



Сибирское отделение Российской Академии наук
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

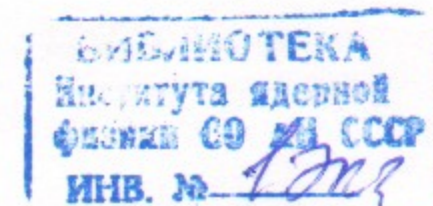
*T. 23
1999*

С.Ю. Таскаев

ФОРМИРОВАНИЕ ПОТОКА
БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ
ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ АМБАЛ-М

ИЯФ 98-93

<http://www.inp.nsk.su/publications>



НОВОСИБИРСК
1998

Формирование потока быстрых электронов в плазме открытой ловушки АМБАЛ-М

С. Ю. Таскаев

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
630090 Новосибирск, Россия
taskaev@inp.nsk.su

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 плазмоприёмника.

В данной работе изучается течение продольного электронного тока в области перед входной пробкой, где продольное электрическое поле направлено от пробки. Рассматриваются различные модели описания плазмы и возможности развития неустойчивостей. Приводятся результаты экспериментального измерения функции распределения электронов в пробкотроне.

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

Fast electron flow formation in a plasma of the AMBAL-M open trap

S. Yu. Taskaev

Budker Institute of Nuclear Physics
630090 Novosibirsk, Russia
taskaev@inp.nsk.su

Hot target plasma was obtained in an open trap AMBAL-M from arc source located behind the mirror. Previously longitudinal electron current in a plasma was found.

In this paper, longitudinal electron current in a region before input throat is considered. Peculiarity of this region is that the plasma potential increases when coming closer to the mirror. Various models and development of instability have been considered in detail. Experimental results of measurements of electron distribution are presented.

It is shown that longitudinal electron current in the region of electric field accelerating the electrons leads to formation of a fast electron flow transporting the current in the mirror.

В концевом пробкотроне открытой ловушки АМБАЛ-М при использовании торцевого газоразрядного источника плазмы [1] получена горячая мишенная плазма [2] и экспериментально обнаружен значительный продольный электронный ток [3], текущий в плазме от источника до плазмоприёмника.

В данной работе изучается течение продольного электронного тока в области перед входной пробкой. Особенность этой области состоит в том, что вдоль силовых линий магнитного поля, по которым течёт ток, потенциал плазмы при приближении к пробке возрастает [4], а не уменьшается, как при характерном сценарии с формированием термобарьера.

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 заключении формулируются основные выводы работы.

Краткое описание установки

На Рис. 1 показана схема эксперимента. Газоразрядный источник плазмы (пушка) [1] генерирует поток плотной холодной плазмы и задаёт неравновесный профиль радиального электрического поля (напомним, что газоразрядный канал имеет вид кольца с внутренним диаметром 11 см, внешним 13 см). Из-за развития неустойчивости Кельвина-Гельгольца [5] ионы нагреваются в поперечную степень свободы, их длина свободного пробега увеличивается, значительная часть потока отражается возрастающим магнитным полем пробки, плотность плазмы уменьшается, и в области входной пробки реализуется термобарьер. Однако, в узкой кольцевой области вдоль силовых линий магнитного поля, по которым течёт обнаруженный значительный электронный ток [3], потенциал плазмы при приближении к пробке не уменьшается, а, наоборот, возрастает [4]. В пробкотроне ионы продолжают нагреваться и удерживаются магнитным полем, а электроны удерживаются амбиполярным потенциалом и должны нагреваться электронным

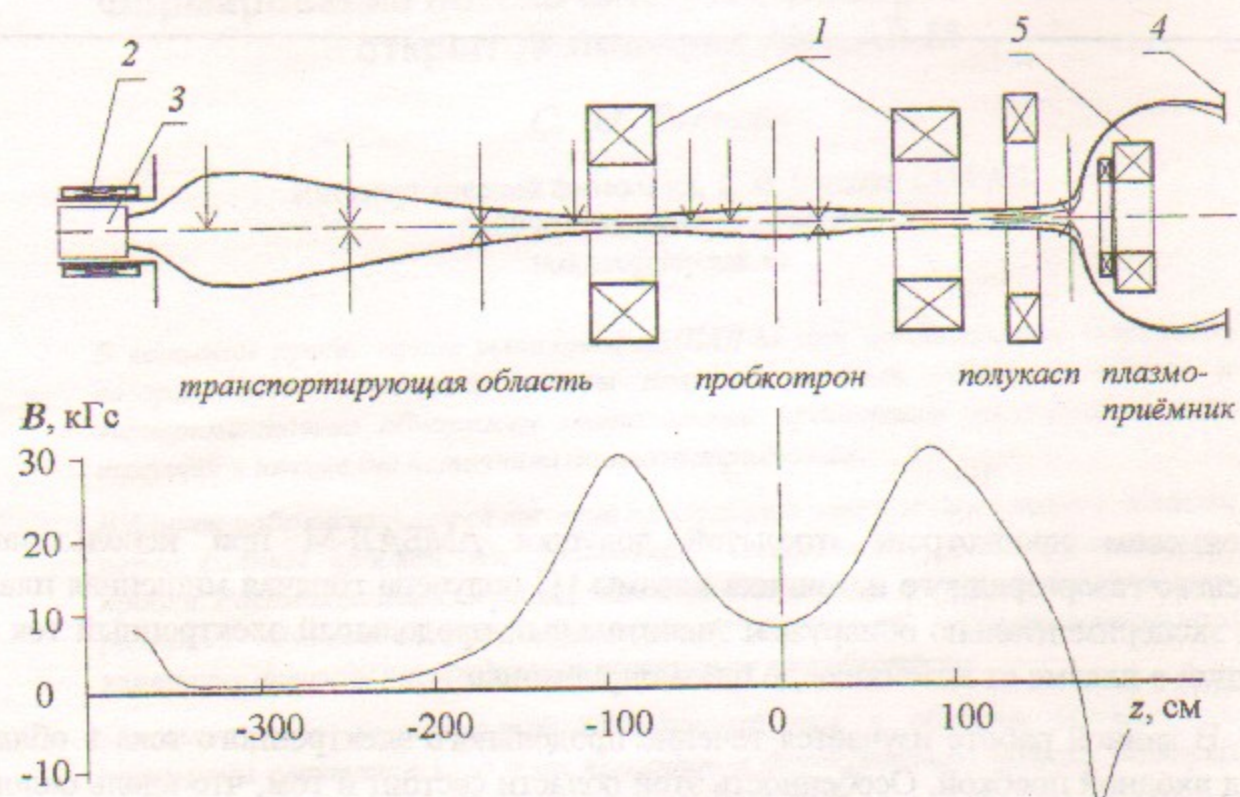


Рис. 1. Концевая система установки АМБАЛ-М и силовая линия, выходящая из плазменной пушки. Ниже — магнитное поле на оси. 1 — катушки пробкотрона, 2 — соленоид источника плазмы, 3 — газоразрядный источник плазмы, 4 — плазмоприёмник, 5 — катушка полукаспы. Стрелками сверху на рисунке отмечены координаты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

током. Основные параметры плазмы в центре пробкотрона следующие: диаметр — 20 см, плотность — $6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, электронная температура — 50 эВ, ионная — 200 эВ. Подробное описание установки и экспериментальные результаты изложены в работах [2-5].

Констатация проблемы

Один из наиболее важных и интересных экспериментальных результатов, обнаруженных на концевой системе установки АМБАЛ-М, состоит в том, что в транспортирующей области перед входной пробкой на радиусах, примерно равных половине потокового радиуса газоразрядного канала пушки, обнаружено продольное электрическое поле, ускоряющее электроны в направлении пробкотрона, в то время как на других радиусах — тормозящее, характерное при формировании термобарьера [4, 2]. Из-за важности данного факта при дальнейшем рассмотрении остановимся на этом утверждении подробнее, чем в приведённых выше работах. На рис. 2 приведены измеренные продольные распределения плавающего потенциала ленгмюровского

зонда и потенциала пространства. Потенциал пространства определялся по перегибу электронной ветви ВАХ двойного несимметричного зонда. Обычно, помещённый в плазму изолированный зонд заряжается отрицательно относительно потенциала пространства для того, чтобы ток на него был равен нулю. Хорошо известна величина превышения потенциала пространства над плавающим потенциалом зонда при максвелловском распределении частиц. В данном случае из-за более высокой ионной температуры и из-за того, что ионы собираются с большей поверхности, эта величина примерно равна $(2+3) \cdot T_e$. Такое превышение в $(2+3) \cdot T_e$ при $T_e \approx 8$ эВ действительно наблюдается вблизи пушки ($z < -240$ см), где плазма плотная и холодная, и измерения зондом адекватны. По мере удаления от пушки вследствие роста электронной температуры [2, рис. 6] растёт и разница между потенциалом пространства и плавающим потенциалом. В пробке ($z = -115$ см) экспериментально измеренная разница потенциалов составляет 90 эВ [4, рис. 11]. Проведённые в пробкотроне измерения потенциала двусторонним плоским зондом показали, что наличие тока увеличивает эту разницу потенциалов. Таким образом, становится понятным измерение потенциала пространства, и рис. 2 наглядно демонстрирует присутствие перед входной пробкой ускоряющего электроны электрического поля величиной до 0,7 В/см. В работе [4] было высказано предположение, что именно в этой области, а не вдоль силовых линий, выходящих из газоразрядного канала пушки, течёт значительный электронный ток. Позднее это предположение было подтверждено экспериментально [3].

Несомненный интерес представляют ответы на два очевидных вопроса: как формируется это ускоряющее электрическое поле и как течёт ток. В данной работе акцент сделан на попытке получить ответ на второй вопрос. Начнём с рассмотрения нескольких моделей.

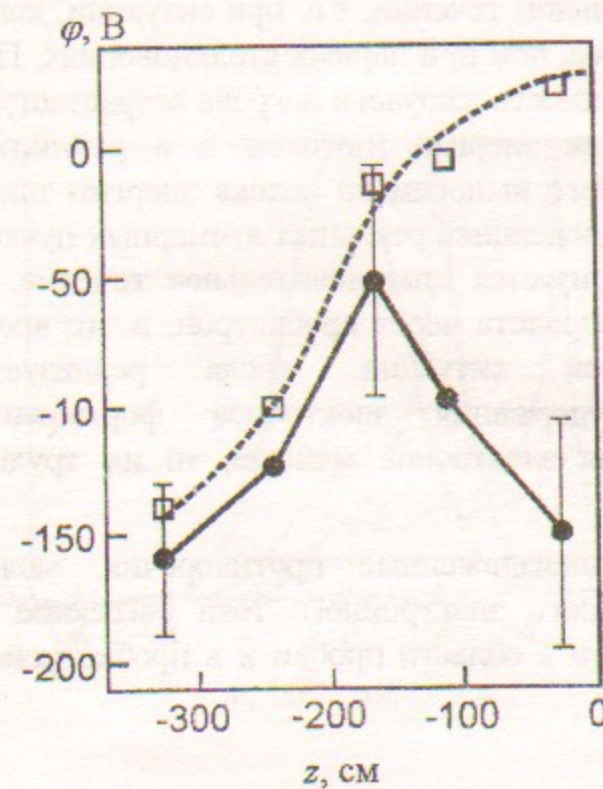


Рис. 2. Продольное распределение плавающего потенциала ленгмюровского зонда (сплошная линия) и потенциала пространства (штриховая линия) вдоль силовой линии магнитного поля (с радиусом 3,4 см в центральной плоскости пробкотрона) в момент времени 1,4 мс.

Моделирование

Двужидкостная магнитогидродинамика

В области пробки из-за малой плотности плазмы длина свободного пробега электронов λ , определяемая кулоновскими столкновениями, достигает нескольких метров и превосходит размер изменения магнитного поля $L = B/(\partial B/\partial z)$. В основном, отношение λ/L имеет величину порядка 3, достигая в некоторых местах 10. По причине невыполнения условия $\lambda/L \ll 1$, гидродинамическое приближение неприменимо. Однако, если развивается какая-либо неустойчивость и электроны интенсивно рассеиваются на волнах, то гидродинамическое рассмотрение может быть применимо. Течение плазменной струи со значительным электронным током в гидродинамическом приближении рассмотрено в работе [4]. Функция распределения электронов описывается максвелловским распределением, сдвинутым на потоковую скорость. Как и следовало ожидать, максимальная потоковая скорость достигается в пробке ($z = -115$ см), и максимум потенциала электрического поля из-за влияния вязкости расположен перед пробкой. Электрическое поле сначала до пробки ускоряет электроны, а затем тормозит. Но такое распределение потенциала не согласуется с измеренным (Рис. 2). Другая проблема — это сложность объяснить высокую электронную температуру в пробкотроне. При течении столкновительной струи максимальная мощность нагрева выделяется в пробке в результате джоулева нагрева и вблизи пробки в результате вязкости. Поэтому, как показано в [4], уже в пробке должно достигаться максимальное значение температуры. Для получения согласия с экспериментально измеренным высоким значением электронной температуры в пробкотроне требуется большая мощность нагрева, которая может быть достигнута при существенно турбулентном столкновительном течении, т.е. при ситуации, когда рассеяние на волнах идет значительно быстрее, чем при парных столкновениях. При переходе в турбулентный режим течения мощность джоулева нагрева возрастает, но значительно возрастает и выносимый поток энергии (потоком и в результате теплопроводности). По этой причине большого выносимого потока энергии такую турбулентную струю невозможно подогреть инъекцией реальных атомарных пучков. Другими словами, если действительно реализуется столкновительное течение, то время жизни электронов равно их времени пролёта через пробкотрон, и это время существенно меньше времени в той ситуации, когда реализуется бесстолкновительное течение и для удержания электронов формируется амбиполярный потенциал. Раз время жизни электронов меньше, то их труднее нагреть.

Принимая во внимание все вышеизложенные противоречия, можно заключить, что при протекании значительного электронного тока рассеяние на волнах не приводит к переходу течения струи в области пробки и в пробкотроне к турбулентному, столкновительному.

Уравнение Власова

В рамках кинетического рассмотрения [6] исследуем бесстолкновительный случай, описываемый уравнением Власова [7]. Зададим, что из начальной точки, обозначаемом индексом 0, где имеется максвелловское распределение электронов, электроны движутся в направлении более сильного магнитного поля и, кроме того, подвержены действию ускоряющего электрического поля. Из законов сохранения энергии и магнитного момента заряженной частицы определяется функция распределения электронов f . В отсутствии столкновений полная производная по времени $df/dt = 0$. Частицы при своём 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 $(v_{||}, v_{\perp})$ линии одинаковой плотности — окружности, а граница области, внутри которой нет частиц, описывается при $v_{||} > 0$ эллипсом: $\frac{mv_{\perp}^2}{2} \left(1 - \frac{B_0}{B}\right) + \frac{mv_{||}^2}{2} = e\Phi - e\Phi_0$, а при

$v_{||} < 0$ — гиперболой: $\frac{mv_{\perp}^2}{2} \left(1 - \frac{B_m}{B}\right) + \frac{mv_{||}^2}{2} = e\Phi - e\Phi_m$. Здесь индекс m относится к величине в пробке. Чтобы эти границы сшивались в точке $v_{||} = 0$, требуется выполнение условия: потенциал линейно зависит от величины магнитного поля.

Пусть вытягивание электронов электрическим полем начинается в месте расположения зонда $z = -243$ см и заканчивается в пробке. Пусть разница потенциалов составляет 100 В. Тогда

Рис. 3 наглядно демонстрирует эволюцию функции распределения электронов по продольной скорости $f(v_{||})$ при приближении к пробке.

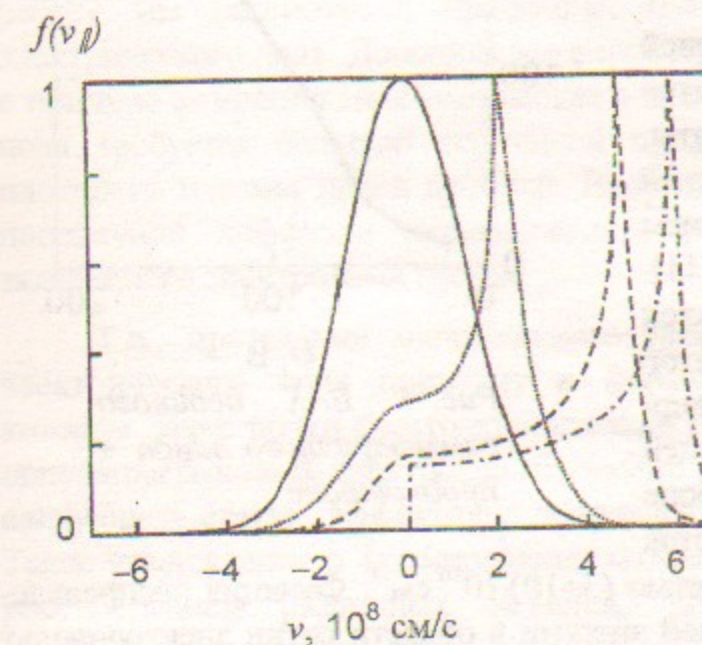


Рис. 3. Распределения электронов по продольной скорости v $z = -243$ см (—), $z = -168$ см (.....), $z = -115$ см (---) и в пробке (----) при разности потенциалов 100 В между пробкой и $z = -243$ см.

Убегание электронов

Моделирование конкретной ситуации осложнено тем, что вблизи пробки 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

$$v_z > \sqrt{\frac{4\pi e^3 \lambda n}{mE}} \quad [8].$$

При приближении к пробке, когда плотность плазмы падает, граница области убегания приходится на всё меньшую скорость, и всё большее количество электронов вовлекается в процесс убегания. Так, для характерных величин поля $E = 0,5$ В/см и плотности плазмы $n = 2 \times 10^{12}$ см⁻³ 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.

Экспериментальные результаты

На наличие потока быстрых электронов в пробкотроне указывают вольтамперные характеристики ленгмюровского зонда, из которых следует наличие в энергетическом распределении электронов как участков с положительной производной $dI(E)/dE$ (рис. 4), так и плато (линейная зависимость тока от напряжения). Однако при аккуратной интерпретации данных результатов возникают не совсем ясные моменты, связанные со вторичной эмиссией электронов и с возможным изменением приповерхностного скачка потенциала [11]. Поэтому был специально изготовлен подвижный миниатюрный энергоанализатор электронов (зонд с малым входным отверстием и электростатической отсекающей линзой) [12], и с его помощью в пробкотроне экспериментально зарегистрирован поток электронов энергий $200 \div 300$ эВ плотностью $(3 \div 10) \cdot 10^{10}$ см⁻³. Функция распределения натекающих электронов по продольной энергии в области сотни электронвольт имеет вид близкий к плато.

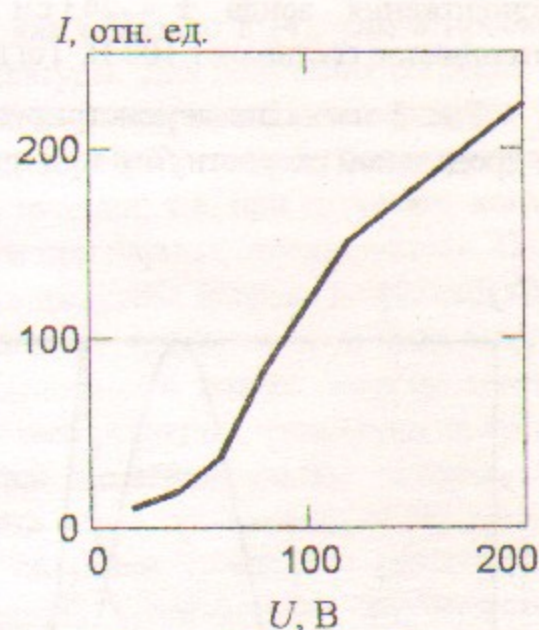


Рис. 4. ВАХ двойного симметричного зонда в пробкотроне

Обсуждение

При ускоряющей разности потенциалов много большей начальной температуры, что характерно для данного случая, бесстолкновительное ускорение 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. Ещё 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 каких-либо неустойчивостей. Ионно-звуковая неустойчивость не развивается ввиду сильного специфического затухания на ионах, поскольку условие её развития $T_e \gg T_i$ не выполняется [9], а условие развития неустойчивости Бунемана [9] $j > e n v_{Te}$ выполняется лишь в узкой области пробки. Релаксация пучка к состоянию плато возможна из-за развития ленгмюровской неустойчивости. Согласно оценке [10, стр. 12], релаксация в однородной плазме должна протекать достаточно быстро: на расстоянии порядка 1 см [4]. Однако, в данном случае неоднородной плазмы, при распространении ленгмюровских колебаний волновой вектор изменяется, нарушается условие черенковского резонанса между колебаниями и частицами пучка, и процесс релаксации значительно замедляется.

Ранее в работе [13] было показано, что регистрируемый продольный электронный ток в большей степени является частью тока дуги и определяется как геометрией эксперимента, так и целым рядом протекающих процессов. В данной работе мы рассмотрели протекание тока в области ускоряющего электроны электрического поля. Дополняя это рассмотрение, можно сделать два предположения о причине возникновения ускоряющего электрического поля. Первое: возникновение поля требуется большой величиной продольного электронного тока при малой плотности плазмы перед пробкой. Второе: такое продольное поле получается при поперечной диффузии неравновесного радиального распределения потенциала, задаваемого электродами пушки.

Т.о., протекание значительного электронного тока в области ускоряющего электрического поля приводит к формированию потока быстрых электронов, которые далее почти бесстолкновительно пролетают через пробкотрон. Именно эта популяция быстрых электронов переносит ток в пробкотроне и, как будет показано в следующей статье, эффективно нагревает захваченные в пробкотроне электроны. Такое утверждение о формировании потока быстрых электронов подкрепляется как рассмотрением различных моделей, так и прямыми измерениями функции распределения электронов.

Заключение

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

В данной работе 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.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-17801).

Литература

1. Г. И. Димов, А. А. Иванов, Г. В. Росляков. Физика плазмы **8** (1982) 970.
2. Т. Д. Ахметов, В. С. Белкин, Е. Д. Бендер и др. *Создание горячей стартовой плазмы в концевой системе АМБАЛ-М*. Физика плазмы **23** (1997) 988. // Препринт 96-81, Новосибирск, ГНЦ РФ ИЯФ СО РАН, 1996.
3. Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, А. А. Кабанцев и др. *Продольный ток в стартовой плазме установки АМБАЛ-М*. Физика плазмы **24** (1998) Вып. 11. // Препринт 97-4, Новосибирск, ИЯФ СО РАН, 1997.
4. С. Ю. Таскаев. *Исследование влияния значительного электронного тока на получение мишенной плазмы в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М*. Препринт 95-92, Новосибирск, ИЯФ СО РАН, 1995.
5. А. А. Кабанцев, С. Ю. Таскаев. *Низкочастотная дрейфовая неустойчивость плазменной струи желобкового типа*. Физика плазмы **16** (1990) 700.
6. С. И. Брагинский. Вопросы теории плазмы. Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. **Вып. 1**.
7. Д. В. Сивухин. Вопросы теории плазмы. Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. **Вып. 1**.
8. Д. В. Сивухин. Вопросы теории плазмы. Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. **Вып. 4**.
9. Б. Б. Кадомцев. Вопросы теории плазмы. Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. **Вып. 4**.
10. А. А. Веденов, Д. Д. Рютов. Вопросы теории плазмы. Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1972. **Вып. 6**.
11. S. Ishiguro and N. Sato. J. Phys. Soc. Japan **60** (7) (1991) 2218.
12. Т. Д. Ахметов, В. И. Давыденко, С. Ю. Таскаев. Препринт, Новосибирск, ИЯФ СО РАН, 1999.
13. С. Ю. Таскаев. *Поперечный ток на периферии стартовой плазмы открытой ловушки АМБАЛ-М*. Физика плазмы **25** (1999) Вып. 1. // Препринт 97-92, Новосибирск, ИЯФ СО РАН, 1997.

Все препринты ИЯФ СО РАН можно получить на Web-узле ИЯФ СО РАН по адресу <http://www.inp.nsk.su/preprint>.

С.Ю. Таскаев

**Формирование потока быстрых электронов
в плазме открытой ловушки АМБАЛ-М**

S. Yu. Taskaev

**Fast electron flow formation
in a plasma of the AMBAL-M open trap**

ИЯФ 98-93

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 21.12. 1998 г.

Сдано в набор 23.12.1998 г.

Подписано в печать 24.12.1998 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0.8 печ.л., 0.7 уч.-изд.л.

Тираж 110 экз. Бесплатно. Заказ № 93

Обработано на IBM PC и отпечатано на

ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.