

Д. 46



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Г.И. Димов

ЭКСПЕРИМЕНТ АМБАЛ-Ю



ПРЕПРИНТ 87-150



НОВОСИБИРСК

После запуска магнитно-вакуумной системы амбиполярной ловушки АМБАЛ в 1984 году произошло межвитковое замыкание обмотки северного пробкотрона. Попытки восстановить изоляцию обмотки не удались. Принято решение осуществить запуск одного южного пробкотрона, а амбиполярную ловушку построить в новом корпусе в осесимметричной геометрии с использованием разработанных оборудования и аппаратуры. В 1985 году в южном пробкотроне была получена мишенная плазма с плотностью выше $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и электронной температурой 20 эВ. При этом ослабление стартового атомарного пучка на мишенной плазме достигало 30%.

В 1986 году установка АМБАЛ была перекомпанована в адиабатическую ловушку АМБАЛ-Ю. Был осуществлен физический запуск ловушки АМБАЛ-Ю, надежно зарегистрировано накопление в ней ионно-горячей плазмы в стартовом режиме.

Программа эксперимента АМБАЛ-Ю включает следующее:

- получение высокотемпературной квазистационарной плазмы;
- усовершенствование подавления анизотропных микронеустойчивостей с использованием ионно-циклотронного подогрева стабилизирующей теплой плазмы;
- исследование галло и взаимодействия горячей плазмы со стенками;
- оптимизация вакуумных условий;
- изучение амбиполярного электрического поля в плазме, особенно в области пробок и в запробочных областях.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка АМБАЛ-Ю схематично представлена на рис. 1 (разрез по горизонтальной средней плоскости) и на рис. 2 (вертикальный разрез по средней плоскости ловушки нормально к ее оси). Магнитное поле ловушки имеет квадрупольную асимметрию, обеспечивающую «минимум В» в центре ловушки. Оно создается парой катушек типа Инь-Янь. Катушки намотаны водоохлаждаемой медной шиной непосредственно на внешнюю вакуумную камеру, соответствующей магнитному полю геометрии. Катушки укреплены снаружи бандажем из немагнитной стали, внешняя форма которого представляет куб с размером ребра в 1,8 м.

В продольном направлении к щелевым отверстиям вакуумной камеры ловушки присоединены горизонтальный и вертикальный торцевые баки диаметром 1,6 м и длиной 4 м. В торцевых баках установлены приемники плазмы, поверхность которых площадью $4 \times 0,9$ м изогнута нормально к верному запробочному магнитному полю. Перед приемниками плазмы помещены по две пары боковых экранов для поглощения отраженных от плазмоприемников быстрых частиц. Около внутренних поверхностей торцевых баков помещены охлаждаемые жидким азотом панели. В переходных частях между камерой ловушки и торцевыми баками размещены охлаждаемые водой панели. Все панели, экраны, и плазмоприемники в торцевых баках покрываются пленкой титана с помощью протяженных дуговых испарителей титана.

С наружной стороны торцевых баков установлены по две плазменные пушки (рис. 1), с помощью которых создается мишенная плазма в ловушке.

К боковым овальным отверстиям вакуумной камеры ловушки присоединен инжекторный тракт, общая длина которого вместе с камерой ловушки составляет 8 м. С каждой стороны инжекторный тракт размещен в цилиндрическом и прямоугольном вакуумных баках, соединенных между собой прогревным шиббером с проходным отверстием диаметром 0,4 м (см. рис. 1 и 2). В цилиндрических баках, примыкающих к камере ловушки, встроены охлаждаемые азотом панели, напыляемые титаном. В правом по рис. 2 прямоугольном баке размещен основной квазистационарный атомарный инжектор с двумя протонными источниками, установленными в средней горизонтальной плоскости (см. рис. 1). Протонные источники вместе с перезарядными трубами окружены встроенным

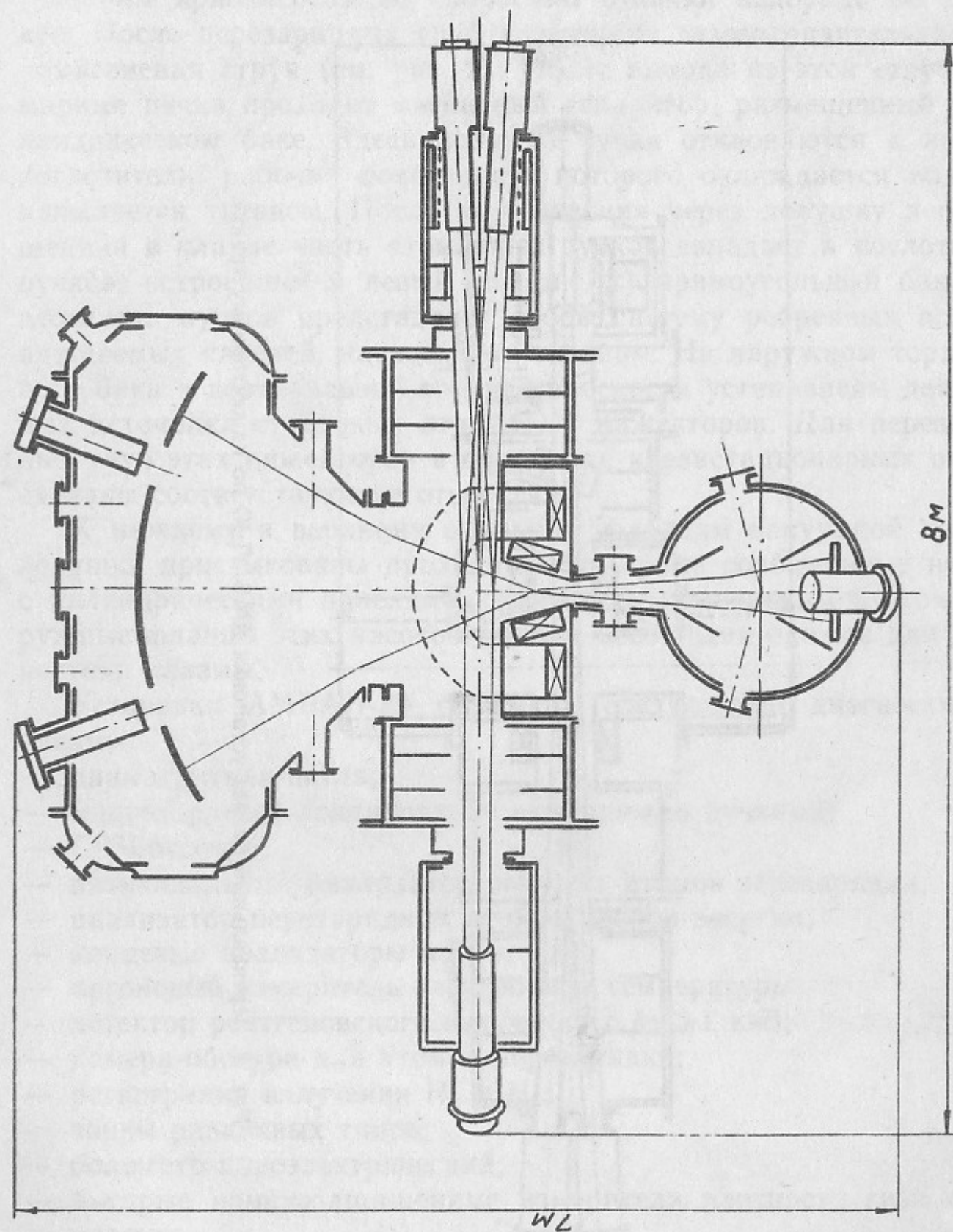


Рис. 1. Горизонтальный разрез установки АМБАЛ-Ю.

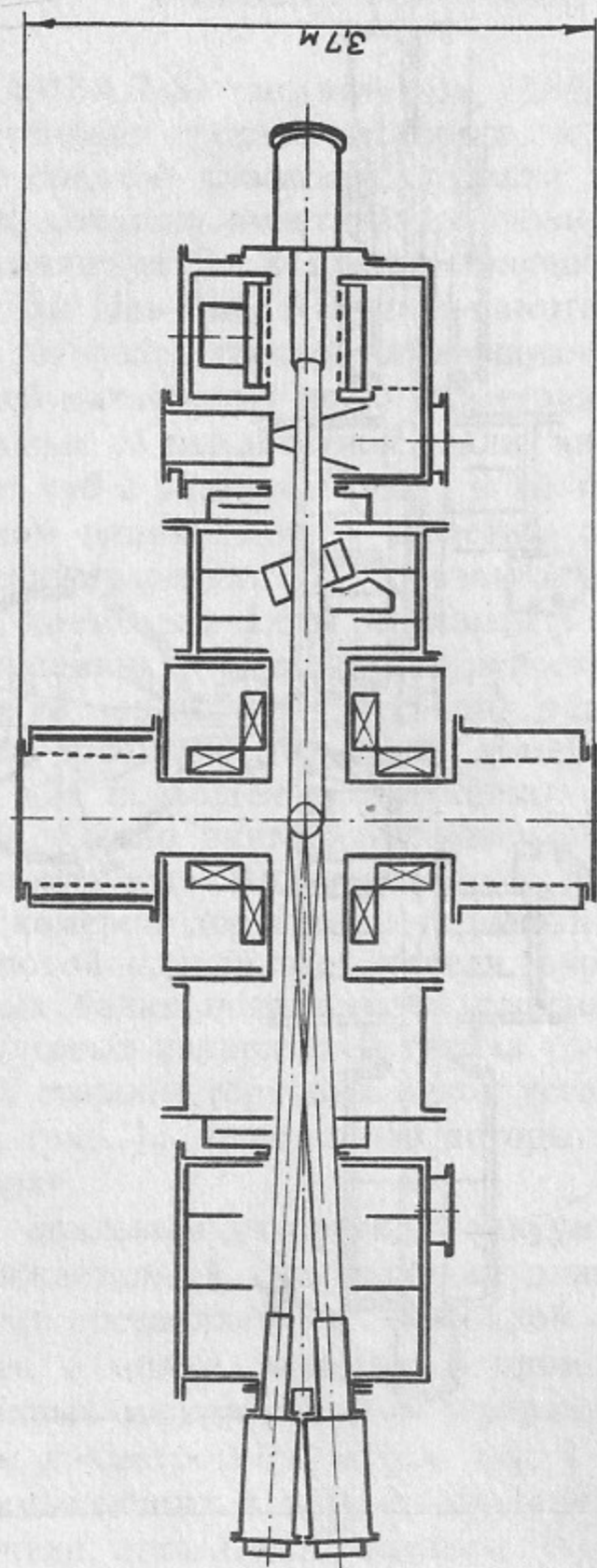


Рис. 2. Вертикальный разрез установки АМБАЛ-Ю по инжекторному тракту.

гелиевым крионасосом со скоростью откачки водорода 80 тысяч л/с. После перезарядных труб размещена газозаградительная паромангневая струя (см. рис. 2). После выхода из этой струи атомарные пучки проходят магнитный сепаратор, размещенный в цилиндрическом баке. Здесь ионы из пучка отклоняются в ионный поглотитель, рабочая поверхность которого охлаждается водой и напыляется титаном. После прохождения через ловушку непоглощенная в плазме часть атомарных пучков попадает в поглотитель пучков, встроенный в левый (по рис. 2) прямоугольный бак. Поглотитель пучков представляет собой систему ребренных водоохлаждаемых панелей, напыляемых титаном. На наружном торце левого бака в вертикальной средней плоскости установлены два ионных источника стартовых атомарных инжекторов. Для перезарядных труб этих инжекторов в приемнике квазистационарных пучков сделаны соответствующие отверстия.

К нижнему и верхнему овальным фланцам вакуумной камеры ловушки пристыкованы проходные титановые сорбционные насосы с цилиндрическими панелями, охлаждаемыми жидким азотом. Наружные фланцы этих насосов служат основными окнами для диагностики плазмы.

Установка АМБАЛ-Ю снабжена следующими диагностиками плазмы:

- диамагнитная петля;
- многохордовое зондирование атомарными пучками;
- СВЧ-отсечка;
- пятиканальный анализатор быстрых атомов перезарядки;
- анализатор перезарядных атомов низкой энергии;
- концевые анализаторы ионов;
- аргоновый измеритель электронной температуры;
- детектор рентгеновского излучения с $h\nu \geq 1$ кэВ;
- камера-обскура для атомов перезарядки;
- регистрация излучения H_{α} и H_{β} ;
- зонды различных типов;
- болометр пироэлектрический;
- быстрые помехозащищенные измерители плотности газа около плазмы;
- измерение продольного распределения потенциала с помощью пучка частиц;
- лазерный интерферометр со стабилизацией базы.

Управление установкой автоматизировано на основе управляющей ЭВМ Электроника-100/25 и пяти микро-ЭВМ Электроника-60.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛОВУШКИ

Магнитное поле в центре ловушки 10 кГс, в пробках 20 кГс, расстояние между пробками 1 м. Апертура вакуумной камеры в средней плоскости круглая диаметром 42 см, в области пробок прямоугольная 9×120 см. Расчетный диаметр плазмы в средней плоскости 22 см, размеры горячей плазмы в пробках 4×92 см. Геометрический объем плазмы (от пробки до пробки) $V=25$ л. В средней плоскости на границе плазмы магнитное поле на 7% больше минимального, что с запасом обеспечивает желобковую устойчивость плазмы. Расчетная невложенность дрейфовых поверхностей на периферии плазмы не превышает 3% от радиального размера.

Каждый квазистационарный ионный источник генерирует ионный пучок с током 25 А и энергией 25 кэВ, длительностью 0,1 с. Содержание моноионной компоненты превышает 90%. Эмиссионный диаметр пучков 13 см, угловая расходимость $\pm 0,5 \times 1^\circ$. Суммарный квазистационарный (основной) атомарный поток на плазму 35—40 А. Распределение плотности атомарных пучков в области плазмы близко к гауссовскому с полуразмерами на уровне $1/e$ 7,5 см поперек ловушки и 11,5 см вдоль ловушки.

В классическом приближении при инжекции основных атомарных пучков в ловушке должна удерживаться плазма со средней энергией ионов $\langle E_i \rangle \approx 20$ кэВ, температурой электронов $T_e \approx 1,2$ кэВ с параметром удержания $n\tau \approx 8 \cdot 10^{11}$. При этом имеет место радиальный спад плотности плазмы до 10% на радиусе 11 см. Усредненная по геометрическому объему плотность плазмы $\langle n \rangle \approx 0,23 \hat{n}$, $\langle n^2 \rangle \approx 0,11 \hat{n}^2$. При $\hat{n} = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ коэффициент захвата протонов ионизацией быстрых атомов $\eta_i \approx 0,1$. Необходимый поток быстрых атомов

$$I_0 = \frac{\langle n^2 \rangle V}{\eta_i n\tau} \approx 5 \text{ А.}$$

При вводе теплой плазмы для стабилизации микронеустойчивости в подобных ловушках электронная температура снижается до 1% от энергии инжекции. При этом время жизни ионов определяется в основном торможением на электронах:

$$n\tau \sim \left(1 + \frac{\sigma_{ex}}{\sigma_i}\right) k\tau_{dr}.$$

В рассматриваемых условиях $\sigma_{ex} \sim \sigma_i$, $k \sim 2$. Для $T_e = 100 \div 200$ эВ $n\tau = 0,85 \div 2,35 \cdot 10^{11}$ см⁻³·с. При $\langle n^2 \rangle \approx 0,1 \hat{n}^2$ и $\eta_i \sim 0,1$ получим $I_0 = 45 \div 16$ А. При токе $I_0 = 35 \div 40$ А для накопления плазмы с $\hat{n} \geq 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ необходима $T_e \geq 110 \div 120$ эВ.

Для накопления горячей плазмы и выхода в квазистационарный режим в установке АМБАЛ-Ю используются четыре плазменные пушки и два стартовых атомарных инжектора.

Каждая плазменная пушка генерирует трубчатую струю плазмы с ионным потоком в 2—3 кА длительностью 1,5 мс. Пушки вставлены в соленоиды, магнитное поле которых сопрягается с магнитным полем ловушки.

Плазменные струи, двигаясь вдоль магнитного поля из пушек в ловушку, изменяют свою форму и размеры в соответствии с геометрией магнитного поля, при этом внешняя граница струй практически совпадает с соответствующей магнитной трубкой. Полости плазменных струй в ловушке полностью заполняются плазмой вследствие аномальной диффузии. В средней плоскости ловушки при соответствующем подборе магнитного поля в соленоидах пушек 4 струи образуют замкнутый квадрат (см. рис. 3). Как следует из измеренного поперечного распределения плотности мишенной плазмы (рис. 3), полость в квадрате также заполняется плазмой с плотностью в 10—20% от пиковой плотности в струях. Пиковая плотность плазмы в струях в пределах $2 \div 6 \cdot 10^{13}$ см⁻³ при электронной температуре $T_e = 20$ эВ. Эффективная толщина мишенной плазмы зависит от трехмерной геометрии плазмы и поперечного распределения атомарных пучков, по

грубой оценке составляет $2 \div 6 \cdot 10^{14}$ см⁻².

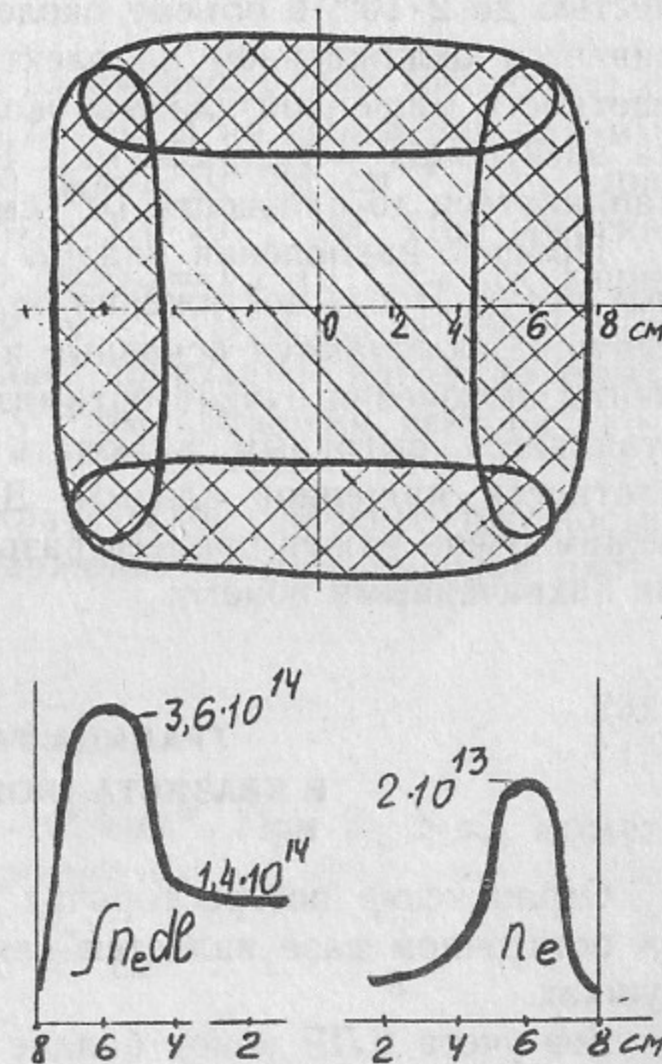


Рис. 3. Вверху — сечение мишенной плазмы в средней плоскости ловушки, внизу — поперечное распределение линейной и локальной плотности мишенной плазмы.

Каждый стартовый ионный источник генерирует ионный пучок с током 75 А при энергии 20 кэВ, длительностью 250 мкс. Пучок содержит 95% моноионов. Эмиссионный диаметр пучков 13 см, угловая расходимость не превышает $\pm 0,7 \times 1,4^\circ$. Суммарный атомарный поток на плазму около 120 А. В продольной вертикальной средней плоскости ловушки измеренные полуразмеры стартовых атомарных пучков на уровне $1/e$ составляют 8 см по вертикали и 12 см по горизонтали. Коэффициент захвата протонов на мишенной плазме составляет 20—50%. Без учета потерь стартовые пучки позволяют накопить горячий ионный компонент плазмы плотностью до $2 \cdot 10^{13}$ в объеме около 5 л. Время жизни ионов ограничивается охлаждением на электронах. При $T_e = 20$ эВ и средней плотности мишенной плазмы около $3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ время торможения на электронах $\sim 4\tau_{dr} \sim 250$ мкс. При этом горячие ионы могут накапливаться до плотности 10^{13} см⁻³.

Процесс накопления плазмы начинается с включения плазменных струй. После достижения плато плотности мишенной плазмы в ловушке включаются основные и стартовые атомарные пучки. Моменты включения пучков оптимизируются экспериментально. Представляется выгодным включать стартовые пучки перед спадом плотности мишенной плазмы. Для выхода в квазистационарный режим очень важен процесс разогрева электронов плазмы быстрыми захваченными ионами.

ГРАНИЦА ГАЗ—ПЛАЗМА В КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

Ограничение потерь горячих ионов плазмы из-за перезарядки на остаточном газе является важнейшей задачей в открытых ловушках.

Без учета КЛР ионов баланс периферийной плотности плазмы, поддерживаемой в ловушке атомарными пучками, описывается уравнением

$$\frac{dn}{dt} = j_0 \sigma_i(\text{H}_2) n_{\text{H}_2} + j_0 \sigma_i n - \langle \sigma v \rangle_{cx} n_{\text{H}_2} n - \frac{n^2}{n\tau} = 0, \quad (1)$$

где j_0 — плотность потока инжектируемых атомов H^0 ; n_{H_2} — плотность молекул водорода; $\sigma_i(\text{H}_2)$ — сечение ионизации атомов H^0 на молекулах водорода; σ_i — эффективное сечение ионизации атомов

H^0 горячими ионами и электронами плазмы; $\langle \sigma v \rangle_{cx}$ — скорость перезарядки быстрых ионов на молекулах. Плотность j_0 сильно изменяется в пространстве. Однако, когда время жизни захватываемых ионов превышает период их продрейфовывания вокруг оси ловушки, можно за j_0 принять среднюю величину по дрейфовой оболочке плазмы. Для наружной оболочки, когда поперечный размер инжектируемого атомарного потока I_0 меньше диаметра оболочки, можно принять следующую оценку средней плотности:

$$j_0 \sim \frac{I_0}{\pi r l}, \quad (2)$$

где r и l — средний радиус и длина плазменного слоя (оболочки) с плотностью n . В нашем случае при $I_0 = 35$ А на периферии плазмы $r \sim 10$ см, $l \sim 30$ см, соответственно $j_0 \approx 2 \cdot 10^{17}$ ат·см⁻²·с⁻¹. При энергии инжекции $E_j = 25$ кэВ $\sigma_i(\text{H}_2) = 1,4 \cdot 10^{-16}$ см². При энергии захваченных ионов $E_i = 10 \div 20$ кэВ $\langle \sigma v \rangle_{cx} = 1,2 \cdot 10^{-7}$ см³·с⁻¹, при $E_i = 25$ кэВ $\langle \sigma v \rangle_{cx} = 1,1 \cdot 10^{-7}$ см³·с⁻¹. При $T_e \sim 100$ эВ и $E_i = 3 \div 25$ кэВ эффективное сечение ионизации инжектируемых атомов $\sigma_i = 2,8 \div 3,3 \cdot 10^{-16}$ см² (с учетом вращения вектора скорости ионов).

Как следует из (1), имеется критическое значение плотности водорода $n_{\text{H}_2}^*$, выше которого поддержание плазмы высокой плотности невозможно:

$$n_{\text{H}_2}^* = \frac{j_0 \sigma_i}{\langle \sigma v \rangle_{cx}}. \quad (3)$$

В рассматриваемом случае $n_{\text{H}_2}^* = 6 \cdot 10^8$ см⁻³. При $n_{\text{H}_2} \gg n_{\text{H}_2}^*$ может поддерживаться плазма с низкой плотностью

$$n = \frac{j_0 \sigma_i(\text{H}_2)}{\langle \sigma v \rangle_{cx}} \approx 2,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}.$$

При $n_{\text{H}_2} \approx n_{\text{H}_2}^*$ в стационарном режиме

$$n = \sqrt{j_0 \sigma_i(\text{H}_2) \cdot n\tau \cdot n_{\text{H}_2}} \approx 3,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}.$$

При $n_{\text{H}_2} < n_{\text{H}_2}^*$ ионизацией атомов H_j^0 на водороде можно пренебречь:

$$n = j_0 \sigma_i n\tau \left(1 - \frac{n_{\text{H}_2}}{n_{\text{H}_2}^*} \right). \quad (4)$$

При $n_{\text{H}_2} \ll n_{\text{H}_2}^*$ получим предельную плотность плазмы в рассматриваемых условиях $n_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

В достаточно плотную плазму водород снаружи не проникает. Однако при $n_{\text{H}_2} > n_{\text{H}_2}^*$ без учета КЛР ионов плазма должна схлопнуться.

Пробег молекул водорода в плазме ограничивается процессами ионизации и диссоциации электронами и ионами, а также перезарядкой на ионах. Перезарядка является основным процессом разрушения молекул H_2 при $E_i \geq 3 \text{ кэВ}$. В периферийном слое плазмы, в котором $n_{\text{H}_2} > n_{\text{H}_2}^*$, захваченные ионы не успевают затормозиться на электронах и их энергия близка к энергии инжекции. При $T_e = 30 \div 100 \text{ эВ}$ и $E_i = 20 \div 25 \text{ кэВ}$ скорость разрушения молекул H_2 $\langle \sigma v \rangle_{\text{H}_2} = 1,8 \div 1,9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Пробег молекул

$$\delta = \frac{0,5 \langle v_{\text{H}_2} \rangle}{\langle \sigma v \rangle_{\text{H}_2} n} \quad (5)$$

При указанных параметрах плазмы $n\delta = 5 \div 4,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При разрушении молекул образуются в основном ионы H_2^+ только 6—3% вещества превращается во франк-кондоновские атомы. Скорость разрушения ионов H_2^+ электронами и быстрыми ионами $\langle \sigma v \rangle_{\text{H}_2^+} \approx 1,4 \div 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, при этом примерно 40% вещества превращается во франк-кондоновские атомы. Если время жизни ионов H_2^+ будет определяться их разрушением, то их плотность

$$n_{\text{H}_2^+} \approx \frac{\langle \sigma v \rangle_{\text{H}_2}}{\langle \sigma v \rangle_{\text{H}_2^+}} n_{\text{H}_2} \approx 1,3 n_{\text{H}_2}.$$

При этом плотность франк-кондоновских атомов с учетом их анизотропного распределения составит

$$n_{\text{ФК}} \sim 0,9 \frac{\langle v_{\text{H}_2} \rangle}{\langle v_{\text{ФК}} \rangle} n_{\text{H}_2} \approx 0,05 n_{\text{H}_2}.$$

Ионы H_2^+ могут уходить из ловушки вдоль магнитного поля с ионно-звуковой скоростью. Соответствующее время их жизни в нашем случае составляет 10—20 мкс. (При средней плотности плазмы в периферийном слое $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ время разрушения ионов H_2^+ $\tau_{\text{H}_2^+} = (\langle \sigma v \rangle_{\text{H}_2^+} n)^{-1} = 50 \div 100 \text{ мкс}$.) В результате только около 10% молекулярного водорода будет перерабатываться во франк-кондоновские атомы. В этом случае $n_{\text{ФК}} \sim 0,01 n_{\text{H}_2}$; $n_{\text{H}_2^+} \sim 0,3 n_{\text{H}_2}$.

Таким образом, в любом случае $n_{\text{ФК}} \ll n_{\text{H}_2}$ и $n_{\text{H}_2^+} \sim n_{\text{H}_2} \ll n$. Поэ-

тому процессы на границе газ—плазма можно рассматривать с учетом только молекулярного водорода и ионно-горячей плазмы.

Рассмотрим эту границу с учетом КЛР ионов в одномерном приближении, как это представлено на рис. 4,а (ось x нормальна к поверхности плазмы).

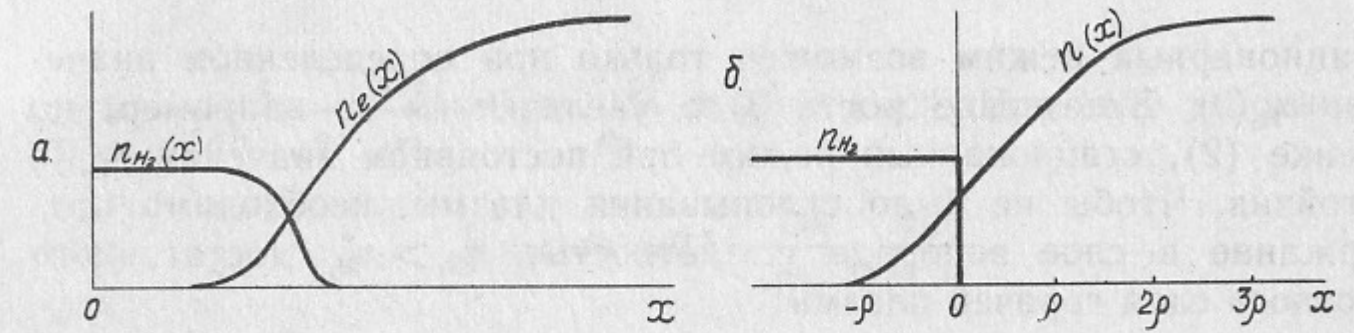


Рис. 4.

а—Распределение плотностей водорода и плазмы по нормали к поверхности плазмы; б—то же—расчетная модель.

На поверхности, соответствующей координате x , присутствуют ионы, имеющие центры ларморовской окружности x_ρ в пределах $x - \rho < x_\rho < x + \rho$. Поэтому плотность ионов на поверхности x можно выразить в виде

$$n(x) = \int_{x-\rho}^{x+\rho} \frac{\partial n(x)}{\partial x_\rho} dx_\rho. \quad (6)$$

Ионы захватываются на поверхности, соответствующей их ведущим центрам. Пренебрегая захватом ионов на H_2 и H_2^+ , можно уравнение (1) с учетом КЛР ионов переписать в виде

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial n(x)}{\partial x_\rho} = \frac{j_0 \sigma_i n(x_\rho)}{\pi \sqrt{\rho^2 - (x_\rho - x)^2}} - \frac{\partial n(x)}{\partial x_\rho} \frac{1}{\pi} \int_{x_\rho - \rho}^{x_\rho + \rho} \left[\langle \sigma v \rangle_{cx} n_{\text{H}_2}(x) + \frac{n(x)}{n\tau} \right] \frac{dx}{\sqrt{\rho^2 - (x - x_\rho)^2}}. \quad (7)$$

В стационарном режиме

$$n(x) = \int_{x-\rho}^{x+\rho} \frac{j_0 \sigma_i n(x_\rho) dx_\rho}{\sqrt{\rho^2 - (x_\rho - x)^2} \int_{x_\rho - \rho}^{x_\rho + \rho} \left[\langle \sigma v \rangle_{cx} n_{\text{H}_2}(x) + \frac{n(x)}{n\tau} \right] \frac{dx}{\sqrt{\rho^2 - (x - x_\rho)^2}}}. \quad (8)$$

Распределение плотности водорода

$$n_{\text{H}_2}(x) = n_{\text{H}_2}(0) \exp\left(-\frac{\int_0^x n(x) dx}{n\delta}\right). \quad (9)$$

Стационарный режим возможен только при определенном значении $n_{\text{H}_2}(0)$. Вследствие роста j_0 с увеличением x , например, по оценке (2), стационарный режим при постоянном значении $n_{\text{H}_2}(0)$ устойчив. Чтобы не было схлопывания плазмы, необходимо поддержание в слое водорода с плотностью $n_{\text{H}_2} > n_{\text{H}_2}^*$ достаточного плотного слоя горячей плазмы:

$$\int_0^{x(n_{\text{H}_2}^*)} n(x) dx \geq n\delta \ln \frac{n_{\text{H}_2}(0)}{n_{\text{H}_2}^*}. \quad (10)$$

Для оценки допустимой величины $n_{\text{H}_2}(0)$ примем ступенчатое распределение водорода по рис. 4,б (граница водорода в точке $x=0$).

Для оценки величины слоя плазмы в газе по (10) ограничимся вкладом в эту величину ионов с ведущими центрами в интервале $0 < x_p < \rho$:

$$\int_{-\rho}^0 n(x) dx \approx \int_0^{\rho} n_p(x_p) dx_p \frac{1}{\pi} \int_{x_p-\rho}^0 \frac{dx}{\sqrt{\rho^2 - (x-x_p)^2}}, \quad (11)$$

где n_p — плотность ведущих центров ионов. Потери ионов в газовом слое из-за торможения на электронах много меньше перезарядочных. Поэтому по уравнению для плотности ведущих центров, аналогичному (7), можно принять:

$$n_p(x_p) \approx \frac{\pi j_0 \sigma_i n(x_p)}{\langle \sigma v \rangle_{cx} n_{\text{H}_2} \int_{x_p-\rho}^0 \frac{dx}{\sqrt{\rho^2 - (x-x_p)^2}} + \frac{1}{n\tau} \int_0^{x_p+\rho} \frac{n(x) dx}{\sqrt{\rho^2 - (x-x_p)^2}}}. \quad (12)$$

Примем распределение плазмы в интервале $0 < x < \rho$ близким к линейному:

$$n(x) = n(\rho) \left[1 - \left(\frac{2}{\pi} \alpha\right)^2\right], \quad (13)$$

где $\alpha = \arccos(x/\rho)$. После подстановки этого распределения в (12) выражение (11) можно записать в виде

$$\int_{-\rho}^0 n(x) dx = \frac{j_0 \sigma_i}{\langle \sigma v \rangle_{cx}} \frac{n(\rho)}{n_{\text{H}_2}} \rho \int_0^{\pi/2} \frac{\left[1 - \left(\frac{\pi}{2} \alpha\right)^2\right] \alpha \sin \alpha d\alpha}{\alpha(1-b) + \pi b}, \quad (14)$$

где $b \sim \frac{1}{\langle \sigma v \rangle_{cx} n\tau} \frac{n(\rho)}{n_{\text{H}_2}}$. При $\frac{n(\rho)}{n_{\text{H}_2}} \ll 10^4$ $b \ll 1$. При этом условии

$$\int_{-\rho}^0 n(x) dx \approx 0,54 \frac{j_0 \sigma_i}{\langle \sigma v \rangle_{cx}} \frac{n(\rho)}{n_{\text{H}_2} \rho}. \quad (15)$$

После подстановки в (10) получим

$$n_{\text{H}_2} \ln \frac{n_{\text{H}_2}}{n_{\text{H}_2}^*} \leq 0,54 \frac{j_0 \sigma_i}{\langle \sigma v \rangle_{cx}} \frac{\rho n(\rho)}{n\delta}. \quad (16)$$

Для $x \geq 2\rho$ плотность плазмы ограничивается только торможением ионов на электронах. Если $n(\rho)$ ненамного меньше $n(2\rho)$, то из (8) следует, что $n(2\rho) \approx j_0 \sigma_i n\tau$. Для оценки плотности $n(\rho)$ учтем вклад ионов с ведущими центрами только в интервале $\rho < x_p < 2\rho$, которые не проходят в газ. При этом примем, что плотность $n(x)$ в этом интервале растет примерно линейно, а при $x > 2\rho$ $n(x) \approx n(2\rho)$. Тогда с помощью (8) получим $n(\rho) \approx 0,55n(2\rho)$. После подстановки этого значения в (16) получим

$$n_{\text{H}_2} \ln \frac{n_{\text{H}_2}}{n_{\text{H}_2}^*} \leq 0,3\rho \frac{(j_0 \sigma_i)^2 n\tau}{\langle \sigma v \rangle_{cx} n\delta}. \quad (17)$$

В нашем случае ($\rho \approx 2$ см) допустимое значение плотности молекул в потоке водорода, падающем на плазму, $n_{\text{H}_2} \approx 2,4 \cdot 10^9$ см⁻³. Допустимое давление водорода в примыкающих к камере ловушки цилиндрических инжекторных баках, где распределение молекул водорода можно принять изотропным, $P \approx 1,6 \cdot 10^{-7}$ Торр.

В отличие от критического значения плотности $n_{\text{H}_2}^*$ по (3) допустимая величина плотности водорода с учетом КЛР ионов по (17) имеет более сильную, примерно квадратичную, зависимость от тока инжекции. Таким образом, в открытых ловушках очень выгодно повышать ток инжекции не только с целью увеличения плотности плазмы и коэффициента захвата ионов в ловушку, но и для облегчения вакуумных условий.

Возможна защита горячей плазмы от газа поддержанием наружного слоя теплой плазмы толщиной $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Такой слой плазмы, вероятно, создавался в установке 2X11В потоком теплой плазмы из газовой коробки, окружающей плазму в области пробки.

НИОБИЕВЫЙ ЛАЙНЕР

Из плазмы поперек магнитного поля вылетают быстрые атомы, образующиеся в результате перезарядки горячих ионов на атомарных пучках и на поступающем в плазму водороде, а также франк-кондоновские атомы.

Преобладает поток атомов от перезарядки на атомарных пучках, который составляет примерно 10% от инжектируемого потока. При этом около 65% этих атомов вылетают вперед в интервале углов от направления инъекции $\pm 70^\circ$ и только около 20% атомов вылетают назад в интервале углов $\pm 90^\circ$. В квазистационарном режиме на приведенной длине плазмы около 30 см средняя плотность потока атомов от перезарядки на атомарных пучках $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Большинство этих атомов попадает в четыре окна в средней плоскости камеры общей площадью 1 м^2 . Часть из них отражается от боковых стенок окон вперед под малыми углами к поверхности. Далее они поступают в проходные полости, в том числе в инжекторные баки. Непосредственно на стенку вакуумной камеры попадает примерно 20% общего потока.

При плотности молекул в падающем на плазму потоке водорода $n_{\text{H}_2} = 2,4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ плотность их потока $\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При этом средняя на длине 30 см плотность потока быстрых атомов от перезарядки на молекулах и образующихся франк-кондоновских атомах меньше $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а средняя плотность потока франк-кондоновских атомов меньше $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

После столкновения атомов со стенкой часть водорода из нее выделяется в виде медленных атомов и молекул. Поток медленных атомов со стенки на плазму должен быть много меньше тока захватываемых ионов, в нашем случае $j_{0\text{sl}} \ll 0,1 j_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Плотность потока молекул водорода со стенки должна быть меньше $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для обеспечения указанных требований внутренняя поверхность вакуумной камеры ловушки, включая боковые стенки окон,

покрыта лайнером из ниобия общей площадью 7 м^2 . Конструктивно лайнер выполнен в виде нагревателя из лент шириной 6 см и толщиной 0,3 мм с перекрытием зазоров между токонесущими лентами теплоизолированными пластинами с косвенным нагревом. Лайнер испытан на прогрев стационарно до 500°C и импульсами длительностью около 100 секунд до 800°C .

Ниобий, как и все металлы групп IV A и V A, способен экзотермически растворять большое количество водорода: около 0,5 атома H на один атом Nb. Теплота растворения в ниобии 0,35 эВ на атом водорода. В отличие от часто используемого титана чистый ниобий имеет небольшую энергию активации диффузии $\epsilon_D = 0,106 \text{ эВ}$ (в Ti $\epsilon_D = 0,54 \text{ эВ}$). При нормальной температуре атомы водорода диффундируют на 100 монослоев примерно за 1 мкс, при 800°C концентрация водорода выравнивается по всей толщине пластины 0,3 мм за 5 секунд. Глубина потенциальных ям для атомов водорода в титане от 0,54 до 1,3 эВ, значительно больше теплоты растворения в ниобии. Поэтому при одинаковых условиях на поверхности температура выжигания водорода из ниобия значительно ниже, чем из титана.

Из ряда расчетов при нормальном падении атомов водорода с энергией $E \geq 100 \text{ эВ}$ следует, что от ниобия отражается в среднем с половинной энергией 50, 20, 10 и 6% атомов при энергии падающих атомов 100 эВ, 1, 10, 20 кэВ, соответственно. Эти отраженные атомы играют в основном полезную роль, они увеличивают эффективный ток инъекции. Из-за условий на поверхности при энергии падающих атомов $E < 20 - 100 \text{ эВ}$ коэффициент отражения падает с понижением энергии. По нашим измерениям максимум коэффициента отражения лежит в районе $E = 100 - 200 \text{ эВ}$, при $E = 50 \text{ эВ}$ его значение снижается до 35%. Имея в виду расчеты, в которых отчасти учитывались условия на поверхности, можно ожидать что франк-кондоновские атомы H с энергией $E \sim 5 \text{ эВ}$ будут иметь коэффициент отражения около 10%.

Подавляющая часть неотраженных атомов поглощается в лайнере. По экспериментальным данным при температуре чистого ниобия $250 - 300 \text{ K}$ поглощается около 95% неотраженных атомов водорода с энергией 5—25 кэВ, если поглощенная доза не превышает $5 \cdot 10^{17} \text{ ат/см}^2$. Высокотемпературный спад коэффициента поглощения сдвигается вверх по температуре с увеличением энергии частиц и уменьшением дозы. При указанной дозе для частиц с энергией 20—25 кэВ высокое значение коэффициента поглощения простирается до $400 - 500 \text{ K}$. Ограничение дозы с высоким коэффи-

циентом поглощения требует количественного уточнения. Возможно в процессе внедрения и удержания атомов водорода большую роль играет образование бомбардирующими частицами дефектов в поверхностном слое ниобия. При нормальной температуре для ионов H_2^+ с энергией 9 кэВ блистеринг не наблюдался до дозы $2 \cdot 10^{19}$ ионов/см².

В реальных условиях не представляется возможным поддерживать ниобий в чистом состоянии, для чего потребовалось бы периодически прогревать лайнер при температуре около 2200°C в вакууме не хуже 10^{-9} Торр. Кислород, попадающий на поверхность в холодном состоянии, не остается на ней и легко растворяется в решетке. Кислород имеет большую энергию связи с ниобием. Окиси углерода на поверхности диссоциируют при прогреве до 400°C. В наших условиях, при которых имеется возможность периодически прогревать лайнер только до 800°C, поверхностный слой ниобия глубиной до 50 монослоев будет содержать десятки процентов кислорода и углерода.

Это обстоятельство не должно сильно влиять на процесс внедрения высокоэнергичных атомов водорода. Средняя глубина внедрения этих атомов в ниобий пропорциональна их энергии и при $E=20$ кэВ равна примерно 80 монослоям. Неметаллические примеси пассивируют поверхность ниобия — уменьшают глубину приповерхностного потенциала хемсорбции атомов водорода и приводят к появлению достаточно высокого поверхностного барьера для этих атомов. В результате реэмиссия поглощенного водорода затрудняется.

Энергия когезии (связи поверхностных атомов) у ниобия достаточно высокая: 7,45 эВ. Коэффициент распыления ниобия быстрыми водородными частицами не выше, чем для других металлов групп IVA и VA. Его максимальное значение для протонов $2,5 \cdot 10^{-3}$ при энергиях $E=3 \div 5$ кэВ. При $E=25$ кэВ коэффициент распыления $1,5 \cdot 10^{-3}$. Распыление примесей (кислорода и углерода), по-видимому, не будет превышать распыления ниобия.

Важным вопросом для вакуумных условий является накопление на поверхности лайнера газа, который может легко сбиваться быстрыми частицами из плазмы. Опыт работы показывает, что для удаления основного поверхностного слоя газа необходим прогрев металлических поверхностей в вакууме при температуре не ниже 400°C. После такого прогрева протон с энергией около 10 кэВ сбивает меньше одной молекулы газа, и такое состояние поверхности сохраняется несколько часов при вакууме даже 10^{-6} Торр. Для

восстановления этого состояния поверхности достаточен минутный прогрев ее до 400°C. Поскольку предусмотрен прогрев лайнера до 800°C и в вакуумной камере ловушки обеспечивается хороший вакуум без водорода до 10^{-9} Торр, главной в наших условиях является сорбция монослоя водорода на поверхность.

Чистая поверхность ниобия, по-видимому, не имеет хемсорбционного барьера, хотя есть отдельные экспериментальные данные о существовании такого барьера для водорода высотой примерно 0,05 эВ. Приповерхностный хемсорбционный потенциал в 0,59 эВ значительно глубже потенциала (теплоты) растворения в 0,36 эВ. Поэтому водород, попадая на поверхность, прежде всего почти полностью заполняет хемсорбционную яму и образует соответствующий монослой около 10^{15} атом/см². При этом вероятность поглощения молекулы H_2 , попадающей на поверхность, близка к 10%. При парциальном давлении водорода 10^{-7} Торр хемсорбированный монослой заполняется примерно за 10 секунд. Эффективное сечение выбивания хемсорбированного атома водорода с поверхности быстрым атомом водорода с энергией до 1 кэВ около 10^{-16} см⁻², с повышением энергии это сечение падает. Таким образом, в случае чистого ниобия каждый быстрый атом может выбивать около 0,1 атома H.

При пассивированной кислородом и углеродом поверхности водорода вследствие образования хемсорбционного барьера вероятность поглощения молекул H_2 катастрофически падает. По экспериментальным данным А.И. Лившица с сотрудниками (Ленинград, ЛЭИС) вероятность растворения водорода в ниобии с «естественной» (неочищенной) поверхностью

$$\xi \sim 10^{-3} \exp\left(-\frac{\varepsilon_a}{T}\right),$$

где ε_a можно считать поверхностным барьером для растворения атомов водорода. По указанным экспериментальным данным $\varepsilon_a=0,32$ эВ. При нормальной температуре $\xi \sim 10^{-8}$. При этом, если даже в первую очередь образуется хемсорбированный монослой атомов водорода, то при парциальном давлении водорода 10^{-6} Торр время его образования составляет около 1 года.

Отсутствуют надежные данные по обезгаживанию ниобия. Некоторые экспериментальные результаты В.А. Курнаева и А.А. Писарева (Москва, МИФИ) позволяют надеяться на удаление основной массы водорода из ниобия при минутном прогреве до

700—800°C. Неясно, останется ли при этом на пассивированной поверхности ниобия значительная часть хемсорбированного монослоя атомов водорода.

В книге М. Каминского «Атомные и ионные столкновения на поверхности металла» приводятся результаты экспериментов 1938 года по времени жизни молекул N_2O и C_2H_2 на поверхности окисленного никеля. При нормальной температуре время жизни молекул на поверхности 10^{-8} — 10^{-9} секунд, с повышением температуры поверхности это время быстро падает. Если принять, что время жизни молекул H_2 на поверхности пассивированного ниобия (когда их хемсорбцией можно пренебречь) около 10^{-8} секунд, то при давлении водорода 10^{-7} Торр на поверхности будет поддерживаться плотность молекул водорода около 10^6 см $^{-2}$. При такой малой плотности сбивание молекул водорода с поверхности не может играть заметной роли.

Итак, представляется возможным, что под ударом быстрых атомов из плазмы поток медленных частиц водорода из лайнера будет ограничен примерно 5% от падающего потока. Средняя плотность обратного потока молекул от лайнера составит $j_{mol} \sim \frac{1}{2} \cdot 0,05 \cdot 0,2 \cdot 2 \cdot 10^{16} = 10^{14}$ см $^{-2}$ с $^{-2}$, что является на пределе допустимого. Неясно, какая часть водорода выделится в виде молекул при бомбардировке франк-кондоновских атомов о лайнер, но в любом случае плотность обратного потока таких молекул будет меньше $\frac{1}{2} \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$.

Поскольку нет достаточной ясности о поведении ниобия в наших условиях, окончательное заключение об эффективности работы ниобиевого лайнера можно сделать только после проведения экспериментов. При этом необходимо оптимизировать режимы его периодического прогрева и рабочую температуру.

ВАКУУМНЫЕ УСЛОВИЯ

Суммарный объем вакуумной системы установки около 26,5 м 3 . Основной вклад в этот объем дают торцевые баки с переходниками — 2×9 м 3 = 18 м 3 . Непосредственно плазменная ловушка имеет объем 180 л, полный объем камеры пробкотрона с окнами 920 л.

Вся вакуумная система, кроме прямоугольных баков инжекторного тракта объемом $2 \times 1,2$ м 3 = 2,4 м 3 , прогревается до 300—400°C. Основная откачка водорода осуществляется встроенными панелями, напыляемыми титаном. Общая напыляемая поверхность, охлаждаемая жидким азотом, составляет 114 м 2 . Кроме этого, имеется около 25 м 2 охлаждаемой водой (или неохлаждаемой) напыляемой поверхности. Напыление поверхностей осуществляется дугowymi протяженными испарителями титана различной формы в количестве 56 штук. При токе бегущей дуги 200—300 А каждый испаритель выделяет около 10 мг титана за секунду. Испарители титана включатся на 1 секунду два раза, приблизительно за 200 с и за 100 секунд перед рабочим импульсом. За каждый импульс испаряется около 0,5 г титана. При этом на откачивающие поверхности наносится от 3 до 6 монослоев титана. Ресурс работы дугowych испарителей титана около 10^4 рабочих циклов. Расчетная скорость откачки водорода напыляемыми поверхностями около $4 \cdot 10^6$ л/с. Скорость откачки вакуумной системы внешними насосами около $8 \cdot 10^3$ л/с. При повторном включении дугowych испарителей титана в наших условиях выделяется примерно 10^{-5} молекул метана на 1 атом испаренного титана. В рабочем режиме внешние насосы обеспечивают откачку метана до давления 10^{-9} Торр примерно за 100 секунд.

Расчетная скорость откачки водорода из камеры ловушки через окна и торцевые щели 170 м 3 /с. С учетом откачки водорода поверхностью плазмы со скоростью около 45 м 3 /с постоянная времени откачки камеры ловушки 8—9 мс.

В стационарном режиме расчетный поток водорода из инжекторного тракта составляет около $4,4 \cdot 10^{-3}$ л·Торр/с, ожидаемый обратный поток водорода от ниобиевого лайнера около $5,7 \cdot 10^{-3}$ л·Торр/с. При этом обеспечивается давление водорода на периферии плазмы примерно $0,5 \cdot 10^{-7}$ Торр.

Скорость откачки каждого торцевого бака около 1200 м 3 /с, постоянная времени откачки около 7,5 мс. В стационарном режиме в каждый плазмopриемник будет поступать из плазмы поток ионов водорода около 2 А. Можно надеяться, что 90% этого потока будет внедряться в титановое покрытие. При этом выделение водорода в торцевом баке составит около $1,7 \cdot 10^{-2}$ л·Торр/с, что соответствует установившемуся давлению $1,5 \cdot 10^{-8}$ Торр.

При напуске теплой плазмы для подавления конусной неустойчивости плотность водорода вокруг плазмы может повыситься до недопустимо высокого значения. Однако при использовании для

этого газовой коробки, окружающей плазму в районе пробки, поступление водорода в камеру ловушки из торцевого бака может быть сильно ограничено. Кроме того, такая газовая коробка позволит поддерживать вокруг горячей плазмы в ловушке оболочку из теплой плазмы. В этом случае допустимое давление водорода на периферии плазмы значительно повысится.

В стартовом режиме основную газовую нагрузку дают плазменные пушки. Их газовая эффективность близка к единице. Тем не менее, если весь ионный поток из пушек перейдет в молекулярный водород, от каждой плазменной пушки в торцевые баки поступит около 10^{19} молекул за импульс. Давление в каждом торцевом баке в максимуме будет около $5 \cdot 10^{-5}$ Торр. Однако, основная часть ионов мишенной плазмы поглощается титановой пленкой в плазмоприемниках. Предварительные измерения плотности водорода помехозащищенными датчиками с временным разрешением 0,5 мс вблизи поверхности плазменных струй с включенными стартовыми инжекторами дают следующие результаты. Максимальное давление в торцевых баках в конце работы плазменных пушек не превышает 10^{-6} Торр и затем падает с постоянной времени 6—8 мс.

В средней плоскости ловушки к концу работы плазменных пушек давление водорода возрастает до $2 \cdot 10^{-7}$ Торр и еще 3—4 мс удерживается на этом уровне, затем примерно за 15 мс возрастает до $7 \cdot 10^{-7}$ Торр, далее медленно снижается.

Таким образом, для обеспечения вакуумных условий в квазистационарном режиме необходимо снизить остаточное давление водорода от плазменных пушек в ловушке по крайней мере в 5 раз. Возможно это удастся сделать постановкой газозаградительных диафрагм в пробках и улучшением режима напыления титана.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для расширения экспериментальных возможностей на АМБАЛ-Ю планируется установить систему ИЦР-нагрева плазмы. Над и под плазменным веером на внутреннем участке, примыкающем к одной из пробок, будут установлены две антенны протяженностью примерно 20 см. Каждая антенна выполнена в виде двойного плоского витка, параллельного поверхности плазмы. ВЧ-ток утекает по центральной ветви витка вдоль магнитного поля ловуш-

ки и возвращается к фидеру по боковым ветвям. Предусмотрена транспозиция ВЧ-токов по ширине антенны. Ширина антенны примерно 20 см. Эти антенны должны возбуждать в плазме, подобно щелевой антенне, в основном, медленные электромагнитные волны с ВЧ магнитным полем, перпендикулярным магнитному полю ловушки. Источником ВЧ-мощности будет служить автогенератор, выполненный на двух лампах с суммарной номинальной мощностью 1 МВт. Генератор и система связи с антеннами позволяют (по расчету) передавать в плазму до 300 кВт ВЧ-мощности в течение 0,1 секунды.

Циклотронный резонансный нагрев ионов предусматривается осуществлять в окрестности поля с пробочным отношением около 1,7 на расстоянии от средней плоскости ловушки около 35 см на частоте 25 МГц. Имеется в виду нагревать теплую плазму с плотностью порядка 10^{12} см⁻³. При достижении в резонансной области поперечного электрического поля волны около 100 В/см теплый ион может увеличить свою поперечную энергию до 1 кэВ за один пролет.

Описанную систему ИЦРН планируется использовать для следующих целей:

- облегчение подавления дрейфово-конусной неустойчивости ДКН;
- подогрев мишенной плазмы в стартовом режиме для ускорения накопления горячих ионов в ловушке;
- ослабление выхода горячих ионов в конус потерь в квазистационарном режиме.

Облегчение подавления ДКН состоит в повышении времени жизни теплых ионов в ловушке и увеличении их поперечной энергии. Теплая плазма будет генерироваться в локальной газовой коробке, установленной в пробке и сопряженной по магнитному потоку с антеннами. Если с помощью ИЦРН удастся значительно сократить поток теплой плазмы в ловушку, то можно надеяться на заметное повышение электронной температуры.

Экспериментальное исследование поляризационного электрического поля в плазме открытых ловушек представляет большой интерес, в частности, в связи с его использованием для улучшения продольного удержания плазмы в амбиполярных ловушках. На распределение потенциала в области магнитных пробок и в расширителе за пробками влияют продольное распределение плотности плазмы в области пробок, меняющаяся вдоль поля анизотропия распределения ионов и электронов по скоростям, отклонение рас-

пределения электронов в ловушке от равновесного (при поддержании плазмы атомарными пучками источник электронов сосредото-

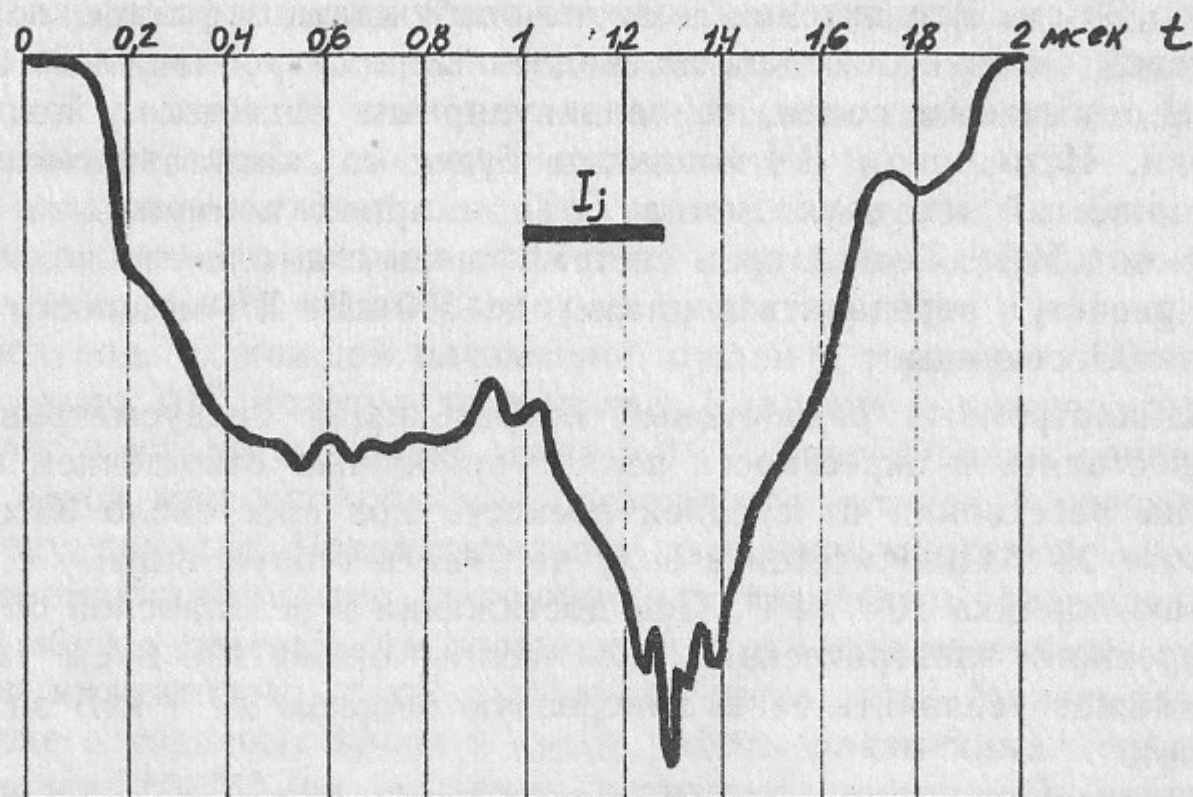


Рис. 5. Диаманитный сигнал от мишенной плазмы и захваченных горячих ионов.

чен вблизи нулевой скорости), многократный спад плотности быстрых ионов в расширителе, вторичная эмиссия электронов из плазмприемника, ионизация остаточного газа и теплая плазма. Многие из этих факторов являются неопределенными. Измерения распределения потенциала планируется производить в расширителе — с помощью зондов, в области пробок — с помощью продольного пучка тяжелых ионов с анализатором энергии и времени пролета ионов, потерявших в плазме второй электрон.

При запуске установки АМБАЛ-Ю в конце 1986 года было уверенно зарегистрировано накопление горячих ионов со средней энергией примерно 10 кэВ. На рис. 5 представлен диаманитный сигнал. В период инъекции атомарных пучков (I_j) величина $\langle nT_{\perp} \rangle$ возрастает на $2 \cdot 10^{15}$ эВ·см⁻³. Соответствующая плотность горячих ионов около 10^{11} см⁻³. Расчетная плотность горячих ионов не получена, в основном, по двум причинам: недостаточная плотность и шумы мишенной плазмы и неправильное направление инжектируемых атомарных пучков.

После ряда работ по повышению надежности установки, в том числе замены системы охлаждения обмоток Инь-Янь с водяной на масляную, летом 1987 года в течение двух месяцев проведены экс-

перименты совместно с группой специалистов из Ливерморской лаборатории (США) с использованием привезенной американской аппаратуры (времяпролетный анализатор атомов низкой энергии).

Анализ атомов, вылетающих из ловушки, проводился под питч-углами 90 и 10°. Установлено, что ионная температура мишенной плазмы в ловушке варьируется от 50 до 70 эВ. При инъекции стартовых пучков зарегистрирован подогрев ионов, как и электронов, мишенной плазмы до 10 эВ. При инъекции одного из основных пучков накопление горячих ионов регистрировалось времяпролетным анализатором. Не наблюдалось отраженных атомов из поглотителя инжектируемых пучков.

В ближайшее время будет проводиться работа по улучшению мишенной плазмы и получению в стартовом режиме горяче-ионного компонента с плотностью примерно $5 \cdot 10^{12}$ см⁻³. При этом ставится цель повысить электронную температуру перед выключением плазменных пушек. В дальнейшем планируется задержать и уменьшить поступление в ловушку молекулярного водорода из торцевых баков после выключения плазменных пушек, изучить ИЦР-нагрев мишенной плазмы и использовать ИЦРН вместе с основными пучками для перехода в квазистационарный режим.

В создании установки АМБАЛ, а затем АМБАЛ-Ю принимал участие большой коллектив физиков и инженеров. Частично их вклад в работу отражен в списке литературы [1—47]. В создание вакуумной системы основной вклад внесли Е.Д. Бендер, Г.И. Шульженко, А.Н. Драничников и Ю.С. Попов; системы электропитания и управления установкой — В.Е. Чуприянов, В.С. Белкин, Ю.В. Коваленко, В.В. Рачков, В.В. Демидов, В.М. Карлинер, В.Я. Савкин, Б.А. Баклаков, Е.И. Колобанов, С.П. Петров, В.Г. Соколов, С.А. Вибе. Система ИЦРН разрабатывается В.С. Белкиным, Е.И. Колобановым, Г.И. Фикселем и В.И. Чуприяновым. В сооружение установки в целом большой вклад внесли В.В. Чуприянов, К.К. Шрайнер, Г.Ф. Кузнецов, Ф.К. Кляус, Д.И. Павленко, Е.А. Сборщиков, В.Г. Соколов, М.В. Таубер, В.А. Феллер, В.С. Хрестолобов.

В физическом запуске установки АМБАЛ-Ю, кроме перечисленных в отчете [48] советских специалистов, принимали участие В.С. Белкин Е.Д. Бендер, А.А. Башкеев, В.В. Демидов, Ю.В. Коваленко, В.Я. Савкин, И.Я. Тимошин.

На оборудовании, разработанном для установки АМБАЛ и проходящем проверку на работоспособность в установке АМБАЛ-Ю, базируется сооружение осесимметричной амбиполяр-

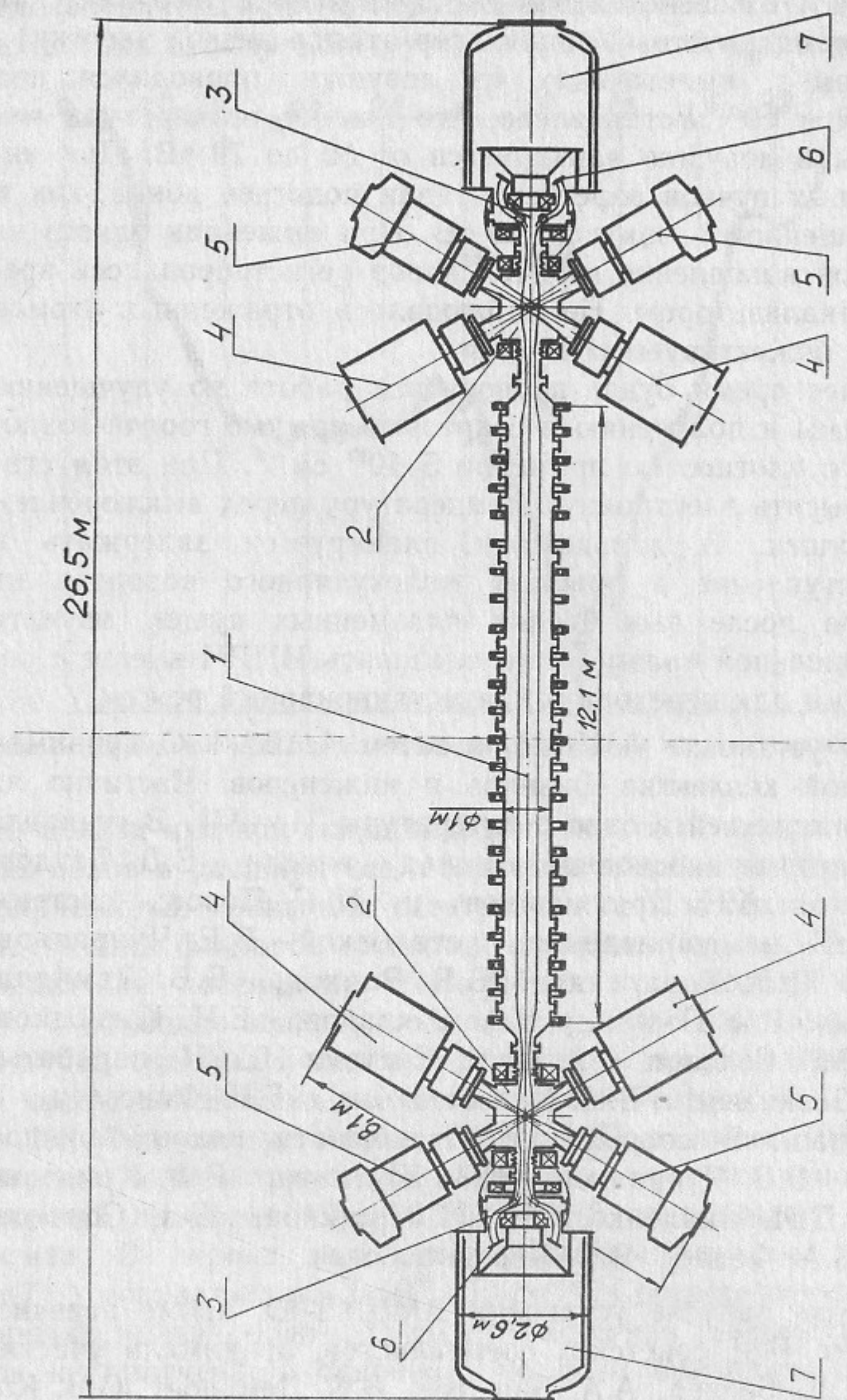


Рис. 6. Установка АМБАЛ-М в плане:

1 — центральный пробкотрон (соленоид); 2 — барьерные (амбиполярные) пробкотроны; 3 — МГД-стабилизаторы (с атомарными инжекторами по вертикали); 4 — атомарные инжекторы в барьерные пробкотроны; 5 — поглотители пучков; 6 — приемники плазмы; 7 — торцевые баки с откачными панелями.

ной ловушки АМБАЛ-М [49]. На рис. 6 представлен общий вид этой установки в плане.

ЛИТЕРАТУРА

1. Димов Г.И. Основные параметры экспериментальной ловушки с амбиполярными пробками АМБАЛ-1. — Препринт ИЯФ 77-46. Новосибирск, 1977.
2. Димов Г.И., Росляков Г.В. Ловушка с амбиполярными пробками. — Препринт ИЯФ 80-152. Новосибирск, 1980.
3. Лысянский П.Б. Исследование кинетики плазмы в пробкотроне с «тип В» при инъекции атомарных пучков. — Препринт 82-32. Новосибирск, 1982.
4. Лысянский П.Б., Тиунов М.А., Фомель Б.М. Численное моделирование процессов переноса в амбиполярной ловушке АМБАЛ. — В кн.: Труды X Европейской конф. по УТС и физике плазмы, 1981, т.1, с.7.
5. Лысянский П.Б., Тиунов М.А. Поперечная диффузия плазмы на расщеплении дрейфовых поверхностей в аксиально-несимметричных плазменных ловушках. — Физика плазмы, 1982, т.8, с.963.
6. Лысянский П.Б. Интеграл столкновений для прямого статического моделирования кинетики плазмы. — Физика плазмы, 1987, т.12, с.32.
7. Димов Г.И., Лысянский П.Б., Таубер М.В., Тимошин И.Я., Шрайнер К.К. Магнитная система экспериментальной ловушки с амбиполярными пробками. — В кн.: Докл. II Всесоюзной конференции по инженерным проблемам ТЯР, 1981, т.2, с.46.
8. Лысянский П.Б., Фомель Б.М. Расчет магнитной системы амбиполярной плазменной ловушки АМБАЛ-1. — Препринт ИЯФ 79-58. Новосибирск, 1979.
9. Димов Г.И., Зенков А.П., Лысянский П.Б., Соколов В.Г., Тимошин И.Я. Юстировка магнитной системы установки АМБАЛ. — Препринт ИЯФ 84-81. Новосибирск, 1984.
10. Белкин В.С., Соколов В.Г., Тимошин И.Я., Чуприянов В.Е. Трассировка магнитных силовых линий электронным пучком. — Препринт ИЯФ 85-109. Новосибирск, 1985.
11. Иванов А.А., Соколов В.Г., Фиксель Г.И., Таскаев С.Ю., Чуприянов В.Е. Получение и исследование мишенной плазмы в установке АМБАЛ. — Препринт ИЯФ 86-47. Новосибирск, 1986.
12. Димов Г.И., Росляков Г.В. Развитие атомарных инжекторов для нагрева и диагностики плазмы в ИЯФ СО АН СССР. — ВАНТ, серия «Термоядерный синтез», 1984, № 3, с.3—15.
13. Давыденко В.И., Росляков Г.В., Хавин Н.Г. Исследование четырехэлектродной многощелевой системы формирования ионного пучка. — ПТЭ, 1981, № 5, с.21—22.
14. Давыденко В.И., Димов Г.И., Морозов И.И., Росляков Г.В. Многоамперный импульсный источник протонов. — ЖТФ, 1983, т.53, с.258—263.
15. Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. Протонный источник импульсного инжектора атомов установки АМБАЛ. — ВАНТ, серия «Термоядерный синтез», 1983, № 2, с.67—70.
16. Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. Протонный источник инжектора атомов установки АМБАЛ. — ПТЭ, 1986, № 6, с.39—42.
17. Белкин В.С., Савкин В.Я. Система питания импульсных многоамперных ионных пучков. — ВАНТ, серия «Термоядерный синтез», 1983, № 2, с.71—75.

18. Белкин В.С., Донин А.С., Савкин В.Я. Система питания плазменного эмиттера многоамперного ионного источника ИНАК.—ВАНТ, серия «Термоядерный синтез», 1985, № 3, с.52—56.
19. Баклаков Б.А., Веремеенко В.Ф., Ефимов С.Н., Одинцов С.В., Петров С.П., Савкин В.Я. Высоковольтный модулятор для системы питания инжекторов атомарного пучка.—ВАНТ, серия «Термоядерный синтез», 1985, № 3, с.57—60.
20. Савкин В.Я. Генератор импульсов тока 400 А/0,1 сек для питания дугового разряда.—ПТЭ, 1986, № 5, с.138—141.
21. Соколов В.Г., Таубер М.В., Тимошин И.Я. Паромагниева мишень установки АМБАЛ.—Препринт 84-92. Новосибирск, 1984.
22. Гилев Е.А., Давыденко В.И., Росляков Г.В., Соколов В.Г., Тимошин И.Я. Эксперименты по взаимодействию мощного протонного пучка со сверхзвуковой струей паров магния.—Физика плазмы, 1985, т.11, с.1502—1507.
23. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. Получение и исследование струи мишенной плазмы для открытой ловушки.—Физика плазмы, 1982, т.8, с.970.
24. Ivanov A.A. Axisymmetric Mirror Experiments.—In: Proc. Cours on Mirror Based and Field Reversed, Approaches to Magnete. Fusion. Varenna, Italy 1983, Monotypia Franchi, Citta di Castello (Perugia) Italy, p.279—289.
25. Ivanov A.A., Kabantzev A.A. Investigation of the Plasma Stream by a Detector with the Camera-Obscura.—In: Proc. XVII International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Contrib. Papers, v.2, Budapest, 1985, p.1093.
26. Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков Г.В., Таскаев С.Ю. Плазменная струя в неоднородном магнитном поле.—Препринт ИЯФ 86-77. Новосибирск, 1986.
27. Бендер Е.Д. Протяженные дуговые испарители титана.—Препринт ИЯФ 81-46. Новосибирск, 1981.
28. Бендер Е.Д. Дуговые испарители титана для вакуумной системы установки АМБАЛ-Ю.—ВАНТ, серия «Термоядерный синтез», 1987, № 4, с.41—49.
29. Белкин В.С., Бендер Е.Д. Система питания дуговых испарителей титана установки АМБАЛ-Ю.—ВАНТ, серия «Термоядерный синтез», 1987, № 4, с.49—51.
30. Росляков Г.В., Таскаев С.Ю., Фиксель Г.И. Измерение коэффициентов отражения протонов низкой энергии от металлической поверхности методом Резерфордского рассеяния быстрых атомов.—Препринт ИЯФ 86-168. Новосибирск, 1986.
31. Давыденко В.И., Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков Г.В., Федотов М.Г., Шульженко Г.И. Корпускулярные диагностики плазмы для установки АМБАЛ.—В кн.: Диагностика плазмы. Сборник статей. Вып.5/Под редакцией М.И. Пергамента. М.: Энергоатомиздат, 1986, с.147—153.
32. Dudnikov V.G. AMBAL Diagnostics.—In: Proc. Cours on Mirror Based and Field Reversed Approaches to Magnetic Fusion, v.2. Varenna Italy, 1983. Monotypia Franchi, Citta di Castello (Perugia) Italy, p.435—454.
33. Димов Г.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. Диагностический инжектор атомов водорода.—ПТЭ, 1977, № 4, с.29.
34. Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В. Диагностический инжектор атомов водорода.—Физика плазмы, 1981, т.7, с.464—469.
35. Давыденко В.И., Димов Г.И., Росляков Г.В. Получение прецизионных ионных и атомных пучков высокой интенсивности.—ДАН СССР, 1983, т.271, с.1380—1383.
36. Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков Г.В. Многохордовое зондирование плазмы пучком быстрых атомов водорода.—Препринт ИЯФ 83-15. Новосибирск, 1983.
37. Дудников В.Г., Фиксель Г.И. Импульсная цезиевая мишень для анализатора атомов перезарядки.—ПТЭ, 1983, № 6, с.138—140.
38. Белкин В.С. Схема возбуждения и измерения характеристик импульсных электростатических зондов.—ПТЭ, 1985, № 2, с.158.
39. Багрянский П.А., Башкеев А.А., Белкин В.С. Инфракрасный лазерный интерферометр для диагностики квазистационарной плазмы.—В сб.: Докл. Всесоюзного совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. Дубна, 1983, с.129.
40. Белкин В.С., Багрянский П.А. Схема стабилизации базы двухчастотного интерферометра.—ПТЭ, 1984, № 3, с.178.
41. Bagryansky P.A., Belkin V.S., Dudnikov V.G. Gas Electroluminescent Proportional Detector for Plasma Diagnostics.—In: Proc. XVII International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Contrib. Papers, Budapest, 1985, p.1042—1044.
42. Багрянский П.А., Белкин В.С., Дудников В.Г. Характеристики блока детектирования с газовым электролюминесцентным детектором.—В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по использованию синхротронного излучения СИ-84, Новосибирск, 1984, с.194—196.
43. Багрянский П.А., Белкин В.С., Дудников В.Г., Шабалов Е.И. Газовый электролюминесцентный пропорциональный детектор с фотокатодом в рабочей камере.—ПТЭ, 1987, № 1, с.49.
44. Башкеев А.А., Коваленко Ю.В., Федотов А.А., Шульженко Г.И. Прибор для регистрации распределения потоков частиц и фотонов.—ПТЭ, 1987, № 3, с.169.
45. Белкин В.С., Коваленко Ю.В., Нифонтов В.И., Орешков А.Д. Автоматизация управления амбиполярной ловушкой АМБАЛ-1.—В сб.: Второй Всесоюзный семинар по автоматизации научных исследований в ядерной физике и смежных областях. Новосибирск, 1982.
46. Белкин В.С. Широкополосный повторитель с оптронной гальванической развязкой на 40 кВ.—ПТЭ, 1982, № 1, с.111.
47. Белкин В.С., Виле С.А. Высоковольтная оптронная развязка повышенной точности.—ПТЭ, 1984, № 6, с.181.
48. Картер М., Бини Д., Халси С., Портер Г., Молвик А. (Ливерморская Национальная лаборатория им. Лоуренса) Бельченко Ю., Гилев Е., Давыденко В., Димов Г., Дудников В., Кабанцев А., Карлинер В., Морозов И., Соколов В., Таскаев С., Фиксель Г., Чуприянов В. Эксперименты с времяпролетным энергоанализатором атомов перезарядки на установке АМБАЛ-Ю.—Отчет, Новосибирск—Ливермор, 1987.
49. Димов Г.И., Лысянский П.Б. Амбиполярная ловушка АМБАЛ-М. Физическое обоснование первой очереди.—Препринт ИЯФ 86-102, Новосибирск, 1986.

Г.И. Димов

Эксперимент АМБАЛ-Ю

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 12 октября 1987 г.
Подписано в печать 6.11.1987 г. МН 08438.
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,6 печ.л., 2,1 уч.-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 150

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*