма. Анализатор, схематически изображенный на рис. 2, состоит из двух симметричных частей, помещённых 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.

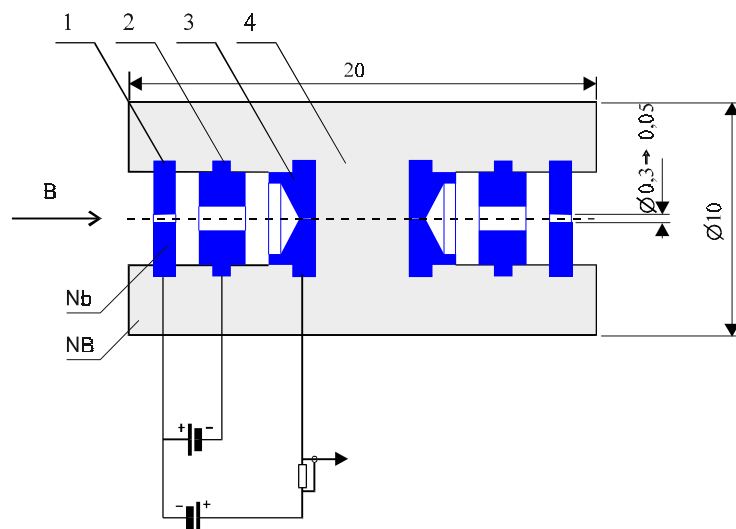


Рис. 2. Схема энергоанализатора. 1 — шайба с входным отверстием, 2 — анализирующая диафрагма, 3 — коллектор, 4 — изолирующий корпус.

Возможность измерения основана на нарушении квазинейтральности в малом входном отверстии, сравнимым с дебаевским размером экранирования. Поток ионов в анализатор ослабляется за счёт использования протяженного входного отверстия. Поскольку ларморовский радиус ионов в области расположения анализатора $r_i \approx 2,5$ 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 $r_e \approx 0,025$ 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 $\sim 2,5 + 3 T_e/e$ 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 $2,5 + 3 T_e$. 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 отгалкивания небольшой доли ионов, прошедших в анализатор из-за малости их поперечной энергии, на коллектор подаётся положительный потенциал относительно входной шайбы. Численное решение уравнения Лапласа показывает (рис. 3), 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 $f(U) \propto -dj(U)/dU$.

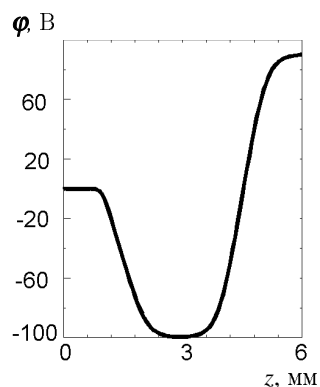


Рис. 3. Распределение потенциала на оси анализатора при потенциале анализирующей диафрагмы -100 В и потенциале коллектора $+90$ В. $z = 0$ соответствует входному отверстию, $z = 6$ мм — коллектору.

Результаты измерений.

Измерения проводились в приосевой области плазмы пробкотрона и выполнялись в режиме отдельных импульсов при воспроизводимости параметров плазмы на уровне $5 \pm 10\%$. На рис. 4 приведены осциллограммы тока на коллектор части анализатора, обращённой 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 трёх временных промежутках по 160 мкс, отмеченных на рис. 4 римскими цифрами. В полученных зависимостях, представленных на рис. 5, 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 $j_{exp}(U)$, однако при этом погрешности измерений приводят к нежелательному большому искажению искомым функций, и для устранения этих вычислительных ошибок требуется тщательное предварительное сглаживание экспериментальных кривых. Поэтому мы выбрали другой алгоритм, который также позволяет оценивать функцию распределения по измерен-

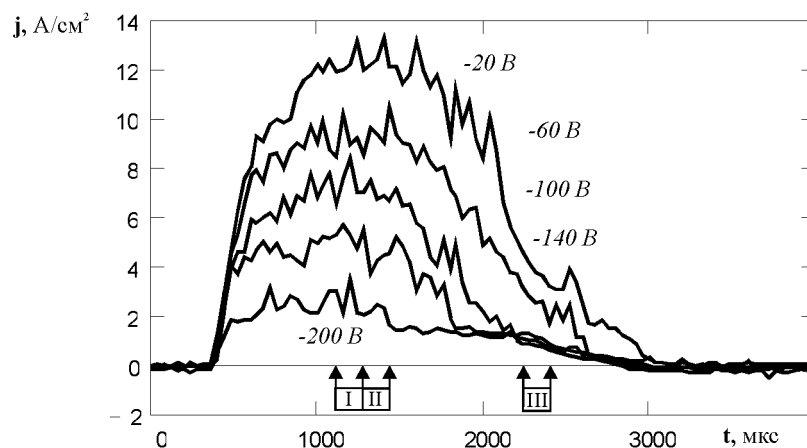


Рис. 4. Осциллограммы тока на коллектор анализатора при различных задерживающих напряжениях. Анализатор расположен на оси и обращён к источнику плазмы.

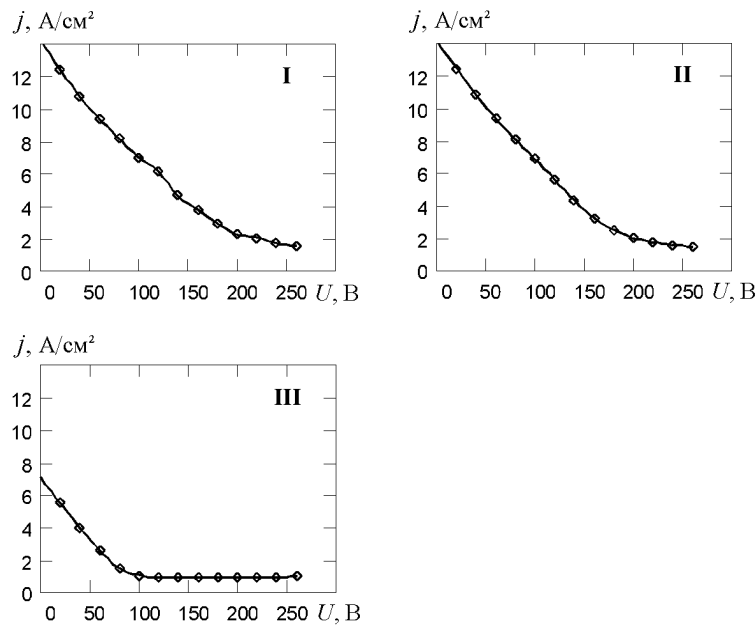


Рис. 5. Зависимость тока от запирающего напряжения для трёх временных промежутков (I, II, III), отмеченных на Рис. 4.

ному 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 $f_{\text{maxw}}(\varepsilon) = c_m \exp(-\varepsilon/T_m)$, а пучок задаем с помощью сдвинутого по продольной скорости максвелловского распределения $f_{\text{fast}}(\varepsilon) = c_f \exp(-(\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\varepsilon_0})^2/T_f)$. Здесь c_m и c_f – нормировочные константы, задающие плотность популяций электронов, ε – продольная энергия, $\varepsilon = mv_{\parallel}^2/2$, T_m и T_f – температуры популяций, и ε_0 – средняя продольная энергия электронов “пучка”. Эти функции и их сумма изображены на рис. 6. Искомые параметры c_m , c_f , T_m , T_f и ε_0 определяются по следующему алгоритму. Сначала по модельной функции распределения вычисляется ток, попадающий на коллектор в зависимости от запирающего напряжения. Затем производится минимизация функционала, являющегося суммой среднеквадратичных отклонений вычисленного тока от измеренного при всех напряжениях, по свободным параметрам

$W\{c_m, c_f, T_m, T_f, \epsilon_0\} = \sum_i (j_{\text{exp}}(U_i) - j_{\text{appr}}(U_i))^2$. 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. 5, энергия пучковых электронов 150, 135 и 60 эВ, а температура электронов пучка около 3 эВ во всех случаях. 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 поле от входной пробки к центру пробкотрона.

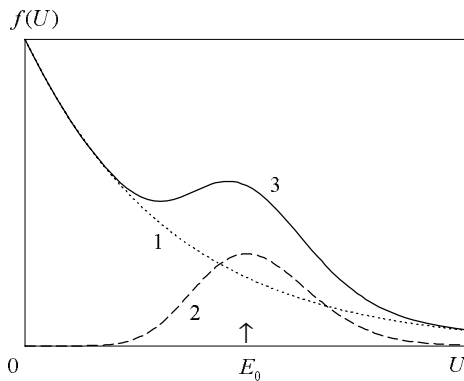


Рис. 6. Модельная функция распределения (ФР) электронов. 1 – максвелловская ФР $f_1(U)$, 2 – ФР быстрых электронов $f_2(U)$, 3 – суммарная ФР: $f(U) = f_1(U) + f_2(U)$.

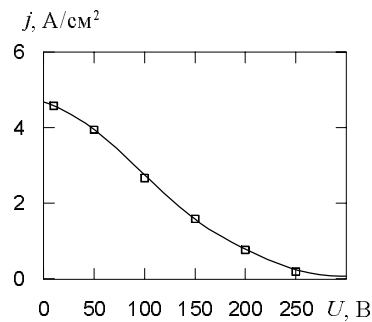


Рис. 7. Кривая задержки для обращенной от пушки части анализатора.

Кривая задержки для обращенной от пушки части анализатора, показана на рис. 7. 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 изменении 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 нагретыми электронами максвелловского “хвоста”.

Хотя проведенные измерения демонстрируют наличие плато в функции распределения токовых электронов по продольной энергии, вместе с тем, в измерениях присутствуют два фактора, влияющих 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_{repel} от потенциала анализирующей диафрагмы U_d близка к линейной: $U_{repel} \approx 0,6 \cdot U_d$, 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. 8а приведена измеренная анализатором с уменьшенным входным отверстием зависимость 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 немаксвелловской. Вследствие разброса экспериментальных точек имеется некоторая неопределенность в проведении через

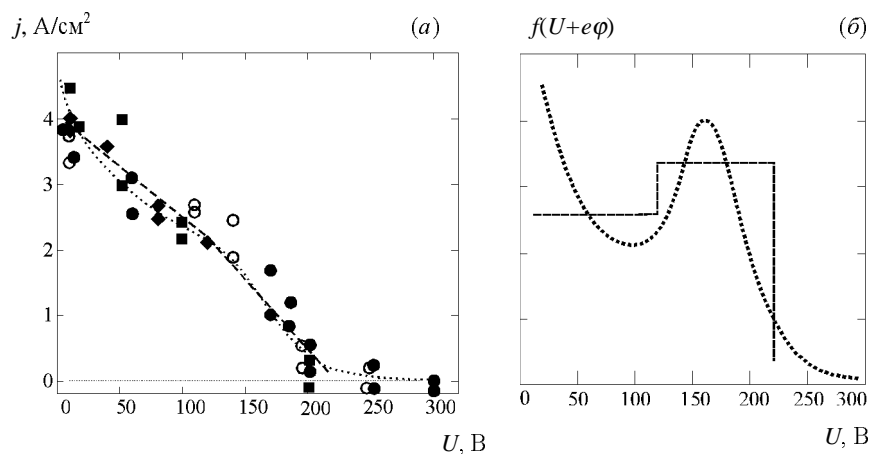


Рис. 8. Кривая задержки для анализатора с уменьшенным входным отверстием (а) и функция распределения электронов по продольной энергии (б), полученная из соответствующих пунктирной и штриховой кривых, показанных на (а). Усреднение проведено по временному промежутку $1 \pm 1,5$ мс. Результаты разных серий измерений отмечены разными значками.

эти точки плавной кривой, необходимой для определения функции распределения путем дифференцирования по напряжению. В качестве примера через экспериментальные точки проведены две возможные кривые, и на рис. 8б показаны функции распределения электронов по продольной энергии для этих кривых. Видно, что для обеих кривых функция распределения электронов в области энергий от $e\phi_n$ до $e\phi_n + 200$ эВ имеет вид плато. Полагая $e\phi_n \approx 3T_e \approx 150$ 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 около 4 см, в которой сосредоточен продольный ток), результаты которых представлены на рис. 9. На этом радиусе параметры основной плазмы примерно такие же, как и на оси, однако продольного тока нет. Представленные на рис. 9 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.

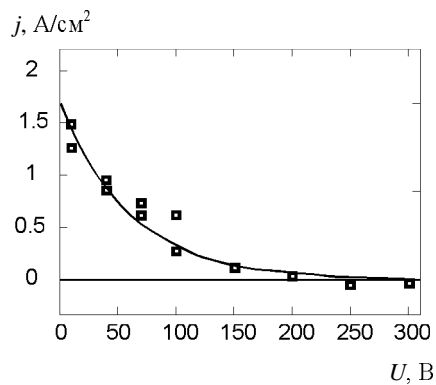


Рис. 9. Кривая задержки при расположении анализатора на радиусе 6 см. Сплошной линией показана кривая задержки для максвелловского распределения электронов с температурой 60 эВ.

Кроме того, были проведены измерения радиальных профилей плавающего потенциала обеих входных шайб, одна из которых обращена к источнику плазмы, а другая — к плазмоприёмнику. Результаты этих измерений приведены на рис. 10. 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].

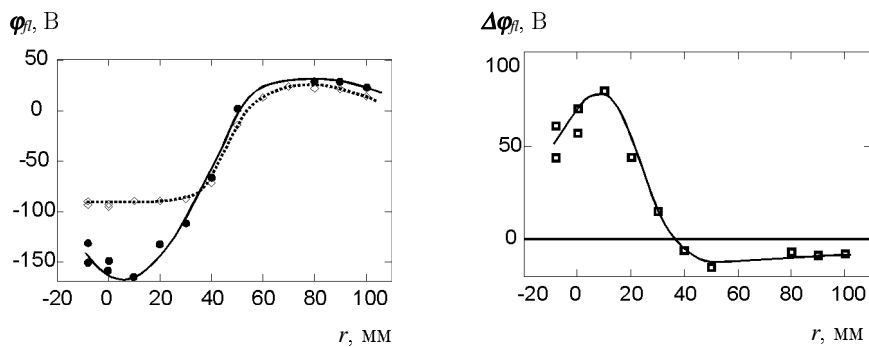


Рис. 10. Радиальные профили плавающего потенциала шайб анализатора, обращённой к источнику плазмы (●), противоположной (◇) (а) и их разность (б).

Заклучение.

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 $150 \div 350$ эВ, и максвелловское распределение с температурой около 60 эВ вне “токового канала”. Полученные экспериментальные данные могут быть использованы для проведения численного моделирования процесса формирования токовых электронов в транспортирующей области.

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).

Литература

1. Т. Д. Ахметов, В. С. Белкин, Е. Д. Бендер и др. *Создание горячей стартовой плазмы в концевой системе АМБАЛ-М*. Физика Плазмы **23**(11), 988 (1997).
2. Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, А. А. Кабанцев, В. Б. Рева, В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев. *Продольный ток в стартовой плазме установки АМБАЛ-М*. Физика Плазмы **24**(12), 1065 (1998).
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. J. C. Ingraham, R. F. Ellis, J. N. Downing et al. *Energetic electron measurements in the edge of a reversed-field pinch*. Phys. Fluids **B2**(1), 143 (1990).
5. M. R. Stoneking, S. A. Hokin, S. C. Prager et al. *Particle transport due to magnetic fluctuations*. Phys. Rev. Lett. **73**(4), 549 (1994).