

## МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

УДК 533.95:537.84

### УМЕНЬШЕНИЕ ПЛОТНОСТИ МИШЕННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ В ПРОБКОТРОН АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ

© 1995 г. А. А. Кабанцев, В. Г. Соколов, С. Ю. Таскаев

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

Поступила в редакцию 11.01.95 г.

В эксперименте по нагреву плазмы на установке "АМБАЛ-Ю" было обнаружено, что инжекция высокоэнергетичных пучков атомов водорода в пробкотрон приводит к значительному уменьшению плотности проточной мишенной плазмы. Приводятся результаты экспериментального исследования наблюдаемого явления, предлагается модель влияния захваченных горячих ионов на течение плазменной струи, проводится сравнение результатов численного счета с измеренными зависимостями и дается объяснение.

В эксперименте по нагреву плазмы инжекцией пучков нейтральных атомов на установке "АМБАЛ-Ю" [1] было обнаружено интересное и неожиданное явление: захват высокоэнергетичных атомов водорода на проточной плазменной мишени с образованием в пробкотроне популяции ионно-горячего компонента приводит к значительному уменьшению плотности мишенной плазмы.

#### 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки "АМБАЛ-Ю" приведена на рис. 1. Магнитная адиабатическая ловушка "АМБАЛ-Ю" представляет собой классический одиночный пробкотрон с пробочным отношением 2 и расстоянием между пробками 1 м. Магнитное поле ловушки с "минимумом  $B$ " формируется парой катушек типа "Янь-Янь" (на рисунке – позиция 3) и имеет квадратную поперечную асимметрию. В медианной плоскости на границе плазмы (радиус 10 см) магнитное поле на 7% больше, чем в центре, что обеспечивает МГД-устойчивость плазмы. Магнитное поле в центре ловушки 0.65 Тл.

Ионно-горячая плазма в пробкотроне получалась в результате захвата высокоэнергетичных атомарных пучков на струйной плазменной мишени, которая формировалась дуговым источником с щелевой геометрией газоразрядного канала (1) [2], располагавшимся в запробочной области на торце установки на расстоянии 1.8 м от центра пробкотрона. Генерируемая источником плазменная струя втекала в пробкотрон по силовым линиям магнитного поля. Течение было дозвуковым до выходной пробки пробкотрона и сверхзвуковым после. Пиковая плотность плазменной мишени  $\sim 2.5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , температура электронов и ионов 10 эВ. Инжекция пучков атомов

водорода энергией 17 кэВ, током до 160 экв. А в течение 200 мкс [3] велась в пробкотрон перпендикулярно оси. Мишенная плазма (средняя толщина в области инжекции атомарных пучков  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ) позволяла бы обеспечить 50%-ный захват атомарных пучков. В результате ионизации электронами и ионами плазмы инжектируемых атомов или перезарядки на ионах плазмы (здесь происходит только замещение иона на более горячий) в пробкотроне в объеме, составляющем 3л, образовывалась популяция горячих ионов со средней энергией 6 кэВ, плотностью до  $1.1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$  [4]. Энергетическое время жизни горячих ионов определялось торможением на электронах и составляло  $\approx 25$  мкс, время жизни частиц в ловушке определялось рассеянием в конус потерь и с учетом торможения на электронах составляло  $\approx 70$  мкс. Во время инжекции высокоэнергетичных пучков температура электронов возрастала до 25 эВ, а плотность мишенной плазмы уменьшалась в 2.5 раза.

Для определения параметров плазмы использовался большой набор различных диагностических методик. Перечислим основные из них. Геометрические размеры, плотность и потенциал плазмы, электронная и ионная температуры в различных частях установки определялись по вольт-амперной характеристике ленгмюровских зондов. В пробкотроне линейная плотность плазмы определялась по измерениям ослаблений диагностического и нагревных пучков атомов водорода. В ряде экспериментов для измерения ионной температуры использовались цезиевый анализатор атомов низких энергий [5], регистрирующий атомы перезарядки из центра ловушки, магнитный и электростатический многосеточный анализаторы (4), регистрирующие энергетический спектр ионов, вытекающих вдоль продольной оси из пробкотрона. Электронная темпе-

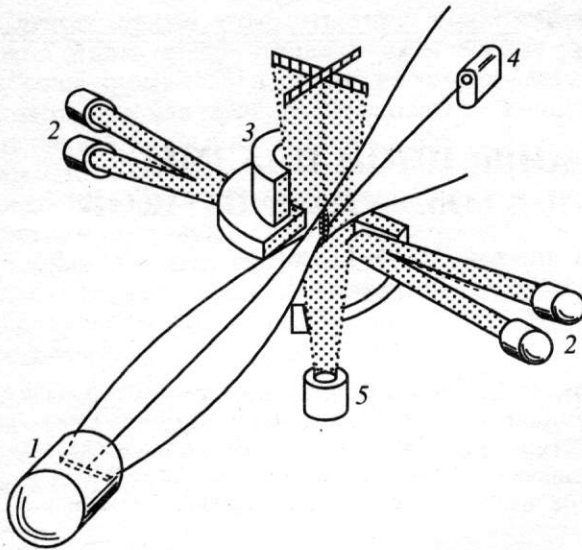


Рис. 1. Схема экспериментальной установки "АМБАЛ-Ю": 1 - газоразрядный источник с соленоидом, 2 - инжекторы пучков атомов водорода, 3 - катушки магнитного поля пробкотрона, 4 - диагностические анализаторы в расширителе, 5 - диагностический инжектор атомарных пучков.

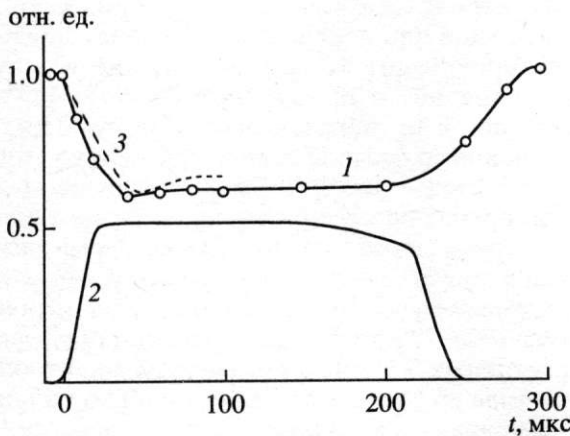


Рис. 2. Временное распределение плотности плазмы в центре пробкотрона (1), тока инжекции (2) и расчетная зависимость плотности плазмы (3).

ратура также определялась из сравнения ослаблений диагностических пучков быстрых атомов водорода, аргона и гелия и из измерения времени торможения горячих ионов 5-канальным электростатическим энергоанализатором атомов перезарядки.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Экспериментально зарегистрировано, что инжекция атомарных пучков приводит к значительному уменьшению (до 2.5 раза) плотности мишен-

ной плазмы. Временная зависимость плотности плазмы в центре пробкотрона приведена на рис. 2<sup>1</sup>. Геометрические размеры плазменной струи почти не изменяются. Между областью инжекции и входной пробкой (со стороны плазменного источника) наблюдается движение скачка уплотнения вверх против течения струи. Анализаторы (4 на рис. 1) и болометр, расположенные на плазмоприемнике, регистрируют значительное увеличение энергии ионов (рис. 3) и потока тепла. Регистрируемый поток ионов ведет себя следующим образом: через  $\approx 30$  мкс от начала инжекции резкое возрастание, потом уменьшение до уровня ниже начального, затем возврат к начальному уровню еще во время инжекции. Плавающий потенциал зондов изменяется.

В то же время инжекция не приводит к заметным изменениям параметров плазменной струи, измеряемых зондом перед входной пробкой, и к заметным, позволяющим объяснить наблюдаемое явление, поперечным потерям плазмы из пробкотрона. Не изменяется режим работы (напряжение и ток разряда) плазменного источника. Не регистрируется повышение активности плазмы на ионно-циклотронной частоте. Наблюдаемое явление не объясняется передачей импульса от атомарных пучков мишенной плазмы, поскольку инжекция пучков, по возможности, ведется симметрично относительно оси, и даже специально несимметричная инжекция не приводит к качественным изменениям, в том числе и к гидродинамической неустойчивости.

## 3. МОДЕЛЬ

Рассмотрим плазменную струю в рамках магнитной гидродинамики [6, 7].

Состояние каждой заряженной компоненты описывается макроскопическими параметрами: плотностью  $n$ , температурой  $T$  и потоковой скоростью  $u$ . Система уравнений для макроскопических параметров содержит уравнения непрерывности, переноса импульса и переноса энергии.

Рассмотрение в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики одномерного стационарного адиабатического течения ионов вдоль силовых линий однородного аксиального магнитного поля в пренебрежении вязкости показывает, что нагрев извне приводит к ускорению дозвукового потока и, следовательно, к уменьшению плотности плазмы. Для согласия с экспериментом необходимая мощность нагрева оценивается

<sup>1</sup> Здесь на рисунке также показаны результаты численного счета предлагаемой модели, которая обсуждается ниже. Некоторые экспериментальные результаты приведены в разделе, где проводится сравнение расчетных зависимостей с измеренными.



величиной в сотню киловатт. Однако прямой канал передачи энергии за счет столкновений от горячих ионов ионам плазмы обеспечивает нагрев только на уровне менее десяти киловатт. Встает естественный вопрос о механизме нагрева ионов, и эта простая модель не может дать ответа.

Будем рассматривать течение однородной плазменной струи вдоль силовых линий неоднородного магнитного поля в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики. Решим временную задачу определения параметров плазменной струи на оси при появлении в локальном объеме пробкотрона популяции высокоэнергетичных протонов, которые характеризуются плотностью  $n_{hot}$ , средней энергией  $E_{hot}$  и усредненным продольным давлением  $p_{hot}$ .

Плазма полностью ионизованная и содержит один сорт ионов – протоны.

Сделаем предположение, которое выполняется в данном эксперименте: потоковые скорости ионов и электронов равны. Это предположение основано на измерении электронного тока на торцевых пластинах плазмодриемника [8].

Значительное уменьшение плотности мишенной плазмы происходит при плотности горячих ионов, составляющей малую величину (~1%) от плотности ионов плазменной струи. Поэтому вследствие квазинейтральности плазмы будем полагать  $n_e = n_i$  везде, в том числе и в области горячих ионов. Такое предположение, как показывают оценки, не приводит к заметным изменениям параметров плазменной струи. В дальнейшем плотности электронов и ионов плазменной струи обозначаются как  $n$  без индекса.

Считаем  $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ . Наличие плазмы, конечно, приводит к изменению магнитного поля  $B$ , однако оно мало и нами пренебрегается. Так, даже уменьшение поля по отношению к вакуумному полю не превышает 2% вследствие малого  $\beta$  как плазменной струи, так и ионно-горячего компонента, рассматриваемого в задаче. В данном рассмотрении величина магнитного поля принимается равной величине вакуумного поля, создаваемого катушками пробкотрона и соленоидом плазменного источника.

Выберем систему координат с осью  $z$ , направленной вдоль силовых линий магнитного поля. Вектор скорости записывается как  $\mathbf{u} = u\mathbf{B}/B$ , и потоковая скорость имеет только компонент вдоль  $z$ .

Пренебрегаем инерцией электронов. В сильном магнитном поле ( $\omega\tau \gg 1$ , где  $\omega$  – циклотронная частота вращения,  $\tau$  – время между столкновениями), пренебрегая членами с  $(\omega\tau)^{-1}$ ,  $(\omega\tau)^{-2}$ , из компонент тензора вязких напряжений  $\pi_{\alpha\alpha}$  остается только  $\pi_{izz}$ .

Источник плазмы расположен на границе. Мы полагаем отсутствие источника ионов и электронов во всем внутреннем объеме плазмы.

$I$ , отн. ед.

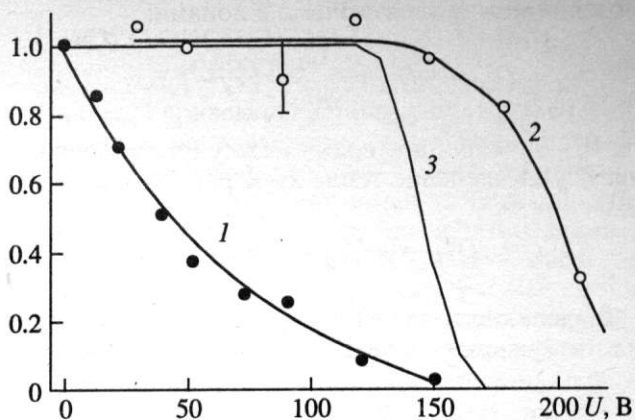


Рис. 3. Зависимость тока торцевого электростатического анализатора от запирающего напряжения: 1 – до инжекции атомарных пучков; 2 – во время инжекции; 3 – расчет при  $n_{hot} = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Система уравнений рассматриваемой задачи, включающая в себя уравнение непрерывности, уравнение движения и уравнения потоков тепла, представляется в следующем виде:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + B \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{nu}{B} \right) = 0, \quad (1)$$

$$Mn \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \pi_{izz}}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{Mn}{2} u^2 + \frac{3}{2} p_i \right) + B \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{B} \left( \left( \frac{Mn}{2} u^2 + \frac{5}{2} p_i + \pi_{izz} \right) u - \chi_{\parallel}^i \frac{\partial T_i}{\partial z} \right) \right\} = Q_i, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} p_e \right) + B \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{B} \left( \frac{5}{2} p_e u - \chi_{\parallel}^e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) \right\} = Q_e. \quad (4)$$

Здесь  $M$  – масса протона,  $m$  – масса электрона.

Давление  $p = p_i + p_e$ , где  $p_i = n_i T_i$ ,  $p_e = n_e T_e$ .

Компонент тензора вязких напряжений  $\pi_{izz}$ :

$$\pi_{izz} = -\eta_0^i W_{zz}, \quad \eta_0^i = 0.96 n_i T_i \tau_i,$$

$$W_{zz} = 2 \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{2}{3} B \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{u}{B} \right),$$

где  $\tau_i$  – ионное время между столкновениями.

Потоки тепла  $q$  выражены следующим образом:

$$q_i = -\chi_{\parallel}^i \nabla_{\parallel} T_i, \quad q_e = -\chi_{\parallel}^e \nabla_{\parallel} T_e,$$

где  $\chi$  – коэффициенты теплопроводности [6].

В правой части уравнений переноса энергии (3), (4) члены  $Q$  обобщают в себе все источники тепла:

$$Q = Q_{ei} + Q_{hot} + Q_{FR}.$$

Здесь  $Q_{ei}$  – выделение тепла вследствие столкновений между электронами и ионами:

$$Q_{ei}^i = -Q_{ei}^e = \frac{3m}{M} \frac{n}{\tau_e} (T_e - T_i),$$

где  $\tau_e$  – электронное время между столкновениями.  $Q_{FR}$  – выделение тепла из-за работы сил:

$$Q_{FR}^i = -Q_{FR}^e = -u \frac{\partial p_e}{\partial z}.$$

Выделение тепла в электронах и в ионах в результате их столкновений с горячими ионами:

$$Q_{hot}^e = n_{hot} \frac{E_{hot}}{\tau_E^e}, \quad Q_{hot}^i = n_{hot} \frac{E_{hot}}{\tau_E^i},$$

где  $\tau_E^e$ ,  $\tau_E^i$  – времена обменов энергией между горячими ионами и, соответственно, электронами и ионами плазменной струи. В нашем случае эти времена могут быть представлены в достаточно простом виде [9]. Так, при  $mE_{hot} \ll MT_e$ ,  $\tau_E^e$  выражается через время торможения ионов на электронах:  $\tau_E^e = \tau_E^e(E_{hot}) \approx \tau_{dr}$ . Ионное время при  $E_{hot} \gg T_i$  определяется временем ион-ионных столкновений:  $\tau_E^i = 0.5 \tau_{ii}^i$ .

К вышеприведенной системе уравнений сделаем некоторые пояснения.

Изменением импульса как электронов, так и ионов в результате столкновений с горячими ионами, продольное давление которых характеризуется усредненной продольной температурой  $T_{hot||} \sim 500$  эВ, пренебрегаем вследствие малости изменения. Если определим изменение импульса частиц  $p_\alpha$  через время релаксации  $\tau_p^\alpha$ , как  $dp_\alpha/dt = -Mu/\tau_p^\alpha$ , то для характерных параметров рассматриваемой задачи получим, что  $\tau_p^i \sim \tau_p^e \sim 10$  мс [9]. Время же течения плазменной струи через область горячих ионов  $\sim 10$  мкс. Тогда изменение импульса протонов и электронов происходит вследствие столкновений их друг с другом.

Уравнения переноса энергии записывались в наиболее общем виде [6]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{Mn}{2} u^2 + \frac{3}{2} p \right) + B \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{B} \left( \left( \frac{Mn}{2} u^2 + \frac{5}{2} p \right) u + \pi_{\beta z} u_{\beta} + q \right) \right\} = nFu + Ru + Q,$$

где в правой части уравнения первые два члена учитывают работу, соответственно, “сглаженной” макроскопической силы  $F_\alpha = e_\alpha E$  ( $E$  – электрическое поле) и быстро флуктуирующих микросил (столкновительных), возникающих при сильном сближении частиц, а третий член  $Q$  – выделение

тепла в газе частиц данного сорта вследствие столкновений с другими частицами.

Из уравнения движения для электронов [6, с. 191] нетрудно увидеть, что макроскопическая и столкновительная силы уравновешиваются градиентом давления. Тогда выделение тепла из-за работы этих сил в электронном и ионном компонентах выражается, как представлено выше в  $Q_{FR}$ .

Начальные условия соответствуют течению плазменной струи в отсутствии горячих ионов.

С учетом постоянства генерируемого источником потока плазмы и того, что в плазменном источнике температуры электронов и ионов практически фиксированы, граничные условия у плазменного источника записываются следующим образом:  $T_e = \text{const}$ ,  $T_i = \text{const}$ ,  $nu = \text{const}$ ,  $dn/dz = 0$ .

Другая граница находится в расширителе, где течение струи сверхзвуковое и длина свободного пробега частиц достаточно большая. Эта граница является границей применимости гидродинамического рассмотрения; материальная стенка расположена дальше. Из соображений беспрепятственного переноса, например, тепла через эту “виртуальную” границу задаются следующие граничные условия:  $\partial^2 T_e / \partial z^2 = 0$ ,  $\partial^2 T_i / \partial z^2 = 0$ ,  $\partial^2 u / \partial z^2 = 0$ .

Мы интересуемся изменением течения плазменной струи при появлении в пробкотроне популяции горячих ионов.

Решаемая система дифференциальных уравнений в частных производных содержит одно уравнение первого порядка гиперболического типа (уравнение непрерывности) и три уравнения второго порядка параболического типа. В качестве приближенного метода решения этой системы дифференциальных уравнений в частных производных использован численный метод – метод сеток.

Пространственные производные уравнений второго порядка аппроксимируются 3-точечной разностной формулой второго порядка точности, а уравнения непрерывности – 2-точечной разностной формулой первого порядка точности на равномерной сетке с 320 узлами и шагом по пространству  $\Delta z = 1$  см. Производная по временному шагу  $\Delta t$  аппроксимируется простейшей формулой первого порядка точности.

Полученная система разностных схем явная. Разностные схемы разрешимы. Анализ устойчивости разностных схем [10 - 13] выявил, что при соответствующем выборе шагов  $\Delta z$  и  $\Delta t$  все разностные схемы устойчивы. Разностные схемы абсолютно аппроксимируют дифференциальные уравнения. Аппроксимируемость и устойчивость разностной схемы есть необходимое и достаточное условие сходимости разностного решения к точному дифференциальному при  $\Delta t, \Delta z \rightarrow 0$ .



Решается смешанная задача. Требуется найти решение системы уравнений в прямоугольнике ( $1 \leq z \leq 320$  см,  $0 \leq t \leq 100$  мкс), удовлетворяющее начальным и граничным условиям.

Левая граница ( $z = 1$ ) соответствует выходу плазменной струи из газоразрядного источника, а правая ( $z = 320$ ) – области слабого магнитного поля расширителя. Граничные условия, согласно вышеопределенным, записываются следующим образом:  $T_e(1, t) = T_e(1, 0)$ ,  $T_i(1, t) = T_i(1, 0)$ ,  $n(1, t) = n(2, t)$ ,  $u(1, t) = u(1, 0)$ , а на правой границе:  $T_i(320, t) = 2T_i(319, t) - T_i(318, t)$  и аналогично этому.

Начальным условием рассматриваемой смешанной задачи является стационарное решение задачи Коши этой же системы дифференциальных уравнений при отсутствии горячих ионов. Суть ее состоит в поиске  $n(z)$ ,  $u(z)$ ,  $T_e(z)$  и  $T_i(z)$  при условии, что на левой границе заданы их значения:  $T_e(1) = 10$  эВ,  $T_i(1) = 10$  эВ,  $n(1) = 2 \times 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $u(1) = 0.61 \times 10^6$  см/с. Первые три параметра характерны для плазменной струи и экспериментально измерены. Граничное значение потоковой скорости подбиралось таким образом, чтобы в магнитных пробках потоковая скорость была близка к скорости звука. Это необходимо для того, чтобы в выходной пробке осуществить переход от дозвукового течения плазменной струи к сверхзвуковому. Такой режим течения осуществляется в эксперименте. На возможность такого течения плазменной струи через две одинаковые магнитные пробки указано, например, в [14]. Мы упростили систему уравнений стационарного случая до явного вида и решили ее на двух отрезках. На отрезке [1; 220] (координата  $z = 220$  соответствует положению выходной пробки) находилось решение задачи Коши, соответствующее дозвуковому течению плазменной струи с приближением к скорости звука в пробках, а на отрезке [220; 320] – сверхзвуковому. Граничные условия в точке  $z = 220$  для решения на втором отрезке брались равными значениям решения в этой точке на первом отрезке, за исключением потоковой скорости, которая бралась несколько большей для ее равенства скорости звука. Потом решения сшивались в точке  $z = 220$ , подставлялись в качестве начального во временную задачу (без горячих ионов) и уже сходящееся решение временной задачи использовалось как начальное условие рассматриваемой задачи.

Более подробную информацию о выборе модели, разностной схеме и постановке задачи можно найти в [15].

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ ИХ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

На рис. 4 приведены используемые в расчетах продольные распределения магнитного поля и плотности горячих ионов. Временная зависимость плотности горячих ионов задавалась как линейный рост в течение 10 мкс, а затем как постоянная величина, равная  $2 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Расчеты при значениях плотности, равных  $1 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и  $4 \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, проводились, но, поскольку они качественно не отличались, то они нашли свое отражение только на рис. 3 и 6, что специально оговаривается. Энергия ионов  $E_{hot} = 5$  кэВ.

Решение временной задачи представлено на рис. 5.

Гидродинамическое рассмотрение применимо, поскольку длина свободного пробега частиц меньше локального размера изменения магнитного поля, определяемого как  $\left| \frac{B}{dB/dz} \right|$ , и изменения параметров происходят за промежутки времени, большие, чем интервал между столкновениями.

Следует отметить, что проводились расчеты, когда граничные условия на правой границе, в расширителе, задавались по-другому, а именно:  $\partial T_e / \partial z = 0$ ,  $\partial T_i / \partial z = 0$ ,  $\partial u / \partial z = 0$ , что соответствует отсутствию через границу потоков тепла из-за теплопроводности и занулению вязких напряжений. Это приводит только к заметному изменению параметров плазмы вблизи этой границы (увеличение  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $u$  и уменьшение  $n$ ). На отрезке [1, 220] разница решений для разных граничных условий не превышает 0.4%. Такое слабое влияние граничных условий на решение объясняется сверхзвуковым течением, малостью потоков теп-

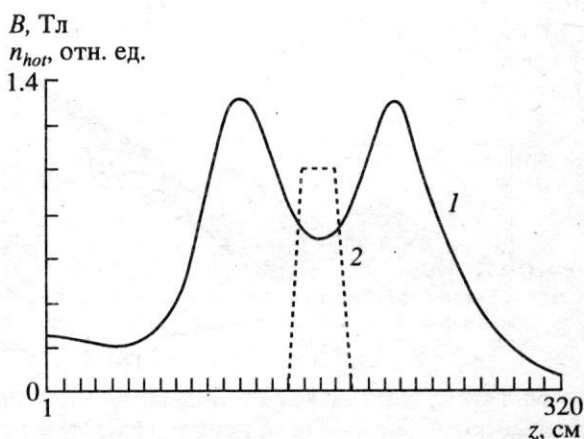


Рис. 4. Распределения вдоль оси  $z$  величины магнитного поля (1) и плотности горячих ионов (2), используемых в расчетах.

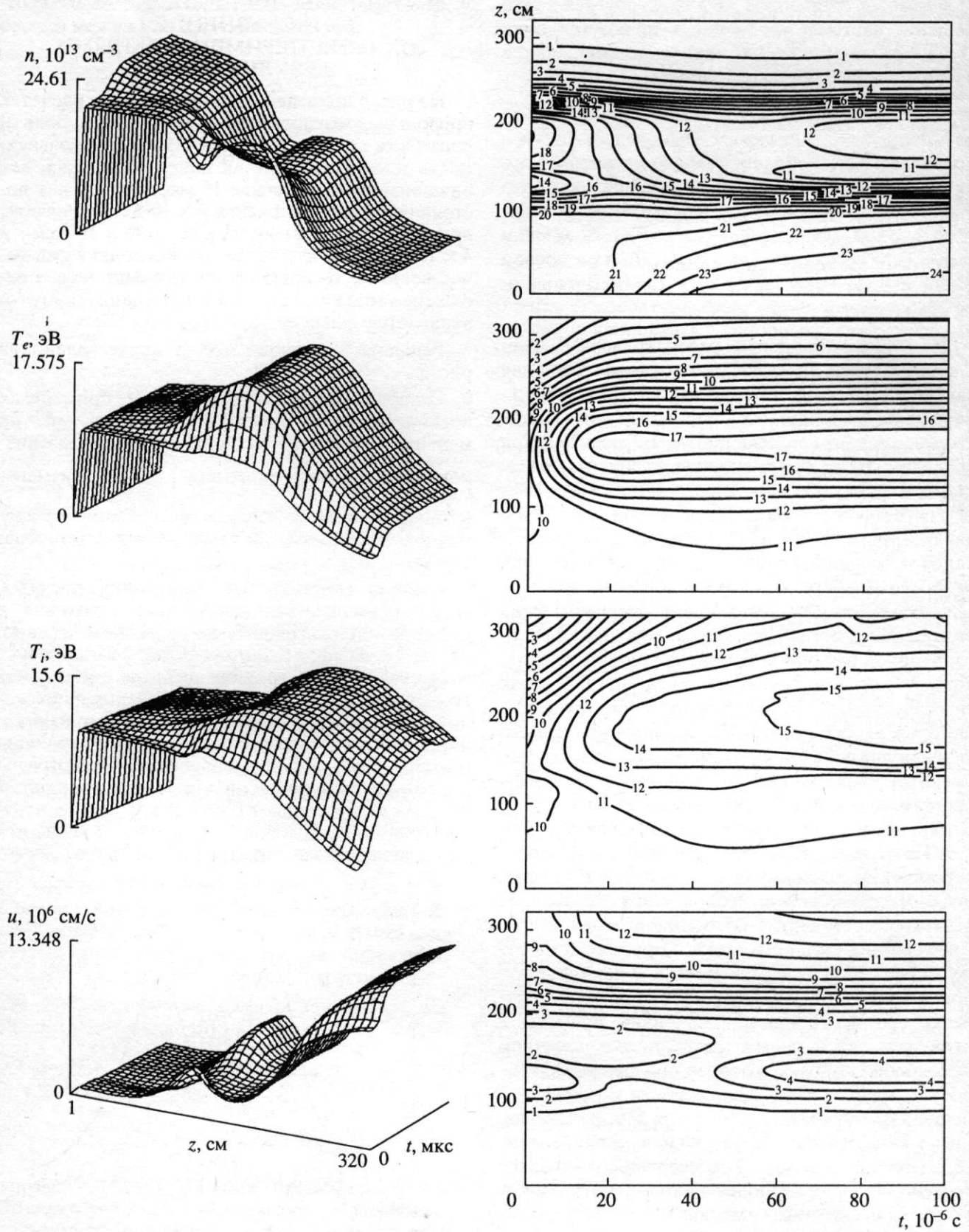


Рис. 5. Распределения  $n, T_e, T_i, u$  в пространстве и времени в изометрии (слева) и на графике изолиний.



ла по каналу теплопроводности и незначительным влиянием вязкости вблизи правой границы.

На рис. 2, 3, 6, 7 для сравнения показаны экспериментально измеренные и расчетные зависимости: плотности плазмы в центре пробкотрона от энергосодержания горячих ионов и от времени; тока торцевого электростатического энергоанализатора от запирающего напряжения; потенциала плазмы. Расчет хорошо согласуется с измерениями зонда, расположенного в транспортирующей области ( $z = 80$  см), не показывающего заметного изменения плотности плазмы и температуры электронов, и с увеличением при инъекции до 4 раз тока болометра, расположенного в расширителе рядом с торцевым электростатическим энергоанализатором. В продольном распределении плотности плазмы в пробкотроне наблюдается движение скачка уплотнения плотности от области инъекции в направлении к источнику (рис. 5).

Проведенное сравнение показывает хорошее согласие между экспериментом и численным счетом.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Инъекция атомарных пучков в пробкотрон, предварительно заполненный струйной мишенной плазмой, приводит к появлению за относительно короткое время ( $\approx 20$  мкс) популяции горячих ионов, которые вследствие столкновений с электронами быстро нагревают последние. Значительно возрастает давление плазмы в некотором локальном объеме (рис. 8). Текущий плазменный поток тормозится, и плотность плазмы увеличивается перед этой областью высокого давления. Из-за нагрева электронов вследствие высокой электронной теплопроводности и ионов в результате электрон-ионных столкновений область повышенного давления распространяется в направлении к источнику. Этот процесс сопровождается движением скачка уплотнения. В стационарном состоянии давление плазмы во всей транспортирующей области (между источником и входной пробкой) возрастает. Теперь посмотрим, что происходит с плазменным потоком на выходе из области горячих ионов. Плотность плазмы уменьшается как в результате уменьшения в начальный момент потока плазмы, так и его ускорения возросшим градиентом давления. И хотя плазма нагревается здесь даже сильнее, однако давление плазмы возрастает не так значительно. В стационарном состоянии поток плазмы через пробкотрон возвращается к начальной величине, однако из-за большего градиента давление струя ускоряется и, соответственно, плотность мишенной плазмы падает.

Как краткое резюме, можно сказать, что уменьшение плотности мишенной плазмы при

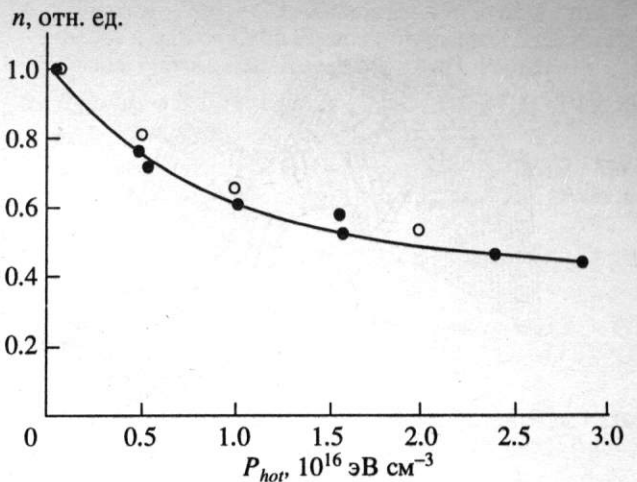


Рис. 6. Зависимость плотности плазмы в центре пробкотрона от энергосодержания горячих ионов (темные точки – эксперимент, светлые точки – расчет).

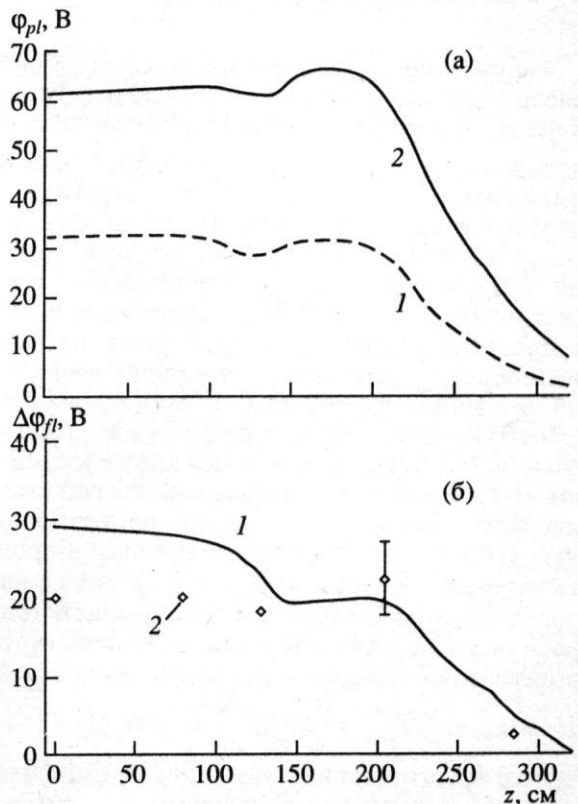


Рис. 7. а – распределения потенциала плазмы при  $t = 0$  мкс (1) и  $t = 100$  мкс (2). б – изменение при появлении горячих ионов плавающего потенциала зонда: 1 – расчетное; 2 – экспериментально измеренное.

инъекции атомарных пучков происходит вследствие влияния горячих ионов на течение плазменной струи, проявляющееся вначале в уменьшении потока плазмы через область инъекции из-за его торможения вверху против течения, а в стациона-

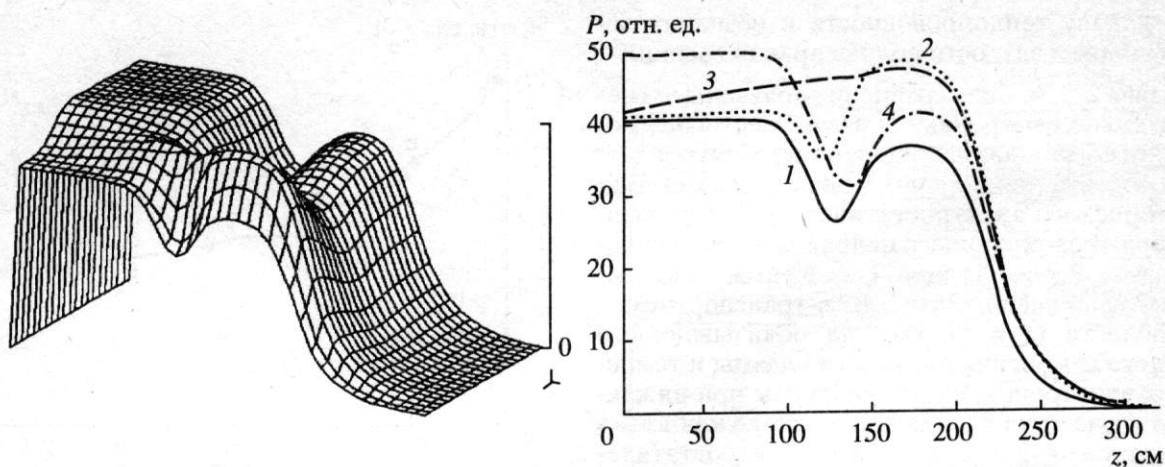


Рис. 8. Давление плазмы в изометрии (слева; координаты аналогичны рис. 5) и в различные моменты времени (справа; 1 – 0, 2 – 10, 3 – 20, 4 – 100 мкс).

ре – в увеличении потоковой скорости в пробкотроне.

Энергобаланс в стационарном состоянии, согласно расчетам, представляется следующим. Горячие ионы в результате столкновений большую часть мощности<sup>2</sup> ( $\approx 230$  кВт) передают электронам, и только  $\sim 3$  кВт – ионам. Примерно поровну вверх против течения и вниз по течению вкладываемая энергия выносятся из области горячих ионов вследствие высокой электронной теплопроводности. В области вверх против течения эта мощность идет на нагрев электронов, на нагрев ионов в результате электрон-ионных столкновений и работы термосилы, и небольшая часть ( $\approx 30$  кВт) выносятся на торец, в области вниз по течению – на ускорение ионов электрическим полем. Нагрев ионов вследствие работы сил (электрического поля и, в некоторой мере, термосилы)  $Q_{FR} \sim 160$  кВт является определяющим в процессах переноса энергии, наравне с нагревом электронов от горячих ионов и электронной теплопроводностью. Характерные величины других процессов следующие: выделение тепла вследствие

вязкости  $Q_{visc}^i \approx \frac{3}{4} \eta_0^i W_{zz}^2 \sim 30$  кВт,  $Q_{ei} \sim 16$  кВт.

Потоки энергии приведены на рис. 9. Вкладываемая в струю мощность в основном выносятся макроскопическим потоком преимущественно в виде кинетической энергии ионов в результате их ускорения электрическим полем, поддерживаемым поступлением мощности по каналу электронной теплопроводности. В данных экспери-

ментах вынос энергии на левую границу вследствие электронной теплопроводности не являлся определяющим в накоплении горячих ионов, что и подтверждали безуспешные попытки увеличить плотность горячих ионов уменьшением теплопроводности в результате либо изменения направления тока в соленоиде плазменного источника, так что реализуется касповая геометрия силовых линий магнитного поля, либо быстрого выключения разряда в источнике.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На установке “АМБАЛ-Ю” обнаружено и экспериментально исследовано интересное и неожиданное явление: инжекция пучков высокоэнерге-

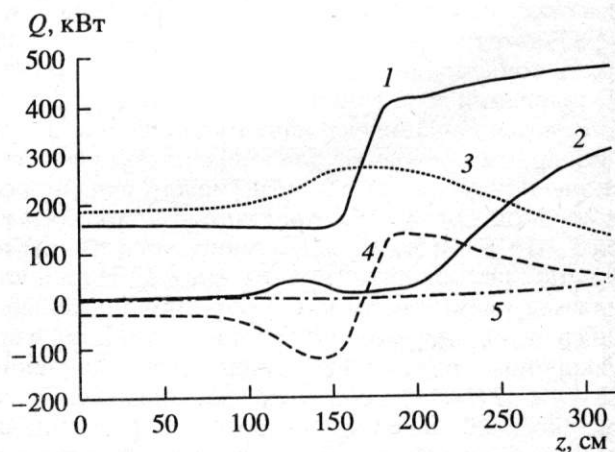


Рис. 9. Распределения вдоль оси  $z$  полного потока энергии (1) при  $t = 100$  мкс. Приведены составляющие полного потока энергии: поток кинетической энергии (2), внутренней и работы давления, объединенных одной кривой (3), электронный (4) и ионный (5) потоки тепла. Поток тепла вследствие вязкости не приведен ввиду его малости.

<sup>2</sup> Нижеприводимые значения потоков энергий являются усредненными по всему объему однородной плазменной струи, чья площадь в медианной плоскости пробкотрона, для удобства сравнения с экспериментом, равна  $70 \text{ см}^2$ . Такое обобщение возможно вследствие незначительного влияния вязкости.



тичных атомов водорода в пробкотрон приводит к значительному уменьшению плотности струйной мишенной плазмы.

В рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики рассмотрено влияние популяции горячих ионов в пробкотроне на течение однородной плазменной струи вдоль силовых линий неоднородного магнитного поля. Численно решена временная задача. Проведено сравнение результатов численного счета с экспериментальными. Показано их хорошее соответствие.

Дано объяснение наблюдаемому уменьшению плотности мишенной плазмы при инжекции высокоэнергетических атомарных пучков в пробкотрон установки "АМБАЛ-Ю".

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В.Е. Чуприянову за совместную работу на установке "АМБАЛ-Ю" и Г.И. Димову за поддержку в проведении работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bender E.D., Chupriyanov V.E., Dimov G.I. et al.* // Proc. of the workshop held at Villa Monastero - Varenna, October 15 - 24, 1990. P. 157.
2. *Димов Г.И., Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1989. Т. 3. С. 58.
3. *Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я.* // Там же. 1983. Т. 2. С. 67.
4. *Gilev E.A., Dimov G.I., Kabantsev A.A. et al.* // Proc. of the Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Novosibirsk, June 14 - 18, 1993. P. 485.
5. *Дудников В.Г., Таскаев С.Ю., Фиксель Г.И.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 199.
6. *Брагинский С.И.* // Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М.А. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
7. *Dawson J.M., Uman M.F.* // Nucl. Fusion. 1965. V. 5. P. 242.
8. *Кабанцев А.А., Карлинер В.М., Соколов В.Г. и др.* Препринт № 46. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1989.
9. *Трубников Б.А.* // Вопросы теории плазмы / Под ред. Леонтовича М.А. М.: Атомиздат, 1963. Вып. 1. С. 98.
10. *Березин И.С., Жидков Н.П.* Методы вычислений. Т. 2. М.: Физматгиз, 1959. С. 410.
11. *Березин И.С., Федорук М.П.* Моделирование нестационарных плазменных процессов. Новосибирск: ВО Наука, 1993. С. 356.
12. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975. С. 351.
13. *Кунин С.* Вычислительная физика. М.: Мир, 1992. С. 513.
14. *Rognlien T.D., Brengle T.A.* // Phys. Fluids. 1981. V. 24. P. 871.
15. *Таскаев С.Ю.* Препринт № 72. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1994.