

53

59

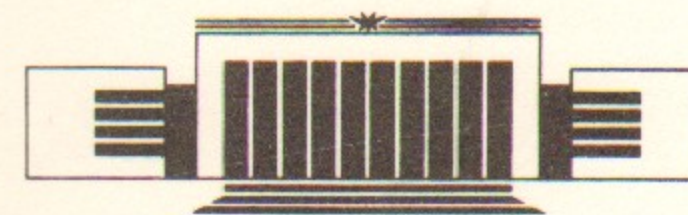


Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера

С.Ю. Таскаев

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗНАЧИТЕЛЬНОГО
ЭЛЕКТРОННОГО ТОКА НА ПОЛУЧЕНИЕ
МИШЕННОЙ ПЛАЗМЫ В КОНЦЕВОМ
ПРОБКОТРОНЕ УСТАНОВКИ АМБАЛ-М

ИЯФ 95-92



НОВОСИБИРСК

Исследование влияния значительного электронного тока на получение мишенной плазмы в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М

С.Ю.Таскаев

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

Проведено исследование влияния значительного продольного электрического тока на нагрев и удержание плазмы в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М. Рассмотрена гидродинамическая модель описания плазмы, решено уравнение Власова, проведены экспериментальные измерения, сделан ряд оценок, рассмотрен баланс частиц и энергии в пробкотроне и дано объяснение влияния тока на получение горячей мишенной плазмы в пробкотроне.

1. Введение

В концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М при использовании только источника плазмы без дополнительных методов нагрева получена горячая мишенная плазма, пригодная как для захвата атомарных пучков и ВЧ-мощности, так и для удержания горячей плазмы. Её параметры: диаметр в центре 20 см, $n = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_i = 200 \text{ эВ}$, $T_e = 50 \text{ эВ}$.

В проведённых ранее экспериментах на установке АМБАЛ-Ю был реализован термобарьер [1] и получена горячая мишенная плазма [2]. Благоприятная геометрия плазмы на установке АМБАЛ-М - аксиальная симметрия и отсутствие малого размера, характерного для квадрупольной симметрии АМБАЛ-Ю, дала возможность проведения дальнейших исследований.

В данной работе изучается влияние значительного продольного тока на получение горячей мишенной плазмы. Рассматриваются различные модели описания плазмы. Приводятся экспериментальные результаты. Дается объяснение.

2. Экспериментальная установка

Эксперименты проведены на концевой системе установки АМБАЛ-М (Рис. 1) [3], включающей в себя концевой пробкотрон и полукасп в качестве МГД-якоря. Пробочное отношение ловушки равно 4, расстояние между пробками — 175 см. Распределение магнитного поля представлено на Рис. 2.

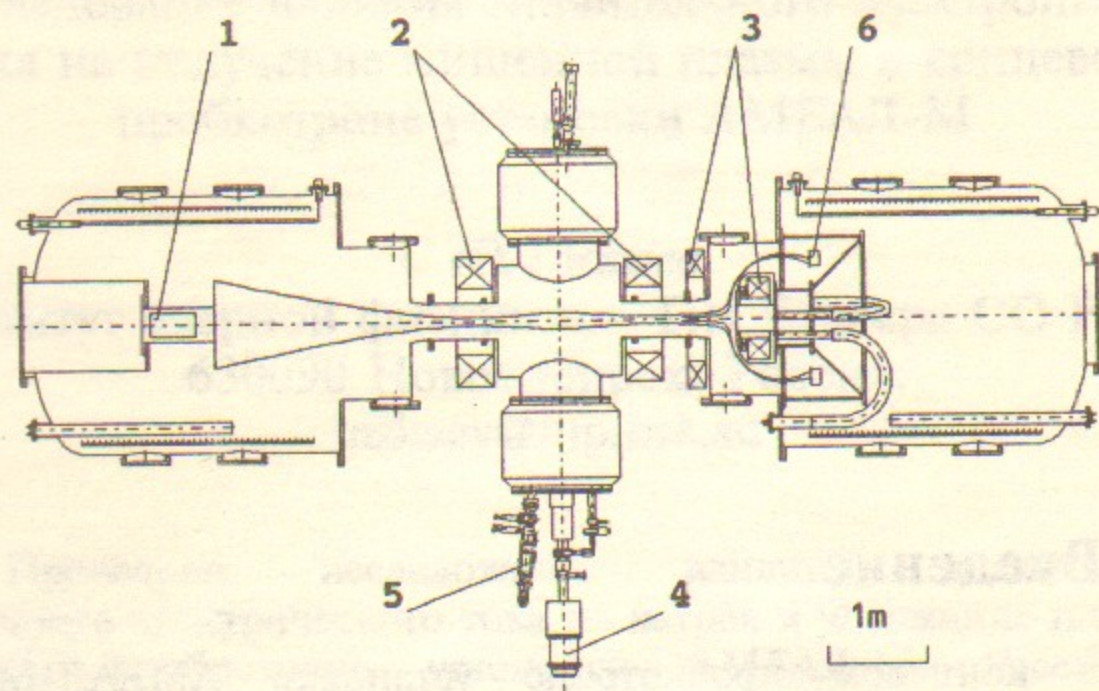


Рис. 1. Концевой пробкотрон установки АМБАЛ-М: 1 — кольцевой газоразрядный источник, 2 — катушки пробкотрона, 3 — катушки полукаспа, 4 — диагностический инжектор ДИНА-4А, 5 — 5-канальный энергоанализатор атомов перезарядки, 6 — газоразрядные ячейки.

Пробкотрон заполняется плазмой с помощью газоразрядного источника [4], расположенного в запробочной области. В данной работе основной диагностикой являются подвижные (по радиусу) ленгмюровские зонды, имеющие следующие координаты вдоль оси z : -325 см, -243 см, -168 см, -115 см, -47 см, -25 см, 25 см и 168 см. Использовались тонкие несимметричные (аналогичные [19]) и более толстые симметричные зонды.

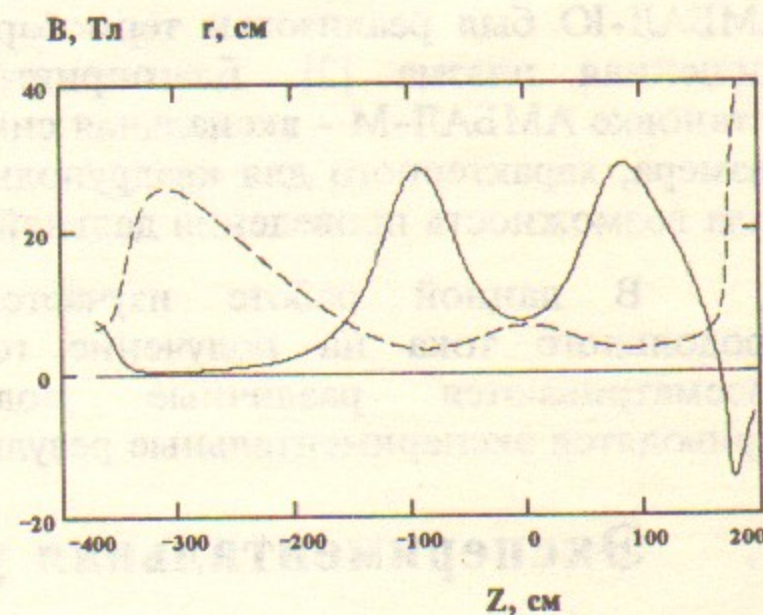


Рис. 2. Продольные распределения величины магнитного поля на оси (сплошная линия) и радиуса силовой трубки, выходящей из газоразрядного канала источника.

3. Исследование влияния тока на плазму

Уже в первых экспериментах было установлено, что электроны в пробкотроне имеют высокую температуру [3]. Затем на торце катушки магнитного поля входной пробки был установлен пояс Роговского, и обнаружено, что в плазме течёт ток порядка 1 кА. Изменением магнитного поля (т.е. изменением размера струи) выяснено, что обратный ток по периферии плазмы мал (~ 100 А). Ионный ток также мал — порядка 100 А. Поэтому можно считать, что в пробкотрон по плазме втекает электронный ток ~ 1 кА. Простые оценки сразу показывают, что плотность тока в пробке (где плотность плазмы $\sim 10^{12}$ см $^{-3}$), даже если предположить, что ток течёт по всему сечению плазмы, достаточно велика (~ 30 А/см 2), так что потоковая скорость электронов сравнима с тепловой, если полагать температуру электронов 10 эВ. Поэтому интересным представлялось исследование электронного компонента в области пробки. Была рассмотрена возможность гидродинамического описания электронного компонента, решено уравнение Власова, проведены планомерные экспериментальные исследования, сделаны оценки баланса частиц и энергии в пробкотроне.

3.1. Гидродинамическое рассмотрение

Рассмотрено гидродинамическое течение плазменной струи со значительным электронным током. Хотя оно в данном случае неприменимо, но мы приведём решение, руководствуясь следующим соображением. Критерием неприменимости данного рассмотрения является тот факт, что определённая из классических столкновительных механизмов длина свободного пробега электронов много больше характерного масштаба изменения магнитного поля. Если же развивается какая-либо неустойчивость, то электроны будут рассеиваться на волнах, длина их свободного пробега будет меньше, и данное рассмотрение уже может быть применимо. Тогда и получаемые распределения должны быть близки к экспериментально измеренным. Данное рассмотрение полезно ещё потому, что за формальным решением следует качественное рассмотрение.

Полагая потоковые скорости $u_i = 0$, $u_e = -j/en$, система уравнений представляется в следующем виде (аналогичная задача с подробным описанием приведена в работах [18, 17]):

$$n u_e \frac{1}{B} = const$$

$$m n u_e \frac{\partial u_e}{\partial z} = - \frac{\partial(nT_e)}{\partial z} - \frac{\partial \pi_{ez\beta}}{\partial x_\beta} - enE_z - 0,51 \frac{mn}{\tau_e} u_e - 0,71 n \frac{\partial T_e}{\partial z};$$

$$\frac{3}{2} n u_e \frac{\partial T_e}{\partial z} + B n T_e \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u_e}{B} \right) = -B \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{q_e}{B} \right) - \pi_{ez\beta} \frac{\partial u_e}{\partial x_\beta} + Q_e,$$

где $q_e = -\chi \parallel \frac{\partial T_e}{\partial z} + 0,71 n T_e u_e$,

$$Q_e = 0,51 \frac{mn}{\tau_e} u_e^2 + 0,71 n u_e \frac{\partial T_e}{\partial z} + 3 \frac{mn}{\tau_e} \frac{T_i - T_e}{M}$$

Расписывая уравнение теплового баланса учтём, что

$$-0,71 B \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{n T_e u_e}{B} \right) + 0,71 n u_e \frac{\partial T_e}{\partial z} = 0, \text{ поскольку } \frac{n u_e}{B} = const.$$

Взяв зависимость плотности из решения задачи о течении ионов в пробкотрон при нагреве на неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и, в данном случае, распределение магнитного поля с включенной дополнительной катушкой во входной пробке, укручающей поле в пробке (Рис. 3), найдём распределение T_e (Рис. 5).

Выявлено, что в пробке потоковая скорость электронов ($2,6 \cdot 10^8$ см/с) больше тепловой. При течении к пробке формируется ускоряющее электроны электрическое поле. Электроны нагреваются, в основном, вследствие вязкости (400 кВт) и джоулева нагрева (50 кВт). В области пробки условия применимости гидродинамического рассмотрения нарушаются (Рис. 4), поэтому количественные оценки абсолютно не верны.

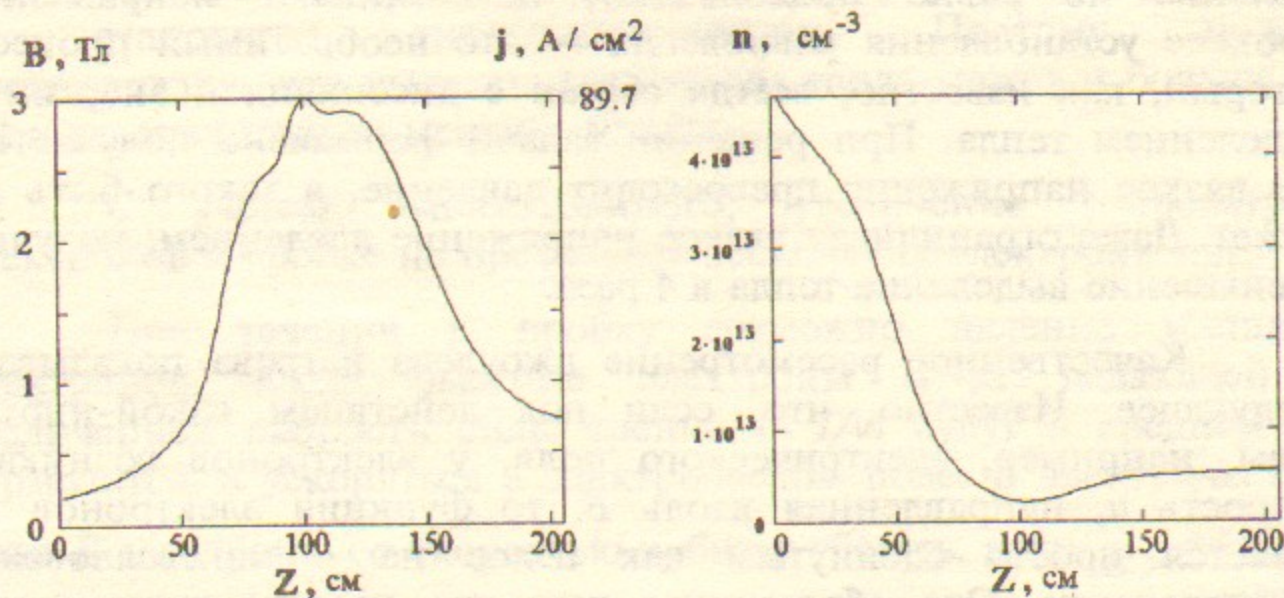


Рис. 3. Продольные распределения магнитного поля B , плотности электронного тока j и плотности плазмы n .

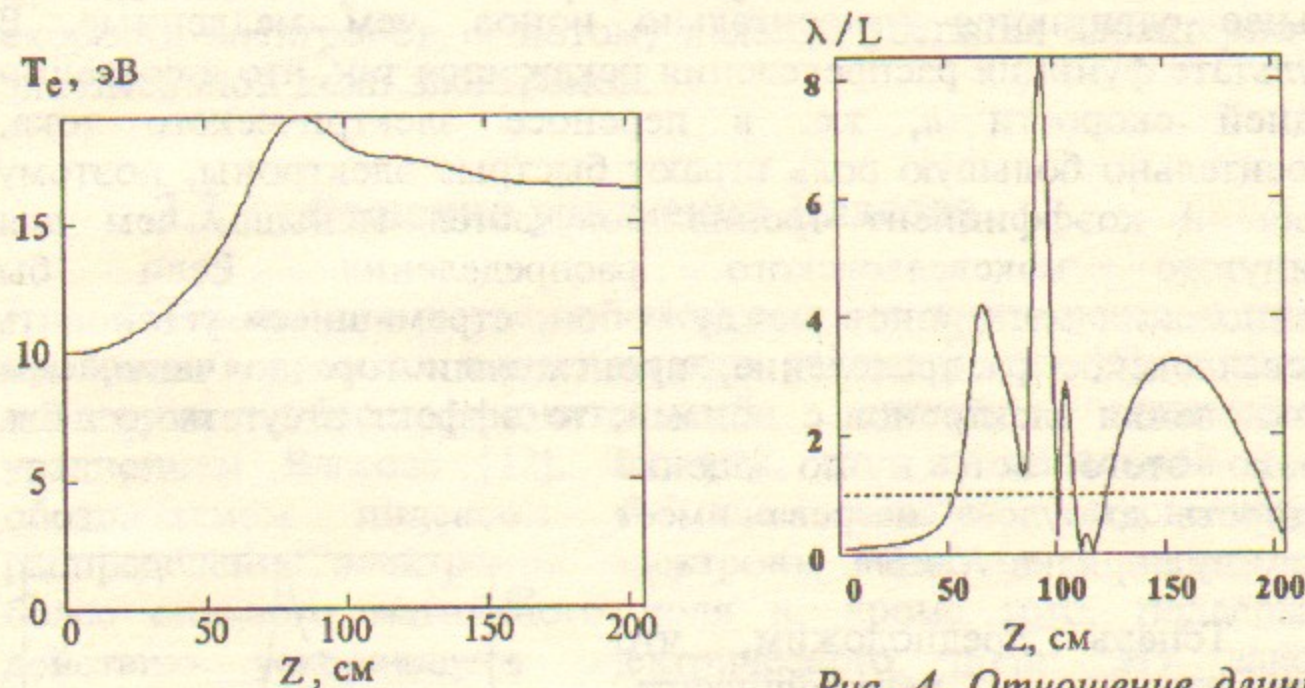


Рис. 5. Продольное распределение T_e .

Рис. 4. Отношение длины свободного пробега к характерному размеру изменения магнитного поля $L=B/(\partial B/\partial z)$.

Качественное перерассмотрение позволяет оценить во сколько раз необходимо уменьшить мощность нагрева. Выделение тепла вследствие вязкости связано с достаточно быстрым изменением продольной скорости электронов. Поскольку столкновения происходят не бесконечно часто, то поперечное

давление не равно продольному, и возникают напряжения. Процесс установления равновесия — это необратимый процесс, который, как известно, всегда связан с диссипацией энергии и выделением тепла. При решении задачи формально получается, что вязкое напряжение превосходит давление, а такого быть не может. Даже ограничивая вязкое напряжение давлением, получим уменьшение выделение тепла в 4 раза.

Качественное рассмотрение джоулева нагрева показывает следующее. Известно, что, если под действием какой-нибудь силы, например, электрического поля, у электронов возникает скорость u , направленная вдоль B , то функция электронов не является просто сдвинутым как целое на u максвелловское распределение. Это объясняется тем, что частота кулоновских столкновений уменьшается с ростом энергии электронов ($\tau \sim u^{-3}$), поэтому более быстрые электроны под действием той же силы сильнее сдвигаются относительно ионов, чем медленные. В результате функция распределения искажается так, что в создании средней скорости u , т.е. в переносе электрического тока, относительно большую роль играют быстрые электроны, поэтому и общий коэффициент трения получается меньше, чем для сдвинутого максвелловского распределения. Если бы столкновения электронов между собой, стремящиеся установить максвелловское распределение, происходили гораздо чаще, чем столкновения электронов с ионами, то эффект отсутствовал бы. Однако этого нет, и по оценке мощность джоулева нагрева имеет величину порядка 10 кВт .

Теперь предположим, что развивается неустойчивость, электроны рассеиваются на волнах, длина свободного пробега становится меньше, данное рассмотрение становится применимым, и тогда распределение потенциала должно быть подобным полученному в рассмотренной выше задаче (Рис. 6). Поскольку, как будет показано ниже, оно не такое, то даже если и развивается

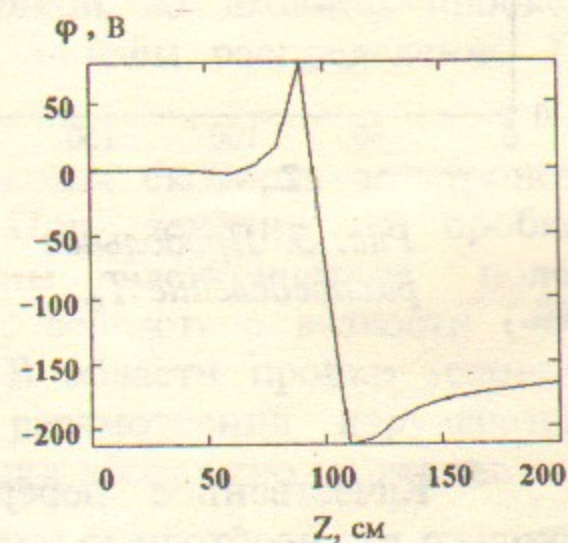


Рис. 6. Распределение потенциала плазмы.

неустойчивость, приводящая к аномальному рассеянию, течение не становится гидродинамическим. Поэтому можно предположить, что выделение джоулева тепла может и больше 10 кВт , но значительно меньше 50 кВт .

С учётом вышесказанного, увеличение температуры электронов в пробке не превышает нескольких электронвольт.

При течении в пробку возможно явление убегания электронов, когда быстрые электроны из-за падающей с увеличением скорости силы трения ($\sim 1/v$) будут в среднем не тормозиться, а ускоряться в электрическом поле. В электрическом поле E электроны со скоростью v_z будут убегать, если $E > \frac{4\pi e^3 \lambda n}{m v_z^2}$

[13]. Для $E = 0,5 \text{ В/см}$, $n = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ граница области убегания приходится на $v_z \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, которая близка к средней тепловой скорости электронов, и потому явление убегания характерно для значительной доли электронов.

3.2. Решение уравнения Власова

Дальнейшее изучение электронного компонента в пробке проведём в рамках кинетического рассмотрения [5], а именно исследуем бесстолкновительный случай, описываемый уравнением Власова [12]. 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. 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 $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ линии одинаковой плотности — окружности, а граница области, внутри которой нет частиц, описывается для $v_{\parallel} > 0$ эллипсом:

$\frac{mv_{\perp}^2}{2} \left(1 - \frac{B_0}{B}\right) + \frac{mv_{\parallel}^2}{2} = e\Phi - e\Phi_0$, а для $v_{\parallel} < 0$ — гиперболой:

$\frac{mv_{\perp}^2}{2} \left(1 - \frac{B_m}{B}\right) + \frac{mv_{\parallel}^2}{2} = e\Phi - e\Phi_m$. Здесь индекс m относится к

величине в пробке. Чтобы эти границы сшивались в точке $v_{\parallel} = 0$, требуется выполнение условия: потенциал линейно зависит от величины магнитного поля.

Пусть вытягивание электронов электрическим полем начинается в месте расположения зонда $z = -243$ см и заканчивается в пробке. Тогда функции распределения электронов по продольной скорости $f(v_{\parallel})$ приведены на Рис. 7. Получается, что в пробке при плотности 10^{12} см⁻³ плотность тока $j_e = e n v_{\parallel} \sim 80$ А/см², что характерно для нашего случая. Интересным представляется то, что при постоянстве тока внутри силовой трубки минимум плотности плазмы не находится в пробке. Так для тех мест, где расположены зонды, требуется плотность плазмы в $z = -115$ см в 1,7 раза большей, чем в $z = -168$ см, хотя сечение там в 4,4 раза меньше.

Измерения показывают, что плотность плазмы в $z = -168$ см примерно такая же, что и в $z = -115$ см.

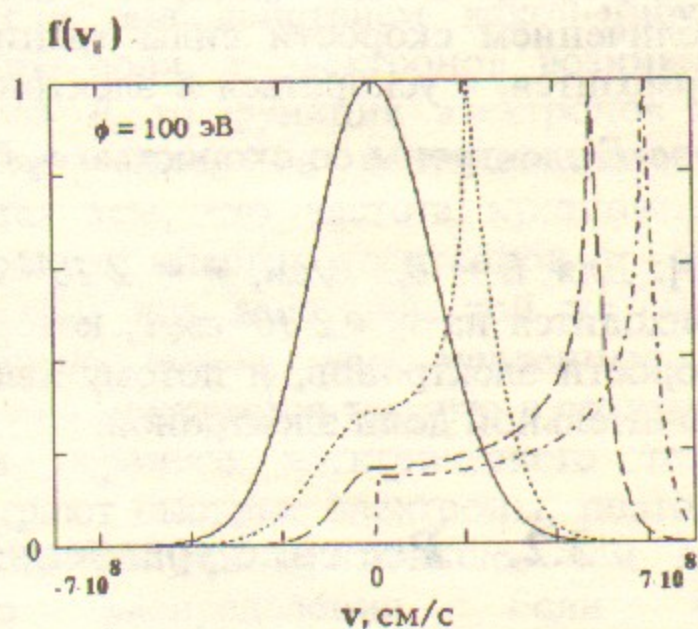


Рис. 7. Распределения электронов по продольной скорости в $z = -243$ см (—), $z = -168$ см (.....), $z = -115$ см (----) и в пробке (-·-·-) при разности потенциалов 100 В между пробкой и $z = -243$ см.

3.3. Экспериментальные результаты

3.3.1. Измерения плавающего потенциала

Проведены измерения радиального и продольного распределений плавающего потенциала зонда, и обнаружены интересные зависимости.

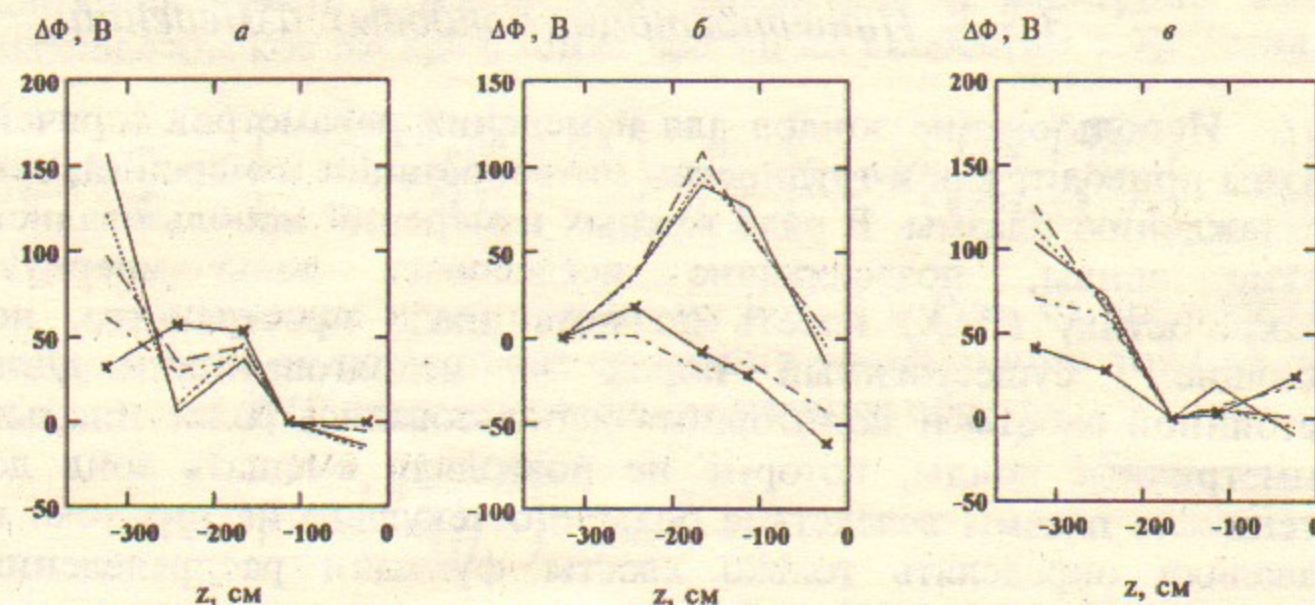


Рис. 8. Распределения плавающего потенциала вдоль силовых трубок с относительным радиусом¹ 1 (а), 3 (б) и 9 (в) во время работы источника плазмы — моменты времени 1 мс (сплошная линия), 1,2 мс (.....), 1,4 мс (----) и после его выключения — 2,4 мс (-·-·-) и 2,8 мс (-x-). Поскольку потенциал изменяется во времени, то для наглядности приведены не абсолютные, а относительные значения потенциалов.

В продольном распределении плавающего потенциала зонда наблюдается два характерных распределения: одно — на оси и на периферии (Рис. 8 а, в), другое (Рис. 8 б) — в некоторой кольцевой области, несколько смещённой вовнутрь по отношению к газоразрядному каналу (внутренний и внешний

¹ Относительный радиус, например, 2 указывает на положение той силовой трубки магнитного поля, которая имеет реальный радиус равный 2 см в $z = 25$ см. В параксиальном приближении реальный радиус r выражается через относительный r^0 как $r(z) = r^0 B(25 \text{ см})/B(z)$.

относительные радиусы газоразрядного канала равны 4,2 и 5, соответственно). На Рис. 8 б явно видно, что при приближении к пробке присутствует ускоряющее электроны электрическое поле, поскольку разность между потенциалом и измеренным плавающим также растёт вправо (при $z = -325$ см и $z = -243$ см потенциал плазмы выше измеренного плавающего на величину порядка 20 В).

3.3.2. Интерпретация зондовых измерений

Использование зондов для измерения параметров горячей плазмы приводит как к трудностям интерпретации измерений, так и охлаждению плазмы. В ряде важных измерений использовались тонкие зонды, позволяющие исследовать вольт-амперную характеристику (ВАХ) вплоть до потенциала пространства, но имеющие существенный порок — недолговечность. Для постоянной работы и мониторинга использовались более толстые симметричные зонды, которые не позволяли смещать зонд до потенциала плазмы вследствие большого текущего на них тока и позволяли определять только хвосты функции распределения электронов.

Получаемые ВАХ зондов часто не такие, как для максвелловской плазмы, когда по наклону логарифма тока можно говорить об электронной температуре, что имело место в экспериментах с плотной мишенной плазмой на установке АМБАЛ-Ю. Поскольку электроны достаточно горячие, то необходимо учитывать вторичную эмиссию электронов с поверхности зонда, которая весьма значительна. Так, например, при нормальном падении электрона с энергией 50 эВ на вольфрам коэффициент вторичной эмиссии равен 0,55 [20]. Поэтому в режиме отталкивания при приближении к потенциалу пространства ток электронов растёт с меньшей скоростью. Влияние эмиссии на зондовые измерения исследовалось, например, в работе [23]. С другой стороны, измерения зависимости тока вблизи плавающего потенциала, где упомянутый выше эффект меньше, дают информацию о хвосте функции распределения электронов, которая может и не быть максвелловской.

Говоря о влиянии функции распределения электронов на ВАХ зонда, можно рассмотреть достаточно простой модельный случай. Определим электронный ток на зонд в режиме отталкивания, для простоты полагая, что дебаевский слой тонкий по сравнению с радиусом кривизны токособирающей поверхности. Для максвелловского распределения электронов получается известная формула Ленгмюра. Теперь рассмотрим движущуюся плазму, такую, что в системе координат, которая движется вместе с плазмой со скоростью v_0 , электроны имеют максвелловское распределение частиц по скоростям с T_e . Тогда

$$j_e = \frac{en\bar{v}_e}{4} \exp\left(-\frac{m(\sqrt{2eU_p/m} - v_0)^2}{2kT_e}\right) + \frac{env_0}{2} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{m}{2kT_e}}\left(\sqrt{\frac{2eU_p}{m}} - v_0\right)\right)\right]$$

В качестве иллюстрации на Рис. 9 и Рис. 10 представлены зависимости от потенциала смещения электронного тока на зонд и функции $T(U)$, определяемой следующим образом:

$$kT(U) = e\left(\frac{\partial \ln j_e}{\partial U}\right)^{-1}$$

Для изотропного максвелловского распределения эта функция $T(U) = \text{const}$, и есть не что иное, как температура. В рассматриваемой нами движущейся плазме

$$e\left(\frac{\partial}{\partial U} \ln j_e\right)^{-1} = kT_e \left[1 + \frac{v_0}{\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \exp\left(-\frac{m\left(\sqrt{\frac{2eU}{m}} - v_0\right)^2}{2kT_e}\right)} \frac{1 - \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}}\left(\sqrt{\frac{2eU}{m}} - v_0\right)\right)}{\sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}}}\right]$$

всегда больше kT_e .

Подобные зависимости получаются и при рассмотрении функций распределений электронов, описанных в параграфе "Решение уравнения Власова".

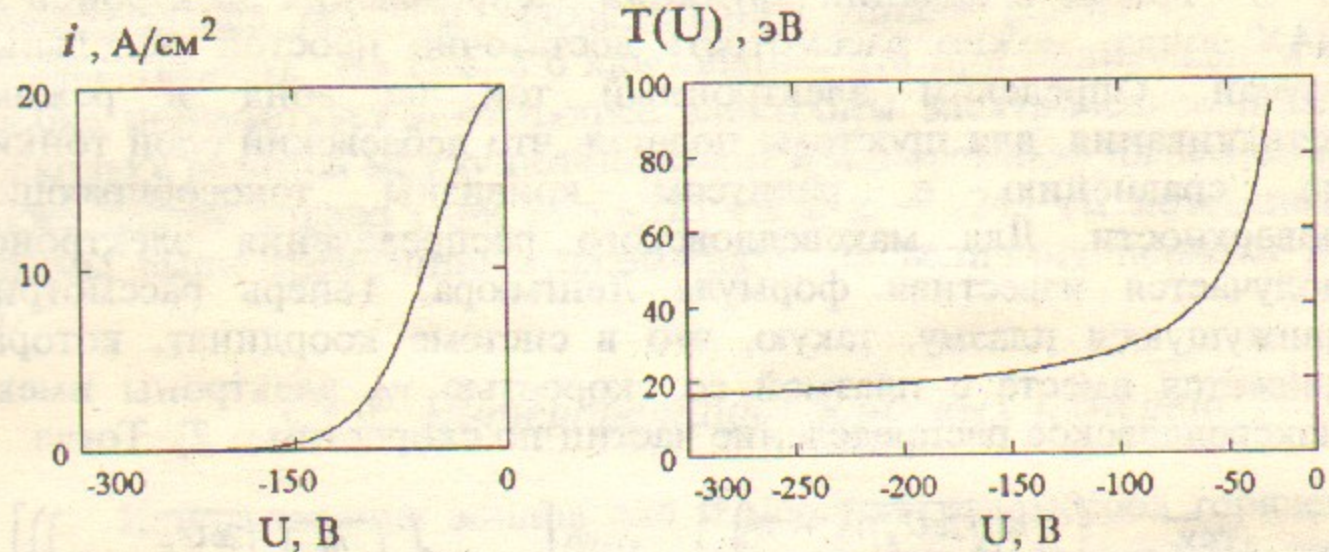


Рис. 9. Электронный ток на зонд i и $T(U)$ в зависимости от запирающего напряжения для сдвинутого на энергию 50 эВ максвелловского распределения по скоростям с $T_e = 10$ эВ.

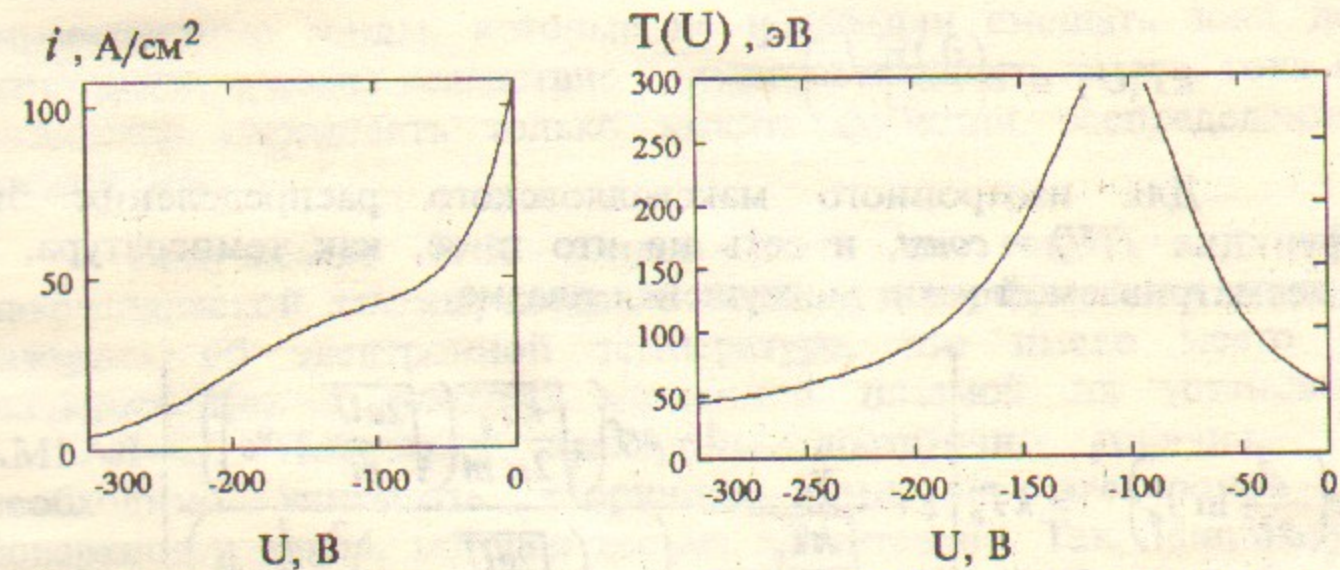


Рис. 10. Электронный ток на зонд i и $T(U)$ в зависимости от запирающего напряжения для популяций электронов $n = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 30$ эВ и сдвинутой на энергию 200 эВ максвелловского распределения по скоростям с $T_e = 10$ эВ с $n = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

3.3.3. О потенциале плазмы

Для определения потенциала плазмы использовались как прямые экспериментальные измерения, так и косвенные — из измерений плавающего потенциала зонда.

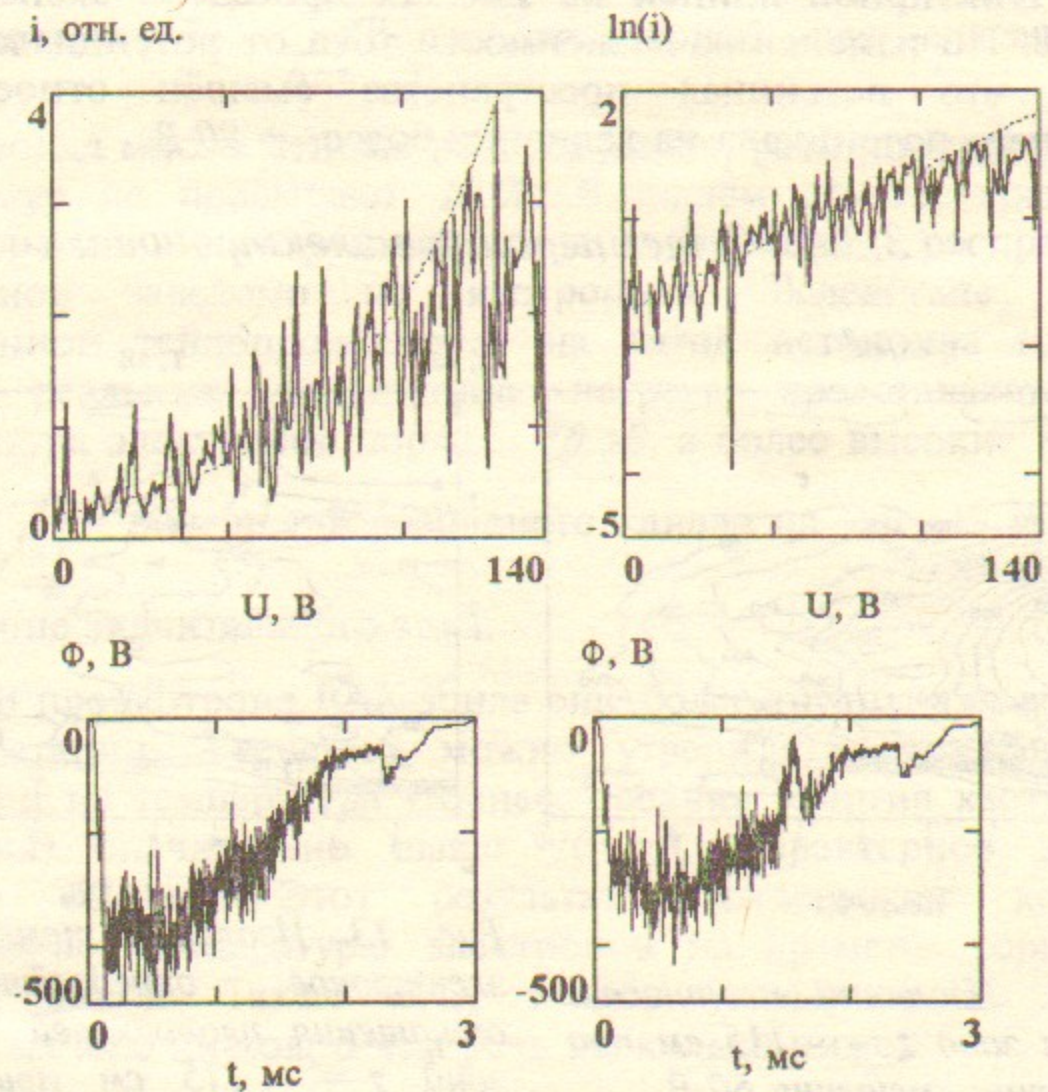


Рис. 11. Осциллограммы тонкого зонда в пробке на оси: ток на зонд (левый верхний рисунок) и логарифм тока (правый верхний) в зависимости от напряжения смещения относительно плавающего потенциала; временное поведение потенциалов толстого противозонда (левый нижний) и тонкого зонда (правый нижний). Пунктирной линией показана экспонента с температурой 40 эВ.

Экспериментально потенциал определялся по ВАХ зонда. На тонкий зонд малой площади подавалось линейно нарастающее со скоростью 0,7 В/мкс положительное напряжение смещения относительно достаточно толстого противозонда большой площади.

На Рис. 11 приведена осциллограмма тока и потенциалов зондов в пробке. Треугольный импульс напряжения смещения длительностью 200 мкс запуская в момент времени 1,520 мс. Видно, что потенциал изменяется только у тонкого зонда. Классическая зависимость электронного тока зонда в режиме отталкивания электронов описывается экспонентой с аргументом $-U/T_e$. Пунктирной линией на Рис. 11 проведена экспонента с $T_e=40$ эВ. По изменению зависимости тока от потенциала можно сказать, что потенциал пространства смещён относительно плавающего потенциала на величину более +90 В.

3.3.4. О температуре электронов

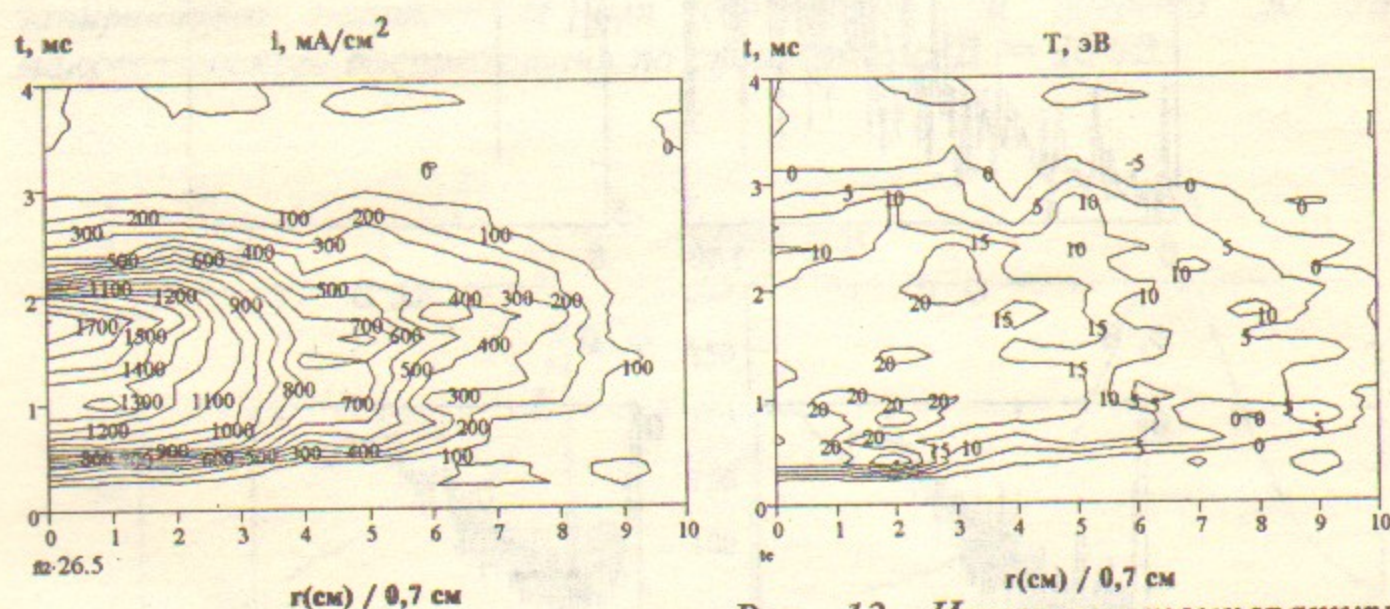


Рис. 12. Изолинии плотности тока на зонд $z = -115$ см при напряжении смещения 60 В.

Рис. 13. Изолинии температуры электронов, определённой из отношения плотностей тока на зонд $z = -115$ см при напряжениях смещений 60 В и 12 В.

Температура электронов определялась из ВАХ зонда. Использовались два подхода — либо напряжение смещения подавалось в виде короткого треугольного импульса, тогда неизбежно влияние значительных флуктуаций плотности и электрического поля, либо напряжение смещения изменялось от выстрела к выстрелу. На Рис. 12 приведены изолинии плотности тока на зонд на плоскости радиус — время, а на Рис. 13 — изолинии температуры электронов, вычисленной из отношения

токов на зонд при напряжениях смещений 60 В и 12 В (сигналы, измеренные с дискретностью 1 мкс, усреднены численно по интервалам времени в 100 мкс). Это отношение тем больше, чем больше температура электронов (в большей степени), температура ионов и радиус Дебая. Влияние зависимости ионного тока от потенциала в данном случае мало. Так, для двух предельных случаев: ионный ток постоянен и ионный ток описывается зависимостью $\sqrt{1 + \frac{e\Phi}{0,85 \cdot T_i}}$, характерной для случая, когда

радиус зонда много меньше радиуса Дебая, разница определённых температур не превышает 10%. В нашем случае, когда течёт значительный электронный ток, функция распределения электронов заведомо не изотропная. Вследствие высокой электронной теплопроводности на катод источника плазмы с учётом реальных механизмов нагрева представляется, что температура электронов порядка 10 эВ, а более высокие значения $e\left(\frac{\partial}{\partial U} \ln j_e\right)^{-1}$ внутри газоразрядного канала на Рис. 13 указывают на наличие значительного тока.

В пробкотроне ВАХ зонда ещё более трудны для детальной интерпретации. Уверенно можно утверждать, что электроны горячие и их температура (точнее, средняя энергия хаотического движения) значительно выше 10 эВ. Характерное значение порядка 50 эВ. Этот результат подтверждает косвенное определение температуры электронов из времени торможения горячих ионов. Также ВАХ зондов указывают на наличие пролётных электронов, о чём речь несколько ниже.

3.3.5. О плотности плазмы

При вытекании из источника плотность плазмы падает вначале вследствие расширения, а затем, при движении к пробке, вследствие отражения из-за сохранения магнитного момента частиц, поскольку реализуется бесстолкновительное течение. Процессу отражения способствует накачка мощности в поперечную степень свободы из-за неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [16]. Ионы нагреваются до 50 эВ, а поскольку длина свободного пробега достаточно велика ($\gg 500$ см), ионы

удерживаются в транспортирующей области магнитным полем. Плотность плазмы в транспортирующей области почти постоянна в течении всей длительности работы источника.

Каков поток ионов в пробкотрон? Рассматривая транспортирующую область как адиабатическую ловушку с пробочным отношением 60, получим, что продольные потери плазмы определяются временем $\tau_{\parallel}^i \sim 3 \tau^i \sim 300 \text{ мкс}$ [11], и потери ионов — на уровне 500 А. Другая оценка: магнитное поле в пробке сильнее, чем в пушке, в 4 раза, и при потоке из пушки 3 кА через пробку должно вытекать $\sim 1/2R \approx 400 \text{ А}$. Реально потери меньше из-за неизотропности функции распределения ионов вследствие их нагрева в поперечную степень свободы. Проведённые В.Г.Соколовым расчёты течения ионов в пробку при темпе нагрева в поперечную степень свободы на уровне 5 эВ/мкс дают величину потока ионов в пробкотрон $\sim 200 \text{ А}$.

Несколько необычно продольное распределение плотности плазмы в достаточно протяжённой области перед пробкой. Вероятно, помимо отражения ионов от пробки и поперечной диффузии, свой вклад вносит эффект, упоминающийся в конце параграфа "Решение уравнения Власова".

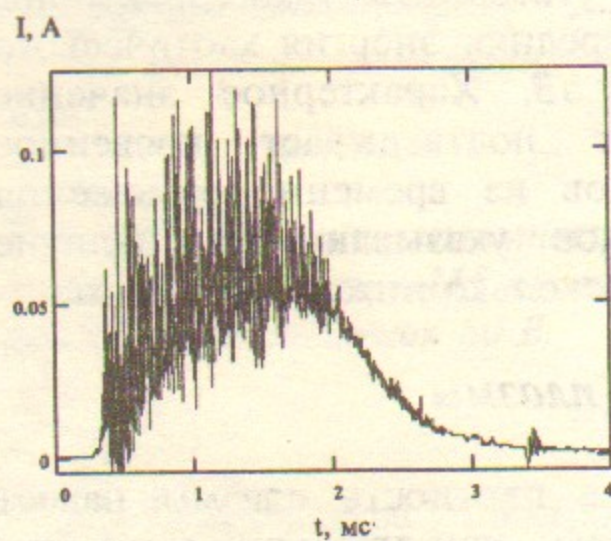


Рис. 14. Осциллограмма тока зонда в пробкотроне ($z = -25 \text{ см}$) на оси при напряжении смещения 80 В.

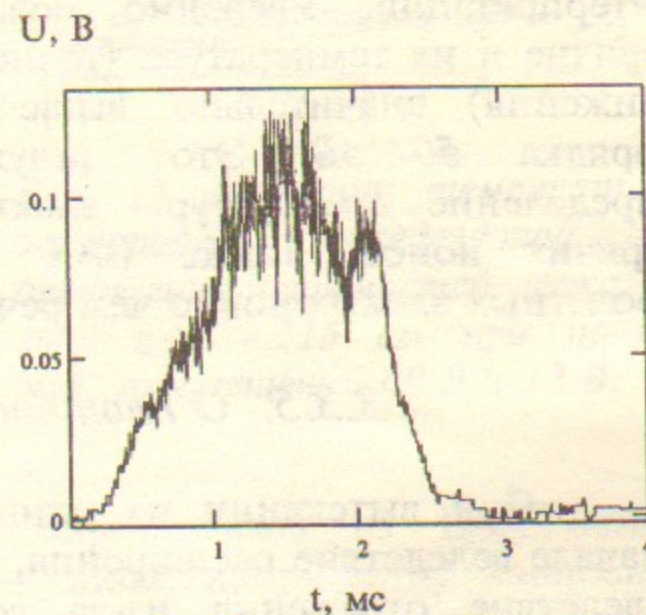


Рис. 15. Осциллограмма сигнала диамагнитной петли в пробкотроне ($z = -25 \text{ см}$). В момент времени около 2 мкс включены инжекторы СТАРТ-2.

В пробкотроне же плотность мишенной плазмы растёт в течение всей длительности работы источника плазмы (порядка 2 мс). После выключения источника плазма вытекает из пробкотрона за время порядка 1 мс. На Рис. 15 и Рис. 14 приведены осциллограммы тока зонда и энергосодержания плазмы в пробкотроне.

3.3.6. Об электрическом токе

Электроды источника плазмы радиально разнесены. Силовые линии, выходящие из катода, не попадают на анод. Вследствие замагниченности электронного компонента значительная часть тока дуги течёт по плазме. Часть тока замыкается в плазме и образует токовые петли, но то, что радиальное распределение потенциала неравновесно вплоть до полукаспа, говорит о его незначительности. Большая часть тока протекает через пробкотрон и возвращается к источнику по вакуумной камере.

Однако, выяснено, что ток течёт не вдоль силовых линий, выходящих из газоразрядного канала источника плазмы, а постоянно смещается вовнутрь. Это утверждение построено на основе детального изучения ВАХ зондов и рассмотренных выше моделях, и подтверждено прямыми экспериментальными измерения подвижной локальной петлёй в пробкотроне. Геометрически токовый канал следующий: в источнике плазмы — кольцевой газоразрядный канал, в транспортирующей области — кольцевой, постоянно (по течению) смещающийся вовнутрь относительно газоразрядного канала; при приближении к пробке происходит заполнение внутренней полости и уже по оси течёт ток, в пробкотроне — максимум тока уже на оси, и весь ток сосредоточен в сечении с радиусом, меньшим внутреннего радиуса проекции газоразрядного канала. На течение тока, в основном, влияют такие процессы, как поперечная диффузия ионов, замыкание тока в виде токовых петель, влияние центробежной силы на выходе плазмы из источника, когда реализуется гидродинамическое течение, и пинчевание.

Обратный ток, который возвращается к источнику по вакуумной камере, замыкается на анод по периферийной плазме вблизи анода. Здесь свой вклад в переносе тока может вносить и

диффузия на частицах другого сорта (молекулы, атомы). Под действием радиального электрического поля электроны и ионы вращаются в одном направлении и испытывают в результате столкновений действие силы со стороны третьих частиц. В скрещенных поперечных этой силы и магнитном поле электроны и ионы дрейфуют в разных направлениях по радиусу, причём перенос идёт именно в том направлении, что стремится уменьшить радиальное электрическое поле.

3.3.7. Продольные распределения

На Рис. 16 представлены продольные распределения плотности плазмы, потенциала плазмы и плавающего потенциала. Температура электронов вблизи источника плазмы 10 эВ , в пробкотроне 50 эВ .

Видно, что на оси (и также на периферии, и, что важно, на силовых линиях, выходящих из газоразрядного канала) реализуется термобарьер, изолирующий электроны в пробкотроне.

Вдоль некоторых силовых линий реализуется несколько другая ситуация. Минимум потенциала находится в транспортирующей области достаточно далеко от пробки. Как такового термобарьера нет. Но как будет показано далее, такая ситуация не так опасна. Более того, электроны, ускоренные в транспортирующей области электрическим полем, обеспечивают приток захваченных электронов с достаточно большой энергией. Электроны в пробкотроне находятся в глубокой потенциальной яме. Особенность этих силовых линий та, что здесь течёт значительный электронный ток, как в транспортирующей области, так и в пробкотроне, существенно изменяющий параметры плазмы. Здесь следует уточнить, что наличие/отсутствие термобарьера не связано однозначно с током. Так в пробкотроне на оси течёт ток, но и реализуется термобарьер (минимум потенциала находится не в пробке, а в транспортирующей области).

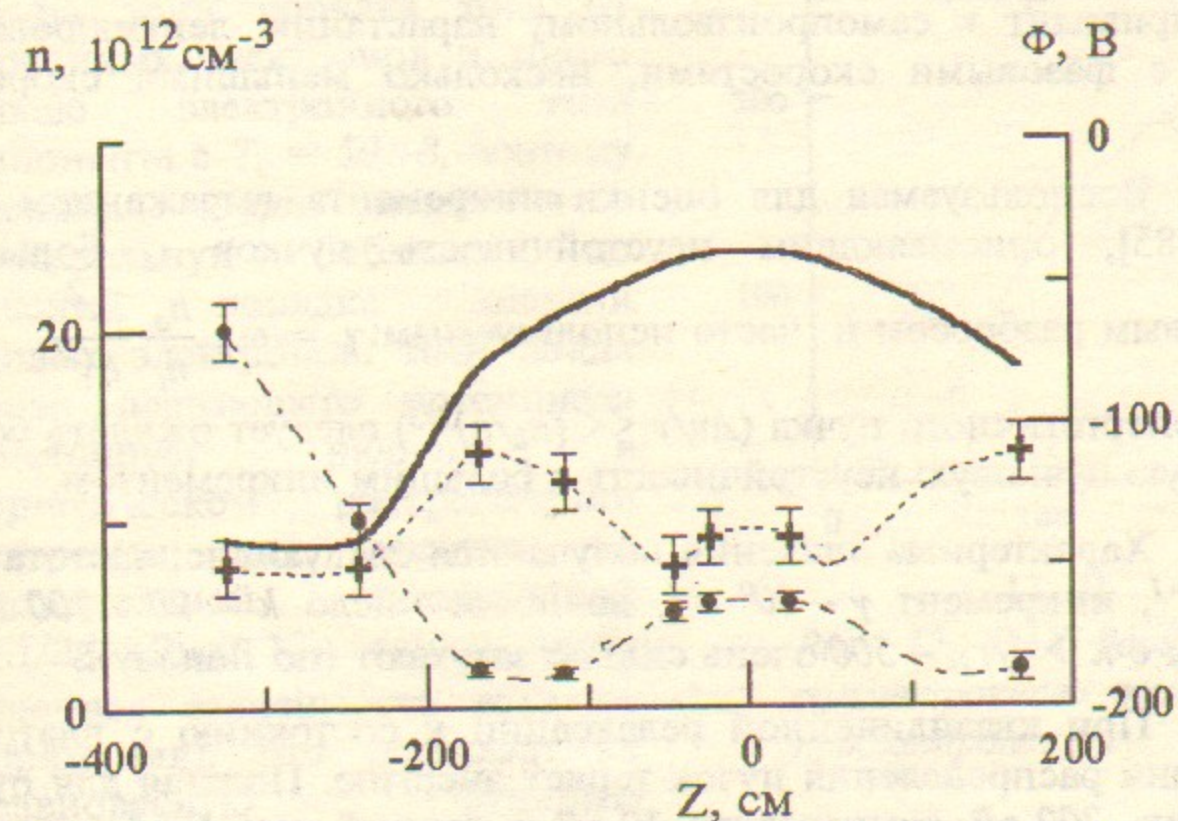
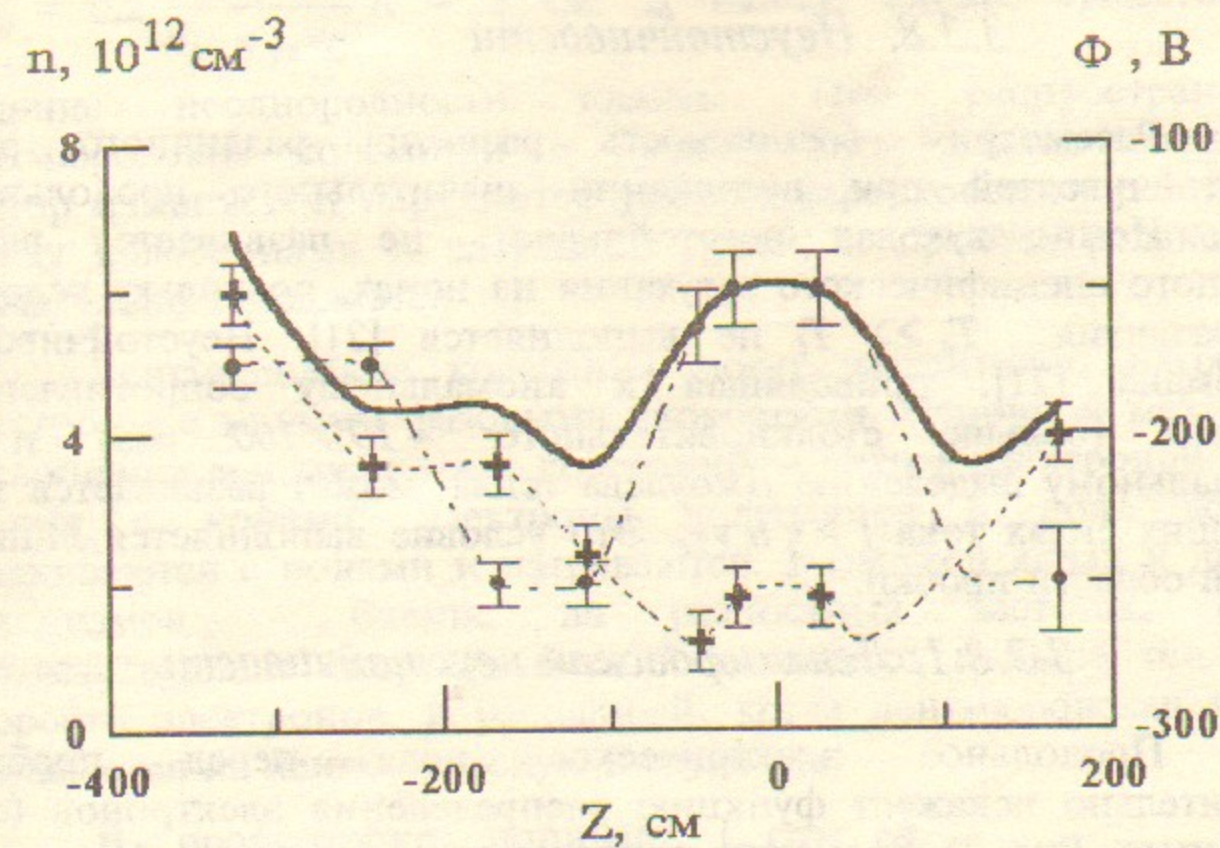


Рис. 16. Распределения плотности плазмы (\bullet), потенциала плазмы (сплошная линия), плавающего потенциала зонда ($+$) на оси (верхний график) и на относительном радиусе 3 (нижний).

3.3.8. Неустойчивости

Рассмотрим возможность развития различного рода неустойчивостей при протекании значительного продольного тока. Ионно-звуковая неустойчивость не развивается ввиду сильного специфического затухания на ионах, поскольку условие её развития $T_e \gg T_i$ не выполняется [21]. Неустойчивость Бунемана [21], приводящая к аномальному сопротивлению плазмы (больше столкновительного $\sim 10 \div 100$ раз) и к аномальному выделению Джоулева тепла, может развиваться при больших силах тока $j > e n v_{Te}$. Это условие выполняется лишь в узкой области пробки.

3.3.8.1. Ленгмюровская неустойчивость

Продольное электрическое поле перед пробкой значительно искажает функцию распределения электронов (см., например, Рис. 7). Возможно развитие пучковых неустойчивостей. Это приводит к самопроизвольному нарастанию ленгмюровских волн с фазовыми скоростями, несколько меньшими скорости пучка.

Воспользуемся для оценки инкремента выражением [14, стр. 85], описывающим неустойчивость пучков с большим тепловым разбросом и часто используемым: $\gamma = \omega_p \frac{n_a}{n_t} \frac{v^2}{\Delta v^2}$. Для моноэнергетичного пучка ($\Delta v/v \ll (n_b/n)^{1/3}$) следует ожидать более сильную пучковую неустойчивость с большим инкрементом.

Характерные значения получаются следующие: частота $\omega \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$, инкремент $\gamma \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$, волновое число $k \sim 20 \div 100 \text{ см}^{-1}$. Волны с $k > 1/r_D \sim 500$ очень сильно затухают (по Ландау).

При квазилинейной релаксации к состоянию с плато на функции распределения пучок теряет энергию. Полагая для пучка энергию 200 эВ, температуру 10 эВ и полный ток 1 кА находим, что в пробкотроне с плотностью $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температурой электронов 30 эВ пучок теряет энергию 17 кВт. Причем согласно оценке [15, стр. 12], потеря энергии происходит на расстоянии

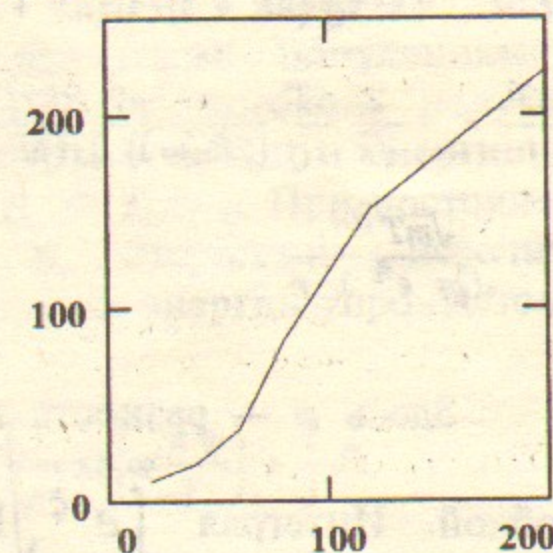
$$l_{1/2} = 0,2 \frac{n}{n_b} \frac{v_{Te}^2}{\omega_{pe} v_0} \Lambda \sim 1 \text{ см.}$$

В нашем случае существенно влияние неоднородности плазмы. При распространении ленгмюровских колебаний в неоднородной плазме волновой вектор изменяется, нарушается условие черенковского резонанса между колебаниями и частицами пучка, и процесс релаксации значительно замедляется.

Ленгмюровские колебания могут эффективно нагревать электроны с малыми фазовыми скоростями. Основной механизм поглощения ленгмюровских колебаний — нагрев электронов из-за трения с ионами: электроны колеблются в поле волны, сталкиваются с ионами и нагреваются. Возможен вклад и других механизмов — биение на разностных частотах, когда соответствующая скорость биений несколько меньше тепловой скорости электронов, и распадный, когда ленгмюровская волна распадается на ленгмюровскую и звуковую.

В пробкотроне ионный ток на зонд порядка тока от ускоренных электронов и много меньше электронного тока компонента с $T_e = 50 \text{ эВ}$, поэтому потенциал зонда смещается в отрицательную область до значений порядка энергии токовых электронов. ВАХ зонда вблизи плавающего потенциала регистрирует наличие в энергетическом распределении электронов как участков с положительной производной $d f(\mathcal{E})/d \mathcal{E}$ (Рис. 17), так и плато (линейная зависимость тока от напряжения). Это указывает на неравновесную функцию распределения электронов и замедленный процесс релаксации.

I, отн. ед.



U, В

Рис. 17. ВАХ двойного симметричного зонда в пробкотроне.

3.4. Баланс частиц и энергии в пробкотроне

Определим классические (кулоновское рассеяние в конус потерь) продольные потери электронов в концевом пробкотроне АМБАЛ-М, рассматривая его как адиабатическую ловушку. Такое рассмотрение применимо, поскольку время рассеяния частиц в конус потерь значительно превышает время пролёта вдоль ловушки. Ионы рассеиваются медленнее, чем электроны, и чтобы выравнять потери и сохранить свою квазинейтральность плазма в пробкотроне принимает положительный потенциал относительно пробки.

В отсутствие пролётных частиц, приближенные аналитические выражения для скорости потерь частиц и энергии в приближении квадратной ямы получены в ряде работ [7, 9, 10]. Мы воспользуемся выражением, выведенным в статье [7] из приближённого решения уравнения Фоккера-Планка:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{n}{\tau_0} \frac{2R}{(2R+1) \ln(4R+2)} \exp\left(-\frac{e\phi}{T}\right) \frac{T}{e\phi} \int_0^\infty e^{-\xi} \sqrt{1 + \frac{T\xi}{e\phi}} d\xi,$$

$$\frac{dnT}{dt} = -\frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{nT}{\tau_0} \frac{2R}{(2R+1) \ln(4R+2)} \exp\left(-\frac{e\phi}{T}\right) \left[\frac{2}{3} + \frac{T}{e\phi} \int_0^\infty e^{-\xi} \sqrt{1 + \frac{T\xi}{e\phi}} d\xi \right]$$

$$\tau_0 = \frac{\sqrt{mT}^3}{\sqrt{2\pi} e^4 \lambda n}.$$

Здесь ϕ — разность потенциалов между пробкотроном и пробкой. Интеграл $\int_0^\infty e^{-\xi} \sqrt{1 + \frac{T\xi}{e\phi}} d\xi$ имеет величину порядка единицы.

Для пробкотрона установки АМБАЛ-М, имеющего $R = 4$, вышеприведённые формулы можно переписать в виде:

$$\frac{dn}{dt} = -0,347 \frac{n}{\tau_0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T}\right) \frac{T}{e\phi} \int_0^\infty e^{-\xi} \sqrt{1 + \frac{T\xi}{e\phi}} d\xi;$$

$$\frac{dnT}{dt} = -0,347 \frac{nT}{\tau_0} \exp\left(-\frac{e\phi}{T}\right) \left[\frac{2}{3} + \frac{T}{e\phi} \int_0^\infty e^{-\xi} \sqrt{1 + \frac{T\xi}{e\phi}} d\xi \right]$$

Это выражение описывает случай прямоугольной формы магнитного поля. Для случая неоднородного магнитного поля можно усреднить множитель $2R/(2R+1)\ln(4R+1)$ по всему объёму пробкотрона. Однако это уточнение незначительно — усреднённый множитель составляет 1,086 от его значения в центре.

Для характерных параметров плазмы в пробкотроне $n = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 50 \text{ эВ}$, $e\phi/T_e = 2$, объём $V = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^3$ получим:
 $V \frac{dn}{dt} = -240 \text{ А}$, $V \frac{dnT}{dt} = -25 \text{ кВт}$.

Рассмотрению вопроса об обмене энергией между пролётными и электростатически запертыми популяциями в пробкотроне посвящена работа [8], в которой получены выражения для скоростей потерь запертых частиц и энергии для больших пробочных отношений R и $R \gg T_u/q\phi$. При постоянстве плотности захваченных частиц и отсутствии источника захваченных частиц выражение для потока энергии упрощается до следующего вида:

$$\frac{dnT}{dt} = -0,658 \frac{n}{\tau_0} (T_t - T_u) \frac{T}{e\phi} \exp\left(-\frac{e\phi}{T_t}\right) + \frac{2}{3} P.$$

Здесь индекс t относится к запертым частицам, u — к пролётным, m (ниже) — к плотности пролётных частиц в пробке. P — источник мощности запертых частиц.

Из выражения для скорости потерь частиц в стационарном случае определяется разность потенциалов между барьером и пробкотроном:

$$e\phi \cong T_t \ln\left(\sqrt{\frac{T_t}{T_u} \frac{n_m}{n_t}}\right).$$

Для $T_i = 50$ эВ, $T_u = 10$ эВ, $n_i = 6 \cdot 10^{12}$ см⁻³ получим, что $e\Phi = 2 T_i$ при $n_m \approx 0.4 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и $e\Phi = T_i$ при $n_m \approx 1.1 \cdot 10^{12}$ см⁻³, что достаточно близко к измеренным параметрам.

Условие применимости этих формул, соответствующих случаю редких столкновений, когда время пролёта частиц много меньше времени заполнения гиперboloида потерь, может быть записано как:

$$\tau_e \frac{1}{R} \left(\frac{e\Phi}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \gg L \sqrt{\frac{m_e}{2e\Phi}} \quad \text{или} \quad \Phi \gg 40 \text{ эВ}.$$

Потенциал больше, чем 40 эВ, но не много больше. В другом предельном случае частых столкновений функция распределения частиц близка к максвелловской не только в области удержания, но и внутри гиперboloида потерь. При этом продольные потери определяются газодинамическими потоками частиц, вытекающими через соответствующие потенциальные барьеры. Тогда

$$\tau_{\parallel} = RL \sqrt{\frac{\pi m}{2 T_e}} \exp\left(\frac{e\Phi}{T_e}\right),$$

и в этом случае потери примерно в 2 раза больше. Здесь видно, что просто повышение плотности мишенной плазмы, которое достигается увеличением подачи газа в источник, не улучшает качество мишенной плазмы, поскольку это приводит к режиму удержания в пробкотроне с усиленными потерями как частиц, так и энергии электронов. Более того, это приводит к уменьшению нагрева электронов из-за уменьшения вытягивающего электроны электрического поля в транспортирующей области при течении к пробке.

В токовом канале помимо запертых в пробкотроне электронов существуют ещё популяции электронов, удерживаемых электростатическим потенциалом (минимумы расположены за пробками) и ускоренных электронов, переносящих ток.

Схематический вид конуса потерь представлен на Рис. 18.

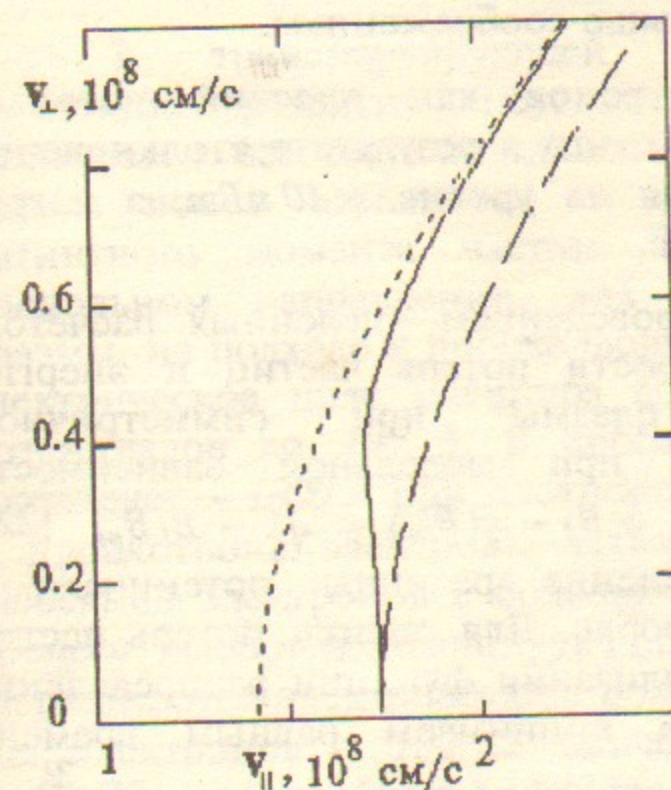


Рис. 18. Граница конуса потерь для электронов в пробкотроне (сплошная линия). Дополнительно показаны границы конуса потерь с глубиной потенциальной ямы, равной разнице потенциалов между центром и пробкой (левее) и между центром и минимумом потенциала (правее).

Плотность ускоренных электронов $n_a \sim 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³, скорость $v_i \sim 6 \cdot 10^8$ см/с. Этот поток ускоренных электронов обеспечивает приход электронов в ловушку и их нагрев. Предположим, что распределение потенциала в токовом канале симметрично относительно центра пробкотрона. В этом случае захват пучка электронов с начальной температурой 10 эВ и энергией ~ 100 эВ составляет сотни ампер. Основной процесс захвата — это рассеяние ускоренных электронов в результате их столкновений друг с другом. При характерном времени пролёта ускоренных электронов через пробкотрон $\sim 0,3$ мкс время столкновений ускоренных электронов с захваченными электронами ($\tau_{ai}^e \propto E_a^{3/2}/n_i \sim 7$ мкс) значительно превосходит первое. Время же столкновений ускоренных электронов с теми-же ускоренными электронами за счёт малой температуры мало: $\tau_{aa}^e \propto T_a^{3/2}/n_a \sim 1$ мкс. Для того, чтобы захватиться (в области между минимумами потенциала) ускоренному электрону достаточно потерять в продольной энергии незначительную величину — порядка его температуры. Таким образом, незначительное (несколько вольт) изменение потенциала в выходном (для текущего тока) минимуме потенциала по сравнению с входным приводит к значительному изменению захвата электронов. В то же время, это изменение

потенциала слабо сказывается на изменении скорости потерь захваченных электронов. Измеренное распределение потенциала не противоречит высказанным выше соображениям.

Рассмотрев поток электронов как плоский поток в равновесной плазме [6], получим, что в результате столкновений захваченные электроны нагреваются на уровне ~ 10 кВт, а нагрев ионов примерно M/m раз меньше.

Детальные оценки (с проведением численных расчётов) сделаны для определения скорости потерь частиц и энергии электронного компонента плазмы при симметричном распределении потенциала и при модельной зависимости потенциала вблизи пробки, как $\varphi(B) - \varphi(B_m) \propto \sqrt{1 - B/B_m}$ [22].

Учитывалось радиальное изменение разницы потенциала в пробкотроне и потенциала в пробке. Для оценки потерь частиц считалось, что за время максвеллизации функции распределения при данной энергии, которое принимаем равным времени

характерного изменения импульса [6, стр. 170] $\tau_e = \frac{\sqrt{m} \varepsilon^{3/2}}{\sqrt{2\pi} n e^4 \lambda}$,

область потерь заполняется частицами. Проведённое сравнение соответствующего потока потерянных частиц через границу обычного гипербоида потерь с величиной, полученной из формулы Пастухова, показало 15% согласие при изменении амбиполярного потенциала от T_e до $5 T_e$. Получено, что баланс частиц и энергии замыкается (поскольку в пробкотроне плотность плазмы растёт в течение всей длительности работы источника, то полный ток принимался равным 10 А) при следующих характерных параметрах: $T_e = 35$ эВ, $\varphi \sim 90$ В. Захват электронов на уровне 300 А, а энергии — 30 кВт. Естественно, потери имеют величину такого же порядка. Видно, что этот процесс позволяет объяснить получение плазмы с относительно высокой электронной температурой. Здесь следует подчеркнуть, что данное рассмотрение инициировано невозможностью замкнуть энергобаланс, учитывая только нагрев электронов от более горячих ионов в результате столкновений, который составляет несколько кВт.

4. Резюме

В транспортирующей области ионы нагреваются вследствие развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, реализуется бесстолновительное течение, и значительная часть потока ионов отражается от пробки вследствие сохранения магнитного момента частиц. Ток, тем не менее, течёт в продольном направлении, для чего, ввиду малой плотности плазмы, на подходе к пробке формируется ускоряющее электроны электрическое поле масштаба до 1 В/см. Ускоряющая разность потенциалов до 100 В. В пробке величина электронного тока составляет ~ 1000 А при плотности тока в максимуме ~ 100 А/см². В пробкотроне электроны захватываются (~ 300 А) вследствие рассеяния электронов с большой направленной скоростью. Этот процесс является доминирующими в энергобалансе. Электроны удерживаются электрическим полем. Глубина потенциальной ямы для электронов ~ 100 В, причём минимум потенциала может находиться за пробкотроном, где плотность плазмы всё же мала. Реализуется амбиполярный потенциал. На некоторых радиусах реализуется термобарьер, разделяющий электроны в пробкотроне и более холодные электроны в транспортирующей области. В то же время, на других радиусах нет термобарьера. Отсутствие его увеличивает приток холодных электронов, однако этот поток вследствие малости плотности электронов не так значителен. Эти электроны, ускоряясь электрическим полем, захватываются уже как высокоэнергетичные. Здесь электрическое поле совершает над электронами работу, и именно эти ускоренные электроны в результате рассеяния формируют популяцию горячих электронов в пробкотроне. Можно подчеркнуть, что наличие/отсутствие термобарьера не так просто связано с током: термобарьера нет вдоль силовых трубок с относительным радиусом 3, по которым преимущественно течёт ток при приближении к пробке, но он есть на оси (минимум потенциала не в пробке), хотя в пробкотроне максимум тока уже на оси. Удерживаемые в пробкотроне электроны также нагреваются от более горячих ионов в результате столкновений и, возможно, развития пучково-плазменных неустойчивостей. Функция электронов в пробкотроне может быть представлена как состоящая из двух компонент: с температурой порядка 50 эВ (удерживаемых магнитным полем и

потенциальным, минимумы которого находится не в пробке, а один из них — в транспортирующей области) и переносящих электрический ток, электроны которого имеют большую направленную скорость и небольшую температуру. В транспортирующей области температура электронов порядка 10 эВ. Баланс частиц и энергии описывается классическими продольными потерями.

5. Заключение

Исследовано влияние обнаруженного значительного электрического тока на параметры плазмы. Выяснено, что ускорение электронов сформировавшимся перед пробкой электрическим полем, и их захват в пробкотроне из-за рассеяния друг с другом является одним из основных механизмов получения в пробкотроне горячей мишенной плазмы.

Автор выражает благодарность Г.И.Димову, В.И.Давыденко, А.А.Кабанцеву, В.Г.Соколову и К.А.Финникову за помощь в работе и полезные обсуждения.

6. Литература

1. Димов Г.И., Кабанцев А.А., Кузьмин С.В., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю. *Физика плазмы*, 19 (1993) 350.
2. Гилев Е.А., Димов Г.И., Кабанцев А.А., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю. *Физика плазмы*, 19 (1993) 1187.
3. Belkin V.S., Bender E.D., et al. *Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion*. Novosibirsk, Russia, 1993, 37.
4. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. *Физика плазмы*, 8 (1982) 970.
5. Брагинский С.И. *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1.
6. Трубников Б.А. *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1.
7. Pastukhov V.P. *Nuclear Fusion*, 14 (1974) 3.
8. Cohen R.H., Bernstein I.B., Dorning J.J., Rowlands G. *Nuclear Fusion*, 20 (1980) 1421.
9. Cohen R.H., Rensink M.E., Cutler T.A., Mirin A.A. *Nuclear Fusion*, 18 (1978) 1229.

10. Chernin D.P., Rosenbluth M.N. *Nuclear Fusion*, 18 (1978) 47.
11. Пастухов В.П. *Вопросы теории плазмы*. Под ред. Б.Б.Кадомова. М.: Атомиздат, 1984. Вып. 13.
12. Сивухин Д.В. *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1.
13. Сивухин Д.В. *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. Вып. 4.
14. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. *Физика плазмы для физиков*. М.: Атомиздат, 1979.
15. Веденов А.А., Рютов Д.Д. *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1972. Вып. 6.
16. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. *Физика плазмы*, 18 (1992) 635.
17. Кабанцев А.А., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю. *Физика плазмы*, 21 (1995) 775.
18. Таскаев С.Ю. Препринт 94 - 72. Новосибирск. ИЯФ СО АН СССР. 1994.
19. Шунько Е.В. *Материалы V Всесоюзного совещания по диагностике высокотемпературной плазмы*. Минск. 1990. Стр. 232.
20. Barnet C.F., Ray J.A., Ricci E. et al. *Atomic data for controlled fusion research*. Oak Ridge National Laboratory. ORNL-5206, 1977.
21. Кадомаев Б.Б. *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. Вып. 4.
22. Финников К.А. *Дипломная работа*. Новосибирский государственный университет. Новосибирск. 1995.
23. Ishiguro S., Sato N. *J.Phys. Soc. Japan*, 60 (1991) 2218.

1. ВВЕДЕНИЕ	3
2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА	3
3. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТОКА НА ПЛАЗМУ	5
3.1. Гидродинамическое рассмотрение	5
3.2. Решение уравнения Власова	9
3.3. Экспериментальные результаты	11
3.3.1. Измерения плавающего потенциала	11
3.3.2. Интерпретация зондовых измерений	12
3.3.3. О потенциале плазмы	15
3.3.4. О температуре электронов	16
3.3.5. О плотности плазмы	17
3.3.6. Об электрическом токе	19
3.3.7. Продольные распределения	20
3.3.8. Неустойчивости	22
3.4. Баланс частиц и энергии в пробкотроне	24
4. РЕЗЮМЕ	29
5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	30
6. ЛИТЕРАТУРА	30

С.Ю. Таскаев

**Исследование влияния значительного
электронного тока на получение
мишенной плазмы в концевом
пробкотроне установки АМБАЛ-М**

ИЯФ 95-92

Ответственный за выпуск С.Г. Попов
Работа поступила 3.11 1995 г.

Сдано в набор 8.11. 1995 г.

Подписано в печать 13.11 1995 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,0 печ.л., 1,6 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ N 92

Обработано на IBM PC и отпечатано на
роталпринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.