

ИОННО-ГОРЯЧАЯ ПЛАЗМА С ВЫСОКИМ ЭНЕРГОСОДЕРЖАНИЕМ
В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ© 1999 г. А. В. Аникеев, П. А. Багрянский, А. А. Иванов, А. Н. Карпушов,
В. В. Максимов, С. В. Мурахтин*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН*

Поступила в редакцию 23.03.98 г.

Окончательный вариант получен 01.06.98 г.

Представлены результаты экспериментов на установке Газодинамическая ловушка по получению плотной ионно-горячей плазмы. Оптимизация условий нагрева плазмы позволила получить энерго-содержание в популяции быстрых ионов 600–800 Дж при плотности $\sim 10^{13}$ см⁻³ и средней энергии 5–8 кэВ. Значение β (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля) в областях отражения быстрых ионов превысило 20%.

1. ВВЕДЕНИЕ

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) [1, 2] представляет собой осесимметричный пробкотрон для удержания столкновительной мишенной плазмы и популяции быстрых ионов. В [2] проанализированы термоядерные приложения ГДЛ. На ее основе можно создать высокопоточный генератор термоядерных нейтронов с энергией 14 МэВ для материаловедческих исследований, необходимых для испытания конструкций термоядерного реактора [3, 4]. Аналогичные предложения по использованию открытых ловушек в качестве нейтронного генератора рассматривались в [5–8].

Проект нейтронного источника на основе ГДЛ предусматривает атомарную инжекцию тритонов и(или) дейтонов с энергией 65–250 кэВ в относительно холодную (0.6–1.0 кэВ) и плотную ($(1 - 3) \times 10^{14}$ см⁻³) мишенную плазму [4, 9, 10]. При перезарядке и ионизации инжектированных атомарных пучков в плазме формируется популяция быстрых частиц с пиковой плотностью $(1 - 5) \times 10^{14}$ см⁻³. Нейтроны возникают при взаимодействии быстрых частиц между собой и с дейтонами мишенной плазмы. Торможение быстрых частиц (или кулоновских столкновениях с частицами мишенной плазмы) ведет к передаче энергии от них к мишенной плазме и обеспечивает поддержание ее энергетического баланса. При невысокой температуре мишенной плазмы быстрые ионы тормозятся быстрее, чем испытывают заметное угловое рассеяние. Соответственно, их угловое распределение достаточно узкое. Это позволяет добиться локального усиления потока нейтронов в испытательной зоне длиной ~ 1 м и радиусом ~ 6 см до 2–4 МВт/м² (при мощности инжекции 20–40 МВт).

Для экспериментальной проверки концепции ГДЛ и создания экспериментальной базы данных,

необходимой для проектирования нейтронного источника, в начале 1986 г. в Институте ядерной физики СО РАН была введена в действие модель ГДЛ [11, 12]. Программа физических экспериментов на данной установке включает следующие вопросы: изучение МГД-устойчивости двухкомпонентной плазмы при аксиально-симметричной конфигурации магнитного поля [13] и ее поведения при атомарной инжекции [14], исследование накопления и удержания популяции быстрых ионов [15], изучение различных каналов потерь энергии и вещества из системы [16, 17]. Основным требованием при проектировании ГДЛ была возможность получения ответа на вопрос о возможности удержания столкновительной плазмы в открытой ловушке и формирования популяции быстрых ионов при максимальной простоте конструкции. Поэтому первоначально установка была ориентирована на проведение “распадного” эксперимента, когда в предварительно созданную с помощью плазменной пушки мишенную плазму с плотностью $(1 - 5) \times 10^{15}$ см⁻³ и температурой несколько электронвольт инжектировались пучки атомов водорода с энергией 15 кэВ, эквивалентным током 200–250 А и длительностью 250 мкс. Для обеспечения МГД-устойчивости плазмы использовались расширители – наиболее простой в инженерном плане тип МГД-стабилизатора [18]. В расширителе кривизна силовых линий магнитного поля положительна, а плотность истекающей за пробочной плазмы достаточна для обеспечения МГД-устойчивости плазмы в целом. Первые эксперименты на установке ГДЛ [11] продемонстрировали устойчивое удержание мишенной плазмы. Однако накопление быстрых ионов и нагрев мишенной плазмы ограничивались рядом обстоятельств:

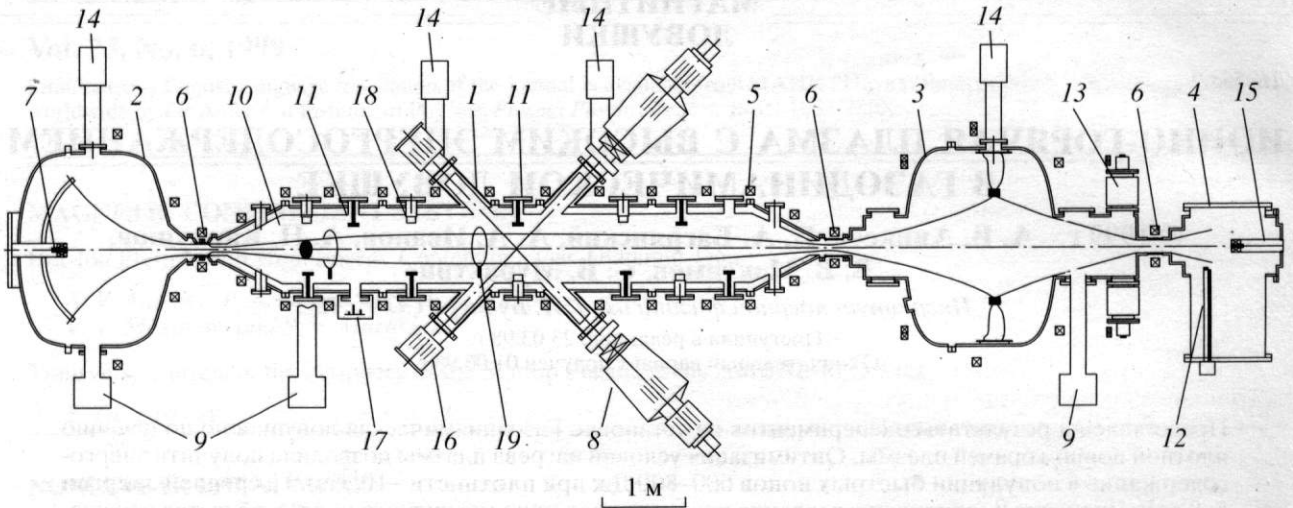


Рис. 1. Схема установки ГДЛ: 1 – центральная вакуумная камера; 2 – вакуумная камера расширителя; 3 – вакуумная камера антипробкотрона (каспа); 4 – торцевой бак; 5 – катушки основной магнитной системы; 6 – катушки пробков; 7 – плазменная пушка; 8 – атомарные инжекторы; 9 – турбомолекулярные насосы; 10 – первая стенка; 11, 12 – электродуговые испарители титана; 13 – сублимационно-гетерные насосы; 14 – гелиевые криосорбционные насосы; 15 – до-полнительная плазменная пушка; 16 – поглотители пучков нейтралов; 17 – масс-спектрометр; 18 – быстрые манометры; 19 – диамагнитные петли.

при накоплении быстрых частиц они увеличивали дестабилизирующий вклад в устойчивость центральной части ловушки. При этом стабилизирующий вклад в устойчивость расширителей оказывался недостаточным для обеспечения устойчивости двухкомпонентной плазмы применительно к условиям экспериментов на установке ГДЛ;

взаимодействие быстрых атомов перезарядки со стенками вакуумной камеры приводило к ухудшению вакуумных условий и, как следствие, значительным перезарядным потерям быстрых частиц;

длительность атомарной инжекции была недостаточной для установления стационарного состояния по накоплению быстрых частиц, время торможения быстрых частиц на электронах мишенной плазмы было сравнимо с длительностью атомарной инжекции.

Эти обстоятельства послужили побудительными причинами для модернизации установки ГДЛ. В результате поиска более эффективных способов МГД-стабилизации было предложено использовать концевой антипробкотрон (каспа) [19], эксперименты с использованием которого были начаты в 1991 г. [20]. В 1989–90 гг. были выполнены работы по увеличению длительности атомарной инжекции [17]. В 1995–97 гг. проведена оптимизация системы атомарной инжекции с целью увеличения тока атомарной инжекции [21]. Для улучшения вакуумных условий, начиная с 1994 г., на установке применяется нанесение титанового покрытия на первую стенку вакуумной камеры [22].

Изложению и обсуждению результатов экспериментального исследования возможности накопления и удержания популяции быстрых ионов в ГДЛ, которые были получены в результате проведения модернизации установки, посвящена настоящая работа. Во втором разделе содержится описание экспериментальной установки, приведен «сценарий» эксперимента по накоплению быстрых ионов. В третьем и четвертом разделах представлены результаты работ по модернизации установки ГДЛ. В разд. 3 рассмотрено влияние устойчивости мишенной плазмы на накопление быстрых частиц, обоснована необходимость использования каспа в качестве МГД-стабилизатора. Раздел 4 посвящен исследованию роли вакуумных условий в энергобалансе быстрых частиц, кратко представлены результаты изучения свойств первой стенки на перенос нейтральных частиц. В пятом разделе представлены первые экспериментальные результаты, полученные после оптимизации системы атомарной инжекции, проведено сравнение экспериментальных данных с численными оценками. В разд. 6 проанализирована возможность дальнейшего увеличения энергосодержания в быстрых ионах, β и электронной температуры в экспериментах на ГДЛ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема газодинамической ловушки, поясняющая ее устройство, приведена на рис. 1. Установка ГДЛ состоит из центральной части (1) (осесимметричного пробкотрона с расстоянием между пробками 7 м), к концам которого пристыкованы

торцевые баки, выполняющие роль МГД-стабилизаторов (2, 3). В одном из торцевых баков (расширителе) расположена плазменная пушка для создания мишенной плазмы (7). Для нагрева мишенной плазмы и формирования популяции быстрых ионов в центре ловушки расположены шесть инжекторов "Старт" [23] (8). Основные параметры экспериментальной установки приведены в табл. 1.

Магнитное поле центрального пробкотрона формируется двумя пробочными узлами (6) и двенадцатью катушками (5), установленными на вакуумной камере. Пробочный узел состоит из двух катушек: наружной, соединенной последовательно с катушками пробкотрона, и внутренней, имеющей независимый источник питания. Источником питания катушек центральной части пробкотрона служит конденсаторная батарея. Полупериод колебания в этой системе ~ 100 мс, а максимальное достижимое поле на оси в экваториальной плоскости 2.2 кГс.

Без включения внутренней катушки пробочного узла пробочное отношение могло составлять 12.5 или 25 в зависимости от способа коммутации. Внутренняя катушка использовалась для увеличения магнитного поля в пробках до 160 кГс. Время нарастания тока в этой катушке ≈ 1.5 мс, это позволяло уменьшить пробочное отношение на стадии создания в ловушке мишенной плазмы.

Для обеспечения МГД-устойчивости плазмы можно с помощью системы специальных катушек создавать в торцевых баках конфигурацию магнитного поля типа "расширитель". Кроме того, в одном из них имелись специальные катушки, создающие магнитную конфигурацию типа "анти-пробкотрон" (касп) [24], рис. 1. В экспериментах использовались оба варианта стабилизатора.

Вакуумная камера состоит из четырех основных объемов: центральной камеры (1), бака-расширителя (2), основной камеры "каспа" (3) и торцевого бака "каспа" (4). Центральная камера включает в себя инжекционную секцию с пристыкованными к ней атомарными инжекторами (8) и два цилиндрических участка с набором фланцев для установки диагностического оборудования. Камеры изготовлены из нержавеющей стали и уплотнены резиновыми уплотнениями. Суммарный объем вакуумной камеры установки ~ 17 м³. Базовая высоковакуумная откачка до давления $(2-4) \times 10^{-6}$ Тор осуществляется тремя турбомолекулярными насосами ТМН-1500 (9). Вакуумная камера изнутри покрыта специально подготовленной облицовкой, выполняющей роль первой стенки (10). Первая стенка собрана из предварительно отпескоструенных и отожженных пластин из нержавеющей стали. С помощью системы электродуговых испарителей титана [22] (11, 12) в течение кратковременных импульсов на первую стенку наносится несколько монослоев тита-

Таблица 1. Параметры экспериментальной установки ГДЛ

Параметр	Значение
Полная длина установки (L_{tot})	14 м
Расстояние между пробками (L)	7 м
Магнитное поле:	
в пробках (B_m)	25–160 кГс
в центре (B_0)	до 2.2 кГс
в щели каспа (B_r)	17.6 кГс
в пробке каспа (B_{mc})	50 кГс
Рабочее давление (перед инжекцией плазмы) (p_0)	$(0.5-20) \times 10^{-7}$ Торр
Энергия инжекции (E_0)	6–18 кэВ
Мощность инжекции (P_{NB})	до 4.2 МВт
Длительность инжекции (τ_{NB})	0.25–1.2 мс
Угол инжекции (θ_{NB})	45°

на. Титановые испарители расположены так, чтобы обеспечить равномерное нанесение титана на первую стенку. Дуговые испарители включаются за несколько секунд до рабочего импульса установки. Кроме того, имеются четыре гелиевых криосорбционных насоса (14) и система импульсных сублимационно-гетерных насосов (13). Включение криогенных насосов и титановых распылителей позволяет довести начальный вакуум до 5×10^{-8} Тор.

Заполнение газодинамической ловушки плазмой температурой 3–10 эВ осуществляется с помощью плазменной пушки (7) [25], расположенной в баке-расширителе. Длительность ее работы до 4.5 мс. Изменяя длительность работы плазменной пушки, режим ее работы и конфигурацию магнитного поля в расширителе, можно было получать предварительную плазму с плотностью от 5×10^{12} до 1.5×10^{14} см⁻³, радиусом¹ 5–10 см. Вторая такая же пушка (15) располагалась в торцевом баке для независимого заполнения каспа.

Система инжекции состоит из шести инжекторов "Старт" [23, 26], расположенных двумя группами с боковых сторон центрального пробкотрона. Пучки инжектировались в экваториальную плоскость под углом 45° к оси. Угловой разброс пучков не превышал вдоль оси установки 5×10^{-2} , в перпендикулярном направлении – 10^{-2} рад. Неоднородность магнитного поля в месте инжекции приводила к появлению дополнительного разброса захваченных ионов по питч-углам, величина разброса была меньше $\pm 0.5^\circ$. Длительность импульса инжекции первоначально составляла 250 мкс, в ходе работ по модернизации системы инжекции она была увеличена до 1.2 мс. Энергия

¹ Полуширина по уровню e^{-1} .



Рис. 2. Временная диаграмма работы газодинамической ловушки.

инжектируемых атомов изменялась в диапазоне от 6 до 18 кэВ, полная инжектированная в плазму мощность до 4.2 МВт.

На рис. 2 представлена временная диаграмма, иллюстрирующая последовательность работы различных систем установки. Системы питания основного соленоида и катушек стабилизаторов включались так, чтобы магнитные поля, создаваемые ими, достигали максимума одновременно. Запуск источника плазмы производился за 3–5 мс до достижения максимума тока в магнитной системе. Для увеличения магнитного поля в пробках в любой момент времени независимо могли быть включены внутренние катушки пробочных узлов. Катушка пробочного узла, через который ловушка заполнялась плазмой, включалась за 1–1.5 мс до выключения плазменной пушки, что позволяло получить более плотную мишенную плазму. Катушка второго пробочного узла обычно запускалась за 1 мс до начала работы плазменного источника. При работе с каспом он заполнялся плазмой, истекающей из центральной части. Кроме того, плотность плазмы в каспе могла быть увеличена при включении дополнительной пушки в торцевом баке. В этом случае плотность плазмы в каспе составляла 5×10^{11} – 10^{13} см⁻³. После заполнения ловушки мишенной плазмой в нее инжектировались атомарные пучки. Инжекция атомарных пучков приводила к образованию популяции плещущихся ионов. В результате торможения ионов на электронах плазмы температура мишенной плазмы увеличивалась до 20–100 эВ.

При длительности атомарной инъекции 250 мкс инъекция велась, как правило, при выключенной плазменной пушке, и реализовывалась схема

“распадного” эксперимента. Так как характерные времена изучаемых процессов (развитие МГД-неустойчивостей, торможение быстрых ионов и др.) заметно меньше времен продольных потерь, была возможность изучения основных физических вопросов поведения плазмы в газодинамической ловушке в условиях “распадного” эксперимента. При длительности атомарной инъекции 1.2 мс времена продольных потерь становятся меньше длительности инъекции. В этих экспериментах инъекция велась при работающей плазменной пушке, обеспечивающей подпитку веществом, что позволяло реализовать квазистационарную ситуацию по накоплению быстрых ионов и нагреву мишенной плазмы.

Для измерения параметров мишенной плазмы и быстрых ионов использовался специальный набор диагностик [27, 28]. Для контроля работы системы инъекции и измерения мощности инъекции производилась регистрация импульсов ускоряющих напряжений, токов пучков, токов запирающих секток ионно-оптических систем. Прошедшие через плазму пучки регистрировались calorimetрами, пирозлектрическими болометрами и набором вторично-эмиссионных датчиков, установленных на каждом из приемников пучков (16). Мощность, захватываемая в плазму, определялась по измерениям ослаблений нагревных атомарных пучков. Энергосодержание в популяции горячих ионов и в мишенной плазме определялось из данных диамагнитных петель (19), охватывавших плазменный шнур. Профиль плотности плазмы в центральной части ловушки измерялся методом активной корпускулярной диагностики, аналогичным описанному в [29]. Для измерения температуры электронов в центре ловушки использовалась система томсоновского рассеяния. Для измерения профиля плотности и температуры плазмы на периферии и в каспе применялись подвижные тройные зонды. Перемещая зонд по радиусу от выстрела к выстрелу, можно было определять радиальное распределение параметров плазмы с пространственным разрешением ~ 2.5 мм. Линейная плотность плазмы в центральной части измерялась по ослаблению нагревных атомарных пучков. Линейная плотность плазмы, истекающей через пробку, контролировалась СВЧ-интерферометром. Для измерения радиационных потерь и потерь, связанных с перезарядкой, использовалась система пирозлектрических болометров, расположенных на стенках вакуумной камеры на различных расстояниях от центральной плоскости ловушки. Мощность продольных потерь через пробки измерялась подвижными болометрами. Потери энергии в “тени” лимитеров измерялись calorimetрами. Для измерения локальной функции распределения быстрых ионов использовался анализ атомов перезарядки на искусственной мишени [30] с помощью 12-канального электрического энергоанализатора. Для из-

мерения давления внутри вакуумной камеры во время выстрела использовались импульсные датчики инверсно-магнетронного типа [22] (18). Существующая на установке автоматизированная система сбора, обработки информации и управления установкой позволяла оперативно (в каждом выстреле) контролировать параметры плазмы, требуемые для изучения энергобаланса при нагреве, мониторировать работу инжекторов, подготовку вакуумных условий и другие операции в промежутках между рабочими импульсами.

3. ВЛИЯНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ МИШЕННОЙ ПЛАЗМЫ НА НАКОПЛЕНИЕ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ

Первоначально в качестве МГД-стабилизатора в экспериментах с атомарной инжекцией использовались расширители. Было показано, что при благоприятной кривизне силовых линий магнитного поля в расширителях плазма устойчива на начальной стадии накопления быстрых частиц. Энергосодержание в быстрых частицах составляло 60–140 Дж, электронная температура возрастала с 3–5 до 15–20 эВ. Тем не менее, начиная с некоторого момента времени (100–200 мкс после начала инжекции), поведение мишенной плазмы при мощности инжекции ≥ 1 МВт проявляло черты, характерные для МГД-неустойчивых режимов удержания. Это выражалось в смещении плазменного столба и уширении профиля плотности в течение нагрева. При этом плотность плазмы в гало, опиравшемся вдоль силовых линий на лимитеры, возрастала при длительности инжекции 1.2 мс в 3–5 раз. Вместе с тем температура мишенной плазмы была в несколько раз меньшей ожидавшейся из вычислений, основанных на балансных уравнениях. О появлении дополнительных потерь свидетельствовала также зависимость временного поведения электронной температуры, которая в выстрелах с различной захваченной мощностью была различной (рис. 3). При мощности нагрева ~ 100 кВт температура плазмы нарастала в течение всего импульса. При увеличении мощности наблюдалась тенденция к насыщению и рост температуры плазмы прекращался на более ранних стадиях.

МГД-устойчивость плазмы в ГДЛ обеспечивается потоком вытекающей через пробки мишенной плазмы. Популяция быстрых ионов в центральной части находится в области с неблагоприятной кривизной силовых линий и вносит дестабилизирующий вклад в устойчивость. В этом случае, если энергосодержание в быстрых ионах растет быстрее, чем в мишенной плазме, то наступает момент, когда система достигает границы устойчивости. Время, когда происходит потеря устойчивости, зависит от мощности инжекции, а также соотношения между временами перезарядки,

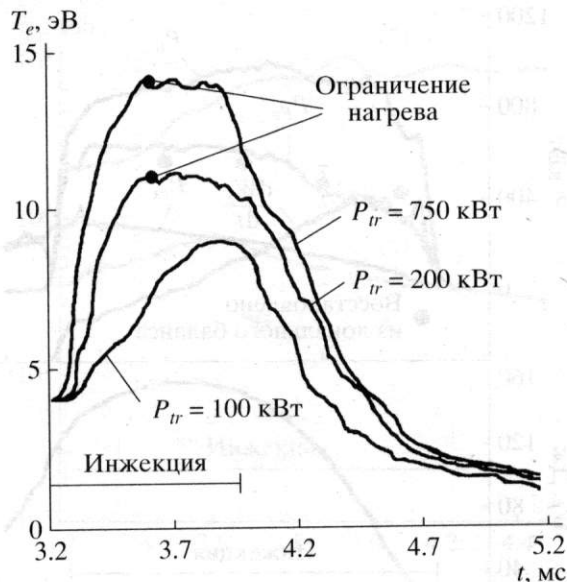


Рис. 3. Временное поведение температуры в выстрелах с различной захваченной мощностью (выстрелы № 29–35 (24.05.91)).

торможения и времени энергетических потерь из мишенной плазмы.

Анализ перехода через границу устойчивости при нагреве [31] показал, что для обеспечения МГД-устойчивости плазмы при инжекции атомарных пучков необходимо использовать более эффективные, по сравнению с расширителем, МГД-стабилизаторы. В результате поисков альтернативных, более «жестких», способов стабилизации было предложено использовать в качестве стабилизатора для газодинамической ловушки торцевую ячейку — «антипробкотрон» (касп) [19], в котором истекающая через пробку плазма удерживается в газодинамическом режиме. Требуемый запас устойчивости при использовании каспа обеспечивается за счет более высокой, по сравнению с расширителем, плотности захваченной плазмы.

Переход на использование каспа в качестве МГД-стабилизатора позволил увеличить температуру мишенной плазмы до 35–45 эВ и поднять энергосодержание в быстрых частицах до 160 Дж.

Результаты изучения глобального энергобаланса (рис. 4) (выполненные по методикам, изложенным в [27]) показывают, что доминирующими каналами потерь являются перезарядка и торможение на электронах; соотношение между характерными временами этих процессов определяет эффективность передачи энергии от быстрых ионов плазме. На основе данных об энергосодержании быстрых частиц, мощности перезарядных потерь и потерь на торможение определялись величины характерных времен торможения и перезарядки. Поведение времен перезарядки и торможения

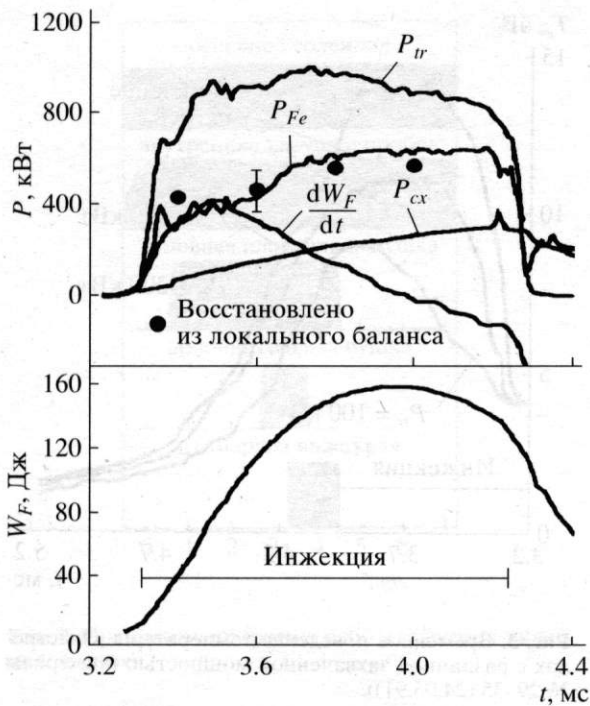


Рис. 4. Энергобаланс и энергосодержание быстрых ионов в процессе инъекции. P_{tr} – захваченная в плазму мощность, W_F – энергосодержание в быстрых частицах, P_{ex} – мощность перезарядки, P_{Fe} – мощность торможения быстрых частиц на электронах мишени плазмы. Выстрел № 565 (05.05.93).

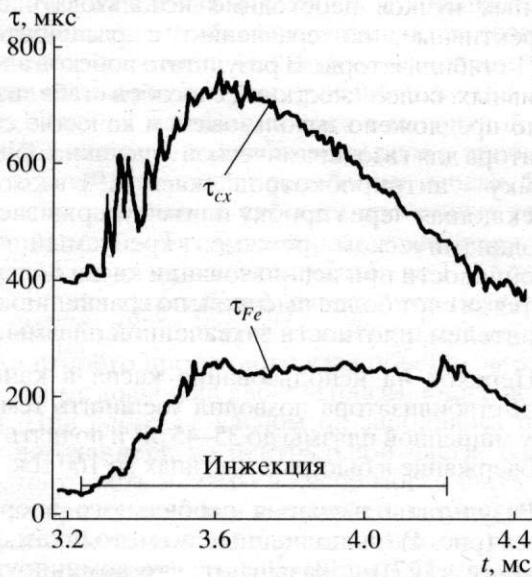


Рис. 5. Эффективные времена перезарядки τ_{ex} и торможения быстрых ионов τ_{Fe} (выстрел № 565 (05.05.93)).

быстрых ионов в течение импульса инъекции показано на рис. 5. В начальные моменты время перезарядки соответствует давлению остаточного газа в вакуумной камере перед выстрелом. Затем

оно возрастает, достигая максимума примерно через 400 мкс после начала инъекции. В последующие моменты время перезарядки уменьшалось в результате прихода газа со стенок вакуумной камеры с характерными пролетными временами порядка 500–700 мкс.

4. РОЛЬ ВАКУУМНЫХ УСЛОВИЙ В ЭНЕРГОБАЛАНСЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Приход газа со стенок вакуумной камеры, из инжекторных трактов и с приемников атомарных пучков приводит к потерям быстрых ионов из ловушки и росту радиационных потерь из плазмы. Основным источником нейтралов является взаимодействие атомов перезарядки с энергией ~ 10 кэВ со стенками вакуумной камеры. При взаимодействии быстрого нейтрала со стенкой возникало ~ 50 нейтралов (коэффициент рециклинга составлял 50). Для уменьшения коэффициента рециклинга в ГДЛ было применено нанесение титана на первую стенку [32, 22]. Для увеличения временной задержки в приходе газа из инжекторных трактов и с приемников пучков были увеличены их вакуумные объемы и установлены дополнительные жалюзи. При нанесении титана давление газа перед плазменным разрядом составляло $\sim 2 \times 10^{-7}$ Тор. На рис. 6 показана временная эволюция эффективного времени перезарядки при нанесении титана на первую стенку; для сравнения приведены результаты, полученные в экспериментах, когда роль первой стенки играла поверхность вакуумной камеры без дополнительного нанесения титана. Результаты экспериментов показали, что при использовании титанового покрытия первой стенки коэффициент рециклинга составил 0.6–1 [22]. В течение всего времени инъекции время перезарядки возрастало и было много больше времени торможения быстрых ионов на электронах плазмы.

При уменьшении коэффициента рециклинга изменились как полная мощность перезарядки (с 400–600 до 30–50 кВт), так и ее распределение вдоль оси установки (рис. 7). Если до нанесения титанового покрытия максимум потока атомов перезарядки находился в области отражения быстрых ионов, где их плотность пикирована, то после титанирования первой стенки распределение мощности перезарядки стало практически однородным. Так как плотность быстрых ионов в области отражения в 3–5 раз превышает ее значение в центре ловушки, то это свидетельствует о том, что существенную роль в потере быстрых ионов вносит их перезарядка на инжектируемых пучках и теплых нейтралах, возникающих при захвате атомарных пучков. Данный вывод подтверждается и результатами модельных расчетов, выполненных с использованием кода TUBE [33, 22].

Уменьшение мощности потерь, связанных с перезарядкой быстрых ионов, приводило к увеличению энергосодержания в быстрых ионах и в мишенной плазме. На рис. 8 показана зависимость энергосодержания в мишенной плазме от энергосодержания в быстрых ионах для различных режимов удержания и различных вакуумных условий, точки с энергосодержанием в мишенной плазме больше 80 Дж получены при использовании каспа в качестве МГД-стабилизатора и нанесении титанового слоя на первую стенку. При этом время удержания энергии в системе составляло ~0.3 мс и было вдвое больше, чем в режимах с плохими вакуумными условиями. Суммарное энергосодержание в мишенной плазме и быстрых ионах превысило 400 Дж, электронная температура превышала 70 эВ, оценки пиковой плотности быстрых частиц в областях отражения давали величину $\sim 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

5. ПОЛУЧЕНИЕ ИОННО-ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ С $\beta \sim 1$ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ ПРИ ОПТИМИЗАЦИИ СИСТЕМЫ АТОМАРНОЙ ИНЖЕКЦИИ

Анализ возможности получения на установке ГДЛ популяции быстрых ионов с параметрами, приближенными к параметрам нейтронного генератора и его водородного прототипа [34], показал, что получение более высоких параметров быстрых ионов и мишенной плазмы в ГДЛ возможно при увеличении мощности и длительности атомарной инжекции. В условиях эксперимента при длительности атомарной инжекции 1.2 мс максимум инжектированной мощности составлял 2.0–3.0 МВт. Между инжекторами существовал разброс в токе и энергии инжекции. Для увеличения тока атомарной инжекции, повышения стабильности работы инжекторов, улучшения формы импульсов тока на инжекторах были заменены одноклапанные генераторы плазмы на генераторы с двумя независимыми газовыми клапанами, были частично заменены изношенные элементы ионно-оптических систем, выполнены работы по повышению надежности систем электропитания. Использование новой автоматизированной системы управления и контроля работой инжекторов позволило оперативно контролировать их работу, провести более точную настройку систем электропитания. Благодаря этим мероприятиям оказалось возможным увеличить инжектированную мощность с 2.2 до 4.2 МВт. Для этого параметры всех шести атомарных пучков были доведены до параметров лучших (эквивалентный ток в нейтралах с одного инжектора 40–45 экв. А, энергия инжекции 15–17 кэВ). Полная инжектированная мощность и мощность, захваченная в плазму, в экспериментах после оптимизации системы атомарной инжекции показаны на рис. 9.

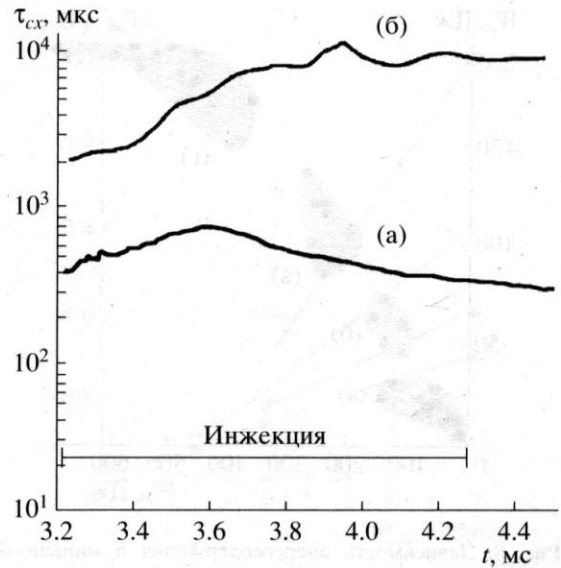


Рис. 6. Эффективные времена перезарядки быстрых ионов: а – без нанесения титанового покрытия на первую стенку (выстрел № 565 (05.05.93)); б – при нанесении титанового покрытия (выстрел № 376 (24.05.95)).

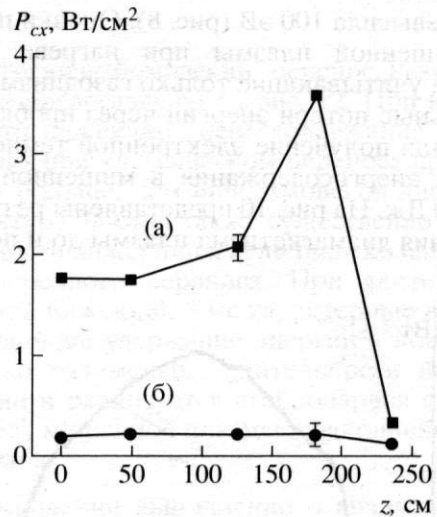


Рис. 7. Распределение мощности перезарядки вдоль вакуумной камеры: а – без нанесения титанового покрытия на первую стенку (выстрел № 565 (05.05.93)); б – при нанесении титанового покрытия (выстрел № 376 (24.05.95)).

Наряду с увеличением мощности атомарной инжекции для достижения более высоких параметров плазмы была применена тщательная подготовка первой стенки вакуумной камеры (напыление титана), увеличен захват инжектированных пучков за счет увеличения плотности мишенной плазмы. Это позволило увеличить энергосодержание в быстрых частицах до 600–800 Дж, в мишенной плазме до 210 Дж, электронная темпера-

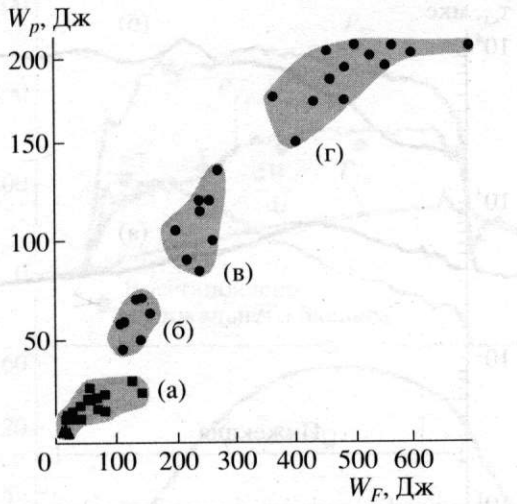


Рис. 8. Зависимость энергосодержания в мишенной плазме от энергосодержания в быстрых ионах: а – при использовании расширителя в качестве МГД-стабилизатора; б, в, г – при использовании каспа; в, г – при нанесении титанового покрытия; г – после оптимизации системы атомарной инжекции.

тура превысила 100 эВ (рис. 8). Оценки параметров мишенной плазмы при нагреве в этом режиме, учитывающие только газодинамические продольные потери энергии через пробки, предсказывали получение электронной температуры 160 эВ, энергосодержания в мишенной плазме 270–280 Дж. На рис. 10 представлены результаты измерения диамагнетизма плазмы до и после оп-

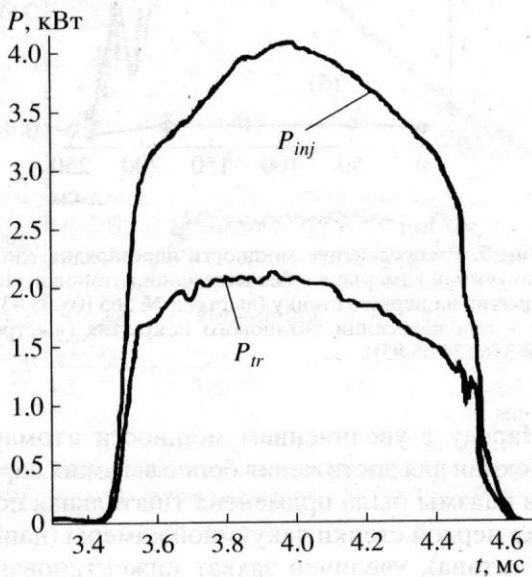


Рис. 9. Временные зависимости инжектированной и захваченной мощности атомарных пучков. Выстрел № 314 (30.05.97).

тимизации системы атомарной инжекции. Диамагнетизм измерялся петлей, расположенной в центральном сечении ГДЛ, и был пропорционален суммарному энергосодержанию в двухкомпонентной плазме. Увеличение мощности атомарной инжекции позволило увеличить энергосодержание более чем в 1.5–2 раза. При этом время удержания энергии в системе практически не изменилось.

Анализ полученных экспериментальных данных проводился с использованием численных моделей. Для моделирования поведения быстрых ионов и нейтральной компоненты использовались численные коды, основанные на применении метода Монте-Карло [33, 35] FIT (Fast Ion Transport code) и TUBE [22]. Результаты использования этих моделей показывают, что после оптимизации системы атомарной инжекции плотность быстрых ионов с энергией 3–10 кэВ в областях их отражения достигает значения $\sim 1 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, максимальное значение β около 20%.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Дальнейшее продвижение по параметрам плазмы в ГДЛ возможно при увеличении энергии и тока атомарной инжекции. Анализ возможностей использования инжекторов типа “Старт” [23] показывает, что при модернизации систем питания атомарных инжекторов и доработке их ионно-оптических систем можно увеличить энергию инжекции до 25 кэВ, полный ток до 360 А и длительность до нескольких мс. Детальные расчеты

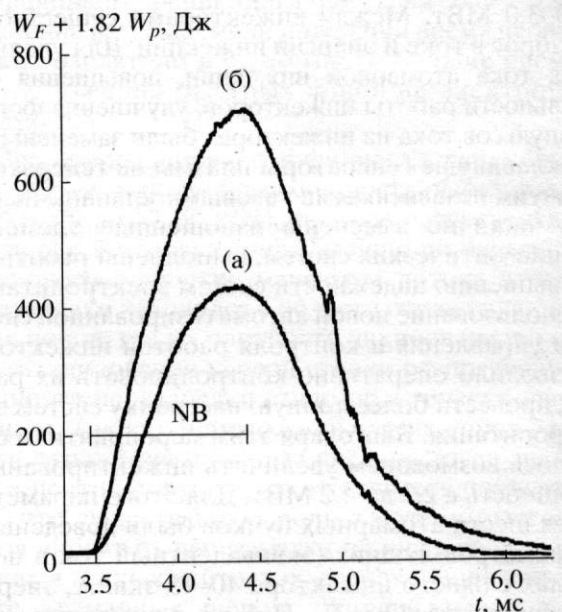


Рис. 10. Результаты диамагнитных измерений: а – до (выстрел № 176 11.06.96) и б – после (выстрел № 314 30.05.97) оптимизации системы атомарной инжекции.

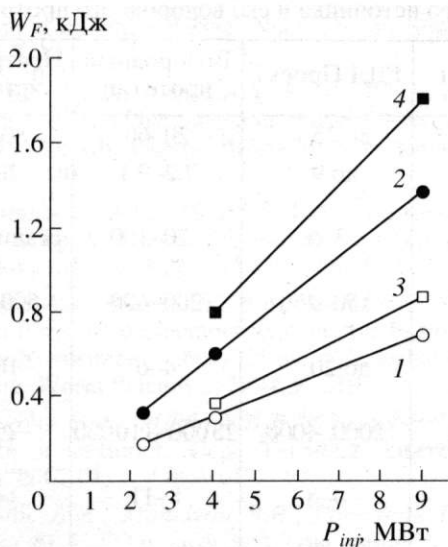


Рис. 11. Зависимость максимального энергосодержания в быстрых ионах от мощности инжекции для различных параметров мишенной плазмы и длительности инжекции. 1, 2 – электронная температура 33 эВ; 3, 4 – 70 эВ; 1, 3 – длительность инжекции 1 мс; 2, 4 – 3 мс.

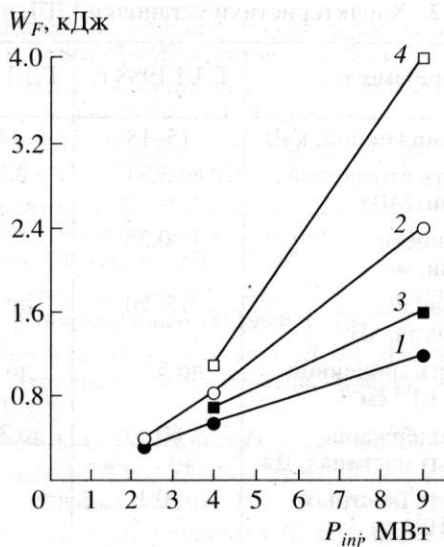


Рис. 12. Зависимость максимального энергосодержания в быстрых ионах от мощности инжекции для различных коэффициентов поперечного переноса в мишенной плазме и длительности инжекции. Расчеты выполнялись для классических (2, 4) и бомовских (1, 3) поперечных потерь при длительности атомарной инжекции 1 мс (1, 2) и 3 мс (3, 4).

с использованием кинетической модели для быстрых ионов приведены в [34].

Моделирование параметров мишенной плазмы проводилось двумя способами. В первом варианте параметры мишенной плазмы брались из экспериментов. Во втором варианте задавались параметры плазмы на момент начала инжекции и распределения потока вещества и температуры плазмы из плазменной пушки, и проводился самосогласованный расчет поведения двухкомпонентной плазмы. При этом расчеты велись как для классического, так и бомовского коэффициентов поперечного переноса.

Результаты расчетов для экспериментальных зависимостей профилей температуры и плотности мишенной плазмы представлены на рис. 11. Если предположить, что при увеличении мощности и длительности инжекции (что дает оценку снизу) параметры плазмы остаются неизменными, то возможно получение энергосодержания в быстрых ионах 1200–1800 Дж и, соответственно, β в области остановки быстрых ионов $>20\%$. Расчеты, выполненные для улучшенных вакуумных условий (уменьшении плотности нейтрального газа с 3×10^9 до 1×10^9 см⁻³), показали, что в этом случае энергосодержание в быстрых частицах увеличивается только на $\sim 20\%$.

Решение самосогласованной задачи (учитывающей зависимость параметров плазмы от мощности нагрева) осложнено недостаточной информацией о коэффициентах поперечного переноса. Поэтому были проанализированы крайние случаи:

классический и “бомовский” перенос. Результаты расчетов представлены на рис. 12. При высокой мощности инжекции энергосодержание в быстрых ионах при классическом переносе примерно в 2 раза больше, чем при бомовской диффузии. Температура плазмы также существенно зависит от мощности инжекции и величины коэффициентов поперечного переноса. При длительности атомарной инжекции 3 мс характерные времена, определяющие удержание энергии в ловушке, несколько раз меньше длительности импульса инжекции и реализуется стационарная ситуация по нагреву мишенной плазмы и накоплению быстрых ионов.

На основании выполненного анализа можно сделать вывод, что получение $\beta > 20\%$ возможно при увеличении мощности атомарной инжекции. Расчеты показывают, что даже в случае, когда температура плазмы не увеличится при увеличении мощности нагрева, можно получить энергосодержание в быстрых ионах до 1800 Дж, что соответствует значению β в области отражения быстрых ионов более 20%. Если же учитывать только классические поперечные потери из мишенной плазмы, то расчеты предсказывают получение β в диапазоне 45–75%, электронная температура при этом может достигь 200–250 эВ, энергосодержание в быстрых ионах 2.5–4 кДж. При столь высоких значениях β возможно нарушение устойчивости баллонных мод [20], для их подавления может потребоваться изменение формы силовых линий магнитного поля в центральной

Таблица 2. Характеристики установки ГДЛ, проектов нейтронного источника и его водородного прототипа

Параметр	ГДЛ 1988 г.	ГДЛ 1995 г.	ГДЛ 1997 г.	ГДЛ Проект	Водородный прототип	Нейтронный источник
Энергия инжекции, кэВ	15–18	14–17	14–17	до 25	20–60	80–240
Мощность атомарной инжекции, МВт	до 3.8	2.2–3.0	3.8–4.2	до 9	7.2–9.1	20–30
Длительность инжекции, мс	0.25	1.2	1.2	3–5	20–100	стационарно
Электронная температура, эВ	15–20	до 70	до 100	150–250	200–600	600–1000
Плотность мишенной плазмы, 10^{13} см^{-3}	до 5	до 15	до 15	до 20	4–6	10–30
Энергосодержание в быстрых частицах, Дж	60	до 300	600–800	2000–4000	25000–110000	~250000
Плотность быстрых частиц, 10^{13} см^{-3}	0.1	0.5	1	4–8	8–11	14–50
Магнитное поле в центре, кГс	1.72	2.2	2.2	до 4	18	10–20
β , %	до 3	10–15	~20	до 75	10–50	18–65

части ГДЛ. В табл. 2 представлено сравнение параметров плазмы, полученных в экспериментах, и ожидаемых параметров при форсировании инжекции с предполагаемыми параметрами нейтронного генератора и его водородного прототипа. При увеличении мощности инжекции и росте параметров плазмы появятся дополнительные возможности исследования поперечного переноса в ГДЛ, так как в этом случае параметры мишенной плазмы существенно зависят от величины коэффициентов переноса поперек магнитного поля.

Благодарности. Авторы выражают благодарность В.И. Давыденко и П.П. Дейчули за полезные консультации в ходе модернизации систем атомарной инжекции, В.Н. Бородкину, А.Д. Серенко, Н.В. Лиске и Л.В. Анкундинову за техническую поддержку. Авторы признательны К. Ноаку, Ш. Кралю² и Ю.А. Цидулко за полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 96-02-19296, 97-02-18545), Немецкой Службы академических обменов (DAAD) (Referat: 325 Kennziffer: A/95/14244).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мирнов В.В., Рюттов Д.Д. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 9. С. 279.
2. Мирнов В.В., Рюттов Д.Д. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез, 1980. Вып. 1(5). С. 57.
3. Kotelnikov I.A., Mirnov V.V., Nagorny V.P., Ryutov D.D. // Proc. X Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Res. (London, 1984). Nucl. Fusion Suppl. 1985. V. 2. P. 309.
4. Котельников И.А., Рюттов Д.Д., Цидулко Ю.А. и др. Препринт № 90-105. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1990.
5. Coengen F.H., Casper T.A., Correl D.L. et al. // Physics of Alternative Magnetic Confinement Schemes. Proc. of the Intern. School of Plasma Physics "Piero Caldirola", Varenna, 1991. Bologna: Editrice Compositori, 1991. P. 477.
6. Kawabe T., Hrayama S. // Ibid. P. 459.
7. Futch A.H. // Proc. of the Japan-U.S. workshop P-119 on 14 MeV neutron source for material R&D based on plasma devices (Nagoya 1988). Nagoya (Japan), 1988. P. 299.
8. TASKA-Team. Report of Forschungszentrum Karlsruhe, KfK3680, FPA-83-7, UWFDM-600. Karlsruhe, 1984.
9. Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рюттов Д.Д. Препринт № 84-40. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1984.
10. Gorbovsky A.I., Mishagin V.V., Lev V.N. et al. Preprint № 95-90. Novosibirsk: Budker Inst. of Nucl. Physics, 1995.
11. Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Klesov V.V. et al. // Proc. XI Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Res. (Kyoto 1986). Nucl. Fusion Suppl. 1987. V. 3. P. 467.
12. Давыденко В.И., Иванов А.А., Козьминых Ю.Л. и др. Препринт № 86-104. Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1986.
13. Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Karpushov A.N. et al. // Proc. XIII Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Res. (Washington, 1990). Nucl. Fusion Suppl. 1991. V. 2. P. 655.
14. Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Klesov V.V. et al. // Proc. XII Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controll. Nucl.

² Исследовательский центр Росендорф.

Fusion Res. (Nice, 1988). Nucl. Fusion Suppl. 1989. V. 2. P. 483.

15. *Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Klesov V.V. et al.* // XIX Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (Belgrade, 1989). Contrib. Papers. Belgrade: Sava Centar, 1989. V. 4. P. 940.
16. *Багрянский А.П., Иванов А.А., Карпушов А.Н. и др.* // Тр. Всесоюз. совещания по открытым ловушкам (М., 1989). М.: ИАЭ, 1990. С. 187
17. *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Bocharov V.N. et al.* // Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Intern. Conf. Novosibirsk, 1993 / Ed by. A.A. Kabantsev. Singapore: World Scientific, 1994. P. 319.
18. *Бушкова О.А., Мирнов В.В.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез, 1986. Вып. 2. С. 19.
19. *Иванов А.А., Мишагин В.В., Росляков Г.В., Цидулко Ю.А.* // Тр. Всесоюз. совещания по открытым ловушкам (М., 1989). М.: ИАЭ, 1990. С. 15.
20. *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Bocharov V.N. et al.* // Open Plasma Confinement Systems for Fusion. Intern. Conf. Novosibirsk, 1993 / Ed by. A.A. Kabantsev. Singapore: World Scientific, 1994. P. 303.
21. *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Deichuli P.P. et al.* // Proc. 24th EPS Conf. on Controll. Fusion and Plasma Phys. (Berchtesgarden, 1997). ECA. V. 21A. Pt. I. P. 385.
22. *Багрянский П.А., Бендер Е.Д., Иванов А.А. и др.* // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 11. С. 979.
23. *Давыденко В.И., Димов Г.И., Морозов И.И. и др.* // Тез. докл. 6-й Всесоюз. конф. по плазменным ускорителям и ионным инжекторам (Днепропетровск, 1986). Днепропетровск, 1986. С. 97.
24. *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Deichuli P.P. et al.* // Phys. Plasmas. 1997. V. 4. № 2. P. 347.
25. *Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В.* // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 970.
26. *Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез. 1983. Вып. 2(12). С. 67.
27. *Аникеев А.В., Багрянский П.А., Бочаров В.Н. и др.* // Физика плазмы. 1994. Т. 20. С. 192.
28. *Багрянский П.А., Бочаров В.Н., Дейчули П.П. и др.* Препринт № 93-70. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1993.
29. *Иванов А.А., Рогозин А.И.* // Там же. С. 179.
30. *Давыденко В.И., Иванов А.А., Карпушов А.Н. и др.* // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 5. С. 427.
31. *Иванов А.А., Карпушов А.Н.* Препринт № 96-02. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1996.
32. *Bagryansky P.A., Bender E.D., Ivanov A.A. et al.* // 1995 IEEE Intern. Conf. on Plasma Science (Madison, Wisconsin, USA, 1995). Abstracts. Madison: University of Wisconsin, 1995. P. 200.
33. *Kumpf H., Krahl St., Noack K. et al.* // Annular Report 1993 of Institute for Safety Research (IFS). Research Center Rossendorf Inc. Rossendorf (Germany), 1993. P. 58.
34. *Карпушов А.Н.* Препринт № 96-84. Новосибирск: ИЯФ СО РАН, 1996.
35. *Noack K., Otto G.* // Annular Report 1995 of Institute for Safety Research (IFS). Research Center Rossendorf Inc. Rossendorf (Germany), 1995. P. 64.

МАГНИТНЫЕ ЛОВУШКИ

УДК 533.932

ПОПЕРЕЧНЫЙ ТОК НА ПЕРИФЕРИИ СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ АМБАЛ-М

© 1999 г. С. Ю. Таскаев

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

Поступила в редакцию 05.01.98 г.

Окончательный вариант получен 20.08.98 г.

В стартовой плазме концевой системы открытой ловушки АМБАЛ-М ранее был экспериментально обнаружен значительный продольный электронный ток. В данной работе изучается ток на периферии плазмы, рассматриваются процессы, приводящие к возникновению поперечного тока, и определяется величина поперечного тока в транспортирующей области. Проведенное рассмотрение позволяет выяснить, что основными особенностями эксперимента, обеспечивающими значительный поперечный ионный ток, являются заполнение ловушки тонким кольцевым потоком и формирование неравновесного распределения радиального электрического поля в плазме потенциалом электродов торцевой пушки. Сделано предположение о механизме генерации продольного электронного тока.

В концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М при использовании плазменной пушки без дополнительных методов нагрева получена горячая мишенная плазма [1]. Выяснено, что поддержание высокой электронной температуры (50 эВ) в пробкотроне не может обеспечиваться нагревом электронов от более горячих ионов в результате кулоновских столкновений [1]. Значительное влияние на нагрев электронов должен оказывать продольный электронный ток величиной порядка 1 кА, текущий от плазменной пушки и экспериментально регистрируемый на всей длине установки [2]. Учет джоулева нагрева (в предположении спитчеровской проводимости) также не позволяет замкнуть энергодоланс электронного компонента [1]. В настоящее время законченной картины происходящих в ловушке процессов, согласующейся со всеми экспериментально измеренными параметрами, нет. Основная сложность связана со множественностью процессов и значительным изменением параметров плазмы в неоднородном магнитном поле. Как шаг в построении полной картины нагрева электронов в настоящей работе ставится конкретно сформулированная частная задача.

В работе проведено изучение замыкания тока в транспортирующей области. Предполагается, что текущий ток поглощается торцом установки, возвращается по проводящей вакуумной камере и замыкается в транспортирующей области по периферии плазмы. В нескольких сечениях лэнгмюровскими зондами измерены радиальные распределения плотности плазмы и плавающего потенциала, а магнитным зондом – радиальные распределения плотности продольного тока. Подробно рассмот-

рены основные классические (столкновительные) процессы, приводящие к поперечному току.

Материал статьи представлен следующим образом. После краткого описания установки и констатации проблемы сформулирована задача. Затем рассмотрены процессы, приводящие к возникновению поперечного тока. Далее оценена величина поперечного тока в транспортирующей области. В Заключении сформулированы основные результаты работы.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

На рис. 1 показана схема эксперимента. Подробное описание установки и основные экспериментальные результаты изложены в [1–3]. Напомним, что используемая плазменная пушка [4] имеет кольцевые катод и анод. Внутри по радиусу находится катод, дальше от оси расположен анод. Газоразрядный канал проецируется на катод и имеет внутренний радиус 5.5 см, внешний 6.5 см. Силовые линии магнитного поля, выходящие с поверхности катода, не проходят через анод. Ни один из электродов пушки не заземлен.

КОНСТАТАЦИЯ ПРОБЛЕМЫ

Возникновение проблемы связано с осознанием противоречия в изначальном представлении о возможном замыкании тока вблизи пушки. На рис. 2 видно, что некоторые силовые линии магнитного поля, выходящие из анода, в спадающем магнитном поле попадают на выступающий заземленный корпус соленоида, выполненного в виде полого цилиндра. Возможно развитие дуг и замыкание тока. И действительно, следы катод-

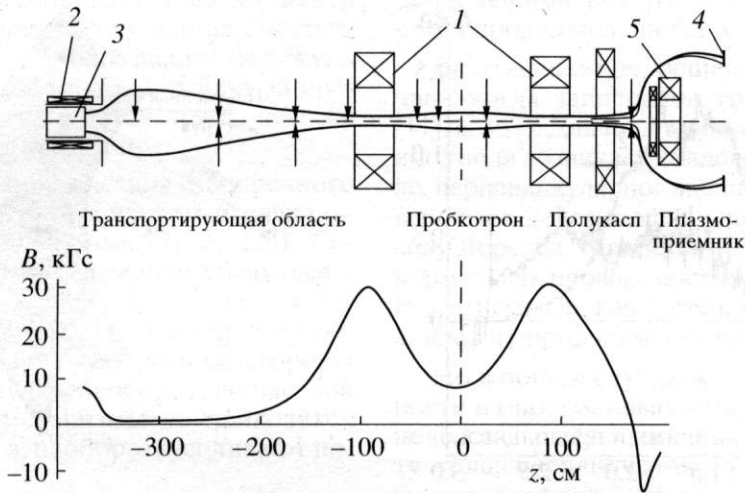


Рис. 1. Концевая система установки АМБАЛ-М и силовая линия, выходящая из плазменной пушки. Внизу – магнитное поле на оси. 1 – катушки пробкотрона, 2 – соленоид пушки, 3 – плазменная пушка, 4 – плазмоприемник, 5 – катушка полукаспа. Стрелками сверху на рисунке отмечены координаты сечений, в которых проводились измерения ленгмюровским зондом, стрелками снизу – магнитным зондом. В транспортирующей области магнитное поле направлено от пушки (N) к пробкотрону (S).

ных пятен обнаруживаются на внутренней поверхности цилиндра. Кажется бы, именно так должен течь электронный ток от заземленного корпуса на анод (кривые 6 на рис. 2). Но тогда потенциал анода в продолжение всей длительности течения тока должен быть положительным и примерно постоянным. Однако представленные на рис. 3 осциллограммы потенциала анода пушки и продольного тока не позволяют подтвердить это предположение. Поэтому полагаем, что основное замыкание тока не обеспечивается дуговым разрядом между анодом и близко расположенным заземленным корпусом. Хотя (с момента времени 1.2 мс) и этот механизм реализуется, о чем свидетельствует также (типичный при окончании дугового разряда) скачок анодного потенциала в момент времени 2.75 мс.

В связи с этой проблемой возникает вопрос о механизме замыкания тока и, следовательно, о возможном механизме генерации обнаруженного продольного тока.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть плазма замагничена и в транспортирующей области занимает некий объем. Граничные условия со стороны пушки (на рис. 1 слева) возьмем следующими: от оси до определенного радиуса силовые линии магнитного поля проецируются на пушку, изолированную от земли; за этим радиусом силовые линии проецируются на заземленный корпус вакуумной камеры. Представляет интерес поверхность, отделяющая внутренний объем плазмы, контактирующей с изолированной пушкой, от внешнего, контактирующей с землей. Выде-

ленность данной поверхности обусловлена тем, что граничные условия позволяют исключить эффект “короткого замыкания тока” проводящими торцами (эффект Саймона [5]). Эта поверхность определяется силовой линией, выходящей с анода на радиусе 8 см, которая показана вблизи пушки кривой 7 на рис. 2. Рассмотрим процессы, приводящие к переносу частиц через такую поверхность. От этого переноса зависит продольный перенос из внутреннего объема через правую границу – вход в пробкотрон.

Известно то, что на этой отделяющей поверхности плотность плазмы падает наружу ($dn/dr < 0$) и электрическое поле направлено наружу ($E_r > 0$).

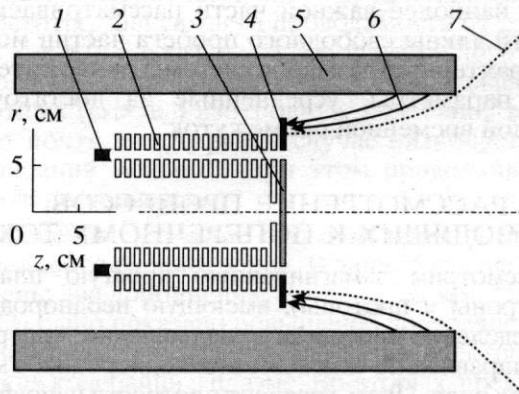


Рис. 2. Область вблизи плазменной пушки. 1 – катод, 2 – изолированные диафрагмы, 3 – внутренняя шайба, 4 – анод, 5 – заземленный корпус соленоида, 6 – возможное направление течения продольного электронного тока, 7 – ограничивающая силовая линия магнитного поля.

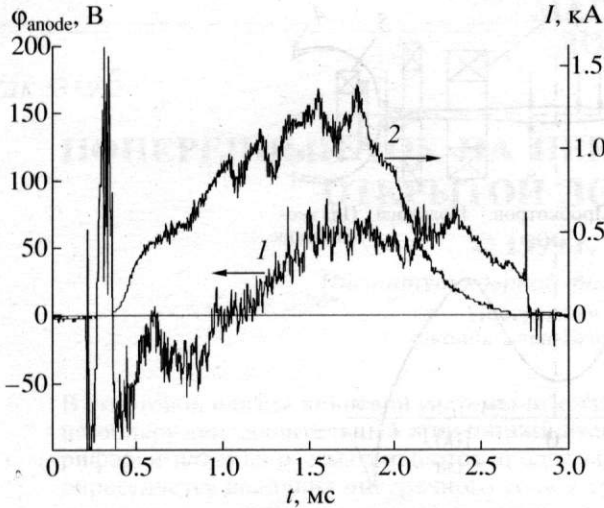


Рис. 3. Осциллограммы потенциала анода пушки (1) и продольного тока в пробкотроне (2), измеренного магнитным зондом на радиусе 11 см.

Этих предположений (экспериментальных фактов) достаточно для дальнейшего рассмотрения переноса частиц.

В работе не рассматривается течение тока до этой поверхности и после. Наличие проводящих торцов (пушка или заземленная вакуумная камера) при простом качественном объяснении (эффект Саймона) приводит к усложнению количественного решения задачи. Рассмотрение поперечного тока только в транспортирующей области обусловлено тем, что измерения в пробкотроне не показывали наличия на периферии обратного продольного электронного тока. Последнее также указывает на отсутствие замыкания тока противоположным торцом. При рассмотрении используется гидродинамическое приближение, применение которого оправдано тем, что в значительной и наиболее важной части рассматриваемой области длины свободного пробега частиц меньше характерных размеров системы, и нас интересуют параметры, усредненные за достаточно большой временной промежуток.

РАССМОТРЕНИЕ ПРОЦЕССОВ, ПРИВОДЯЩИХ К ПОПЕРЕЧНОМУ ТОКУ

Рассмотрим замагниченную простую плазму (электроны и протоны), имеющую неоднородное распределение плотности в направлении, поперечном направлению силовых линий однородного магнитного поля. Пусть градиент плотности направлен вдоль оси x , причем $dn/dx < 0$. В результате ион-ионных кулоновских столкновений за характерное

столкновительное время $\tau_{ii} = \frac{3\sqrt{MT_i}^{3/2}}{4\sqrt{\pi}\lambda e^4 Z^4 n}$ (см., например, [6]) ионы рассеиваются на угол порядка

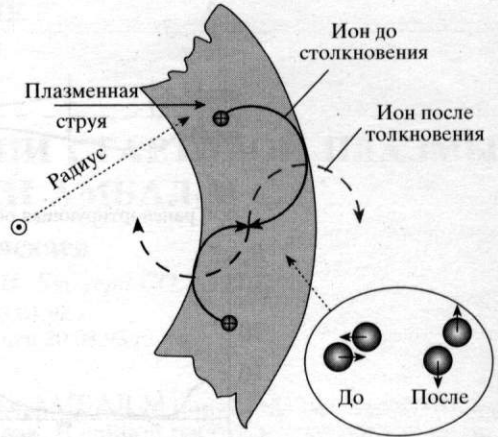


Рис. 4. Схема, иллюстрирующая расплывание кольцевой струи в результате ион-ионных столкновений. Магнитное поле направлено по нормали к плоскости рисунка.

единицы и, соответственно, ведущие центры ионов смещаются в плоскости xu (ось u перпендикулярна оси x и направлению магнитного поля) на расстояние ларморовского радиуса иона ρ_i , а вдоль оси x с равной вероятностью вправо или влево на расстояние $\rho_i/\sqrt{2}$. Через плоскость $x = x_0$ в положительном направлении (слева) за время τ_{ii} пройдет половина частиц из слоя от $x_0 - \rho_i/\sqrt{2}$ до x_0 . Одно-сторонний ток слева равен $j_+ = \frac{1}{2} en_- \frac{\rho_i}{\sqrt{2} \tau_{ii}}$, где n_- и τ_{ii-} – усредненные значения в этом слое. Из-за отсутствия баланса левого и правого тока возникает нескомпенсированный ток $j = j_+ - j_-$, который равен (здесь A – постоянная величина в соотношении $\tau_{ii} = A/n$)

$$j = \frac{1}{2} e \frac{\rho_i}{\sqrt{2}} \left(\frac{n_-}{\tau_{ii-}} - \frac{n_+}{\tau_{ii+}} \right) = \frac{e \rho_i (n_-^2 - n_+^2)}{2^{3/2} A} = \frac{1}{2} \frac{e \rho_i^2}{\tau_{ii}(x_0)} \frac{\partial n}{\partial x}.$$

Таким образом, ток описывается законом Фика $j = -D \nabla n$ с коэффициентом $D = e \rho_i^2 / 2 \tau_{ii}$, зависящим от плотности. Ион-ионные столкновения в узкой плазменной струе приводят к уширению струи, ее расплыванию и, соответственно, к поперечному ионному току. Эта ситуация наглядно демонстрируется примером, представленным на рис. 4. Возьмем тонкую кольцевую плазменную струю в магнитном поле и рассмотрим два иона в струе, находящихся на одинаковом радиусе, но на разных азимутах. В результате столкновения

этих двух ионов между собой под углом 90° центр ларморовской окружности одного иона сместится по радиусу на ларморовский радиус наружу, а другого – вовнутрь, т.е. эти ионы выйдут за пределы струи. Центр их масс останется на том же радиусе, однако струя станет шире.

Хорошо известна компенсация поперечного ионного тока градиентным дрейфом и радиальным электрическим полем (см. [7], с. 229). Согласно [7], для того чтобы наглядно убедиться в компенсации тока, в первом случае следует перейти в систему координат, вращающуюся против часовой стрелки (если смотреть со стороны пушки), а во втором случае, наоборот, по часовой стрелке. Вместе эти механизмы не приводят к компенсации потоков, а, наоборот, усиливают поперечный ток.

По этому поводу можно привести хорошо известные аналогии. Например, электроны более подвижны вдоль силовых линий, и в пробкотроне для их удержания устанавливается более положительный потенциал, чем в пробке. Ионы же более подвижны в поперечном направлении, и для их удержания от выхода наружу должно устанавливаться отрицательное радиальное электрическое поле. У нас имеет место положительное радиальное электрическое поле, такое, что, напротив, способствует поперечному ионному потоку наружу.

Заметим, что формирование на периферии отрицательного электрического поля осуществлялось нами ранее, когда анодом служил не собственно анодный электрод, а внутренняя шайба пушки (3 на рис. 2). В этом случае измеряемый продольный электронный ток уменьшался на порядок по сравнению с обычным подключением электродов плазменной пушки, что может быть объяснено уменьшением поперечного ионного тока.

Вопрос о поперечном токе и проводимости сложен. К проблеме поперечного тока в сильном магнитном поле ($\omega_c \tau \gg 1$, где ω_c – циклотронная частота) обращались неоднократно, см., в частности, ранние работы [5, 8] или книгу Ф. Чена [9], с. 170. Для достижения конкретных целей использовалось выражение обобщенного закона Ома в различных формах [7, 10, 11].

Возьмем обобщенный закон Ома в форме, приведенной в [10], с. 158:

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}] = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} + \frac{1}{enc}[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] - \frac{1}{en} \text{grad } p_e.$$

Здесь $\mathbf{V} = (M\mathbf{v}_i + m\mathbf{v}_e)/(M + m)$ – гидродинамическая скорость.

Если полагать $j = 0$, то получим, что радиальное электрическое поле приводит к азимутальному вращению однородной плазмы. Это частное решение соответствует случаю, когда рассматривается бесконечно длинный плазменный столб и

продольными потерями можно пренебречь или когда продольные потери амбиполярны.

Другое частное решение соответствует случаю, когда запрещены токи Холла ([7], с. 238; [11], с. 367). Для протекания тока поперек магнитного поля возникает холловское электрическое поле, перпендикулярное внешнему полю. Оно уравновешивает действующую на заряженные частицы силу Лоренца. Вследствие этого восстанавливается нормальная проводимость $j_{\perp} = \sigma_{\perp} E_{\perp}$, где $\sigma_{\perp} \approx \sigma_{\parallel}/2$. В этом смысле говорится, что магнитное поле не влияет на проводимость плазмы.

Но в общем случае, когда условие амбиполярности на продольные потери не накладывается и не накладывается никаких условий на компоненту тока, перпендикулярную внешнему полю E_{\perp} (холловский ток), тогда вдоль направления приложенного поперечного электрического поля E_{\perp}

$$\text{текут токи проводимости } j_{\perp} = \frac{\sigma_{\perp}}{1 + (\omega_{ce}\tau_e)^2} E_{\perp}, \text{ су-}$$

щественно подавленные сильным магнитным полем. Именно эта ситуация характерна для данного эксперимента, поскольку нет запрета как на продольный ток (из-за контакта с торцом установки проводящей вакуумной камеры), так и на холловский ток (из-за цилиндричности плазмы).

Теперь обратим внимание на возможное увеличение поперечного тока, связанного с турбулентностью плазмы. Неоднородность проводимости плазмы (классическая – из-за неоднородности электронной температуры) затрудняет протекание холловского тока, и даже малая неоднородность сильно “замагниченной” плазмы может привести к заметному увеличению тока вдоль поперечного электрического поля. Этот эффект был указан в [8] и затем изучен Б.Б. Кадомцевым [12]. В [12] рассматривается турбулентная плазма и показывается, что при среднем азимутальном электрическом поле, равном нулю, в предположении (для простоты) зависимости проводимости от плотности как $\sigma/n = \text{const}$, из-за дополнительного слагаемого $\langle en'E \rangle$ поперечный ток в случае высокочастотных ($\omega > \omega_{ci}$) изотропных колебаний возрастает почти в $\omega_{ce}\tau_e$ раз (в случае низкочастотных колебаний меньше). При этом продольный ток почти не меняется.

Конечно, изучение этого механизма требует отдельного рассмотрения. В данной статье сделаем еще два дополнения. Во-первых, заметим, что в [13] было показано повышение поперечной диффузии плазмы вследствие развития электростатических колебаний в плазме. Во-вторых, предложим качественное объяснение. Пусть азимутальное электрическое поле при равном нулю среднем по обходу значении промодулировано в пространстве синусоидой. Тогда в тех областях, где направление поля совпадает с направлением холловского поля, может восстановиться нормальная проводимость, а в дру-

гих областях – наоборот, уменьшиться до бесконечно малой величины. И в сумме поперечный ток возрастает (в пределе – в $(\omega_{ce}\tau_e)^2/2$ раз) по сравнению с немодулированным полем.

Были рассмотрены и другие процессы, способные привести к поперечному току. Выяснено, что столкновения с нейтралами не вносят существенного вклада, поскольку на отделяющей поверхности плотность газа (в основном водорода) много меньше плотности плазмы. Несущественным является и другой процесс, на котором остановимся подробнее. Вблизи поверхности потенциал плазмы положителен, и в результате амбиполярной диффузии и развития баллонных возмущений внутренний объем будет покидать именно плазма, несущая положительный заряд. Расположенный на периферии зонд показывает всплывание баллонов (рис. 6 в [2]). Частота этих колебаний совпадает с частотой неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, инициирующей всплывание. Из уравнения Пуассона в интегральной форме: $\oint_S E_n ds = 4\pi \int_V \rho dV$ для измеренного радиального профиля потенциала (рис. 11 в [1]) определена плотность заряда, которая соответствует плотности избыточных однозарядных частиц на уровне $2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$, что много меньше плотности плазмы. Полагается, что амбиполярная диффузия в транспортирующей области приводит к поперечному потоку плазмы на уровне нескольких эквивалентных кА. Из-за наличия заряда эта диффузия приводит к току, но, как выясняется, пренебрежимо малому (10^{-5} А).

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ПОПЕРЕЧНОГО ТОКА В ТРАНСПОРТИРУЮЩЕЙ ОБЛАСТИ

Для точного определения поперечного тока необходимо уточнить, с проведением численных расчетов, приведенное выше выражение для тока и, как будет видно ниже, точнее измерить параметры плазмы в большой неоднородной области. В данной работе ограничимся проведением оценки величины поперечного ионного тока наружу через ограничивающую поверхность в транспортирующей области в результате ион-ионных столкновений при наличии градиента плотности (I_{\perp}^i) и тока в радиальном электрическом поле при существенно подавленной проводимости (I_{\perp}^E). Предположение о сильном магнитном поле оправдано, поскольку $\omega_{ci}\tau_{ii} > 150$ и $\omega_{ce}\tau_e > 400$, т.е. ионы и электроны замагничены. При азимутальной однородности поперечные токи записываются как

$$I_{\perp}^i = \int \frac{1}{2} \frac{e\rho_i}{\tau_{ii}} \frac{\partial n}{\partial r} 2\pi r dz \propto S \frac{e\sqrt{T_i}}{2\omega_{ci}\tau_{ii}} \frac{n}{L_{\perp}},$$

$$I_{\perp}^E = \int \frac{\sigma_{\perp} E_{\perp}}{(\omega_{ce}\tau_e)^2} 2\pi r dz \propto S \frac{e^2 n}{m\omega_{ce}^2 \tau_e} E.$$

Сначала оценим I_{\perp}^i . Наибольший вклад дает область слабого магнитного поля. На длине $\Delta z = 100$ см величина магнитного поля лежит в диапазоне от 440 Гс до 1 кГс. Поперечная ионная температура в этой области имеет значение $T_i = 50$ эВ, так что ларморовский радиус ионов составляет $\rho_i = 1-2$ см. При характерной плотности плазмы $n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ время ион-ионных столкновений $\tau_{ii} \approx 30$ мкс. Радиус отделяющей поверхности $r = 20-30$ см, поперечный размер изменения плотности $L_{\perp} = r/4$ (рис. 16 в [1]). Подставив эти значения, найдем поперечный ток через эту часть отделяющей поверхности в области слабого поля: $I_{\perp}^i \approx 200$ А. Далее по экспериментальным результатам [1] были аппроксимированы параметры плазмы и найдено, что суммарный поперечный ток на всей длине $\Delta z = 285$ см составляет 280 А.

Большая величина тока в значительной степени определяется большой величиной площади ограничивающей поверхности ($3.7 \times 10^4 \text{ см}^2$) и большим отношением ларморовского радиуса к размеру изменения плотности $\rho_i/L_{\perp} \sim 1/4$. Прямое влияние ионной температуры слабо: $j \propto T_i^{-1/2}$. Немного забегаая вперед, чтобы показать еще одну причину большого поперечного тока, рассмотрим грубую модель транспортирующей области как большого пробкотрона, в который пушка генерирует поток плазмы I_{pl} . Обозначим время жизни плазмы в этом пробкотроне как τ^* . Тогда, определив плотность плазмы как $n = I_{pl}\tau^*/er^2L_{\perp}$ и учитывая, что $\tau_{ii} \propto n^{-1}$, получим следующую зависимость поперечного тока: $I_{\perp}^i \propto S(n^2/B^2L_{\perp}) \propto \propto I_{pl}^2 \tau^{*2}(r/L_{\perp}L_{\perp})$. Последний множитель показывает роль отмеченной выше большой площади ограничивающей поверхности из-за слабого (не в смысле замагниченности) магнитного поля и использования изначально узкой кольцевой струи. Но самое важное влияние на поперечный ток отражено во времени жизни τ^* , которое входит в выражение квадратично. Это влияние требует пояснения. Сценарий получения плазмы такой, что пушка располагается в запробочной области, и транспортирующая область предназначена для транспортировки плазменной струи в основной пробкотрон. Нами осуществлялась транспортировка всего генерируемого пушкой потока плазмы в пробкотрон реализацией столкновительно-дозвукового течения [14]. При таком течении время жизни равно времени течения области с ионной скоростью. Регистрируемый продольный ток был пренебрежимо мал. В данном же случае реализуется другой режим, и как таковой транспортировки всего потока нет. За счет укручения магнитного поля (что привело к увеличению объема плазмы) и “поперечного” нагрева ионов (роста

энергии в поперечных степенях свободы [15]) перед входом в пробку реализуется бесстолкновительное течение, и значительная часть потока ($\approx 0.9-0.95$) отражается возрастающим магнитным полем. Это приводит к понижению плотности в пробке и к появлению необходимого термобарьера [16]. Время жизни плазмы в транспортирующей области значительно возрастает по сравнению со случаем транспортировки столкновительной струи, и, соответственно, возрастает поперечный ток. Раз продольное удержание плазмы улучшилось, так сразу значимыми становятся поперечные потери.

Теперь определим ток в радиальном электрическом поле I_{\perp}^E . Поделив приведенное выше выражение для I_{\perp}^E на I_{\perp}^i и обращаясь к [7], полу-

$$\text{чим отношение этих токов } \frac{I_{\perp}^E}{I_{\perp}^i} = \frac{eL_{\perp}E\omega_{ci}\tau_{ii}}{T_i\omega_{ce}\tau_e} = \frac{eL_{\perp}E}{T_i} \sqrt{2} \sqrt{\frac{m}{M}} \left(\frac{T_i}{T_e}\right)^{3/2},$$

равное отношению разницы потенциалов на градиентном размере к ионной температуре, умноженному на "отношение замагниченностей" (равно примерно 0.37 из-за высокой ионной температуры $T_i/T_e \approx 5$). В сечении $z = -325$ см при $E_{\perp} = 15$ В/см отношение токов составляет приблизительно 0.7. Из функциональной зависимости видно, что это отношение примерно сохраняется во всей транспортирующей области. Усреднение по всей поверхности дает величину тока из-за поперечной проводимости в 200 А. Подобная величина получается и из других соображений. Запишем отношение поперечного тока I_{\perp} в транспортирующей области к продольному току I_{\parallel} в пробке, который имеет величину порядка 1 кА, и, подставив характерные значения (здесь наибольшая неопределенность в члене $\omega_{ce}\tau_e$), получим

$$\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} = \frac{\sigma_{\perp}E_{\perp}S_{\perp}}{\sigma_{\parallel}E_{\parallel}S_{\parallel}} \frac{1}{(\omega_{ce}\tau_e)^2} \sim \frac{1}{1.96 \times 1.5^{3/2} \cdot 0.5} \frac{25 \cdot 37000}{10} \frac{1}{(700)^2} = \frac{1}{10}.$$

Таким образом, классические (столкновительные) механизмы – ион-ионные столкновения, приводящие к расплыванию узкой кольцевой плазменной струи, и поперечный ток в радиальном электрическом поле при существенно подавленной проводимости – приводят к суммарному ионному току наружу через отделяющую поверхность примерно 500 А. Учитывая точность оценки, возможное увеличение тока из-за флуктуаций проводимости и дополнительный вклад с момента времени 1.2 мс продольного тока с выступающего заземленного корпуса соленоида на анод

пушки, можно утверждать, что механизмы замыкания килоамперного тока определены.

Заканчивая, представим картину токов. Из транспортирующей области в пробкотрон через сечение 10 см² в пробке вытекает продольный электронный ток масштаба 1 кА [1]. Поскольку внутренний основной объем плазмы проецируется с другой стороны на изолированную пушку, а туда стока быть не может, то для обеспечения квазинейтральности в результате вышеперечисленных процессов поперечный ионный ток такой же величины вытекает через поверхность, отделяющую внутренний объем от внешнего периферийного. Далее ток может стекать как вдоль силовых линий, так и поперек.

В данных экспериментах, можно сказать, реализовались две из отличительных черт открытых ловушек, перечисленных в [17]: первая – поведение плазмы хорошо описывается на основе классических явлений, т.е. столкновительных процессов, вторая – возможность управления радиальным профилем потенциала позволяет изменять удержание плазмы и контролировать направление выхода ионов из системы.

ГЕНЕРАЦИЯ ПРОДОЛЬНОГО ТОКА

Поскольку данное рассмотрение позволило определить процессы замыкания тока, стало возможным уточнить и расширить принятую модель для продольного тока как тока выноса.

Плазма создается дуговым источником (пушкой) с кольцевой геометрией газоразрядного канала в аксиальном магнитном поле. Ток разряда примерно 12 кА. Вследствие замагниченности в нем плазмы и изолированности по магнитному потоку катодного кольца от анода часть тока разряда (примерно 2 кА) выносятся в плазменную струю. Течение тока в виде петель наблюдается в транспортирующей области и объясняется поперечной проводимостью плазмы. В данной работе показано, что в токовой цепи между катодом и анодом присутствует еще один элемент. Вследствие вышеперечисленных процессов возникает поперечный ионный ток через поверхность, отделяющий объем плазмы, проецирующийся вдоль магнитного поля на анод изолированной пушки, от объема, проецирующегося на заземленную вакуумную камеру. Для замыкания этого тока от катода вдоль магнитного поля до заземленного торца течет электронный ток. Таким образом, обнаруженный продольный электронный ток является в большей степени частью тока разряда. Его величина и динамика опосредованно определяются и другими составляющими тока разряда. Этот процесс можно представить следующим образом: Поскольку из транспортирующей области ионы уходят в направлении поперек магнитного

поля, то для обеспечения квазинейтральности электроны должны уходить вдоль. Может показаться, что наличие разряда в пушке здесь не важно. В действительности же потенциалы на электродах плазменной пушки задают способствующее уходу ионов радиальное электрическое поле. Конечно, и без разряда в пушке в результате вышперечисленных процессов возможен продольный электронный ток (во всяком случае, на распаде плазмы). Весь вопрос в величине тока. Без поддержания электродами пушки неравновесного радиального профиля потенциала величина поперечного ионного тока и, соответственно, продольного электронного значительно меньше

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучен поперечный ток на периферии стартовой плазмы открытой ловушки АМБАЛ-М. Выяснено, что экспериментально обнаруженный значительный продольный электронный ток является частью тока разряда плазменной пушки. Определено, что замыкание тока обеспечивается следующими процессами на периферии плазмы:

ион-ионные столкновения, приводящие к расплыванию узкой кольцевой плазменной струи;

существенно подавленный магнитным полем поперечный ток в положительном радиальном электрическом поле в результате электрон-ионных столкновений, который, возможно, увеличен из-за флуктуаций проводимости;

продольный ток с выступающего заземленного корпуса соленоида на анод пушки.

Выяснено, что большая величина поперечного тока на периферии обязана как улучшенному продольному удержанию плазмы в транспортирующей области, так и особенностям магнитовакуумной системы установки (большой объем плазмы и проводящая вакуумная камера) и способу создания плазмы (генерация торцевой изолированной

пушкой изначально узкой плотной кольцевой плазменной струи и формирование потенциалом электронов пушки неравновесного положительного радиального электрического поля в плазме).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ахметов Т.Д., Белкин В.С., Бендер Е.Д. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. С. 988.
2. Ахметов Т.Д., Давыденко В.И., Кабанцев А.А. и др. // Там же. 1998. Т. 24. № 12. С. 1065.
3. Таскаев С.Ю. Препринт № 95-92. Новосибирск: ГНЦ РФ ИЯФ СО РАН, 1995.
4. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 970.
5. Simon A. // Phys. Rev. 1956. V. 100. P. 1557.
6. Хинтон Ф. // Основы физики плазмы. Т. 1 / Под ред. Р.З. Сагдеева и М. Розенблюта. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 152.
7. Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
8. Yoshikawa S., Rose D.J. // Phys. Fluids. 1962. V. 5. P. 334.
9. Чен Ф. Введение в физику плазмы. М.: Мир, 1987.
10. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979.
11. Колесников П.М. Электродинамическое ускорение плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
12. Кадомцев Б.Б. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1964. Вып. 4. С. 314.
13. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 700.
14. Кабанцев А.А., Соколов В.Г., Таскаев С.Ю. // Там же. 1995. Т. 21. С. 775.
15. Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю. // Там же. 1992. Т. 18. С. 635.
16. Димов Г.И., Кабанцев А.А., Кузьмин С.В. и др. // Там же. 1993. Т. 19. С. 350.
17. Пост Р.Ф. // Там же. 1997. Т. 23. С. 816.