

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

INIS-SU-86 (A)

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Термоядерный синтез

ВЫПУСК

3

Государственный комитет  
по использованию атомной энергии СССР

Центральный научно-исследовательский институт информации  
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК

СЕРИЯ

ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

издается с 1978 г.

ВЫПУСК 3

МОСКВА — 1988

Главный редактор

Е.П. Великов

**Редакционная коллегия:**

В.А. Бурцев, А.В. Георгиевский, Л.Г. Голубчиков, И.С. Данилкин,  
Г.И. Димов, К.Б. Карташев (зам. главного редактора),  
А.Г. Киров, Б.Н. Колбасов (зам. главного редактора), А.В. Комин,  
М.М. Ларнонов, Е.В. Морозова (ответственный секретарь),  
С.Л. Недосеев, В.Д. Рютов, К.Н. Степанов, Ю.С. Стребков, В.А. Чуянов

XII



*IKIS-SU--86*

*SU8410648-10444*

**Неорганическая химия  
и технология  
неорганических веществ**

*ИД 8200576 ИД 8200615*

**Радиохимия**

**Аналитическая химия**

**Координационная химия**

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

---

**XII Менделеевский съезд  
по общей и прикладной химии**

---

*Рефераты докладов  
и сообщений  
№1*

*1975 окт - 86*

**Неорганическая химия  
и технология  
неорганических веществ**

**Радиохимия**

**Аналитическая химия**

**Координационная химия**



**ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»**

Москва 1981

УДК 541.1; 541.124/128; 541.13

РЕДАКЦИОННАЯ КОМИССИЯ

академик **Жаворонков Н.М.** (председатель),  
член-корреспондент АН СССР **Абдуллаев Г. Б.**,  
доктор химических наук **Лазарев В.Б.**,  
доктор химических наук **Цивадзе А.Ю.** (ответственный секретарь),  
**Розинская В.Н.** (редактор),  
кандидат химических наук **Киреева И.К.** (редактор)

20503-329  
055(02)-81

Без объявления 1805000000

© Оргкомитет XII Менделеевского  
съезда по общей и прикладной  
химии, 1981 г.

## ГЕНЕРАТОР НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ АДИАБАТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ

И.Н. Головин, В.А. Жильцов, Д.А. Панов, А.А. Скворода, Г.Е. Шаталов, А.Г. Щербakov

Сформулированы требования, накладываемые на параметры генератора нейтронов с энергией 14 МэВ, предназначенного для испытания материалов и элементов конструкции первой стенки и blankets D-T-реактора. Показано, что генератор D-T-нейтронов, сконструированный на базе аксиально-симметричной ловушки с МГД-якорями типа каспа, может отвечать этим требованиям. Выполнен ориентировочный расчет параметров магнитной системы, плазмы и инжектора обсуждаемого генератора.

NEUTRON GENERATOR BASED ON ADIABATIC MIRROR MACHINE. I.N. GOLOVIN, V.A. ZHILTSOV, D.A. PANOV, A.A. SKOVORODA, G.E. SHATALOV, A.G. SCHERBAKOV. The conditions to which parameters of 14 Mev neutron generator for materials and elements of DT-reactor first wall and blanket constructions tests must satisfy are formulated. It is shown, that DT-neutron generator based on axial-symmetric mirror machine with cusp MGD anchors may satisfy to formulated conditions. Preliminary calculations of magnet system, plasma and injectors parameters are presented.

В работе обсуждается возможность создания на основе пробочной адиабатической ловушки генератора нейтронов с энергией 14 МэВ для испытаний материалов и элементов конструкции первой стенки и blankets D-T-реактора.

Остановимся на основных предъявляемых к генератору нейтронов (ГН) требованиях, вообще говоря, не специфичных для выбора типа генератора.

Требования формулируются исходя из суждения, что уже на стадии проектирования реактора (например, на базе токамака) необходимо иметь экспериментально апробированные данные по радиационной стойкости материалов, используемых при конструировании первой стенки и blankets, а также результаты испытаний реальных элементов конструкции blankets.

Испытания образцов будут иметь практическое значение, если нейтронный флюенс окажется сопоставимым с флюенсом одной кампании полномасштабного реактора до замены облучаемых нейтронами элементов конструкций, что составляет по современным оценкам не менее  $10 \text{ МВт}\cdot\text{лет}/\text{м}^2$  [1]. Время накопления такого флюенса в процессе испытаний можно считать удовлетворительным, если оно не превысит двух — четырех лет, что требует удельной мощности нейтронного потока  $2,5 - 5 \text{ МВт}/\text{м}^2$ . Реализация испытаний при более высоких нагрузках представляется чрезвычайно трудной и по этой причине неоправданной.

Для того чтобы условия, при которых проводятся испытания элементов конструкции blankets, были близки к условиям их работы в реальном реакторе, в зоне

испытаний необходимо иметь по возможности более однородное поле нейтронов. Его неоднородность можно считать приемлемой, если интенсивность нейтронного потока падает вдвое на расстоянии не менее 0,3 м, равном характерной толщине активной зоны blankets. Длина и ширина зоны испытаний должны быть значительно больше ее толщины, т.е. превышать  $1 - 1,5 \text{ м}$ .

Распыление материала первой стенки ГН под воздействием быстрых частиц \* должно быть  $\leq 0,5 \text{ мм}$  за время испытания образцов с набором флюенса  $10 \text{ МВт}\cdot\text{лет}/\text{м}^2$ .

Приведенные соображения позволяют сформулировать следующие требования:

1) ГН должен обеспечивать возможность облучения нейтронами с энергией 14 МэВ образцов материалов и элементов конструкции первой стенки и blankets полномасштабного реактора;

2) набираемая в процессе испытаний интегральная нейтронная нагрузка первой стенки ГН должна достигать  $10 \text{ МВт}\cdot\text{лет}/\text{м}^2$  (флюенс быстрых нейтронов с энергией выше 100 кэВ порядка  $1 \div 2 \cdot 10^{23} \text{ нейтр.}/\text{см}^2$ );

3) ГН должен иметь нейтронную нагрузку на первую стенку  $2,5 - 5 \text{ МВт}/\text{м}^2$  [ $1 \div 2 \cdot 10^{14} \text{ нейтр.}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ];

4) плотность потока нейтронов в зоне испытаний должна изменяться не более чем вдвое на длине 0,3 м;

5) площадь зоны испытаний должна быть  $2 - 5 \text{ м}^2$  и соответственно объем  $0,6 - 1,5 \text{ м}^3$ .

Обсудим далее физические принципы предлагаемого ГН.

\* В рассматриваемом ГН это требование выполняется с запасом.

В классе ловушек с магнитными пробками возможны различные схемы ГН [2 - 4]. Нам рассматривается вариант ГН на базе аксиально-симметричной адиабатической ловушки с магнитными пробками, в которой МГД-стабилизация D-T-плазмы обеспечивается МГД-акторами типа касп с электроно-горячей плазмой [5, 6]. Схема магнитной конфигурации показана на рис. 1. Стационарное состояние D-T-плазмы и электроно-горячей плазмы поддерживается соответственно инжекцией быстрых атомов и электроно-циклотронным резонансным нагревом (ЭЦН). Зоны облучения образцов размещаются между магнитными пробками и областью, занятой инжектируемыми пучками. Сверхпроводящие катушки магнитной системы от облучения нейтронами защищаются поглотителями.

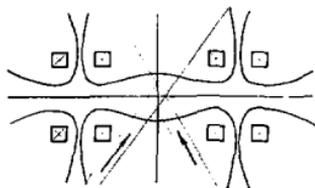


Рис. 1. Схема магнитной конфигурации ГН

МГД-стабилизация плазмы расмагнитываемого ГН основана на неоднократно проверенном принципе среднего минимума В. Грубая оценка условия устойчивости, вытекающая из энергетического принципа Круксала-Обермана [7],

$$(\beta_{пр.л} / L_{пр.л}) < (\beta_{касп} / L_{касп}) \quad (1)$$

показывает, что давление плазмы в каспе, обеспечивающее выполнение условия (1), может быть намного меньше давления плазмы в пробкotronе, поскольку в случаях, представляющих практический интерес, длина удвоения поля в каспе  $L_{касп}$  значительно меньше, чем в пробочной ловушке. Численный расчет МГД-равновесия [8] полностью подтвердил это качественное заключение, а также полученный аналитически вывод [9] о допустимости при выполнении условия устойчивости спада давления плазмы в каспе в направлении к нулю поля. Последнее обстоятельство весьма существенно, так как позволяет в области стохастических потерь плазмы в окрестности нуля поля снизить ее плотность до весьма низкого уровня.

Для перспектив рассматриваемого ГН важной является проблема конусной неустойчивости. Детально рассмотреть этот вопрос в данной работе не представляется возможным. Отметим лишь, что физика конусных неустойчивостей к настоящему времени изучена достаточно полно. Экспериментально показано [10], что введение небольшого количества теплых ионов (~5%) в ионно-горячую плазму подавляет конусную неустойчивость.

Высказаны соображения [11], что генерация небольшой по плотности, порядка нескольких процентов, популяции перегретых электронов в ионно-горячей плазме также способствует подавлению конусной неустойчивости. Имеется несколько экспериментальных работ (на установках ТМХ-У, GAMMA-10, TARA, "Огра-4"), где создавалась плазма с энергией ионов  $\leq 20$  кэВ, но потеря плазмы, обусловленная конусной неустойчивостью, не наблюдалась. В плазме с анизотропным распределением горячих ионов, свойственным ловушкам с магнитными пробками, в принципе может развиваться альфавейсовская поперечно-циклотронная неустойчивость. Однако, как показано экспериментально и численными расчетами, при инжекции под острым углом к оси ловушки порог ее развития удается сдвинуть в область больших  $\beta$ . В целом ситуация с микроустойчивостями, в том числе конусными, можно считать относительно удовлетворительной, хотя круг связанных с ней задач должен оставаться в центре внимания теоретических и экспериментальных исследований.

Очевидно, предельный поток нейтронов, рождающихся в плазме, ограничен предельно допустимым  $\beta$  и, следовательно, зависит от магнитного поля ловушки. Для вычисления потока нейтронов при заданном  $\beta$  определен профиль плотности плазмы при инжекции пучков быстрых атомов с учетом их поглощения в плазме. В режимах, представляющих практический интерес, когда плазма фактически непрозрачна для инжектируемых пучков, поток нейтронов дается выражением (МВт/м<sup>2</sup>)

$$P_N = [0.33\beta^2 / \sin\theta] S(W). \quad (2)$$

где В - поле пробкotronа, Тл;  $\theta$  - угол между направлением инжекции и осью ловушки; S(W) - слабо зависящая от энергии инжектируемых пучков функция, изменяющаяся от 1 до 0,7 при изменении W от 40 до 200 кэВ. В большинстве случаев, представляющих интерес,  $\beta$  максимально на границе плазмы. Отметим две особенности зависимости нейтронного выхода от параметров: он пропорционален  $\beta$ , а не  $\beta^2$  и не зависит от радиуса плазмы. Для ориентировки в порядках величин в таблице приведена зависимость  $P_N$  от В при  $\beta = 0,6$ ,  $\theta = 45^\circ$  и W = 150 кэВ, когда S(W) = 0,75.

Выход нейтронов как функция поля в ловушке

В, Тл	$P, \text{МВт/м}^2$	В, Тл	$P, \text{МВт/м}^2$
1	0,21	3,5	2,57
2	0,84	4	3,36
3	1,89	5	5,25

Основные каналы потерь энергии из плазмы в ловушках с пробками - потери, возникающие в результате кулоновского рассеяния и перезарядки ионов на быстрых атомах инжектируемых пучков. Потери энергии в виде тормозного и циклотронного излучения по сравнению с указанными несущественны. Предполагая для простоты,

что энергия атомов перезарядки, покидающих плазму, равна энергии инжектируемых атомов, и пренебрегая вторичным захватом атомов перезарядки в плазме, нетрудно получить (несколько завышенную ввиду упрощений) оценку мощности инжекции:

$$P_{\text{инж}} = \frac{4WY_1}{(\pi r)_{\text{кул}} (\sigma v)_{\text{я}} W_N (1 - \sigma_{\text{сх}} / \sigma_s)} \quad (3)$$

где  $W$  — энергия инжектируемых атомов;  $Y_1$  — полный нейтронный выход в энергетических единицах;  $(\sigma v)_{\text{я}}$  — усредненное по максвелловскому распределению  $\sigma v$  ядерного взаимодействия;  $W_N$  — энергия нейтронов;  $\sigma_{\text{сх}}$  — сечение перезарядки иона на атоме;  $\sigma_s$  — сечение обдирки атомов на ионах. На рис. 2 показана зависимость отношения  $P_{\text{инж}}/Y_1$  от энергии инжекции. Воз-

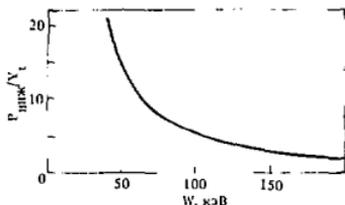


Рис. 2. Отношение мощности инжекции к нейтронному выходу как функция энергии инжекции

растание отношения  $P_{\text{инж}}/Y_1$  по мере уменьшения энергии инжектируемых атомов связано главным образом непродуцируемыми потерями энергии, выносимой из плазмы атомами перезарядки ввиду возрастания отношения  $\sigma_{\text{сх}}/\sigma_s$ . Используя соотношение  $Y_1 = P_N 2\pi R_{\text{пл}} = L (P_N - \text{мощность потока нейтронов на единицу поверхности, } R_{\text{пл}} - \text{радиус плазмы, } L - \text{ее длина})$ , можно с помощью (2) найти зависимость мощности инжекции от параметров ловушки и плазмы (МВт):

$$P_{\text{инж}} = \frac{9,2 \cdot 10^{-5} W \beta B^2 S(W)}{\sin \theta (\pi r)_{\text{кул}} (\sigma v)_{\text{я}} (1 - \sigma_{\text{сх}} / \sigma_s)} \quad (4)$$

Рассмотрим потери энергии из электронно-горячей плазмы в каспе, которые должны компенсироваться ЭПН. В каспе необходимо различать три зоны по характеру удержания горячих электронов. В наружной зоне имеет место адиабатическое удержание электронов, они теряются из нее в результате парных столкновений. В следующей, более глубокой зоне адиабатической поперечный инвариант не сохраняется и электроны теряются в результате стохастической диффузии. И, наконец, в небольшой области, содержащей ноль магнитного поля каспа, время жизни плазмы определяется ее вытеканием со скоростью понного звука. Результаты теоретических исследований, изложенных в работе [12], позволяют найти границы зон и вычислить соответствующие потери.

Соотношение интенсивностей потерь из указанных зон зависит от параметров каспа, температуры электронов, величин и профиля плотности плазмы. В диапазоне температур, равном десяткам килоэлектронвольт, при максимальной плотности плазмы  $n \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и отношении давлений плазмы в центре каспа и в максимуме 1:8 отношение кулоновских, стохастических и ионно-звуковых потерь приблизительно описывается пропорцией 1:1:6. Кулоновские потери даются выражением (МВт)

$$P_{\text{касп}}^{\text{К}} = 7,6 \cdot 10^6 \beta^2 V_{\text{гр}}^3 / l_0^2 T_e^{-5/2} F, \quad (5)$$

где  $\beta = 8\pi (n_e T_e)_{\text{макс}} / B_{\text{гр}}^2$ ,  $V_{\text{гр}}$  — минимальное поле на силовой линии поверхности плазмы в каспе, Тл;  $l_0$  — поперечная координата положения максимума давления плазмы в каспе;  $F$  — множитель, зависящий от вида распределения плотности плазмы вдоль поперечной координаты каспа, приблизительно равный 5  $T_e$ , кэВ. Согласно приведенной выше пропорции полные потери энергии из каспа  $P_{\text{касп}}^{\text{П}}$  ориентировочно даются выражением

$$P_{\text{касп}}^{\text{П}} = 8 P_{\text{касп}}^{\text{К}} \quad (6)$$

Необходимо отметить, что имеется ряд причин, по которым ионно-звуковые потери не смогут реализоваться, в результате чего потери из окрестностей нуля поля каспа окажутся намного меньше указанных. Однако их обсуждение выходит за рамки данной работы.

Для получения представления о порядке величины сделан ориентировочный расчет параметров ГН, удовлетворяющего требованиям, изложенным в начале данной работы. Получены следующие данные:

Удельная мощность нейтронов	..... 2,5 МВт/м <sup>3</sup>
Полный выход нейтронов	..... 28 МВт
Радиус плазмы	..... 0,3 м
Длина плазмы в пробочной ловушке	..... 6 м
Магнитное поле в среднем сечении пробочной ловушки	..... 3,5 Тл
Пробочное отношение	..... 3
Размеры зоны испытаний:	
длина	..... 1,5х2 = 3 м
площадь	..... 2,8х2 = 5,6 м <sup>2</sup>
объем	..... 0,8х2 = 1,6 м <sup>3</sup>
Энергия инжектируемых атомов	..... 150 кэВ
Мощность инжекции	..... 98 МВт
Ток инжекции	..... 650 А
Угол инжекции	..... 45°
Плотность плазмы в пробочной ловушке	..... 2,4 · 10 <sup>14</sup> см <sup>-3</sup>
Время жизни ионов	..... 0,1 с
в пробочной ловушке	..... 0,6
в каспе	..... 0,075
Поперечная координата границы	
в каспе	..... 0,4 м
Поперечная координата положения максимума давления в каспе	..... 0,2 м
Поле в минимуме В на границе плазмы в каспе	..... 3,5 Тл
Максимальная плотность плазмы в каспе	..... 1,5 · 10 <sup>13</sup> см <sup>-3</sup>

Кулоновские потери из каспа . . . . . 0,9 МВт  
 Максимальная полная потеря энергии  
 из каспа . . . . . 7,5 МВт  
 Полные затраты энергии на под-  
 держание стационарного со-  
 стояния плазмы в генераторе  
 нейтронов при КПД инжекто-  
 ров 0,5 и КПД пироэтронов 0,3 . . . . . 220 МВт

Предварительный анализ возможности реализации ГН на основе адиабатической ловушки с пробками и МГД-якорями типа каспа показывает, что в обоснование ГН привлекались в основном известные и экспериментально проверенные физические принципы. Некоторый дефицит физических данных ощущается в отношении нагрева и удержания электронно-горячей плазмы в каспе, они должны быть получены в модельных экспериментах лабораторного масштаба. Для реализации проекта нет необходимости привлекать непробированные технологические приемы. В то же время использование рекуперации (до настоящего времени недостаточно изученной) энергии потоков заряженных частиц, покидающих плазму через магнитные пробки, а также энергии потоков заряженных частиц в инжекторах могло бы заметно улучшить энергетические характеристики ГН.

В данной работе не обсуждались вакуумные проблемы. Они не относятся к разряду легко решаемых, но в то же время не выходят за пределы развитых технологий.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Велихов Е.П. и др. Гибридный термоядерный реактор-токамак для производства топлива и электроэнергии. — Атомная энергия, 1978, т. 45, с. 3.
2. Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рютов Д.Д. Газодинамическая ловушка с двухкомпонентной плазмой: Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-40, 1984.
3. Dogget J.N. et al. A Fusion Technology Demonstration Facility TDF. — LLNL Report, UCRL-90824, 1984.
4. Badger B. et al. TASKA-M. A Low Cost, Near Term Tandem Mirror Device for Fusion Technology Testing. — Karlsruhe: Kernforschungszentrum, Report FPA-83-7, UWFDM-600, 1984.
5. Сковорода А.А. Осесимметричный стабилизирующий элемент амбиоплярной ловушки. — Физика плазмы, 1985, т. 11, с. 1319.
6. Арсенин В.В., Белавин М.И., Головин И.Н. и др. О возможности экспериментального исследования МГД устойчивого удержания плазмы в аксиально-симметричной открытой ловушке. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1986, вып. 4, с. 17.
7. Kruskal M.D., Oberman C.R. On the stability of Plasma in Static Equilibrium. — Phys. Fluids, 1958, vol. 1, p. 278.
8. Дроздов В.В., Мартынов А.А. Расчеты МГД-равновесия и устойчивости плазмы в осесимметричных открытых ловушках: Препринт ИГМ № 16, 1987.

9. Нагорный В.П., Ступаков Г.В. Желобковая неустойчивость плазмы в антипробкотроне. — Физика плазмы, 1984, т. 10, с. 476.
10. Kanaev B.I. Stabilization of Drift Loss-Cone Instability (DLCI) by Addition of Cold Ions. — Nucl. Fusion, 1979, vol. 19, p. 347.
11. Arsenin V.V. Suppression of Drift Cone Instability in plasma with a Finite Pressure by a group of hot Electrons. — In: Proc. X Europ. Conf. Contr. Fusion Plasma Phys., 1981, p. C-10.
12. Чириков Б.В. Динамика частиц в магнитных ловушках. — В кн.: Вопросы теории плазмы, т. 13. — М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 3.

Статья поступила в редакцию  
 10 марта 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
 Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, с. 3 — 6.

## ОЧИСТКА КАМЕРЫ ТЛЕЮЩИМ РАЗРЯДОМ КАК СРЕДСТВО УМЕНЬШЕНИЯ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ ОТ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА

В.А. Жильцов, Ю.А. Кучеряев, Д.А. Панов, А.А. Рабин,  
А.А. Скворода, Ю.А. Тарабрин

Изучается возможность уменьшения газовой выделенности со стенок камеры под воздействием интенсивных пучков быстрых атомов водорода при помощи предварительной очистки камеры тлеющим разрядом в аргоне. Показано, что путем длительной очистки камеры тлеющим разрядом без предварительного прогрева установки можно существенно снизить коэффициент газовой выделенности под воздействием быстрых атомов водорода и получить эффективные значения коэффициента выделенности  $\sim 0,7$ . Доминирующей компонентой остаточного газовой выделенности является водород. Эффект очистки длительно сохраняется, если в камеру не производится напуск атмосферы.

THE GLOW DISCHARGE CHAMBER CLEANING AS A MEANS OF THE OUTGASSING RATE REDUCING UNDER NEUTRAL HYDROGEN BEAM BOMBARDMENT. V.A. ZHILTSOV, Yu.A. KUCHERJAEV, D.A. PANOV, A.A. RABIN, A.A. SKOVORODA, Yu.A. TARABRIN. The diminution of outgassing rate from the vacuum chamber walls under intense neutral hydrogen beam bombardment by preliminary argon glow discharge cleaning has been investigated. It was shown that sufficiently long discharge cleaning without chamber baking permits essentially reduce the outgassing rate and obtain the effective trapping coefficient equals to 0,7. The main outgassing component after cleaning is  $H_2$ . The chamber wall conditioning has been kept for a long time without contact with atmosphere.

Выделение газа из стенки при бомбардировке ее быстрыми частицами играет важную роль в процессах получения и удержания горячей плазмы. Например, во всех экспериментах на открытых ловушках при большой плотности плазмы время жизни горячих ионов ограничено перезарядкой на газе, который поступает в основном в результате десорбции со стенок. Инжекция быстрых атомов водорода, которая используется как средство создания плазмы, в то же время может стать источником интенсивного газовой выделенности, если не приняты меры, предотвращающие попадание десорбированного газа в область накопления плазмы.

Проблема газовой выделенности от инжекции является особенно острой для установок, где нет могильников пучка. Например, в "Огра-4" (рис. 1) пучки принимаются на

стенку камеры или на специальную мишень на расстоянии  $\sim 1$  м от центра ловушки. Поскольку в камере нет мощных средств откачки, почти весь поток десорбции дает вклад в повышение давления, наблюдаемое в импульсе инжекции.

В ранее выполненных нами экспериментах было показано, что после предварительного прогрева камеры "Огра-4" до  $200 - 300^\circ\text{C}$  каждый атом или ион с энергией 14 кэВ десорбирует 1 - 2 молекулы  $H_2$  и приблизительно столько же тяжелых молекул (в основном с массами 28 и 44). Наблюдался эффект тренировки пучком, состоящий в том, что максимальное из указанных значений коэффициента газовой выделенности через 30 - 50 импульсов переходило в минимальное. Испытывались специально изготовленные приемные мишени из титана и ниобия, которые можно было предварительно обезгаживать при температурах  $< 650^\circ\text{C}$  в вакууме  $\sim 10^{-7}$  Торр и поддерживать при людовой температуре от  $-30^\circ\text{C}$  до  $600^\circ\text{C}$  перед импульсом пучка. Замена стенки такой мишенью практически не влияла на величину газовой выделенности. Кратковременная ( $\sim 1$  ч) очистка камеры тлеющим разрядом в аргоне или  $H_2$  тоже не давала заметного результата.

Затем мы провели длительный эксперимент с тлеющим разрядом в аргоне при комнатной температуре. В разных местах камеры были установлены четыре электрода. После откачки атмосферы камера не подвергалась обычному прогреву. При помощи пьезоэлектрического клапана и трубомолекулярного насоса создавался стационарный поток аргона при давлении 1 - 3 Торр и скорости откачки  $\sim 100$  л/с (характерное время газообмена в камере  $\sim 100$  с). Напряжение горения разряда составляло 460 В, суммарный ток электродов поддерживался равным 3 А, что соответствует средней плотности тока на стенке  $\sim 7$  мкА/см<sup>2</sup>. В течение нескольких первых часов очистки горение разряда сопровождалось сильным на-

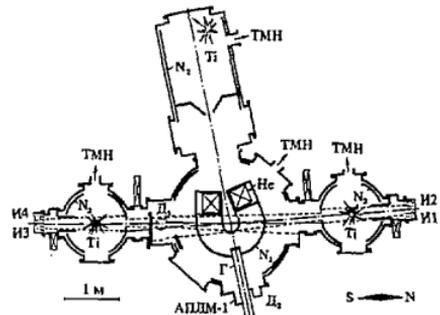


Рис. 1. Схематический план установки "Огра-4": ТМН - турбомолекулярные насосы;  $N_2$  - затопиты (в течение всего эксперимента азотиты камеры выходящие при  $20^\circ\text{C}$ ); Ti - дуговые испарители титана; И1 - И4 - источники пучков (расположены выше и ниже шпестости рисунка); Г - выходной тиротрон; при измерениях газовой выделенности шпестер южного коллектора был закрыт; постоянная времени откачки камеры  $\sim 3$  с

краснее со стенок и концентральной свечении вблизи диэктродов (анодов). В дальнейшем искрение прекратилось, разряд заполнил все видимое пространство камеры ровным сиянием свечения.

Для контроля компонентного состава газа, в котором горит разряд, в системе откачки был установлен масс-спектрометр типа МХ-7304. Было обнаружено, что начальная стадия очистки сопровождается появлением в аргоне значительных примесей  $H_2$ ,  $H_2O$  и молекул с массой  $M$ , равной 28 (предположительно окиси углерода). Через 5 ч горения разряда концентрации  $H_2$  и  $M = 28$  падают в 10 раз. Дальнейшее снижение концентрации этих примесей идет с разной скоростью: концентрация падает в 100 раз относительно первоначальной через 12 ч для  $M = 28$  и через 27 ч для  $H_2$ .

Для контроля эффективности очистки разряд выключается, аргон откачивается и в камеру поочередно вводятся пучки северного инжектора (см. рис. 1). Пучок № 1 принимается на стенку, состоящую из нескольких деталей конструкции установки (диэлектрик, нержавеющей сталь, медь), а пучок № 2 — на мишень из ниобия толщиной 0,3 мм. Полное число вводимых в камеру быстрых частиц измерялось тепловыми мониторами. Типичные параметры импульса инжекции: длительность 20 мс, ток пучка 8 А, средняя плотность тока на мишени или стенке 20 мА/см<sup>2</sup>, средняя энергия частиц пучка 14 кэВ.

Газовыделение от пучка измеряется дифференциальными импульсными датчиками  $D_1$  и  $D_2$ . Рядом с датчиком  $D_2$  расположен масс-спектрометр типа АПДМ-1, который использовался для контроля компонентного состава газа, поступающего в камеру в импульсе инжекции.

Характерные осциллограммы процесса газовыделения от пучка № 2 приведены на рис. 2. Каждая осциллограмма представляет собой результат полученного при

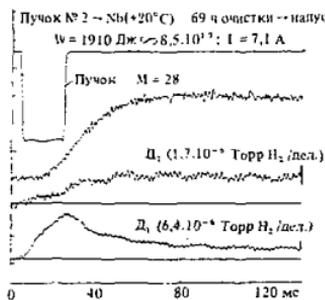


Рис. 2. Характерные осциллограммы газовыделения от пучка:  $W$  — полная энергия быстрых частиц за импульс (средняя энергия частиц равна 14 кэВ);  $I$  — ток пучка; величины в скобках у осциллограмм  $D_1$ ,  $D_2$  — чувствительность соответствующих каналов; сигнал  $D_1$  приблизительно пропорционален потоку газовыделения от пучка, сигнал  $D_2$  — интеграл этого потока по времени.

помощи ЭВМ вычитания двух измерений: первое выполнено при наличии пучка, второе — в том же режиме работы инжектора, но без ускоряющего напряжения на источнике. Это позволяет учесть перетекание водорода из источника в камеру вследствие неидеальной его откачки и инжекторе. Обращает внимание разное поведение сигналов  $D_1$  и  $D_2$ . Оно отражает тот факт, что при потоках газовыделения  $\sim 10$  экв.А существенно сказывается колесная проводимость между областью приема пучка и основным объемом камеры. Временной ход различных компонент газовыделения приблизительно одинаков, что видно из сравнения сигналов  $D_1$  и АПДМ, настроенного на  $M = 28$ . В этом случае сумма парциальных давлений всех примесей составляет  $\sim 0,1$  от давления  $H_2$ , поэтому сигнал  $D_2$  иллюстрирует кинетику выделения водорода.

В качестве меры полного газовыделения за импульс инжекции мы принимаем подъем давления в камере, измеренный через 60 мс импульса, когда процесс газовыделения уже закончился, но откачки газа из камеры еще можно пренебречь. Деление полного числа молекул, десорбированных в объеме  $10$  м<sup>3</sup>, на полное число инжектированных быстрых частиц дает коэффициент газовыделения. На рис. 3 показана эволюция коэффициента газовыделения  $H_2$  от пучка № 2 в ходе эксперимента с тлеющим разрядом. Отметим ряд фактов:

— через  $\sim 20$  ч очистки коэффициент газовыделения становится  $< 1$ , т.е. начинается выдернение пучка в ниобий, возрастающее до чре продолжения очистки;

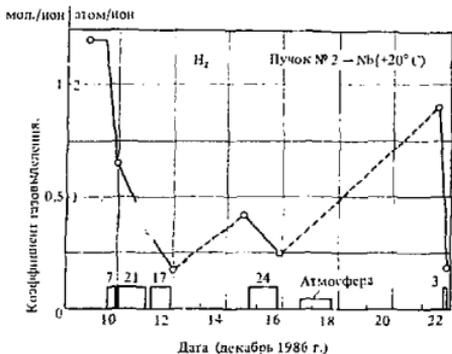


Рис. 3. Эволюция полного коэффициента выделения  $H_2$  от пучка № 2: уровень 1 атом/ион — граница области итеренция; прямоугольниками обозначены интервалы тлеющего разряда, числа над ними — предположительная длительность (ч); в паузе 13, 14 декабря откачка камеры выключена; 16 декабря обнаружено сильное запыление окон камеры; для замены окон в камеру напу дена атмосфера; 18 декабря камера снова закрыта и откачана; с вечера 19 до утра 22 декабря откачка выключена

— после двухсуточного пребывания камеры без от качки (13, 14 декабря) эффект внедрения сохраняется, хотя газовыделение возрастает;

— после напуска атмосферы коэффициент газовыделения возрастает почти до исходной величины, однако 3 ч очистки достаточно для восстановления эффективного внедрения.

Близкие результаты получены и для лучка № 1, который облучает стенку, состоящую из разных материалов.

Анализ экспериментальных данных позволяет сделать следующие основные выводы.

1. В камерах большого объема путем длительной аргоновой очистки без прогрева можно получить внедрение быстрых атомов и ионов водорода с коэффициентом, достигающим 0,7. При дозах  $(2 \div 5) \cdot 10^{15}$  быстрых частиц на  $1 \text{ см}^2$  за импульс эффективность внедрения практически не зависит от материала мишени. Доминирующей компонентой остаточного газовыделения является водород.

2. Остаются непонятными характерные особенности процесса газовыделения от мощных импульсных пучков, такие, как монотонный рост потока десорбции в течение импульса и медленный спад его после импульса (см. рис. 2), а также соотношение вкладов мишени и окружающих стенок в величину коэффициента газовыделения. Решение этих вопросов способствовало бы выработке более эффективной технологии очистки.

Авторы благодарны А.И. Лившицу, А.А. Писгареву, Ю.М. Пустогойту и Г.В. Рослякову за полезные обсуждения вопросов внедрения быстрых частиц.

Статья поступила в редакцию  
10 марта 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, с. 7 — 9.

УДК 621.039.6

## ВНУТРЕННЯЯ ЗАЩИТА ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

С.А. Зимин

Рассмотрена оптимизация трехзонной защиты термоядерного реактора. Приводятся рекомендации по толщине третьей зоны.

THE INBOARD SHIELD OF THERMONUCLEAR REACTOR. S.A. ZIMIN. The optimization of the three-zone shield of a thermonuclear reactor is considered. The thicknesses of the third zone are recommended.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективность гетерогенной защиты термоядерного реактора (ТЯР) зависит от взаимного расположения тяжелого и легкого компонентов. В реальных случаях проектирования радиационной защиты при изменении ее состава и толщины слоев возможна сильная деформация нейтронного спектра. Поэтому для исследования вопроса о нахождении оптимального расположения компонентов в гетерогенной защите приходится применять прямой метод, предусматривающий расчет пространственно-энергетического распределения нейтронов в различных защитных композициях. Причем ввиду большого числа параметров, характеризующих гетерогенную защиту (например, толщины слоев легкого и тяжелого компонентов, различные материалы слоев и т.д.), число исследуемых вариантов приходится выбирать достаточно большим, что требует значительных затрат машинного времени и времени на обработку и анализ результатов.

В работах [1, 2] для некоторых характерных материалов были проведены оптимизации двухзонной защиты, содержащей тяжелую и легкую компоненты. Недостатком этих работ является использование при оптимизации критерия ограничения на выходе из защиты флюенса нейтронов с  $E > 0,1 \text{ МэВ}$ . Это показывают предвари-

тельные расчеты, при оптимизации необходимо учитывать и критерий ограничения дозы на выходе из защиты. Это позволяет учитывать радиационные повреждения в изоляции магнитов за защитой не только от нейтронов, но и от  $\gamma$ -квантов. Причем при определенных композициях защиты вклад в дозу от  $\gamma$ -квантов может быть определяющим.

### 2. ДВУХЗОННАЯ ЗАЩИТА

Схема материального состава двухзонной защиты показана на рис. 1,а. По этой схеме для ряда материалов — возможных компонентов защиты ТЯР по программе ANISN [3] с библиотекой CASK [4] — в цилиндрической геометрии были проведены нейтронно-физические расчеты в  $P_2S_2$ -приближении. Объемный изотропный источник  $14\text{-МэВ}$  нейтронов был расположен в 1-й зоне композиции. Оптимизация проводилась с учетом двух критериев: ограничения флюенса нейтронов на выходе из защиты и ограничения дозы в оксидной изоляции магнитов. На рис. 2 приведены результаты расчетов зависимости оптимального объемного соотношения легкой и тяжелой компонент от типа компонент, полной толщины композиции и от вида критерия. Кроме того, для сравнения приведены некоторые данные работы [1].

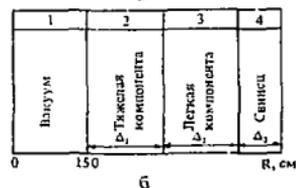
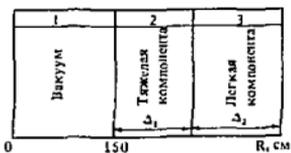


Рис. 1. Схема материального состава двухзонной (а) и трехзонной (б) защиты: 1 - 4 номера зон

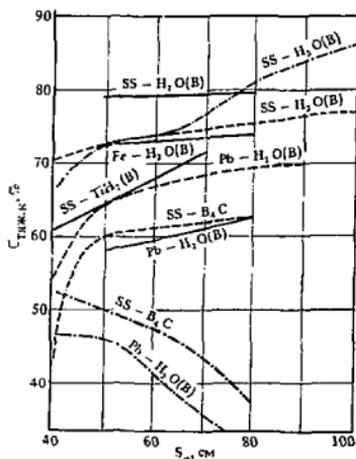


Рис. 2. Зависимость оптимальной доли тяжелой компоненты от полной толщины  $S_2$  двухзонной защиты при использовании критериев ограничения флюенса нейтронов (---) и ограничения поглощенной дозы (—) на выходе из защиты; — — — данные работы [1]

Наиболее существенное расхождение результатов расчетов с данными работы [1] имеет место в случае композиции  $Pb-H_2O(B)$ . Оно связано с использованием различных библиотек нейтронно-физических констант. В работе [1] использовались константы, полученные на основе файла оцененных данных ENDF, а здесь — на основе файла оцененных данных ENDF/B-III. В случае данных ENDF/B-III оптимум для свинцовой защиты смещается в сторону больших толщин тяжелой компоненты.

По критерию ограничения флюенса нейтронов опти-

мальное относительное содержание тяжелой компоненты при фиксированной толщине защиты растет с ростом толщины защиты (см. рис. 2). Это связано с тем, что толщина легкой компоненты, необходимая для дозамедления нейтронов, замедлившись под порог неупругого рассеяния, слабо зависит от толщины всей защиты.

При сравнении различных композиций отмечено, что для композиции  $Pb-H_2O$  относительное оптимальное содержание тяжелой компоненты существенно ниже, чем для  $SS-H_2O$ .

Анализ результатов расчетов двухзонной защиты с первым свинцовым слоем показывает, что доза на выходе из такой защиты в основном определяется сравнительно мягкими  $\gamma$ -квантами с энергиями  $< 0,5$  МэВ. Это объясняется тем, что свинец имеет сравнительно малое сечение захвата нейтронов в тепловой области (0,17 б, тогда как у железа, например, 2,62 б), что приводит к малым потокам захватных  $\gamma$ -квантов в слоях свинца, близких к воде, а это, в свою очередь, обуславливает малые потоки высокоэнергетического (6 - 8 МэВ)  $\gamma$ -излучения на выходе из защиты. Основная масса тепловых нейтронов в этой композиции захватывается элементом  $^{10}B$ , имеющим огромное сечение захвата тепловых нейтронов (3813 б), и по реакции  $^{10}B(n, \alpha)^7Li$  с вероятностью 94% образуются  $\gamma$ -кванты с энергией 0,478 МэВ, которые имеют достаточно большую среднюю длину свободного пробега в воде  $\lambda \approx 10$  см. Именно по этой причине доза на выходе из защиты в основном определяется потоком  $\gamma$ -квантов с энергией  $< 0,5$  МэВ, а не захватным  $\gamma$ -излучением на свинце или в воздухе. Становится понятным, почему оптимальное относительное содержание свинца при фиксированной толщине защиты для критерия ограничения дозы на выходе из защиты с ростом толщины защиты заметно уменьшается. Это связано с необходимостью большей толщины легкой компоненты для: отглонения или рассеяния  $\gamma$ -квантов, образующихся по реакции  $^{10}B(n, \alpha)^7Li$ . Отсюда следует вывод о необходимости (в случае использования в защите свинца) трехзонной защиты с последней зоной из свинца для поглощения  $\gamma$ -квантов.

Для композиций, в которых в качестве тяжелой компоненты используется сталь или железо, доза на выходе из защиты в основном определяется  $\gamma$ -квантами с энергиями  $> 0,5$  МэВ. Это связано со значительным сечением поглощения тепловых нейтронов в железе (2,62 б), что приводит к заметному выходу  $\gamma$ -квантов с энергиями от нуля до 7 - 9 МэВ. Высокоэнергетические  $\gamma$ -кванты имеют достаточно большую длину свободного пробега в легкой компоненте. Например, для  $\gamma$ -квантов с энергией 7 - 8 МэВ в воде  $\lambda \approx 30$  см. Этим объясняется значительная вероятность их выхода за защиту и большое значение дозы от  $\gamma$ -квантов с энергией  $> 0,5$  МэВ. Однако в данном случае существенно и доза от  $\gamma$ -квантов с энергиями  $< 0,5$  МэВ. Она определяется частично  $\gamma$ -квантами захватного происхождения в слоях железа или стали, близ-

лежащих к легкой компоненте, и частично  $\gamma$ -квантами с энергий 0,478 МэВ, возникающими в легкой компоненте по реакции  $^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha)^7\text{Li}$ .

Как и для композиции  $\text{Pb}-\text{H}_2\text{O}$ , для композиции  $\text{SS}-\text{B}_2\text{C}$  при использовании критерия ограничения дозы на выходе из защиты оптимальное относительное содержание тяжелой компоненты уменьшается с ростом полной толщины защиты. Таким образом, как и для свинца, очевидна необходимость использования в этом случае трехзонной защиты с третьим слоем тяжелой компоненты (свинца) для поглощения  $\gamma$ -квантов.

Зависимость флюенса нейтронов с  $E > 0,1$  МэВ и дозы, поглощенной в изоляции магнитов, от полной толщины защиты приведена на рис. 3. Видно, что с ростом полной толщины флюенс нейтронов и доза заметно снижаются. Однако абсолютные значения дозы достаточно велики, что связано с использованием двухзонной защиты, которая малоэффективна в ослаблении  $\gamma$ -квантов.

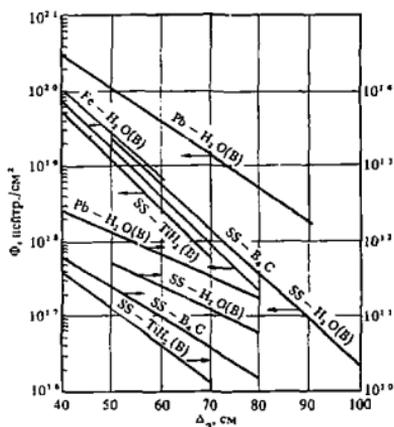


Рис. 3. Зависимость флюенса нейтронов и дозы для двухзонной защиты от ее толщины при оптимальном объемном соотношении тяжелой и легкой компонент за 5 МВт.лет/м²

### 3. ТРЕХЗОННАЯ ЗАЩИТА

Схема материального состава трехзонной защиты изображена на рис. 1,б. В качестве компоненты третьей зоны целесообразно использовать свинец, так как он имеет значительно большую, чем железо, плотность ( $\text{г}/\text{см}^3$ ) и большой во всей области энергии массовый коэффициент ослабления  $\gamma$ -квантов.

При малых толщинах третьей зоны (порядка нескольких сантиметров) с ростом ее толщины имеет место интенсивное уменьшение дозы от  $\gamma$ -квантов на выходе из защиты ввиду их сильного поглощения в тяжелой компоненте третьей зоны. Причем потоки тепловых нейтронов

в третьей зоне уже достаточно малы и захватное  $\gamma$ -излучение здесь не дает существенного вклада в дозу на выходе из защиты. При этом рост дозы от нейтронов на выходе из защиты с ростом толщины третьей зоны менее существен, чем спад дозы от  $\gamma$ -квантов, и обусловлен ухудшением компоновки защиты, которая была оптимальна для ослабления высокоэнергетических нейтронов с  $E > 0,1$  МэВ. При достаточно больших толщинах третьего слоя рост дозы от нейтронов на выходе из защиты становится определяющим и уменьшение дозы от  $\gamma$ -квантов уже не может скомпенсировать первый эффект. Поэтому суммарная доза от нейтронов и от  $\gamma$ -квантов на выходе из защиты проходит через минимум, которому соответствует некоторая оптимальная толщина третьего слоя.

При расчетах соотношение между тяжелой и легкой компонентами защиты выбиралось на основании проведенных ранее расчетов оптимального соотношения для двухзонной защиты. Далее при фиксированной толщине защиты и фиксированном соотношении между суммарной толщиной первой и третьей зон и толщиной второй зоны изменялась толщина третьей зоны с целью получения минимальной дозы на выходе из защиты. С ростом полной толщины защиты возрастает и оптимальная толщина третьей зоны (рис. 4). Это связано с увеличением

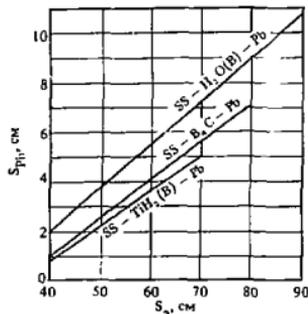


Рис. 4. Зависимость оптимальной толщины третьей зоны от полной толщины защиты  $S_2$  при оптимальном объемном соотношении тяжелой и легкой компонент

роли  $\gamma$ -квантов в формировании дозы на выходе из защиты с ростом ее толщины. Согласно рис. 5 доза на выходе из трехзонной защиты с увеличением ее толщины заметно уменьшается. Так же как для двухзонной защиты, композиции с гидридом титана и карбидом бора более эффективны, чем композиции с водой для всех рассмотренных толщин защиты.

С ростом толщины третьей зоны при фиксированной толщине защиты наблюдается рост числа смещений в медном стабилизирующем проводнике за защитой. Это обусловлено тем, что число смещений определяется только флюенсом нейтронов, а для ослабления флюенса

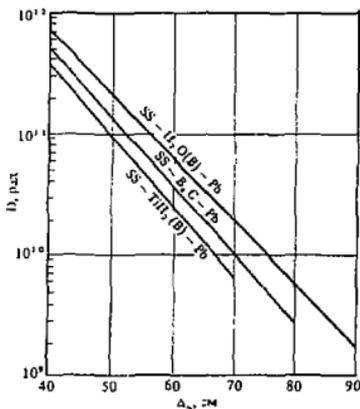


Рис. 5. Зависимость дозы от полной толщины оптимизированной трехзонной защиты за 5 МВт.лет/м<sup>2</sup>

нейтронов, как указывалось выше, оптимальна двухзонная защита. Однако рост числа смещений довольно незначителен. Так, для композиции SS-H<sub>2</sub>O(B)-Pb толщиной 60 см при  $\Delta_{Pb} = 0$   $N = 1,9 \cdot 10^{-3}$  дпа, а при  $\Delta_{Pb} = 5$  см (оптимальная толщина по ограничению дозы)  $N = 2,8 \cdot 10^{-3}$  дпа. Таким образом, число смещений увеличилось лишь в 1,5 раза. Но доза (см. рис. 3, 5) изменится при этом почти в 5 раз. Аналогичные результаты получены в работе [5] для железа и воды при толщине 80 см. Там для композиции, оптимальной по ограничению дозы,  $N$  возрастает в 2 раза, а для композиции, оптимальной по ограничению  $N$ , доза возрастает в 6,4 раза. Кроме того, в [5] рассмотрен критерий ограничения теплового нагрева в сверхпроводящих катушках, который не рассматривается в рамках данной работы. Показано, что композиция защиты, оптимальная по этому критерию, близка к композиции, оптимальной по ограничению дозы. Таким образом, на основании результатов данной работы и работы [5] можно предположить, что композиция защиты, оптимальная по ограничению дозы, видимо, будет разумным компромиссом для трех радиационных критериев: ограничения дозы, числа смещений и теплового нагрева.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Двухзонная радиационная защита ТЯР малоэффективна для ослабления  $\gamma$ -квантов, что приводит к недопустимо большим значениям дозы, поглощенной в изоляции магнитов на выходе из защиты. При использовании трехзонной защиты с третьим слоем, содержащим свинец для ослабления  $\gamma$ -квантов, генерируемых в защите, для толщины защиты 80 – 90 см удается получить дозу, поглощенную в изоляции магнитов на выходе из защиты по-

рядка ( $1 \pm 10$ )  $10^0$  рад. Причем при таких толщинах защиты оптимальная толщина третьей свинцовой зоны составляет 6 – 11 см в зависимости от состава первых двух зон и сокращается с уменьшением полной толщины защиты.

Как правило, при оценках эффективности радиационной защиты ТЯР используются три критерия: ограничение дозы, поглощенной в изоляции магнитов за защитой; ограничение числа смещений в материале стабилизирующего проводника; ограничение теплового нагрева в сверхпроводящих катушках. Однако каждому из этих трех критериев соответствует свое оптимальное расположение тяжелой и легкой компонент при фиксированной толщине защиты. Трудность заключается также в отсутствии определенности в значениях этих критериев, что, в свою очередь, связано с отсутствием точных данных о радиационной стойкости материалов обмоток и изоляции магнитов и неопределенностью в том, какие материалы надо использовать для этих целей. В данной работе показано, что для материалов, предлагаемых для использования в качестве обмоток тороидального поля в настоящее время, разумным компромиссом будет оценка эффективности защиты ТЯР на основе критерия ограничения дозы, поглощенной в эпоксидной изоляции магнитов.

#### Список литературы

1. Каширский А.В. Расчетное исследование металлородной радиационной защиты термоядерного реактора-токамака. – ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1981, вып. 1 (7), с. 93.
2. Зимин С.А. Исследование внутренней газоохлаждаемой радиационной защиты термоядерного реактора-токамака. – ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1985, вып. 2, с. 54.
3. Engle W.W., Jr. User's Manual for ANISN. – In: A One-Dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering. – Union Carbide Corporation, 1967, K-1697.
4. Morrison G.W. et al. A Coupled Neutron and  $\gamma$ -ray Multigroup Cross Section Library for Use in Shielding Calculations. – Trans. Am. Nucl. Soc., 1972, vol. 15, p. 535.
5. Gilai D., Greenspan E., Levin P., Price W.E. Optimal Iron-Water Shields For Fusion Reactors. – In: Nucl. Research Center-Negew. – Israel and Princeton University (USA), 1982.

Статья поступила в редакцию  
5 октября 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники,  
Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, с. 9 – 12.

## ЭКСПЕРИМЕНТ АМБАЛ-Ю

Г.И. Димов

Кратко описана установка АМБАЛ-Ю. Дана программа экспериментов с ее физическим обоснованием. Приведено детальное описание вакуумных условий в плазменной ловушке.

EXPERIMENT AMBAL-YU (PROGRAM OF INVESTIGATION). G.I. DIMOV. The AMBAL-YU device is briefly described. The program of experiments is given and substantiated. Detailed description of the vacuum conditions is presented.

## ВВЕДЕНИЕ

После запуска магнитно-вакуумной системы амбиполярной ловушки АМБАЛ в 1984 г. произошло межвитковое замыкание обмотки северного пробкотрона. Восстановить изоляцию обмотки не удалось. 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 г. в южном пробкотроне была получена мишенная плазма с плотностью  $> 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и электронной температурой 20 эВ. При этом ослабление стартового атомарного пучка на мишенной плазме достигало 30%.

В 1986 г. установка АМБАЛ была перекомпонована в адиабатическую ловушку АМБАЛ-Ю, осуществлен ее физический запуск и зарегистрировано накопление в ней ионно-горячей плазмы в стартовом режиме.

Программа эксперимента АМБАЛ-Ю включает:

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

## ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка АМБАЛ-Ю схематически представлена на рис. 1. Магнитное поле ловушки имеет квадрупольную асимметрию, обеспечивающую "минимум В" в центре ловушки. Оно создается парой катушек типа "иньяль". Катушки намотаны на охлаждаемой медной шпилькой непосредственно на внешнюю вакуумную камеру соответствующей магнитному полю геометрии. Катушки укреплены снаружи бандажом из немагнитной стали, внешняя форма которого представляет собой куб с размером ребра  $\sim 1,8 \text{ м}$ .

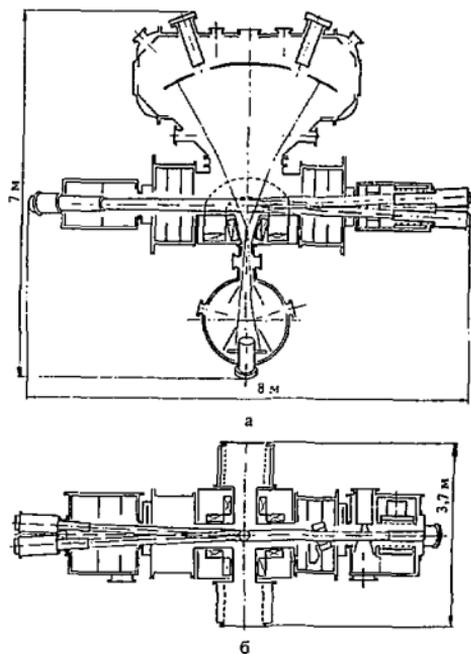


Рис. 1. Разрез: установки АМБАЛ-Ю по горизонтальной средней плоскости (а) и вертикальный разрез по нижнеторцевому тракту (б)

В продольном направлении к щелевым отверстиям вакуумной камеры ловушки присоединены горизонтальный и вертикальный торцевые баки диаметром 1,6 м и длиной 4 м. В баках установлены приемники плазмы, поверхность которых площадью  $4 \times 0,9 \text{ м}$  изогнута нормально к северному запробочному магнитному полю. Перед приемниками плазмы помещены по две пары боковых экранов для поглощения отраженных от плазменной приемников быстрых частиц. Около внутренних поверхностей торцевых баков расположены панели, охлажда-

мые жидким азотом, в переходных частях между камерой ловушки и торцевыми баками — панели, охлаждаемые водой. Все панели, экраны и плазморриемники в торцевых баках покрываются пленкой титана с помощью протяженных дуговых испарителей титана.

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

К боковым овальным отверстиям вакуумной камеры ловушки присоединен инжекторный тракт, общей длина которого вместе с камерой ловушки 8 м. Инжекторный тракт размещен в цилиндрическом и прямоугольном вакуумных баках, соединенных между собой прогретым шибром, диаметр проходного отверстия которого 0,4 м (см. рис. 1). В цилиндрические баки, примыкающие к камере ловушки, встроены охлаждаемые азотом панели, наполняемые титаном. Справа в прямоугольном баке (см. рис. 1,б) размещен основной квазистационарный атомарный инжектор с двумя протонными источниками, установленными в средней горизонтальной плоскости (см. рис. 1,а). Протонные источники с перезарядными трубами окружены встроенным гелиевым криосасосом со скоростью откачки водорода 80 тыс. л/с. За перезарядными трубами находится газозаградительная парамагнитная струя (см. рис. 1,б). Выйдя из этой струи, атомарные пучки проходят магнитный сепаратор, размещенный в цилиндрическом баке. Здесь ионы пучка отклоняются в ионный поглотитель, рабочая поверхность которого охлаждается водой и наполняется титаном. После прохождения чер. л. ловушку не поглощенная в плазме часть атомарных пучков попадает в поглотитель пучков, встроены в левый (см. рис. 1,б) прямоугольный бак. Поглотитель пучков представляет собой систему ребристых водоохлаждаемых панелей, наполняемых 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 имеются соответствующие отверстия.

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

В установке АМБАЛ-10 имеются следующие средства диагностики плазмы:

- шламмагнитная петля;
- многогорловое 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  $h\nu \gg 1$  кэВ;
- камера-обскуры для атомов перезарядки;
- регистрация излучения  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ ;
- зонды различных типов;
- болометр пирролезаэлектрический;
- быстрые похолодающие измерители плотности газа около плазмы;

— лазерный интерферометр со стабилизацией базы.

На установке обеспечивается возможность измерения продольного распределения потенциала с помощью пучка частиц. Управление установкой автоматизировано на основе управляющей ЭВМ "Электроника-100/25" и пяти мик. 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, размером 9x120 см. Расчетный диаметр плазмы в средней плоскости 22 см, размеры горячей плазмы в пробках 4x92 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 желобовую устойчивость плазмы. Расчетная нежелобность дрейфовых поверхностей на периферии плазмы не превышает 3% от радиального размера.

Каждый квазистационарный ионный источник генерирует ионный пучок с током 25 А, энергией 25 кэВ и длительностью 0,1 с. Содержание монокрипной компоненты превышает 90%. Эмиссионный диаметр пучков 13 см, угловая расходимость  $\pm 0,5 \times 10^{-2}$ . Суммарный квазистационарный (основной) атомарный поток на плазму 35 — 40 А. Распределение плотности атомарных пучков в области плазмы близко к гауссовскому с полуразмерами 7,5 см на уровне  $1/e$  доперек 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 и параметром удержания  $n\tau \approx 8 \cdot 10^{11}$ . При этом имеет место радиальный спад плотности плазмы до  $\sim 10\%$  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  $\hat{n} = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  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 тепловой плазмы для стабилизации микроустойчивости в подобных ловушках электронная температура снижается по  $\sim 1\%$  от энергии инжекции. При

этом время жизни ионов определяется в основном торможением на электронах:

$$\pi\tau \sim (1 + \frac{\sigma_{cx}}{a_1}) k\tau_{dr}$$

В рассматриваемых условиях  $\sigma_{cx} \sim a_1$ ,  $k \sim 2$ . Для  $T_e = 100 \div 200$  эВ  $\pi\tau = 0,85 \div 2,35 \cdot 10^{11}$  с/см<sup>3</sup>. При  $(n^0)^0 \approx 0,1$  н<sup>2</sup> 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  $n \hat{=} 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> необходима  $T_e \hat{=} 110 \div 120$  эВ.

Для накопления горячей плазмы и выхода в квазистационарный режим в установке АМБАЛ-Ю используются четыре плазменных 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 четыре струи образуют замкнутый квадрат (рис. 2). Измерение поперечного распределения плотности мишенной плазмы показывает, что полость в квадрате также заполняется плазмой с плотностью, равной 10 – 20% от пиковой плотности в струях, которая колеблется в пределах  $2 \div 6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> при электронной температуре  $T_e = 20$  эВ. Эффективная толщина мишенной плазмы зависит от трехмерной геометрии плазмы и поперечного распределения атомарных пучков, по грубой оценке она составляет  $2 \div 6 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>.

Каждый стартовый ионный источник генерирует ионный пучок с током 75 А при энергии 20 кэВ и длительности 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 равен  $\sim 120$  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  $\sim 20 \div 50\%$ . Без учета потерь стартовые пучки позволяют накопить горячей ионный компонент плазмы плотностью до  $2 \cdot 10^{13}$  в объеме  $\sim 5$  л. Время жизни ионов ограничивается охлаждением на электронах. При  $T_e = 20$  эВ и средней плотности мишенной плазмы  $\sim 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> время торможения на электронах  $\sim 4\tau_{dr} \sim 250$  мкс. При этом горячие ионы могут накапливаться до плотности  $\sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

Процесс накопления плазмы начинается с включения плазменных струй. После достижения плато плот-

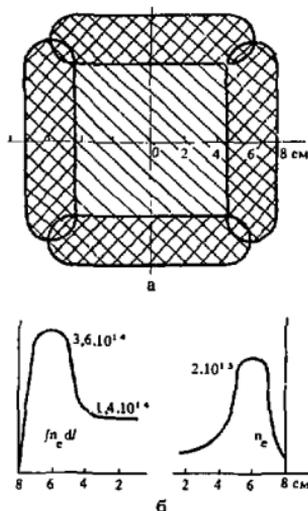


Рис. 2. Сечение мишенной плазмы в средней плоскости ловушки (а) и поперечное распределение средней и локальной плотности мишенной плазмы (б)

ности мишенной плазмы в ловушке включаются основные и стартовые атомарные пучки. Моменты включения пучков оптимизируются экспериментально. Представляется выгодным включать стартовые пучки перед стадией 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 конечного ларморовского радиуса ионов (КЛР) баланс периферийной плотности плазмы, поддерживаемой в ловушке атомарными пучками, описывается уравнением

$$\frac{dn}{dt} = j_0 \sigma_i (H_1) n_{H_1} + j_0 a_1 n - (a v)_{cx} n_{H_2} n - \frac{n^2}{\pi\tau} = 0, \quad (1)$$

где  $j_0$  – плотность потока инжектируемых атомов  $H^0$ ;  $\sigma_i$  – эффективное сечение ионизации атомов  $H^0$  горячими ионами и электронами плазмы;  $a_1 (H_1)$  – сечение ионизации атомов  $H^0$  на молекулах водорода;  $n_{H_2}$  – плотность молекул водорода;  $(a v)_{cx}$  – скорость перезарядки быстрых ионов на молекулах. Плотность  $j_0$  сильно изме-

няется в пространстве. Однако, когда время жизни захватываемых ионов превышает период их дрейфовых вращений вокруг оси ловушки, можно за  $j_0$  принять среднюю величину по дрейфовой оболочке плазмы. Для наружной оболочки, когда поперечный размер инжектируемого атомарного потока  $l_0$  меньше диаметра оболочки, можно принять следующую оценку средней плотности:

$$j_0 \approx \frac{I_0}{\pi l^2} \quad (2)$$

где  $r$  и  $l$  — средний радиус и длина плазменного слоя (оболочки) с плотностью  $n$ . В нашем случае при  $I_0 = 35$  А на периферии плазма  $r \sim 10$  см,  $l \sim 30$  см, соответственно  $j_0 \approx 2 \cdot 10^{17}$  атом/см<sup>2</sup>·с.

При энергии инжекции  $E_1 = 25$  кэВ  $\sigma_i(\text{H}_2) = 1,4 \times 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. При энергии захваченных ионов  $E_2 = 10 \div 20$  кэВ  $(\sigma v)_{\text{ex}} = 1,2 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с, при  $E_1 = 25$  кэВ  $(\sigma v)_{\text{ex}} = 1,1 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с. При  $T_e \sim 100$  эВ и  $E_1 = 3 \div 25$  кэВ эффективное сечение ионизации инжектируемых атомов  $\sigma_i = 2,8 \div 3,3 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> (с учетом вращения вектор скорости ионов).

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

$$n_{\text{H}_2}^* = \frac{j_0 \sigma_i}{(\sigma v)_{\text{ex}}} \quad (3)$$

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

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

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

$$n = \sqrt{j_0 \sigma_i(\text{H}_2) \cdot \pi r \cdot n_{\text{H}_2}} \approx 3,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

При  $n_{\text{H}_2} < n_{\text{H}_2}^*$  ionизацией инжектируемых атомов  $\text{H}_2^+$  на водороде можно пренебречь:

$$n = j_0 \sigma_i \pi r (1 - \frac{n_{\text{H}_2}}{n_{\text{H}_2}^*}) \quad (4)$$

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

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  $\text{H}_2$  при  $E_1 \gtrsim 3$  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  $T_e = 30 \div 100$  эВ и  $E_1 = 20 \div 25$  кэВ скорость разрушения молекул  $\text{H}_2$   $(\sigma v)_{\text{H}_2} = 1,8 \div 1,9 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с. 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  $n\delta = 5 \div 4,7 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. При разрушении молекул образуются в основном ионы  $\text{H}_2^+$ , только 3 — 6% вещества превращается во франк-кондоновские атомы. Скорость разрушения ионов  $\text{H}_2^+$  электронами и быстрыми ионами  $(\sigma v)_{\text{H}_2^+} \approx 1,4 \div 1,5 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с, при этом примерно 40% вещества превращается во франк-кондоновские атомы. Если время жизни ионов  $\text{H}_2^+$  будет определяться их разрушением, то

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

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

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

Ионы  $\text{H}_2^+$  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  $n \sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup> время разрушения ионов  $\text{H}_2^+$   $\tau_{\text{H}_2^+} = (\langle \sigma v \rangle_{\text{H}_2^+})^{-1} = 50 \div 100$  мкс.) В результате только ~10% молекулярного водорода будет перерабатываться во франк-кондоновские атомы. В этом случае  $n_{\text{FK}} \sim 0,01 n_{\text{H}_2}$ ,  $n_{\text{H}_2^+} \sim 0,3 n_{\text{H}_2}$ .

Таким образом, в любом случае  $n_{\text{FK}} \ll n_{\text{H}_2}$ ,  $n_{\text{H}_2^+} \sim n_{\text{H}_2} \ll n$  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. 3а (ось  $x$  нормальна к поверхности плазмы).

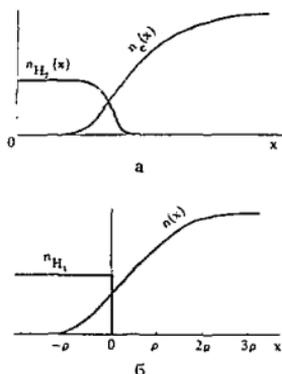


Рис. 3. Распределение плотности водорода и плазмы по нормали к поверхности плазмы: з — реальное распределение; б — расчетная модель.

На поверхности, соответствующей координате  $x$ , присутствуют ионы, имеющие центры ларморовской окружности  $x_p$  в пределах  $x - \rho < x_p < x + \rho$ , поэтому плотность ионов на поверхности  $x$

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

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

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial n(x)}{\partial x_p} = \frac{j_0 \sigma_i n(x_p)}{\pi \sqrt{\rho^2 - (x_p - x)^2}} - \frac{\partial n(x)}{\partial x_p} \frac{1}{\pi} \int_{x_p-\rho}^{x_p+\rho} \left[ \langle \sigma v \rangle_{cx} n_{H_1}(x) + \frac{n(x)}{\pi r} \right] x \frac{dx}{\sqrt{\rho^2 - (x - x_p)^2}}. \quad (7)$$

В стационарном режиме

$$n(x) = \int_{x-\rho}^{x+\rho} \frac{j_0 \sigma_i n(x_p) dx_p}{\sqrt{\rho^2 - (x_p - x)^2}} \int_{x_p-\rho}^{x_p+\rho} \left[ \langle \sigma v \rangle_{cx} n_{H_1}(x) + \frac{n(x)}{\pi r} \right] x \frac{dx}{\sqrt{\rho^2 - (x - x_p)^2}}. \quad (8)$$

Распределение плотности водорода

$$n_{H_1}(x) = n_{H_2}(0) \exp - \frac{\int_0^x n(x) dx}{n\delta}. \quad (9)$$

Стационарный режим возможен только при определенном значении  $n_{H_2}(0)$ . Вследствие роста  $j_0$  с увеличением  $x$  по оценке (2), например, стационарный режим при постоянном значении  $n_{H_2}(0)$  устойчив. Чтобы не было схлопывания плазмы, необходимо поддержание в слое водорода с плотностью  $n_{H_2} > n_{H_2}^*$  достаточно плотного слоя горячей плазмы:

$$x(n_{H_2}^*) \int_0^x n(x) dx \geq n\delta \ln \frac{n_{H_2}(0)}{n_{H_2}^*}. \quad (10)$$

Для оценки допустимой величины  $n_{H_2}(0)$  примем ступенчатое распределение водорода по рис. 3,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, что

$$n_p(x_p) \approx \frac{j_0 \sigma_i n(x_p)}{\langle \sigma v \rangle_{cx} n_{H_1} \int_{x_p-\rho}^0 \frac{dx}{\sqrt{\rho^2 - (x - x_p)^2}} + \frac{1}{\pi r} \int_0^{x_p+\rho} \frac{n(x) dx}{\sqrt{\rho^2 - (x - x_p)^2}}}. \quad (12)$$

Примем, что распределение плазмы в интервале  $0 < x < \rho$  близко к линейному:

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

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

$$\int_{-\rho}^0 n(x) dx = \frac{j_0 \sigma_i}{\langle \sigma v \rangle_{cx}} \frac{n(\rho)}{n_{H_1}} \rho \int_0^{\pi/2} \frac{[1 - (\frac{\pi}{2} \alpha)^2 \sin^2 \alpha] d\alpha}{\alpha(1-b) + \pi b}, \quad (14)$$

где

$$b = \frac{1}{\langle \sigma v \rangle_{cx} \pi r} \frac{n(\rho)}{n_{H_2}}.$$

При  $n(\rho)/n_{H_2} \ll 10^4$ ,  $b \ll 1$  и

$$\int_{-\rho}^0 n(x) dx \approx 0,54 \frac{j_0 \sigma_i}{\langle \sigma v \rangle_{cx}} \frac{n(\rho)}{n_{H_1}} \rho. \quad (15)$$

После подстановки в (10) получим

$$n_{H_2} \ln \frac{n_{H_2}}{n_{H_2}^*} \leq 0,54 \frac{j_0 \sigma_i}{\langle \sigma v \rangle_{cx}} \frac{\rho n(\rho)}{n\delta}. \quad (16)$$

Для  $x \gg 2\rho$  плотность плазмы ограничивается только торможением ионов на электронах. Если  $n(\rho)$  незначительно меньше  $n(2\rho)$ , то из (8) следует, что  $n(2\rho) \approx j_0 \sigma_i \rho$ . 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  $n(\rho) \approx 0,55 n(2\rho)$ . После подстановки этого значения в (16) имеем

$$n_{H_2} \ln \frac{n_{H_2}}{n_{H_2}^*} \leq 0,3\rho \frac{(j_0 \sigma_i)^2 \pi r}{\langle \sigma v \rangle_{cx} n\delta}. \quad (17)$$

В нашем случае ( $\rho \approx 2$  см) допустимое значение плотности молекул в потоке водорода, падающем на плазму,  $n_{H_2} \approx 2,4 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>. 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  $n_{H_2}^k$  по (3) допустимая величина плотности водорода с учетом КЛР новов 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 путем подержания наружного слоя теплой плазмы толщиной  $10^{12} \div 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Такой слой плазмы, вероятно, создавался в установке 2Х11В 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  $\sim 10\%$  от инжектируемого потока. При этом  $\sim 65\%$  этих атомов вылетают вперед в интервале углов от направления инжекции  $\pm 70^\circ$  и только  $\sim 20\%$  атомов вылетают назад в интервале углов  $\pm 90^\circ$ . В квазистационарном режиме на приведенной длине плазмы  $\sim 30$  см средняя плотность потока атомов от перезарядки на атомарных пучках  $\sim 2 \cdot 10^6$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Большинство этих атомов попадает в четыре окна в средней плоскости камеры общей площадью 1 м<sup>2</sup>. 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  $\sim 20\%$  общего потока.

При плотности молекул в падающем на плазму потоке водорода  $n_{H_2} = 2,4 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup> плотность их потока  $\sim 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. При этом средняя на длине 30 см плотность потока быстрых атомов от перезарядки на молекулах и образовавшихся франк-кондоновских атомах  $< 2 \cdot 10^4$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, а средняя плотность потока франк-кондоновских атомов  $< 10^{14}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.

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 намного меньше тока захватываемых ионов, в нашем случае  $j_{0,sl} \ll 0,1 j_0 = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Плотность потока молекул водорода со стенки должна быть меньше  $2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.

Для обеспечения указанных требований внутренняя поверхность вакуумной камеры ловушки, включая боковые стенки окон, покрыта лайнером из ниобия общей площадью 7 м<sup>2</sup>. Конструктивно лайнер выполнен в виде нагревателя из лент шириной 60 мм 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  $\sim 100$  с до 800°C.

Ниобий, как и все металлы группы IVA и VA, способен экзотермически растворить большое количество водорода:  $\sim 0,5$  атома водорода на один атом ниобия. Теплота растворения в ниобий составляет 0,35 эВ на один атом водорода. Чистый ниобий имеет небольшую энергию активации диффузии  $\epsilon_D = 0,106$  эВ и отличие от часто используемого титана ( $\epsilon_D = 0,54$  эВ). При нормальной температуре атомы водорода диффундируют на 100 монослоев за  $\sim 1$  мкс, при 800°C концентрация водорода выравнивается по всей толщине 0,3 мм пластины за  $\sim 5$  с. Глубина потенциальных ям для атомов водорода в титане (0,54 – 1,3 эВ) значительно больше теплоты растворения в ниобий. Поэтому при одинаковых условиях на поверхности температура выгаживания водорода из ниобия значительно ниже, чем из титана.

Из ряда расчетов при нормальном давлении атомов водорода с энергией  $E \geq 100$  эВ следует, что от ниобия с половинной энергией отражается в среднем 50, 20, 10 и 6% атомов при энергии падающих атомов соответственно 0,1, 1, 10 и 20 кэВ. Эти отраженные атомы играют в основном полезную роль — они увеличивают эффективный ток инжекции. В зависимости от условий на поверхности при энергии падающих атомов  $E < 20 \div 100$  эВ коэффициент отражения падает с понижением энергии. По нашим измерениям максимум коэффициента отражения соответствует  $E = 100 \div 200$  эВ, при  $E = 50$  эВ его значение снижается до  $\sim 35\%$ . Иная в виду расчеты, в которых отчасти учитывались условия на поверхности, можно ожидать, что франк-кондоновские атомы водорода с энергией  $E \sim 5$  эВ будут иметь коэффициент отражения  $\sim 10\%$ .

Подавляющая часть неотраженных атомов поглощается в лайнере. По экспериментальным данным, при температуре чистого ниобия 250 – 300 К поглощается  $\sim 95\%$  неотраженных атомов водорода с энергией 5 – 25 кэВ, если поглощенная доза не превышает  $\sim 5 \cdot 10^{17}$  атом/см<sup>2</sup>. 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 сохраняется до 400 – 500 К. Ограничение дозы с высоким коэффициентом 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<sub>2</sub><sup>+</sup> с энергией 9 кэВ блистеринг не наблюдается до дозы  $2 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>.

В реальных условиях не представляется возможным поддерживать ниобий в чистом состоянии, так как потребовалось бы периодически прогревать лайнер при температуре  $\sim 2200^\circ\text{C}$  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. Оксид углерода на поверхности диссоциирует при прогреве до  $\sim 400^\circ\text{C}$ . В наших условиях, при которых имеется возможность периодически прогревать лайнер только до  $\sim 800^\circ\text{C}$ , поверхностный слой ниобия глубиной до  $\sim 50$  монослоев будет содержать десятки процентов кислорода и углерода.

Это обстоятельство не должно сильно влиять на процесс внедрения высокоэнергетичных атомов водорода. Средняя глубина внедрения этих атомов в ниобий пропорциональна их энергии и при  $E = 20$  кэВ равна  $\sim 80$  монослоям. Неметаллические примеси пассивируют поверхность  $\text{NiO}$  — уменьшают глубину приповерхностного потенциала хемосорбции 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 высока (7,45 эВ). Коэффициент распыления ниобия быстрыми водородными частицами не выше, чем для других металлов групп IVA и VA. Его максимальное значение для протонов  $\sim 2,5 \cdot 10^{-3}$  при энергиях  $E = 3 \div 5$  кэВ. При  $E = 25$  кэВ коэффициент распыления  $\sim 1,5 \cdot 10^{-2}$ . Распыление примесей (кислорода и углерода), по-видимому, не будет превышать распыление 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  $400^\circ\text{C}$ . После такого прогрева протон с энергией  $\sim 10$  кэВ сбивает меньше одной молекулы газа и такое состояние поверхности сохраняется в течение нескольких часов при вакууме даже  $10^{-6}$  Торр. Для восстановления этого состояния поверхности достаточно минутный прогрев ее до  $400^\circ\text{C}$ . Поскольку предусмотрен прогрев лайнера до  $800^\circ\text{C}$  и в вакуумной камере ловушки обеспечивается хороший вакуум без водорода до  $10^{-9}$  Торр, главной в наших условиях является сорбция монослоем водорода на поверхности.

Чистая поверхность ниобия, по-видимому, не имеет хемосорбционного барьера, хотя есть отдельные экспериментальные данные о существовании такого барьера для водорода высотой  $\sim 0,05$  эВ. Приповерхностный хемосорбционный потенциал в 0,59 эВ значительно глубже потенциала (теплоты) растворения в 0,36 эВ. Поэтому водород, попадая на поверхность, прежде всего почти полно-

стью заполняет хемосорбционную яму и образует соответствующий монослой  $\sim 10^{15}$  атом/см<sup>2</sup>. При этом вероятность поглощения молекулы  $\text{H}_2$ , обладающей на поверхность,  $\sim 10\%$ . При парциальном давлении водорода  $10^{-7}$  Торр хемосорбированный монослой заполняется за  $\sim 10$  с. Эффективное сечение выбивания хемосорбированного атома водорода с поверхности быстрым атомом водорода с энергией  $\sim 1$  кэВ равно  $\sim 10^{-16}$  см<sup>2</sup>, с повышением энергии это сечение падает. Таким образом, в случае чистого ниобия каждый быстрый атом может выбивать  $\sim 0,1$  атома водорода.

При пассивированной кислородом и углеродом поверхности водорода вследствие образования хемосорбционного барьера вероятность поглощения молекулы  $\text{H}_2$  кататрофически падает. По экспериментальным данным А.И. Лившица и сотр. (ЛЭИС) вероятность растворения водорода в ниобии с "естественной" (неочищенной) поверхностью

$$\xi \sim 10^{-3} \exp - \frac{\epsilon_a}{T},$$

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

Отсутствуют надежные данные по обезгаживанию ниобия. Некоторые экспериментальные результаты В.А. Курнаева и А.А. Писарева (МИФИ) позволяют надеяться на удаление основной массы водорода из ниобия при минутном прогреве до  $700 - 800^\circ\text{C}$ . Неясно, останется ли при этом на пассивированной поверхности ниобия значительная часть хемосорбированного монослоя атомов водорода.

В книге М. Каминского "Атомные и ионные столкновения на поверхности металла" приведены результаты экспериментов 1938 г. по времени жизни молекул  $\text{N}_2\text{O}$  и  $\text{C}_2\text{H}_2$  на поверхности окисленного никеля. При нормальной температуре время жизни молекул на поверхности  $10^{-8} - 10^{-9}$  с, с повышением температуры поверхности оно быстро падает. Если принять, что время жизни молекул  $\text{H}_2$  на поверхности пассивированного ниобия (когда их хемосорбцией можно пренебречь)  $\sim 10^{-8}$  с, то при давлении водорода  $\sim 10^{-7}$  Торр на поверхности будет поддерживаться плотность молекул водорода  $\sim 10^6$  см<sup>-2</sup>. При такой малой плотности сбивание молекул водорода с поверхности не может играть заметную роль.

Итак, представляется возможным, что под ударом быстрых атомов из плазмы лоток медленных частиц водорода из лайнера будет ограничен  $\sim 5\%$  от падающего потока. Средняя плотность обратного потока молекул от лайнера составит  $j_{\text{mol}} \sim 1/2 \cdot 0,05 \cdot 0,2 \cdot (2 \cdot 10^{16}) = 10^{14}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-2</sup>, т.е. на пределе допустимого значения.

Неясно, какая часть водорода выделится в виде молекул при бомбардировке франк-кондонских атомов о лайнер, но в любом случае плотность обратного потока таких молекул будет  $\sim 1/2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Поскольку нет достаточной ясности о поведении иония в наших условиях, 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  $\sim 26,5 \text{ м}^3$ . Основной вклад в этот объем дают торцевые баки с переходными (2х9  $\text{м}^2 = 18 \text{ м}^3$ ). Непосредственно пламенная ловушка имеет объем 180 л, полный объем камеры пробкотрона с окнами 920 л.

Вся вакуумная система, кроме прямоугольных баков нижекторного тракта объемом 2х1,2  $\text{м}^2 = 2,4 \text{ м}^3$ , прогревается до 300 – 400°С. Основная откачка водорода осуществляется встроенными панелями, напыляемыми титаном. Общая напыляемая поверхность, охлаждаемая жидким азотом, составляет 114  $\text{м}^2$ . Кроме того, имеется  $\sim 25 \text{ м}^2$  охлаждаемой водой (или неохлаждаемой) напыляемой поверхности. Напыление поверхности осуществляется дуговыми протяженными испарителями титана различной формы в количестве 56 шт. При токе бегущей дуги 200 – 300 А каждый испаритель выделяет  $\sim 10 \text{ мг}$  титана за 1 с. Испарители титана включаются на  $\sim 1$  с дважды: за  $\sim 200$  с и за  $\sim 100$  с до рабочего импульса. В течение каждого импульса испарителя около 0,5 г титана. При этом на откачивающие поверхности наносится 3 – 6 монослоев титана. Ресурс работы дуговых испарителей титана составляет  $\sim 10^4$  рабочих циклов, расчетная скорость откачки водорода напыляемыми поверхностями  $\sim 4 \cdot 10^6$  л/с, скорость откачки вакуумной системы внешними насосами  $\sim 8 \cdot 10^3$  л/с. При повторном включении дуговых испарителей титана в наших условиях выделяется  $\sim 10^{-5}$  молекул метана на один атом испаренного титана. В рабочем режиме внешние насосы обеспечивают откачку метана до давления  $\sim 10^{-9}$  Торр за  $\sim 100$  с.

Расчетная скорость откачки водорода из камеры ловушки через окна и торцевые щели равна 170  $\text{м}^3/\text{с}$ , с учетом откачки водорода поверхностью плазмы со скоростью  $\sim 45 \text{ м}^3/\text{с}$  постоянная времени откачки камеры ловушки 8 – 9 мс.

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

Скорость откачки каждого торцевого бака  $\sim 1200 \text{ м}^3/\text{с}$ , постоянная времени откачки  $\sim 7,5$  мс. В стационарном режиме в каждый плазмодриемник будет

поступать из плазмы поток ионов водорода  $\sim 2$  А. Можно надеяться, что 90% этого потока будет внедряться в титановое покрытие. При этом выделение водорода в торцевом баке составит  $\sim 1,7 \cdot 10^{-2}$  л.Торр/с, что соответствует установившемуся давлению  $1,5 \cdot 10^{-8}$  Торр.

При напуске горячей 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  $\sim 10^{19}$  молекул за импульс. Давление в каждом торцевом баке в максимуме будет  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  Торр. Однако основная часть ионов мишенной плазмы поглощается титановой пленкой в плазмодриемниках. Предварительные измерения плотности водорода поемкозащитенными датчиками с временным разрешением 0,5 мс вблизи поверхности плазменных струй с включенными стартовыми нижекторами 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 повышается до  $2 \times 10^{-7}$  Торр и в течение еще 3 – 4 мс удерживается на этом уровне, затем за  $\sim 15$  мс возрастает до  $7 \cdot 10^{-7}$  Торр и далее медленно снижается.

Таким образом, для обеспечения вакуумных условий в квазистационарном режиме необходимо уменьшить остаточное давление водорода от плазменных пушек в ловушке по крайней мере в 5 раз. Возможно, это удастся сделать благодаря установке газозаградительных диффрагм в пробках и улучшению режима напыления титана.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для расширения экспериментальных возможностей установки АМБАЛ-Ю планируется установить на ней систему ИЦР-нагрева плазмы. Над и под плазменным веером на внутреннем участке, примыкающем к одной из пробки, будут установлены две антенны протяженностью  $\sim 20$  см. Каждая антенна выполнена в виде двойного плоского витка, параллельного поверхности плазмы. ВЧ-ток втекает по центральной ветви витка вдоль магнитного поля ловушки и возвращается к фидеру по боковым

ветвям. Предусмотрена транслюция ВЧ-токов по ширине антенны. Ширина антенны  $\sim 20$  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 с.

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

Описанную систему ионно-циклотронного резонансного нагрева (ИЦРН) планируется использовать для следующих целей:

- облегчения подавления дрейфово-конусной неустойчивости ДКН;
- подогрева мишенной плазмы в стартовом режиме для ускорения накопления горячих ионов в ловушке;
- ослабления 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 поляризованного электрического поля в плазме открытых ловушек представляет большой интерес, в частности, в связи с использованием его 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 распределения электронов в ловушке от равновесного (при поддержании плазмы атомарными пучками источник электронов сосредоточен вблизи нулевой скорости), многократный спад плотности быстрых ионов в расширителе, вторичная эмиссия электронов из пламоприемника, ионизация остаточного газа и теплая плазма. Многие из этих факторов являются не определенными. Распределение потенциала в расширителе планируется измерять с помощью зондов, в области пробки — 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 г. было уверенно зарегистрировано накопление горячих ионов со средней энергией  $\sim 10$  кэВ. На рис. 4 представлен диамагнитный сигнал. В период инжекции атомарных пучков ( $I_1$ ) величина  $(\Delta T)$  возрастает на  $\sim 2 \cdot 10^{12}$  эВ/см $^3$ . Соответствующая плотность горячих ионов  $\sim 10^{11}$  см $^{-3}$ . Расчетная плотность горячих ионов не получена в основном по двум причинам: ввиду недостаточной плотности и шумов мишенной плазмы и неправильного направления инжектируемых атомарных пучков.

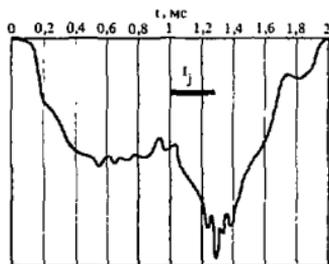


Рис. 4. Диамагнитный сигнал от мишенной плазмы и захваченных горячих ионов

После работ по повышению надежности установки, в том числе замены водной системы охлаждения обмоток инь-янь на масляную, летом 1987 г. в течение двух месяцев проводились эксперименты совместно с группой специалистов из Ливерморской национальной лаборатории (США), использовалась привезенная американская аппаратура (времяпролетный анализатор атомов низкой энергии).

Анализ атомов, вылетающих из ловушки, проводился под углами  $90$  и  $10^\circ$ . Установлено, что ионная температура мишенной плазмы в ловушке варьируется от 50 до 70 эВ. При инжекции стартовых пучков зарегистрирован подорож ионов и электронов мишенной плазмы на  $\sim 10$  эВ. При инжекции одного из основных пучков времяпролетным анализатором регистрировалось накопление горячих ионов. Не наблюдалось отраженных атомов из поглотителя инжектируемых пучков.

В ближайшее время будет проводиться работа по улучшению мишенной плазмы и охлаждению в стартовом режиме горячего компонента с плотностью  $\sim 5 \times 10^{12}$  см $^{-3}$ . При этом ставится цель повысить электронную температуру перед выключением пламени пучков. В дальнейшем планируется задержать и уменьшить поступление в ловушку молекулярного водорода из торшесых баков после выключения пламенных пучков, изучать ионно-циклотронный резонанс — 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. Шудьженко, А.Н. Драничников и Ю.С. Попов, системы электропитания и управления установкой - В.Е. Чуприянов, В.С. Белкин, Ю.В. Коваленко, В.В. Рафлов, В.В. Демидов, В.М. Карлицер, В.Я. Савкин, Б.А. Бахлаков, Е.И. Колобанов, С.Л. Петров, В.Г. Соколов, С.А. Внбе. Система ИДРН разрабатывается В.С. Белкиным, Е.И. Колобановым, Г.И. Фикселем и В.Е. Чуприяновым. В сооружение установки в целом большой вклад внесли В.Е. Чуприянов, К.К. Шрафнер, Г.Ф. Кузнецов, Ф.К. Клякс, Д.И. Павленко, Е.А. Сборщиков, В.Г. Соколов, М.В. Таубер, В.А. Феллер, В.С. Хрестолобов.

В физическом запуске установки АМБАЛ-Ю принимали участие А.А. Бакшеев, Ю.И. Бельченко, В.С. Белкин, Е.Д. Бендер, В.И. Давиденко, В.В. Демидов, Г.И. Димов, В.Г. Дудников, А.А. Кабышев, В.М. Карлицер, Ю.В. Коваленко, И.И. Морозов, В.Я. Савкин, В.Г. Соколов, С.А. Таскаев, И.Я. Тимошин, Г.И. Фиксель, В.Е. Чуприянов и др.

На оборудовании, разработанном для установки АМБАЛ и проходящем проверку на работоспособность в установке АМБАЛ-Ю, базируется сооружение осесимметричной амбиполярной ловушки АМБАЛ-М (рис. 5) [48]

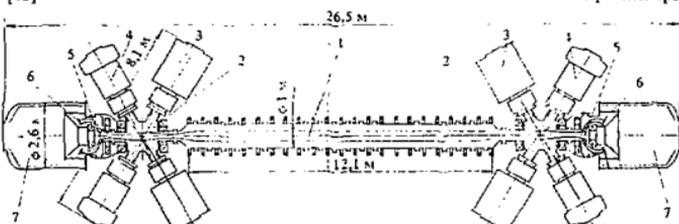


Рис. 5. Установка АМБАЛ-М в плане: 1 - центральный пробкотрон (солонит); 2 - барьерные (амбиполярные) пробкотроны; 3 - атомарные инжекторы в барьерные пробкотроны; 4 - подпитатели пучков; 5 - МГД-стабилизаторы (с атомарными инжекторами по вертикали); 6 - приемники плазмы; 7 - торцевые базы с откачными патрубками

#### Список литературы

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  $\pi$ UV при инжекции атомарных пучков: Препринт ИЯФ 82-32. - Новосибирск, 1982.
4. Лысянский П.Б., Тиунов М.А., Фомель Б.М. Численное моделирование процессов переноса в амбиполярной ловушке АМБАЛ. - В кн.: Тр. X Европ. конф. по УТС и физике плазмы, т. 1. - 1981, с. 7.
5. Лысянский П.Б., Тиунов М.А. Поперечная диффузия плазмы на расщеленной дрейфовых поверхностях в

аксиально-нежсимметричных 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. и др. Магнитная система экспериментальной ловушки с амбиполярными пробками. - В кн.: Материалы II Всесоюз. конф. по инж. пробл. ТЯР, т. 2. - М.: ЦНИИатоминформ, 1981, 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. и др. Юстировка магнитной системы установки АМБАЛ: Препринт ИЯФ 84-81. - Новосибирск, 1984.
10. Белкин В.С., Соколов В.Г., Тимошин И.Я., Чуприянов В.Е. Трасировка магнитных силовых линий электронным пучком: Препринт ИЯФ 85-109. - Новосибирск, 1985.
11. Иванов А.А. и др. 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. Сер. Термоядерный синтез, 1984, вып. 3, с. 3.
13. Давыденко В.И., Росляков Г.В., Хавин Н.Г. Исследовали четырехэлектродной многощелевой системы

формирования ионного пучка. - ПТЭ, 1981, № 5, с. 21.

14. Давыденко В.И., Димов Г.И., Морозов И.И., Росляков Г.В. Многоамперный импульсный источник протонов. - ЖТФ, 1983, т. 53, с. 258.
15. Давыденко В.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. Протонный источник импульсного инжектора атомов установки АМБАЛ. - ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1983, вып. 2, с. 67.
16. Давыденко В.И., Морозов И.И., Росляков Г.В., Савкин В.Я. Протонный источник инжектора атомов установки АМБАЛ. - ПТЭ, 1986, № 6, с. 39.
17. Белкин В.С., Савкин В.Я. Система питания импульсных многоамперных ионных пучков. - ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1983, вып. 2, с. 71.
18. Белкин В.С., Дзяга А.С., Савкин В.Я. Система пита-

- ния плазменного эмиттера многоамперного ионного источника ИНАК. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1985, вып. 3, с. 52.
19. Бакадов Б.А. и др. Высоковольтный модулятор для системы питания инжекторов атомарного пучка. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1985, вып. 3, с. 57.
  20. Савкин В.Я. Генератор импульсов тока 400 А/0,1 с для питания дугового разряда. — ПТЭ, 1986, № 5, с. 138.
  21. Соколов В.Г., Таубер М.В., Тимошин И.Я. Парамгнетическая мишень установки АМБАЛ. — Препринт ИЯФ 84-92. — Новосибирск, 1984.
  22. Гилев Е.А. и др. Эксперименты по взаимодействию мощного протонного пучка со сверхзвуковой струей паров магния. — Физика плазмы, 1985, т. 11, с. 1502.
  23. Димов Г.И., Иванов А.А., Росляков Г.В. Получение и исследование струи мишени плазмы для открытой ловушки. — Физика плазмы, 1982, т. 8, с. 970.
  24. Ivanov A.A. Axisymmetric Mirror Experiments. — In: Proc. Course on Mirror Based and Field Reversed Approaches to Magnetic Fusion, vol. 2. — Varrenna (Italy): Monotypia Franchi, Citta di Castello (Perugia), 1983, p. 279.
  25. Ivanov A.A., Kabantzev A.A. Investigation of the plasma stream by a detector with the camera-obscure. — In: Proc. XVII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. — Contrib. papers, vol. 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. Бенцер Е.Д. Протяженные дуговые испарители титана: Препринт ИЯФ 81-46. — Новосибирск, 1981.
  28. Бенцер Е.Д. Дуговые испарители титана для вакуумной системы установки АМБАЛ-Ю. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 4, с. 41.
  29. Белкин В.С., Бенцер Е.Д. Система питания дуговых испарителей титана установки АМБАЛ-Ю. — Там же, 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 86-16<sup>а</sup>. — Новосибирск, 1986.
  31. Давыденко В.И. и др. Корпускулярные диагностики плазмы для установок АМБАЛ. — В кн.: Диагностика плазмы, вып. 5/Под ред. М.И. Пергамента. — М.: Энергоатомиздат, 1986, с. 147.
  32. Dudnikov V.G. AMBAL Diagnostics. — In: Proc. Course on Mirror Based and Field Reversed Approaches to Magnetic Fusion, vol. 2. — Varrenna (Italy): Monotypia Franchi, Citta di Castello (Perugia), 1983, p. 435.
  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. Диагно-
- стический инжектор атомов водорода. — Физика плазмы, 1981, т. 7, с. 464.
  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.
  36. Иванов А.А., Кабанцев А.А., Росляков Г.В. Многократное 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.
  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 квазиэталонной плазмы. — В кн.: Материалы Всесоюз. совещ. по диагностике высокотемпер. 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 Electro-luminescent. Proportional Detector for Plasma Diagnostics. — In: Proc. XVII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Contrib. papers, vol. 2. — Budapest, 1985, p. 1042.
  42. Багрянский П.А., Белкин В.С., Дудников В.Г. Характеристики блока детектирования с газовым электролюминесцентным детектором. — В кн.: Тр. IV Всесоюз. совещ. по использованию синхротронного излучения (СИ-84). — Новосибирск, 1984, с. 194.
  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 амбиоплярной ловушкой АМБАЛ-1. — В кн.: Второй Всесоюз. семинар по автоматизации науч. исслед. 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., Вибие С.А. Высоковольтная оптронная развязка повышенной точности. — ПТЭ, 1984, № 6, с. 181.
  48. Димов Г.И., Лысянский П.Б. Амбиоплярная ловушка АМБАЛ-М. Физическое обоснование первой очереди: Препринт ИЯФ 86-102. — Новосибирск, 1986.

Статья поступила в редакцию  
13 сентября 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 1, — 13 — 23.

## ВЛИЯНИЕ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ КРИОСОРБЦИОННОЙ ОТКАЧКИ ГЕЛИЯ СЛОЯМИ СКОНДЕНСИРОВАННОГО АРГОНА

А.А. Рабин, В.С. Свищев

Экспериментально исследовано влияние изотопов водорода на величину коэффициента прилипания гелия  $\gamma_{He}$  на слоях аргона, сублимированного при температуре 4,2 и 2 К.

Получены зависимости  $\gamma_{He}$  от величины относительной концентрации гелия в слое аргона для разных значений концентрации (0 – 10%) предварительно адсорбированных изотопов водорода ( $H_2$  и  $D_2$ ) и для различного содержания водорода при откачке  $H_2$  – He-смеси. Содержание водорода в смеси изменялось в диапазоне 0 – 70%.

**HYDROGEN ISOTOPES INFLUENCE ON EFFICIENCY OF CRYOSORPTION HELIUM PUMPING BY CONDENSED ARGON LAYERS.**  
A.A. RABIN, A.S. SVISTCHEV. The influence of hydrogen isotopes on helium sticking coefficient  $\gamma_{He}$  on condensed argon layers at 4,2 and 2 K has been investigated experimentally. The dependences of  $\gamma_{He}$  on helium concentration rate in argon layer for different values of concentration (0 – 10%) of preliminary adsorbed hydrogen isotopes ( $H_2$  and  $D_2$ ) and for different contents of hydrogen in  $H_2$  – He-pumping mixture have been obtained. The contents of hydrogen have been changed in the range of 0 – 70%.

Исследования криосорбции гелия на слоях отвердевших газов показали высокую эффективность этого класса адсорбентов как по адсорбционной емкости, так и по динамическим откачным характеристикам [1, 2]. В работе [3] было показано, что коэффициент прилипания гелия на сконденсированных слоях аргона и азота при 2 К  $\ll T \ll 4,2$  К в области малых заполнений сорбента сорбатов равен 0,76 и 0,68.

Однако при исследовании адсорбции смеси  $H_2$  и  $He$  слоями отвердевших газов был отмечен факт вытеснения преадсорбированного гелия водородом, что указывает на высокую подвижность  $H_2$  в адсорбенте при этих условиях [4, 5]. При исследовании откачки смеси дейтерия и гелия молекулярными ситами при 4,2 К было показано [6, 7], что существует предельное давление дейтерия, выше которого откачка гелия невозможна. Криоповерхность блокируется изотопами водорода, и откачка гелия прекращается. Отсутствие экспериментальных данных и надежных теоретических моделей по определению коэффициентов прилипания гелия в присутствии изотопов водорода затрудняет расчеты и проектирование систем криосорбционной откачки термоядерного реактора.

В данной работе ставилась задача экспериментального определения коэффициента прилипания гелия как на слое аргона с примесями водорода, так и при откачке водородно-гелиевой смеси на предварительно сконденсированном слое аргона.

Эксперименты, как и в предыдущей работе [3], проводились на стенде КРИС по той же методике. Величина коэффициента прилипания  $\gamma$  определялась из соотношения измеренной и теоретической (максимально возможной) скорости откачки криопанели. В процессе измерений  $\gamma_{He}$  на слое аргона с примесями водорода ларивальное давление гелия в вакуумной камере было на порядок выше ларивального давления водорода, что позволило определять величину  $\gamma$  по общему давлению в системе.

В случае откачки водородно-гелиевой смеси выпуск водорода осуществлялся на несколько секунд раньше подачи гелия. При этом определялся уровень давления водорода в объеме. Поскольку быстрота откачки водорода слоем аргона постоянна в широком диапазоне заполнений сорбента сорбатом (что проверено в предварительных экспериментах), то, вычитая из полного давления величину ларивального давления водорода, можно определить величину ларивального давления гелия в вакуумной системе, необходимую для определения  $\gamma_{He}$ .

Измерения проводились при двух температурах сорбирующей поверхности (4,2 и 2 К) с двумя изотопами водорода ( $H_2$  и  $D_2$ ). Температура панели контролировалась по давлению паров над уровнем жидкого гелия в криостате. Сначала формировался слой аргона при соответствующей температуре поверхности, затем осуществлялся выпуск определенного количества водорода. После достижения равновесного давления в вакуумный объем подавался непрерывный поток гелия с плотностью потока  $\sim 2 \cdot 10^{19}$  атом/(см<sup>2</sup>). Толщина сорбирующего слоя в экспериментах соответствовала покрытию  $\sim 2 \cdot 10^{23}$  атомов аргона на квадратный метр поверхности криопанели.

Зависимость  $\gamma_{He}$  от величины относительной концентрации гелия в слое аргона для различных значений концентрации водорода, предварительно адсорбированного слоем аргона, показана на рис. 1.

При температуре слоя 4,2 К не обнаружены различия во влиянии  $H_2$  и  $D_2$  на эффективность откачки гелия слоем аргона. Оба изотопа одинаково снижают величину коэффициента прилипания гелия. Так, для концентрации  $H_2$  ( $D_2$ )  $\sim 1\%$  в слое сорбента начальные значения  $\gamma_0$  падают более чем в 2 раза (0,76 на чистом слое аргона и 0,37 для слоя аргона с примесью водорода). Более слабое влияние примесей водорода наблюдается при температуре слоя 2 К. Оно, в принципе, легко объясняется

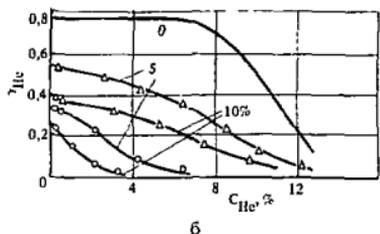
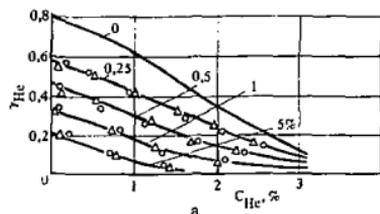


Рис. 1. Зависимость  $\gamma_{\text{He}}$  от его концентрации в слое аргона для различных значений количества предсорбированного водорода при температуре слоя 4,2 (а) и 2 К (б):  $\circ$  —  $\text{H}_2$ ;  $\Delta$  —  $\text{D}_2$ .

тем, что сорбционная емкость такого слоя существенно выше емкости слоя, сформированного при  $T = 4,2$  К за счет более развитой поверхности сорбента, образующейся из-за уменьшения размеров кристаллитов аргона при температуре формирования слоя 2 К. Это, в свою очередь, приводит к увеличению числа адсорбционных центров на поверхности сорбента, и при одинаковом количестве предсорбированного водорода остается больше свободных центров для адсорбции гелия. Однако трудно объяснить отсутствие различия во влиянии  $\text{H}_2$  и  $\text{D}_2$  на коэффициент прилипания гелия на слое аргона с различными изотопами водорода при температуре 4,2 К и заметное различие в их влиянии при температуре 2 К. Зависимость начальных значений  $\gamma_{\text{He}}$  на слое аргона в области малых заполнений сорбента сорбатом от концентрации водорода, предварительно адсорбированного слоем аргона, показана на рис. 2.

Зависимость  $\gamma_{\text{He}}$  от концентрации гелия в предварительно конденсированном слое аргона при откачке  $\text{H}_2$  —  $\text{He}$ -смеси для температур слоя 4,2 и 2 К приведена на рис. 3. Естественно было предположить, что начальные значения коэффициента прилипания гелия  $\gamma_0$  в области малых заполнений сорбента не зависят от соотношения водорода и гелия в откачиваемой смеси. Наблюдаемые в эксперименте небольшие отклонения  $\gamma_0$  определяются неодновременным надуемком водорода и гелия по методическим причинам, о чем говорилось выше.

Сравнение величин коэффициента прилипания гелия для случая откачки водородно-гелиевой смеси с

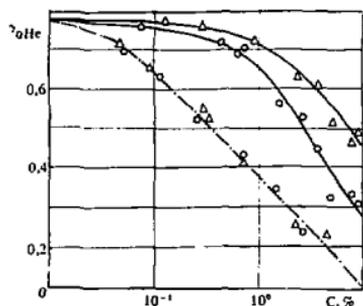


Рис. 2. Зависимость начальных значений  $\gamma_0$  He от концентрации предсорбированного водорода в слое аргона при  $T = 2$  К (—) и  $T = 4,2$  К (---):  $\circ$  —  $\text{H}_2$ ;  $\Delta$  —  $\text{D}_2$ .

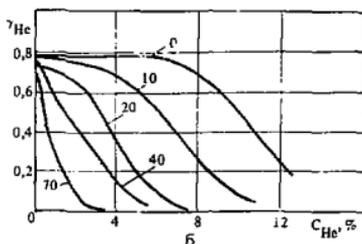
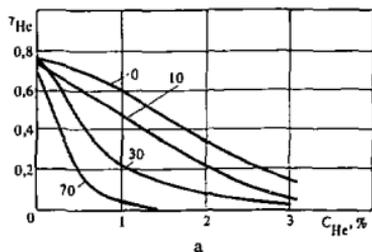


Рис. 3. Зависимость  $\gamma_{\text{He}}$  от его концентрации в предварительно замороженном слое аргона при откачке  $\text{H}_2$  —  $\text{He}$ -смеси для различного содержания водорода в откачиваемой смеси при температуре слоя 4,2 К (а) и 2 К (б).

аналогичными по значениям концентрации водорода и гелия величинами для случая предварительно адсорбированного водорода показывает, что в первом случае  $\gamma$  заметно ниже. Это естественно объясняется ограниченной диффузией водорода за счет миграции адсорбированных частиц по поверхности пор сорбента. При этом в случае откачки смеси в приповерхностном слое сорбента создается повышенная концентрация водорода, а поскольку теплота адсорбции водорода в этих условиях существен-

но выше теплоты адсорбции гелия, водород занимает наиболее выгодные с энергетической точки зрения адсорбционные центры на поверхности сорбента, затрудняя тем самым откачку гелия, что и приводит к снижению эффективного коэффициента прилипания.

Результаты исследований показывают, что для эффективной криосорбционной откачки гелия в режиме нормальной физической адсорбции в термодинамическом реакторе необходимо разделение водородо-гелиевой смеси, поскольку даже небольшие количества водорода существенно снижают величину коэффициента прилипания гелия на поверхности сорбента. Изменения, проведенные в режиме предлительной адсорбции водорода, позволяют дать рекомендации по необходимой степени разделения смеси для сохранения достаточно высоких откачных характеристик криосорбции по гелию. Вопрос о выборе допустимого количества водорода в откачиваемой смеси должен решаться с учетом различия откачных характеристик при температурах сорбирующей поверхности 4,2 и 2 К. При  $T = 2$  К можно допустить более высокие значения концентрации водорода как в слое сорбента, так и в откачиваемой смеси, но при этом возрастут энергетические затраты на поддержание заданного температурного режима. При  $T = 4,2$  К требования к разделению и очистке становятся более жесткими, кроме того, необходимо более частое обновление слоя сорбента.

#### Список литературы

1. Юферов В.Б. Конденсационно-адсорбционная откачка. — ВАНТ. Сер. Низкотемпературная адсорбция и криогенный вакуум, 1971, вып. 1, с. 125.

УДК 621.039.6

### ГЕНЕРАТОР МОЩНОГО РЭП МИКРОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

С.Г. Воробая, В.В. Конюхов, С.В. Лебедев, М.А. Щеглов

Описан генератор РЭП, состоящий из накопительной емкости (1,2 МВ; 0,5 мкФ) и каскадного умножителя напряжения.

GENERATOR OF A HIGH-POWER MICROSECOND REV. S.G. VOROBAYEV, V.V. KONYUKHOV, S.V. LEBEDEV, M.A. SHCHEGLOV. The REV generator consisted of a high-voltage capacitor (1,2 MV; 0,5  $\mu$ F) and a voltage multiplier is described.

В Институте ядерной физики СО АН СССР ведутся работы по нагреву плотной плазмы с помощью мощных РЭП в солениодах. Для проведения этих исследований сооружается установка ГОЛ-3 [1]. Одним из основных элементов установки является генератор микросекундного электронного пучка, описание которого приводится в данной работе.

В эксперименте [2] на ускорителе У-1 был получен пучок с энергозапасом 100 кДж и плотностью тока 5 кА/см<sup>2</sup>, пригодный для начала экспериментов по нагреву плазмы микросекундным РЭП. Дальнейшее увели-

2. Сверхвысокий вакуум в радиационно-физическом аппаратуростроении/Под ред. Г.Л. Саксаганского. — М.: Атомиздат, 1976.
3. Пустовойт Ю.М., Рабин А.А., Свищев В.С. Исследования криосорбционной откачки гелия на слоях сконденсированных газов в диапазоне температур 2 К  $\leq T \leq 4,2$  К и возможности ее использования для откачки термоядерных реакторов-токамаков. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1985, вып. 2, с. 30.
4. Юферов В.Б. О некоторых особенностях адсорбции легких газов на сорбентах молекулярных кристаллах. — ВАНТ. Сер. Низкотемпературная адсорбция и криогенный вакуум, 1973, вып. 1 (4), с. 11.
5. Юферов В.Б., Кобзев П.М. Одновременная сорбция He и H<sub>2</sub> слоями сконденсированных газов при температуре 4,2 К. — ЖТФ, 1970, т. 40, вып. 12, с. 2598.
6. Fisher P.W., Watson Y.S. Cryosorption pumping of 95% deuterium - 5% helium on molecular sieve - 5 A at 4,2 K. — In: Proc. of 7th Symp. on Eng. Probl. of Fusion Research, vol. II. — Knoxville, 1977, p. 1816.
7. Watson Y.S., Fisher P.W. Cryosorption vacuum pumping under fusion reactor conditions. — In: Proc. of 7th Intern. Vacuum Congress. — Vienna: IAEA, 1977, vol. 1, p. 363.

Статья поступила в редакцию  
8 декабря 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, с. 24 - 26.

чение энергозапаса пучка, а также надежность работы в значительной мере связаны с генератором высокого напряжения. В импульсных генераторах высокого напряжения надежность работы в наибольшей степени определяют разрядники. В связи с этим и на основе накопленного опыта по получению микросекундных пучков была рассмотрена схема генератора пучка, в котором источником энергии является емкостный накопитель на полное ускоряющее напряжение  $\sim 1$  МВ. В этой схеме после включения мегаомного коммутатора высокое напряжение подается на ускоряющий промежуток шлюза. Для

зарядки накопителя был разработан и сооружен источник постоянного напряжения, собранный по схеме каскадного умножителя. Такой подход позволяет отказаться от использования коммутаторов (за исключением выходного) и допускает увеличение энергозапаса простым подключением дополнительных емкостных накопителей.

Схема генератора показана на рисунке. Емкостный накопитель составлен из конденсаторов ИК-50-3 и выполнен в виде двух колонн, расположенных симметрично относительно высоковольтного вывода. Максимальное зарядное напряжение накопителя 1,2 МВ, емкость 0,5 мкФ. Энергозапас в накопителе 360 кДж.

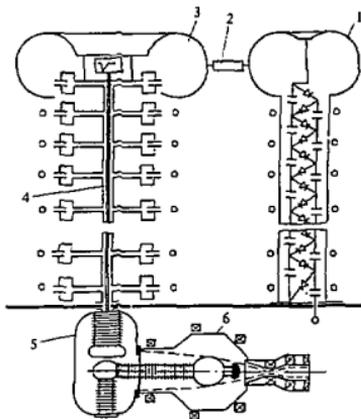


Схема генератора микросекундного электронного пучка: 1 – каскадный умножитель напряжения; 2 – ограничивающее сопротивление; 3 – емкостный накопитель; 4 – высоковольтный вывод; 5 – выходной коммутатор; 6 – диодная камера; ---- примерный ход силовых линий магнитного поля

Каскадный умножитель собран из конденсаторов ИК-100-0,4 и диодов типа КЦ-201Е. Число каскадов умножения равно 20. Для питания умножителя использовался источник переменного напряжения частотой 2,4 кГц, мощностью 30 кВт. Высокое напряжение от умножителя подается на емкостный накопитель через сопротивление порядка 1 МОм, которое защищает умножитель в момент включения накопителя на ускоряющий промежуток диода.

В качестве выходного коммутатора используется разрядник тригatronного типа в среде элегаза ( $SF_6$ ). Коммутатор расположен в герметичном металлическом корпусе объемом 2,4 м<sup>3</sup>. Изоляция электродов коммутатора осуществляется через секционированные изоляторы с градиентными кольцами (22 шт.) [3]. Для равномерного разроса потенциала на градиентным кольцам в изоляционные секции встроены цепочки сопротивлений КЭВ-1. Номинал сопротивлений подобран так, что при

полном зарядном напряжении 1,2 МВ ток через эти сопротивления равен 0,3 мА. Полное количество сопротивлений во всем делителе 484 шт. Конструктивная длина изолятора с градиентными кольцами 700 мм. Благодаря круглой форме градиентных колец и наличию зазора между изоляторами и градиентными кольцами (2 мм) в месте их соединения удалось существенно снизить электрическую напряженность по поверхности изолятора в области ступки. Максимальная напряженность по поверхности изолятора 30 кВ/см.

Внешне изолятор импульсный (нижнего на рисунке) электрода коммутатора выполнен аналогично изолятору потенциального электрода, но распределение потенциала по градиентным кольцам осуществляется с помощью раствора КСl при сопротивлении порядка 1 кОм. Рабочие части электродов коммутатора, выполненные из медно-вольфрамового сплава, имеют радиусы, равные 1000 мм на потенциальном электроде и 300 мм на импульсном. Зазор между поверхностями электродов коммутатора 67 мм.

Управление коммутатором осуществляется подачей импульса отрицательной полярности на запускающий электрод, находящийся на потенциальном электроде коммутатора. Импульсы управления вырабатываются отдельным генератором, находящимся под постоянным потенциалом емкостного накопителя. Запускающий импульс подается через волоконный световод длиной ~ 5 м.

Высоковольтные испытания емкостного накопителя, высоковольтного вывода выходного коммутатора, проведенные с напряжением  $\leq 1,1$  МВ, показали работоспособность генератора на омическую нагрузку и отсутствие заметных токов коронного разряда при напряженности электрического поля на элементах конструкции до 20 кВ/см.

Генерация пучка осуществляется в квазиплоском диоде с графитовым катодом. Диаметр катода 20 см. Диодный зазор может меняться от 5 до 10 см. Величина зазора выбирается такой, чтобы при данном напряжении на диоде начальная напряженность электрического поля на катоде была достаточна для получения односторонней эмиссии электронов с катода. Анод выполнен в виде усеченного конуса, что позволяет при фиксированном диодном зазоре повысить начальную напряженность электрического поля на катоде. Конфигурация магнитного поля в диодной камере и в области сжатия пучка выбрана такой же, как в экспериментах на ускорителе У-1 [4].

В настоящее время начаты эксперименты по получению пучка при величине магнитного поля в диоде 3 – 5 кГс.

#### Список литературы

1. Arzhannikov A.V. et al. Beam heating of plasma in solenoids. – In: Proc. 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research (London, 1984). – Vienna: IAEA, 1985, vol. 2, p. 347.

2. Воропаев С.Г. и др. Получение мощного микросекундного РЭП с высокой плотностью тока. — Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, с. 431.
3. Астрелин В.Т. и др. Малондуктивный ГИИ с воздушной изоляцией (1,8 МВ; 180 кДж). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1982, вып. 1 (9), с. 19.
4. Воропаев С.Г. и др. Магнитная система для компрессии и транспортировки мощного РЭП с полем до

12 Тл. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1986, вып. 2, с. 25.

Статья поступила в редакцию  
10 декабря 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, с. 26 ~ 28.

УДК 621.316.543

## ПЛАЗМЕННЫЙ ПРЕРЫВАТЕЛЬ ТОКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ — ГЕНЕРАТОР МОЩНЫХ ИОННЫХ ПОТОКОВ

Ю.П. Голованов, Г.И. Долгачев, Л.Г. Закатов, В.А. Скорюпин

Показано, что плазменный прерыватель тока в магнитном поле есть естественный магнитноизолированный диод. Включенный в цепь индуктивного накопителя, он является не только эмиттером ионов, но и источником, ускоряющим их до больших энергий.

PLASMA CURRENT INTERACTING SWITCH IN MAGNETIC FIELD AS THE HIGH-POWER ION FLOWS GENERATOR. Yu.P. GOLOVANOV, G.I. DOLGACHEV, L.P. ZAKATOV, V.A. SKORYUPIN. Plasma current interacting switch (PCIS) is shown to be the natural magnetically isolated diode in a magnetic field. PCIS included into the inductive storage arrangement is not only the emitter of ions but also the source accelerating them to the high energies.

При исследовании работы плазменного прерывателя тока (ППТ) во внешнем магнитном поле было установлено, что в режиме холостого хода, когда после разрыва тока в накопителе ППТ становится нагрузкой, он является естественным магнитноизолированным диодом\*. Здесь зарегистрирован расходящийся ионный поток с энергией частиц 4 МэВ и током 10 кА. Следует отметить, что при данном режиме работы индуктивного накопителя с ППТ нет потерь при транспортировке энергии к нагрузке. В то же время импеданс ионного диода в отсутствие электронных утечек определяет максимальное напряжение, развиваемое на размыкателе.

В практических применениях, например в исследованиях по УТС, технологии и т.д., требуются направленные ионные пучки. Для получения направленных ионных потоков ППТ был помещен в магнитное поле остроугольной геометрии. Главное отличие данного источника от подобного рода магнитноизолированных диодов в том, что ППТ является не только эмиттером ионов, но и генератором, ускоряющим их до больших энергий. Схема эксперимента представлена на рис. 1. Магнитное поле создавалось двумя навстречу включенными протяженными катушками. Форма катода выбрана по силовой линии магнитного поля для обеспечения замкнутости электронов. Величина магнитного поля у поверхности катода в районе пушек составила 1,5 кЭ. Торцевая поверхность катода закрывалась сеткой с прозрачностью 60%. Диаметр вакуумной камеры 33 см. Графитовый анод (внешний

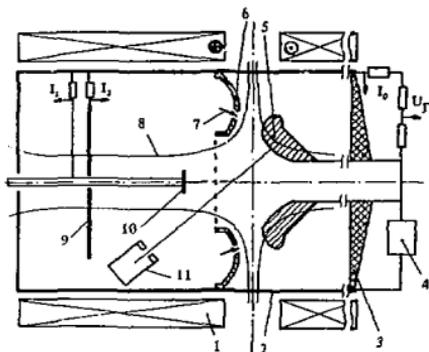


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — катушки магнитного поля; 2 — вакуумная камера; 3 — высоковольтный ввод; 4 — генератор импульсного напряжения; 5 — графитовый анод; 6 — катод; 7 — плазменные пушки; 8 — силовая линия магнитного поля; 9 — коллектор; 10 — термометр — коллектор; 11 — рентгеновский датчик

диаметр 18 см) крепился на тонкостенной трубе диаметром 6 см. На катоде размещался ППТ, состоящий из восьми плазменных пушек, установленных равномерно по азимуту. Запитувались пушки от конденсаторов емкостью 0,5 мкФ, заряженных до 8 — 10 кВ. Генератор импульсного напряжения (ГИИ) включался с задержкой 10 — 15 мкс после срабатывания ППТ. Напряжение на ГИИе в ударе 1 — 1,2 МВ, рабочее сопротивление цепи,

\* Долгачев Г.И., Закатов Л.П., Скорюпин В.А. Исследование работы плазменного прерывателя тока в магнитном поле. — Физика плазмы, 1987, т. 13, вып. 6, с. 760.

включая вакуумную коаксиальную линию, составляло 20 Ом. Энергия ионного потока измерялась термопарой (Pt-Pt + 10%Rh), установленной на танталовом диске диаметром 3 см, толщиной 0,1 мм. Измерялся ток ионов, падающий на термопару и на коллектор, установленный на расстоянии 30 см от сетки, последний имел отверстие, через которое могла перемещаться термопара. Рентгеновское излучение регистрировалось датчиком ССД-1. Контролировались также полный ток накопителя и напряжение на высоковольтном вводе.

Результаты эксперимента приведены на рис. 2. Из осциллограммы полного тока видно, что ППТ нагружен на низкоимпедансную нагрузку, поэтому напряжение,

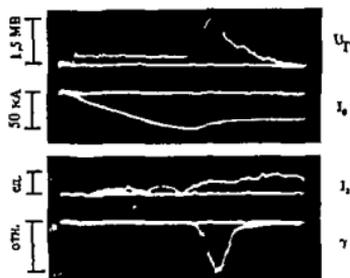


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на ГИНе  $U_T$ ; тока в накопителе  $I_0$ ; ионного тока на коллекторе  $I_1$  и сигнал рентгеновского излучения  $\gamma$  из области анода

развиваемое на размыкателе, не превышает 1,5 МВ. Основной вклад в нагрузку из-за несовершенства конфигурации магнитного поля вносит электронный ток утечки с большой поверхности стенок камеры на анод вдоль силовых линий магнитного поля. Об этом свидетельствует сигнал мощного рентгеновского излучения из области анода, а также разрушение внешней его поверхности. Сигнал с щупца центрального коллектора отсутствует, что говорит о нейтрализации ионного пучка. Ионный ток с дальнего коллектора, как видно из рис. 2, наблюдается в процессе разгона тока в накопителе, что указывает на процесс эрозии плазмы, идущий на этой стадии протекания тока. Далее регистрируется ток ускоренных ионов, коррелирующий с импульсом напряжения. Судить о величине ионного тока по амплитуде сигнала нельзя, так как он является частью расходящегося ионного потока, выходящего без нейтрализации поперек магнитного поля. Не решен также вопрос о вторичной эмиссии с поверхности коллектора. Основным доказательством наличия интенсивного ионного потока являются термопарные измерения. Энергия, приходящая на термопару, расположенную на расстоянии 4 см от сетки, составляет 200 – 220 Дж, при удалении ее на 20 см показания уменьшаются вдвое. Полная энергия ионов, приходящая на дальний коллектор, оценивается в  $\sim 1$  кДж, при этом энергия, за-

пасенная в накопителе на момент размыкания,  $\sim 20$  кДж. На основании измеренной плотности энергии  $\sim 30$  Дж/см<sup>2</sup> можно оценить плотность ионного тока, которая составляет  $\sim 100$  А/см<sup>2</sup> (энергия ионов определялась по изменению на диоде напряжения).

Динамика работы ППТ как источника ионов представляется следующим образом. Ток поперек внешнего магнитного поля через каналы, образованные плазменными пушками, разгоняется в индуктивном накопителе. Под действием давления собственного магнитного поля токовые каналы сжимаются к оси, о чем свидетельствуют четкие следы на поверхности анода, увлекая за собой плазму. При замагниченности электронов возможно образование двойного слоя, и тогда весь ток переносится ионами. Происходит обеднение плазмы ионами, т.е. эрозия плазмы, приводящая далее к резкому увеличению сопротивляемости зазора и нарастанию напряжения на нем. Ионы из прианодной области вовлекаются в процесс ускорения; нейтрализуясь на катодной сетке, они уходят в область транспортировки вдоль магнитного поля.

Результаты исследований позволяют надеяться, что данный метод генерации ионных потоков окажется наиболее эффективным при условии, когда нагрузкой ППТ будет только импеданс ионного диода, как это было показано в случае коаксиального ППТ в продольном магнитном поле.

Статья поступила в редакцию

21 декабря 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, с. 28 – 29.

## К ВОПРОСУ О ТЕПЛОВОЙ УСТОЙЧИВОСТИ РЕАКТОРА-СТЕЛЛАТОРА

К. С. Дьявлин

Получен критерий устойчивости самоподдерживающейся термоядерной D-T-реакции. Сделан анализ режимов работы систем типа "реактор-стелларатор" и показаны их устойчивость. Некоторые результаты рассмотрены применительно к системам типа "токамак".

CONCERNING THE QUESTION OF STELLARATOR REACTOR THERMAL STABILITY. K.S. DYAVLIN. The stability criterion of the self-sustained thermonuclear D-T-reaction is obtained. The analysis of the regimes of reactor-stellarator systems is made and their stability is shown. Some results are used for the analysis of reactor-tokamak systems.

## ВВЕДЕНИЕ

Для стационарной работы термоядерного реактора параметры плазмы в рабочей точке должны быть устойчивыми по отношению к небольшим вариациям, которые могут возникнуть вследствие различного рода причин, связанных, например, с внешними системами. Здесь приведен критерий устойчивости, полученный при достаточном общем предположении относительно физического механизма потерь энергии и частиц из плазмы. Результаты проанализированы применительно к системам типа "реактор-стелларатор".

Содержание работы излагается в следующей последовательности. Разд. 1 посвящен описанию модели баланса энергии и частиц и выводу критерия устойчивости. В разд. 2 рассмотрены режимы работы реактора-стелларатора с использованием неоклассической теории для описания потерь энергии и частиц из плазмы и сделаны выводы относительно устойчивости термоядерной реакции в этих системах. Некоторые результаты работы применительно к системам типа "реактор-токамак" рассмотрены в разд. 3.

## 1. УСТОЙЧИВОСТЬ ТЕРМОЯДЕРНОЙ D-T-РЕАКЦИИ\*

При рассмотрении энергодобавки предполагается, что вся энергия  $\alpha$ -частиц "поглощается" плазмой. С учетом этих предположений уравнения баланса можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= -\frac{W}{\tau_E} + P_\alpha - P_{br}; \\ \frac{dN}{dt} &= -\frac{N}{\tau_p} + S_0 - S_R. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $W = 3/2 \int dV \cdot 2T \cdot n$  — энергия плазмы;  $P_\alpha = \int dV \cdot n^2 / 4 \times (\alpha v \epsilon_0)$  — мощность нагрева плазмы  $\alpha$ -частицами;  $N = \int dV \cdot n$  — полное число частиц;  $S_0$  — мощность источника частиц;  $S_R = \int dV \cdot n^2 / 2(\alpha v)$  — скорость "выгорания" дейтерия и трития;  $\tau_E, \tau_p$  — глобальные времена жизни энер-

\* Здесь и далее имеется в виду дейтерий-тритиевая равнокомпонентная изотермическая плазма.

гии и частиц соответственно. Предполагая распределения концентрации и температуры плазмы по сечению шнура гладкими функциями, уравнения баланса (1) можно переписать в более удобном виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\ln T}{dt} &= -\frac{nT}{\tau_E} + n^2 (\alpha v) \epsilon_0 c_0 - P_{br}; \\ \frac{d\ln n}{dt} &= -\frac{n}{\tau_p} + S - n^2 (\alpha v) c_1. \end{aligned} \quad (2)$$

где  $n$  и  $T$  — концентрация и температура плазмы в центре шнура;  $\epsilon_0 = 3,5 \cdot 10^3$  кэВ — начальная энергия  $\alpha$ -частицы;  $\alpha v$  — скорость реакции при температуре  $T$ ; величина  $c_0$  и  $c_1$  — слабые функции  $T$ , зависящие от формы распределений концентрации и температуры. Так, для параболических распределений  $n, T \sim (1 - r^2/a^2)$  в широком диапазоне изменения  $T$   $c_0 \approx 1/20, c_1 = 4c_0$ .

Обозначим правые части уравнений баланса энергии и частиц (2) соответственно через  $P$  и  $Q$ . Используя эти обозначения, с помощью общеизвестных методов можно получить условия устойчивости

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial T} - T \frac{\partial Q}{\partial T} + n \frac{\partial Q}{\partial n} &< 0; \\ \frac{\partial P}{\partial T} \frac{\partial Q}{\partial n} - \frac{\partial P}{\partial n} \frac{\partial Q}{\partial T} &> 0, \end{aligned} \quad (3)$$

при выполнении которых малые отклонения  $n$  и  $T$  от равновесных значений не будут приводить к изменению режима работы.

Для дальнейшего необходимо определить функциональную связь скорости поступления частиц  $S$  с параметрами плазмы. Предполагая, что подпитка концентрации плазмы осуществляется с помощью твердых крупинок, положим в общем случае

$$S = I_0 n^p T^q, \quad (4)$$

где  $I_0$  — величина, пропорциональная интенсивности инжекции крупинок в плазму. С учетом предполагаемой зависимости  $S$  от  $n$  и  $T$  получим условия устойчивости в виде:

$$\begin{aligned}
 & -1 + \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln(\sigma v)}{\partial \ln T} - \gamma \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln T} - \gamma(1 - \mu + \nu) + \\
 & + \gamma \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln n} < 0; \\
 & (-1 + \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln T} + \frac{\partial \ln(\sigma v)}{\partial \ln T})(\mu - 1 + \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln n}) > \\
 & > (1 + \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln n})(\frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln T} + \nu); \\
 & \tau = \tau_E, \quad \gamma = \tau_E / \tau_{\text{пр}}.
 \end{aligned} \tag{5}$$

При выводе (5) пренебрегалось излучательными потерями, что вполне допустимо при температурах, больших 10–15 кэВ. Кроме того, предполагалось, что

$$\frac{\partial \ln \tau_E}{\partial \ln T} = \frac{\partial \ln \tau_{\text{пр}}}{\partial \ln T}, \quad \frac{\partial \ln \tau_E}{\partial \ln n} = \frac{\partial \ln \tau_{\text{пр}}}{\partial \ln n}$$

т.е. перенос тепла и частиц обусловлен одними и теми же физическими механизмами.

Как видно, для вывода об устойчивости термоядерного горения в конкретном случае необходим анализ режима работы – знание величины температуры в рабочей точке и величин  $\gamma$ ,  $\partial \ln \tau / (\partial \ln T)$ ,  $\partial \ln \tau / (\partial \ln n)$ . Необходимо также определить предположения относительно возможных значений параметров  $\mu$  и  $\nu$ .

## 2. РЕЖИМ РАБОТЫ И УСТОЙЧИВОСТЬ РЕАКТОРА-СТЕЛЛАТОРА

Для расчета потерь энергии и частиц использовались выражения для неоклассического переноса в стеллараторах, приведенные в работе [1]. Эти выражения включают в себя самосогласованное амбиполарное электрическое поле и позволяют рассчитывать потоки тепла и частиц во всей области частот столкновений.

Для простоты расчетов профили температуры и плотности частиц предполагались параболическими. За величину потерь на теплопроводность принимался тепловой поток через поверхность с радиусом  $r = 0,7a$  ( $a$  – радиус плазмы).

Далее будут приведены результаты расчетов для установок с существенно различающимися значениями относительной амплитуды винтового поля  $\epsilon_n$ . Рассматриваемые установки являются экстраполяциями: в область реакторных параметров существующих в настоящее время установок W7A (ФРГ) и Л-2 (СССР)\*. Они имеют следующие параметры:

	Л-2 x 30	W7A x 15
Число заходов $l$ . . . . .	2	2
Средний радиус плазмы $a$ , м . . . . .	3,6	1,5
Большой радиус $R$ , м . . . . .	30	30
Амплитуда основной гармонички винтового поля $\epsilon_n$ . . . . .	0,228	0,6
Число лепестков поля $M$ . . . . .	7	2,5

\* Экстраполяция здесь понимается как пропорциональное увеличение геометрических размеров установки и плазмы.

Угол вращательного преобразования:

в центре шпура $\epsilon_0$ . . . . .	0,18	0,5
на периферии $\epsilon_n$ . . . . .	0,8	0,5
Относительная амплитуда винтового поля на краю $\epsilon_n(a)$ . . . . .	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$

Размеры этих установок (большой радиус  $R = 30$  м) выбраны на основании следующих соображений. Результаты расчетов показывают, что в области термоядерных параметров плазмы перенос тепла, обусловленный эпертными в винтовых гофрах частицами, очень велик и для обеспечения условий самоподдержания термоядерной реакции требуются достаточно большие величины концентраций частиц. При этом величина газокINETического давления плазмы не должна превышать критический, определяемый МГД-равновесием. При оценке критических значений  $\beta^*$  ( $\beta = 8\pi r/B^2$ ), исходя из результатов работы [2] для двухзаходных стеллараторов, можно принять

$$\beta_{\text{кр}} = \frac{3}{2} \frac{a}{R} \Delta \epsilon \frac{\epsilon_{0,2} + \epsilon_n}{2} \Lambda^{-1}, \tag{6}$$

где

$$\Lambda \rightarrow \begin{cases} \frac{3}{2} \Delta \epsilon \epsilon_0, & \Delta \epsilon \ll \epsilon_0; \\ \frac{2}{1 + \ln 4}, & \Delta \epsilon \gg \epsilon_0, \end{cases}$$

$$\Delta \epsilon = \epsilon_n - \epsilon_0.$$

Оценка величины  $\beta_{\text{кр}}$  по этим формулам дает значения  $\beta_{\text{кр}} = 5\%$  для системы Л-2 и  $\beta_{\text{кр}} = 1\%$  для системы W7A. При коррекции вертикально: компоненты магнитного поля, возникающей вследствие токов равновесия в стеллараторе, предельные  $\beta$  можно увеличить примерно вдвое [2].

Совместное удовлетворение условий самоподдержания  $\beta < \beta_{\text{кр}}$  для систем типа "стелларатор" налагает определенные требования на размеры установок, поскольку, например, одним из основных параметров, влияющих на неоклассический перенос, является большой радиус установки. Как показывают результаты расчетов, выбранные размеры рассматриваемых здесь установок близки к предельным размерам, определяемым по приведенным выше соображениям. Однако, поскольку основное внимание в данном разделе обращается на изучение режима работы реактора-стелларатора с точки зрения его устойчивости, мы здесь не можем делать какие-либо определенные выводы относительно предельно возможных мнимальных размеров системы реактор-стелларатор вообще.

Итак, приведем результаты расчетов, на основании которых можно сделать определенные выводы относительно устойчивости стационарного термоядерного горения в стеллараторе.

Для установки Л-2x30 при величине концентрации

\* В дальнейшем вклад  $\alpha$ -частиц в газокINETическое давление плазмы не учитывается.

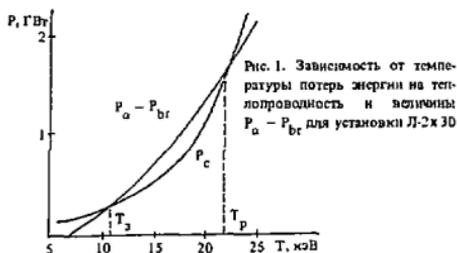


Рис. 1. Зависимость от температуры потерь энергии на теплопроводность и величину  $P_\alpha - P_{br}$  для установки Л-2х30

$n = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  на рис. 1 представлена зависимость от температуры плазмы потерь тепла с теплопроводностью  $P_c$ , мощности нагрева плазмы  $\alpha$ -частицами за вычетом потерь на тормозное излучение  $P_\alpha - P_{br}$ . Здесь и далее величина магнитного поля и эффективный заряд плазмы принимались равными  $B = 8 \text{ Тл}$  и  $Z = 1$ . Как видно, кривые имеют две точки пересечения. Точка зажигания  $T_z \approx 11 \text{ кэВ}$  является, очевидно, неустойчивой. Устойчивая в вариации  $T$  рабочая точка есть  $T_p = 21 \text{ кэВ}$ . Обратим внимание на то, что с ростом  $T$  скорость роста величины  $P_c$  заметно увеличивается. Это обусловлено тем, что с увеличением температуры уменьшается частота столкновений частиц, в результате все большую роль в теплопереносе начинают играть электроны, запертые в гофрах винтового магнитного поля. При температуре, близкой к  $T_z$ , время жизни плазмы определяется уходом энергии по ионному каналу. При рассматриваемых параметрах коэффициенты переноса ионной компоненты растут с увеличением частоты столкновений и сильно зависят от величины амбиполярного электрического поля таким образом, что в целом энергетическое время жизни плазмы меняется примерно обратно пропорционально  $T$ . С увеличением температуры при  $T$ , близких к  $T_p$ , поток тепла, связанный с электронами, сравним с ионным потоком или несколько превышает его. Коэффициент переноса электронов обратно пропорционален частоте столкновений и слабо зависит от величины электрического поля. При  $T \approx T_p$  зависимость  $\tau_E$  от  $T$  усиливается, так что  $\tau_E$  падает уже примерно обратно пропорционально квадрату  $T$ .

Концентрация  $n = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  близка к критической, ниже которой зажигания невозможно (в рассматриваемом случае  $n_{кр} = 1,35 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ). Повышение концентрации приводит к сильному увеличению мощности термоядерной реакции. Потери с увеличением теплопроводности растут слабее. Поэтому, очевидно, увеличение  $n$  должно приводить к росту температуры плазмы в рабочей точке. Отсюда ясно, что увеличение концентрации приводит к заметному увеличению  $\beta$ .

\* Имеются в виду концентрация плазмы и ее температура в центре шнура.

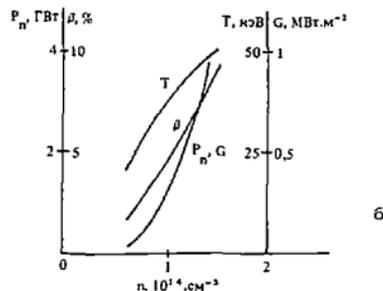
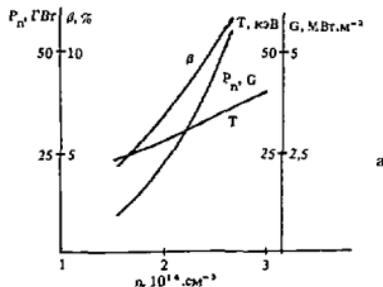


Рис. 2. Зависимость от концентрации части различных параметров в рабочей точке для установок Л-2х30 (а) и W7A15 (б)

Зависимость величин  $T_p$  и  $\beta$  (в центре шнура) от  $n$  для установки Л2х30 приведена на рис. 2. Показана также мощность потока нейтронов из плазмы  $P_n$  и величина нейтронной нагрузки на стенку. При расчете нагрузки на стенку ее радиус для определенности предполагался вдвое большим, чем средний радиус плазмы. Ограничиваясь величиной  $\beta = 10\%$ , можно определить рабочий диапазон концентраций:  $1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} < n < 2,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Изменение концентрации позволяет существенно менять мощность потока нейтронов из плазмы. Предельно возможная мощность  $P_n = 45 \text{ ГВт}$  при  $\beta = 10\%$ , по-видимому, слишком большая с точки зрения возможности ее практического использования. Однако обоснованно указать величину  $P_n$  в данной работе без конкретного анализа технических деталей не представляется возможным. Более точно определить рабочий диапазон можно, если ограничить нагрузку на стенку величиной  $2 - 3 \text{ МВт} \cdot \text{м}^{-2}$ , что в свою очередь ограничивает сверху уровень  $n \approx 2,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и мощность  $P_n \leq 20 + 25 \text{ ГВт}$ . Принимая коэффициент преобразования тепловой энергии в электрическую равным  $1/3$ , получим предельную величину электрической мощности  $7 - 8 \text{ ГВт}$ .

Результаты аналогичных расчетов для установки W7A15 с существенно меньшим значением параметра  $\epsilon_p$  показаны на рис. 2б. Критическая концентрация в

этом случае составляет  $0,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , значение  $\beta$  близко к предельному. Для надежной работы установки необходимы меры, обеспечивающие возможность повышения  $\beta$ . При этом, поскольку требуемый для экономической работы реактора максимальный поток энергии нейтронов на стенку не ниже  $0,5 - 1 \text{ МВт} \cdot \text{м}^{-2}$ , повышать  $\beta$  следует до  $\approx 5\%$ .

Таким образом, диапазон температур в рабочей точке реактора составляет  $20 - 30 \text{ кэВ}$ . При этом величина  $\gamma = \tau_E / t_p$  примерно постоянна и равна  $\approx 0,3$ . Величины  $d \ln \tau / (d \ln T)$  и  $d \ln \tau / (d \ln n)$  также примерно одинаковы и для рассматриваемых режимов составляют соответственно  $-2$  и  $0,5$ . Чтобы сделать вывод относительно устойчивости, необходимо кроме этих величин определить параметры  $\mu$  и  $\nu$  [см. (5)]. Если инжектируемые в объем плазмы крупники полностью выгорают в ней и, следовательно, скорость поступления частиц не зависит от скорости испарения крупинки, то можно принять  $\mu = \nu = 0$ . Если же инжектируются очень плотные и быстрые крупинки, так что длина их пробега превышает размер плазмы, то в первом приближении скорость поступления частиц будет пропорциональна скорости испарения крупинки, т.е. потоку энергии на нее. Здесь можно принять  $\mu = 1$ ,  $\nu = 3/2$ . Очевидно, все реальные случаи могут быть промежуточными между этими двумя.

Рассмотрим критерии устойчивости в описанных крайних случаях, используя уже приведенные значения величин  $\gamma$ ,  $d \ln \tau / (d \ln T)$ ,  $d \ln \tau / (d \ln n)$ .

1.  $\mu = \nu = 0$ . Условия (5) дают  $d \ln(\sigma v) / (d \ln T) < 2,55$ , что имеет место уже при температурах, больших  $10 \text{ кэВ}$ .

2.  $\mu = 1, \nu = 1,5$ . Из (5) получим

$$1,5 < \frac{d \ln(\sigma v)}{d \ln T} < 2,7,$$

что имеет место при температурах  $10 \text{ кэВ} < T < 30 \text{ кэВ}$ .

Таким образом, в обоих случаях режим работы реактора-стелларатора можно считать устойчивым.

### 3. УСТОЙЧИВОСТЬ ТЕРМОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ В РЕАКТОРЕ-ТОКАМАКЕ

Ранее указывалось, что для выводов об устойчивости необходимо провести анализ режима работы реактора, а для этого необходимо понимание механизмов процессов переноса. Для стелларатора перенос, связанный с захваченными частицами, является определяющим, что облегчает теоретический анализ. Для токамака неоклассический перенос существенно меньше прогнозируемого, если исходить из ныне существующих скейлингов. Так, для прогнозов реактора-токамака можно использовать алкаторный (или неалкаторный) скейлинг, отражающий рост  $\tau_E$  с увеличением концентрации частиц и предсказывающий для реакторных параметров плазмы достаточно большую величину  $\tau_E$ , что позволяет, в свою очередь, проектировать

сравнительно компактные установки. Однако, как показывают эксперименты, на современных больших установках "алкаторная" зависимость  $\tau_E$  при достаточно больших величинах дополнительной вкладываемой в плазму мощности, превышающей омическую, начинает нарушаться. При этом  $\tau_E$  "деградирует" с увеличением мощности и меняется согласно скейлингу Голдстона [3]. Поэтому здесь в качестве примера для анализа режима работы реактора-токамака, когда нагрет плазмы  $\alpha$ -частицами существенно превышает омический вклад, воспользуемся именно этим скейлингом. Для H-моды (режим с хорошим удержанием) скейлинг дает

$$\tau_E = 1,3 \cdot 10^{-7} K^{0,5} J^{p-0,5} R^{1,75} a^{-0,37}. \quad (7)$$

Здесь  $K$  — "вытянутость" шнура;  $J$  — ток по плазме, А;  $R$  — полная мощность, Вт;  $R, a$  — большой радиус установки и радиус плазмы, см. Для L-моды  $\tau_E$  вдвое меньше. Если выразить ток через величину запаса устойчивости

$$J = 5a^2 B/Rq \cdot \left( \frac{1+K^2}{2} \right),$$

а мощностью  $P$  считать мощность реакции  $P_\alpha$ , то  $\tau_E$  можно представить в виде

$$\tau_E = f(\alpha, R, B, q, K) \frac{1}{n(\sigma v)^{0,5}}. \quad (8)$$

Используя уравнение баланса энергии (2), условно заменяя  $P_\alpha/P_c > 1$  (излучением пренебрегаем) запишем в виде

$$n \tau_E \frac{(\sigma v) \epsilon_0 c_0}{T} > 1. \quad (9)$$

Используя (8) и представляя скорость D-T-реакции в виде (справедливым при  $T \lesssim 30 \text{ кэВ}$ )  $(\sigma v) = c \cdot x^{-2} e^{-6/x}$ , где  $c_p = 3,7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $\delta = 19,94 \text{ кэВ}^{1/2}$ ;  $x = T^{1/2}$  (кэВ), перепишем (9) как

$$P = x^{-4} e^{-6/x} > \frac{1}{c_0 \epsilon_0 f c_p^{0,5}}; \quad \delta_1 = \delta/2. \quad (10)$$

Максимум функции  $P$  достигается при  $x_0 = 2,5$  ( $T_0 = 15,6 \text{ кэВ}$ ) и; авен  $P_m = 4,7 \cdot 10^{-6}$ . Таким образом, скейлинг Голдстона приводит к условию

$$f(\alpha, R, B, q, K) > \frac{1}{c_0 \epsilon_0 c_p^{0,5}} \cdot \frac{1}{P_m}, \quad (11)$$

т.е. независимо от концентрации частиц налагает определенные ограничения на размеры системы (при заданном магнитном поле). Величина  $f$  для H-моды равна

$$f = 0,45 K^{0,5} a^{0,63} R^{0,23} B q^{-1} \cdot (1 + K^2),$$

что при  $c_0 = 1/20$ , в свою очередь, дает

$$(1 + K^2) \cdot K^{0,5} a^{0,63} R^{0,23} B_1 q^{-1} > 25,2. \quad (12)$$

где  $a$  и  $R$  выражены в метрах, а  $B$  — в теслах.

Это условие можно переписать и в несколько другом виде:

$$(1 + K^2) \cdot K^{0.5} \left(\frac{a}{R}\right)^{0.65} \frac{R_M^{0.88} B_T}{q} > 25.2.$$

Так, предполагая  $B = 8$  Тл,  $q = 4$ ,  $a/R = 1/3$ ,  $K = 1.5$  (величина  $K$  такая же, как у установки JET), получим  $R > 8$  м (с учетом излучательных потерь величина  $R$  оказывается несколько большей). При повторении оценки для L-моды получим условие  $R > 18$  м. Рабочая точка реакции при этом находится, очевидно, за точкой максимума функции  $\mathcal{P}$  [см. (10)], т.е. при температурах  $T > 15.6$  кэВ.

Воспользуемся критериями (5) для анализа устойчивости реактора-токамака. Определим требуемые величины как

$$\begin{aligned} \frac{\partial \ln \Gamma_E}{\partial \ln n} &= -1; \quad \frac{\partial \ln \Gamma_E}{\partial \ln T} = \frac{\partial \ln \Gamma_E}{\partial \ln(\sigma v)}, \quad \frac{\partial \ln(\sigma v)}{\partial \ln T} = \\ &= -0.5 \frac{\partial \ln(\sigma v)}{\partial \ln T}. \end{aligned}$$

Из условий (5) легко видеть, что практически независимо от  $\gamma$ ,  $\mu$ ,  $\nu$  условие устойчивости имеет вид

$$\frac{\partial \ln(\sigma v)}{\partial \ln T} < 2, \quad T > 15 \div 17 \text{ кэВ.}$$

Таким образом, режим горения в токамаках, как и в стеллараторах, оказывается устойчивым.

УДК 533.9.082.5

## ОБ ИЗМЕРЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ ИОНОВ В ТОКАМАКАХ ПО РАССЕЯНИЮ ИЗЛУЧЕНИЯ CO<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА

Г.А. Асланов, Т.М. Бурбаев, В.Г. Жуковский, В.А. Курбатов,  
Н.А. Пенин, В.А. Ртищев

Рассмотрена диагностика плазмы установки T-15 для измерения  $T_i(t)$  по излучению CO<sub>2</sub>-лазера, рассеянному на тепловых флуктуациях плотности плазмы. Обсуждается концепция использования в диагностике мощного CO<sub>2</sub>-лазера импульсно-периодического действия типа "Легенд", позволяющего регистрировать поведение температуры ионов во времени в диапазоне плотностей  $n_e \geq 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Исследована система регистрации рассеянного излучения и экспериментально показано, что возможно построение системы на основе разработанных фотодетекторов Ge:Zn. Проведено сравнение с диагностикой рассеяния, разрабатываемыми на зарубежных установках типа "токамак".

ABOUT  $T_i(t)$  — MEASUREMENTS BY THE CO<sub>2</sub>-LASER RADIATION SCATTERING IN TOKAMAKS. G.A. ASLANOV, T.M. BURBAEV, V.G. ZHUKOVSKY, V.A. KURBATOV, N.A. PENIN, V.A. RTISCHEV. Plasma diagnostics at T-15 tokamak for  $T_i(t)$ -measurements by the CO<sub>2</sub>-laser radiation scattered by thermal plasma density fluctuations is considered in the paper. The idea of using a high-power, periodically-pulsed CO<sub>2</sub>-laser of the dyatel-type, which allows to register the ion temperature in time at  $n_e \geq 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , for diagnostics is discussed. A registering set for scattered radiation is studied. It is experimentally shown that it is possible to manufacture the set based on the designed Ge:Zn-photodetectors. The comparison with other diagnostics of scattering developed on tokamaks abroad is made.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Локальное измерение температуры ионов плазмы  $T_i(t, r)$  на крупных установках типа "токамак" является актуальной задачей. Современное развитие техники

позволяет использовать для этих целей диагностику плазмы по рассеянию лазерного излучения на тепловых флуктуациях плотности плазмы, которая свободна от недостатков, присущих корпускулярным методам. В ранних публикациях [1 — 4] были даны соответствующие пред-

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты, полученные в данной работе, позволяют утверждать, что режим горения самоподдерживающейся термоядерной реакции и в стеллараторах, и в токамаках оказывается устойчивым. Не исключено, однако, что предположения относительно механизма процессов переноса окажутся неверными. При этом, поскольку условия устойчивости записаны в достаточно общем виде, они тем не менее могут оказаться полезными для изучения режима самоподдерживающейся реакции в термоядерных установках.

Автор выражает благодарность Л.М. Коврижных и О.И. Федянину за полезные обсуждения.

### Список литературы

1. Kovrizhnykh L.M. — Nucl. Fusion, 1984, vol. 24, p. 435.
2. Данилкин И.С., Коврижных Л.М., Шепетов С.В. — Препринт ФИАН № 75. — М., 1981.
3. Goidston R. — Plasma Phys. Contr. Nucl. Fusion, 1984, vol. 26, p. 82.

Статья поступила в редакцию  
25 января 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, с. 30 — 34.

Основные параметры установок для диагностики плазмы

Установка	$\lambda$ , мкс	Тип лазера	$P_D$ , МВт	$\Delta t$ , мкс	$f_c$ , Гц	$\delta f$ , МГц	$\theta$ , град	$\Delta l$ , см	Тип детектора	NEP, Вт/Гц	$P_r$ , Вт	$\Delta f_1$ , ГГц	$T_1$ , мсВ	$n_e$ , см <sup>-3</sup>	(S/N) <sub>0</sub>	$\Delta T_1/T_1$ , %
TFTR [12, 13]	10,6	Гибридный CO <sub>2</sub>	2,5	2	250	10	0,5	22	Ge:Cu (гермий)	2,10 <sup>-19</sup>	10 <sup>-3</sup>	0,3 - 4	0,1 - 10	≥ 10 <sup>13</sup>		
									KPT (азот)							
	385	D <sub>2</sub> O	2	0,5	-	40	10	10								
							20	5								
JET [11]	385	D <sub>2</sub> O	1	1	1	50	52	20	GaAs (диод Шоттки)	< 3,10 <sup>-19</sup>		2	2 - 12	3,10 <sup>13</sup> - 3,10 <sup>14</sup>	7	± 20
T-15 [данная работа]	10,6	Инижектор CO <sub>2</sub>	25	0,3	750	100	1	11	Ge:Zn (азот)	< 10 <sup>-19</sup>	30	0,1 - 2,4	0,1 - 10	≥ 10 <sup>13</sup>	14	± 10
Alcator [6-8]	385	D <sub>2</sub> O	0,2	1	-	80	20	3	Диод Шоттки	2,4,10 <sup>-19</sup>	2,10 <sup>-2</sup>	2,6	~1	3,6,10 <sup>14</sup>	~2 (с усреднением по 6 импульсам)	
FT-U [5]	10,6	Гибридный CO <sub>2</sub>	3,5	0,8		50	2	8,6	Ge:Cu (гермий)	2,10 <sup>-19</sup>	10 <sup>-1</sup>	1,4	1	3,10 <sup>14</sup>	7	
	114		0,2	0,8								1,1				
TSA [9, 10]	385	D <sub>2</sub> O	0,2	1	-		90		GaAs (диод Шоттки)	2,10 <sup>-18</sup> 5,10 <sup>-19</sup>		1,2	0,5	~10 <sup>14</sup>	~2 (с усреднением по 10 импульсам)	
PDX [4]	10,6	Гибридный CO <sub>2</sub>	2	1,5	0,05	10	1	11	Ge:Cu (гермий)	5,10 <sup>-19</sup>	10 <sup>-1</sup>	1,2	0,6	3,10 <sup>13</sup>		

ложения и оценки, и в настоящее время ведутся разработки разл. чных вариантов диагностики на установках ГТ-У [5], Асатор [6-8], ТСА [9, 10], а также на крупных установках ИТ [11] и ТФР [12, 13], основные параметры которых приведены в таблице.

С технической точки зрения такая диагностика имеет два направления: использование субмиллиметрового ( $\lambda = 385 \text{ мкм}$ ) и инфракрасного ( $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ) зондирующих излучений. В первом случае прием рассеянного излучения ведется под углом в несколько десятков градусов, что дает хорошее пространственное разрешение и уменьшает долю излучения лазера, непосредственно попадающего в приемную систему. Здесь, однако, чрезвычайно сложно провести временные измерения  $T_i(t)$ . В 1981 - 1986 гг. на установках Асатор и ТСА было зарегистрировано излучение субмиллиметрового лазера, рассеянное на тепловых флуктуациях плотности плазмы, однако, несмотря на высокую плотность плазмы ( $n_e \approx 8 \cdot 10^{13} \pm 3 \cdot 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), эти измерения выполнены с низким ( $\sim 2$ ) соотношением сигнал/шум.

При использовании  $\text{CO}_2$ -лазеров характерные углы наблюдения составляют десятки градусов, что приводит к ухудшению пространственного разрешения и увеличению мощности, попадающей на лазерного пучка на детектор. Тем не менее в условиях крупных установок остается возможность измерения пространственного распределения  $T_i(t)$  [12]. В работе [14] было предложено использовать в диагностике рассеяния  $\text{CO}_2$ -лазеры импульсно-периодического действия (ИПД), позволяющие проводить временные измерения.

Цель данной работы - сформулировать требования к диагностике плазмы по рассеянию излучения  $\text{CO}_2$ -лазера ИПД на тепловых флуктуациях плотности плазмы в условиях установки Т-15 и показать экспериментально возможность построения системы регистрации диагностики на основе ИК-детекторов Ge:Zn.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Сформулируем требования, предъявляемые к основным элементам диагностики -  $\text{CO}_2$ -лазеру и системе регистрации, используя для оценок параметры плазмы установки Т-15.

Угол наблюдения примем равным  $1^\circ$ . В этом случае при  $T_e \leq 10 \text{ кэВ}$  и  $n_e \leq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  даже в режимах с низкой плотностью и высокой температурой (surgeshot) спектральная плотность ионной компоненты рассеяния превышает спектральную плотность электронной компоненты и  $a_i/a_e \geq 0,067$ , где  $a_i$  - интегральное сечение рассеяния в ионную компоненту спектра,  $a_e = r_e^2 = 7,94 \times 10^{-26} \text{ см}^2$ .

При  $T_e \approx 10 \text{ кэВ}$  полуширина ионного спектра рассеянного излучения на уровне  $1/e$  составляет  $\Delta f_i \approx 2,2 \text{ ГГц}$ . Эта величина определяет требования к быстродействию фотодетектора и к ширине линии лазерного

источника. Для измерения температуры ионов в интервале  $0,1 \text{ кэВ} \leq T_i \leq 10 \text{ кэВ}$  ширина области генерации лазера  $\delta f$  должна быть меньше  $0,1 \Delta f_i$ . Примем ее равной  $100 \text{ МГц}$ . Расходимость излучения исследованных мощностей лазеров в одномодовом режиме при диаметре выходного луча  $35 \text{ мм}$  составляет  $6 \cdot 10^{-4}$  рад. Зеркальный объектив, установленный на расстоянии  $3 \text{ м}$  от центра плазмы, позволит сфокусировать луч до диаметра  $2 \text{ мм}$ .

Выборный угол наблюдения определяет и пространственное разрешение методики, которое в нашем случае составляет  $l \approx \Phi/\sin\theta \approx 11 \text{ см}$ , где  $\Phi$  - диаметр лазерного пучка в плазме. Наблюдение предполагается вести по "кольцевой" схеме [15], при этом телесный угол наблюдения  $\Omega = 2\pi\theta \Delta\theta \approx 5,7 \cdot 10^{-4}$  ср. Величина  $\Delta\theta$  здесь принята равной  $0,3 \theta$  из условия допустимых апертурных искажений [16], поскольку ограничение на величину  $\Delta\theta$ , накладываемое необходимостью выравнивания волновых фронтов гетеродина и сигнала при выбранных размерах приемной площадки фоторезистора ( $\sim 0,5 \text{ мм}$ ), менее жесткое.

Оценим необходимую для измерений мощность лазера, исходя из условия, что мощность рассеянного излучения превышает пороговую мощность фотодетектора:

$$P_c = \epsilon_0^2 P_0 n_e S_i / \Omega K \geq P_{\text{min}} = \text{NEP} \cdot \Delta f_i \quad (1)$$

Здесь  $P_0$  - мощность лазера;  $S_i$  - доля мощности, содержащаяся в ионной компоненте спектра рассеяния;  $K$  - коэффициент потерь в оптической системе;  $\text{NEP}$  - приемная пороговая мощность фотодетектора. Примем  $\text{NEP} \approx 10^{-16} \text{ Вт/Гц}$ , тогда при  $n_e \geq 1,10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $K \approx 0,25$

$$P_0 \geq \frac{10^{-16} \text{ Вт/Гц} \cdot 2,2 \cdot 10^9 \text{ Гц}}{19^3 \text{ см}^{-3} \cdot 11 \text{ см} \cdot 8 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 \cdot 0,067 \cdot 5,7 \cdot 10^{-4} \text{ ср} \cdot 0,25} \approx 25 \text{ МВт}.$$

Таким образом, для измерения в условиях установки Т-15 температуры ионов по излучению, рассеянному на тепловых флуктуациях плотности плазмы, необходимо, чтобы мощность  $\text{CO}_2$ -лазера ИПД превышала в импульсе  $25 \text{ МВт}$  при ширине линии  $100 \text{ МГц}$ , а  $\text{NEP}$  фотодетектора в полосе частот  $\Delta f_i = 2,2 \text{ ГГц}$  была не хуже  $10^{-16} \text{ Вт/Гц}$ .

## 3. $\text{CO}_2$ -ЛАЗЕР

Требуемую мощность в импульсе при ограниченной энергии  $E \leq 10 \text{ Дж}$  можно реализовать в  $\text{CO}_2$ -лазере импульсно-периодического действия с относительно коротким импульсом излучения длительностью  $\Delta t \approx 0,3 \text{ мкс}$ . В работе [17] описан мономпульсный  $\text{CO}_2$ -лазер, отвечающий всем необходимым требованиям. Для получения большой энергии и малой расходимости пучка излучения в лазере используется неустойчивый резонатор, имеющий большой объем основной моды и эффективно селекционирующий излучение по поперечным модам. Энергия в импульсе длительностью на подвысоте  $\Delta t \approx 300 \text{ нс}$  составляет  $F \approx 7 \text{ Дж}$  (рис. 1а).

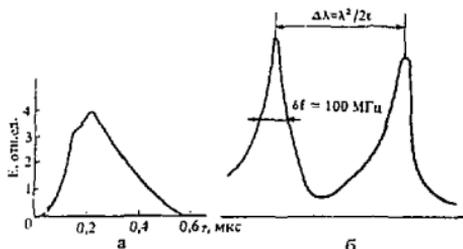


Рис. 1. Форма импульса излучения (а) и спектр излучения "инжекционного" лазера (б).  $\Delta\lambda = \lambda^2/2t$  — область свободной дисперсии интерферометра Фабри-Перо,  $t$  — расстояние между зеркалами интерферометра

Одночастотный режим работы лазера с узким спектром излучения достигается стабилизацией длины резонатора лазера. Селекция продольных мод осуществляется тонкой электромеханической подстройкой длины резонатора и инжекцией в резонатор излучения стабилизированного по частоте непрерывного  $\text{CO}_2$ -лазера. Совместное применение обоих способов дает возможность получить ширину спектра излучения импульсного лазера  $\delta f \approx 100$  МГц (рис. 1.б).

#### 4. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ

4.1. Отношение сигнал/шум. При гетеродинном приеме с последующим квадратичным детектированием, интегрированием сигнала и накоплением импульсов, следующим с частотой  $f_{\text{сн}}$ , отношение сигнал/шум на выходе системы регистрации определяется [18] выражением

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{P_{\text{сн}}/P_{\text{мин}}}{1 + P_{\text{сн}}/P_{\text{мин}}} \sqrt{1 + \delta f_1 \tau^{(1)}} \sqrt{1 + f_{\text{сн}} \tau^{(2)}}, \quad (2)$$

где  $\delta f_1 \approx 100$  МГц — полоса частот усилительного тракта анализатора частот;  $\tau^{(1)}$ ,  $\tau^{(2)}$  — постоянная времени первого и второго интеграторов.

Время интегрирования  $\tau^{(1)}$  определяется длительностью импульса излучения ( $\tau^{(1)} \approx \Delta t$ ), поэтому в диагностике разряда обычно используют лазеры с длительностью импульса 1 — 2 мкс (см. таблицу). В условиях установки Т-15 нужен лазер с коротким импульсом, тогда отношение сигнал/шум на выходе первого интегратора будет невелико ( $S/N)_1 \approx 2,8$  ( $P_{\text{сн}} \approx P_{\text{мин}}$ ). Повысить отношение сигнал/шум можно, если накопить информацию за время удержания энергии в плазме, которое для Т-15 составляет  $\tau_E \approx 30$  мс. При этом можно считать  $T_i = \text{const}$ . Для частоты следования импульсов  $f_{\text{сн}} \approx 750$  Гц [19] возможно, таким образом, усреднение по 25 импульсам ( $\tau^{(2)} \approx \tau_E$ ), полное отношение сигнал/шум составит  $\sim 14$ . Это обеспечит точность измерения температуры ионов не хуже 10% [11].

4.2. Фотодетекторы. Для гетеродинного приема 10-мкм излучения в полосе частот  $\approx 1$  ГГц могут быть использованы фотодиоды на основе тройных соединений [20, 21] либо примесные фоторезисторы из германия [22] или кремния. Быстродействующие фоторезисторы, в отличие от фотодиодов, не связаны с размерами приемной площадки. Они более устойчивы к оптическим перегрузкам и имеют существенно больший динамический диапазон, что позволяет использовать их при высоких мощностях фонового излучения. По этим причинам в условиях обсуждаемого эксперимента использование примесных фоторезисторов предпочтительнее. Для изготовления фоторезисторов был использован германий, легированный шинком с полностью компенсированным первым уровнем ( $\text{Ge:Zn}^{\text{II}}$ ) [23, 24].

Выражение для величины пороговой мощности гетеродинного фотодетектора [23] можно представить в виде

$$NEP = \frac{2h\nu}{\eta} F_0 F_2,$$

где  $\eta$  — квантовая эффективность фоторезистора;  $F_0$  и  $F_2$  — множители, которые мы назовем соответственно оптическим и электрическим коэффициентами шума фотодетектора. Оптический коэффициент шума равен отношению полного темпа генерации носителей заряда к темпу генерации, вызванной излучением гетеродина:

$$F_0 = \frac{\sigma_r + \sigma_\Phi}{\sigma_r} + 1, \quad (3)$$

где  $\sigma_r$  — темновая проводимость фоторезистора;  $\sigma_\Phi$  — фотопроводимость, обусловленная фоновым излучением;  $\sigma_r$  — фотопроводимость, вызванная излучением гетеродина. Из выражения (3) ясно, что при высоком уровне засветки следует использовать возможно большие мощности гетеродина.

Повышение мощности гетеродина позволяет также снизить величину электрического коэффициента шума, который представляет собой отношение полной мощности шума к мощности генерационно-рекомбинационного (ГР) шума:

$$F_2 = 1 + \frac{kT_{\text{нч}} + kT_{\text{д}} k_p}{k_p P_{\text{гр.с}}}$$

Здесь  $T_{\text{нч}}$  — температура шума усилителя;  $T_{\text{д}}$  — температура детектора;  $k_p$  — коэффициент передачи мощности от фоторезистора к усилителю;  $P_{\text{гр.с}}$  — спектральная плотность согласованной мощности ГР-шума. Повышение мощности гетеродина без изменения величины согласованной мощности ГР-шума улучшает согласование фоторезистора с низкоомным входом усилителя и за счет этого обеспечивает снижение  $F_2$ . Использование импульсного режима работы гетеродинного фотоприемника позволяет практически снять ограничения, налагаемые на прием фоторезистора, и использовать величину мощно-

сти гетерозинного излучения, которая обеспечивает согласованный режим; при этом  $F_3$  будет минимальным.

4.3. Экспериментальные результаты. Проведены испытания фоторезисторов из  $\text{Ge:Zn}^{\text{II}}$ , охлаждаемых жидким азотом, в режиме импульсного оптического гетерозина. Фоторезисторы имели приемную площадку  $0,5 \times 0,5$  мм. Постоянная времени фотоответа  $\tau = 1,7 \cdot 10^{-10}$  с.

В качестве источника излучения использовался  $\text{CO}_2$ -лазер с модулированной добротностью. Длительность импульса излучения составляла  $\sim 0,2$  мкс, что близко к длительности импульса лазера в обсуждаемом эксперименте. Для ослабления фотосигнала, вызванного импульсом гетерозина, на входе усилительного тракта включался многозвенный фильтр верхних частот с граничной частотой 100 МГц. Усилительный тракт содержал также полосно-пропускающий фильтр (ППФ) с шириной полосы 100 МГц и два усилителя с шириной полосы 100 – 1000 МГц. При измерениях частотной зависимости шума и пороговой мощности использовался набор из девяти ППФ. После усиления сигнал детектируется СВЧ-диодом. Сигнал постоянного тока выделялся с помощью схемы совпадений, усиливался и подавался на самописец. Абсолютная калибровка тракта производилась по изменению теплового шума согласованной нагрузки, подключенной к входу регистрирующей системы, при ее охлаждении до азотной температуры.

Значения токового шума фоторезистора и расчетная зависимость ГР-шума показаны на рис. 2. Сравнение

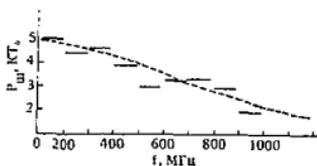


Рис. 2. Частотная зависимость шума фотодетектора (—) и расчетная зависимость ГР-шума (---)

экспериментальной и рассчитанной частотных зависимостей, а также измерение полевой зависимости шума показывает, что во всей полосе 0,1 – 1 ГГц наблюдаемый шум является генерационно-рекомбинационным и избыточного шума, связанного с высокочастотной частью спектра импульсного фотосигнала, не наблюдается.

Значения пороговой мощности, измеренные на частоте 720 МГц модуляционным методом [25], приведены на рис. 3. Они определялись по отношению сигнала к ГР-шуму, т.е. без учета шума последующего тракта. Наилучшая величина  $\text{NER} \approx 6 \cdot 10^{19}$  Вт/Гц достигается при  $P_r \approx 10 \pm 20$  Вт. Это означает, что помехоустойчивость к фоновому излучению здесь на четыре порядка выше, чем у

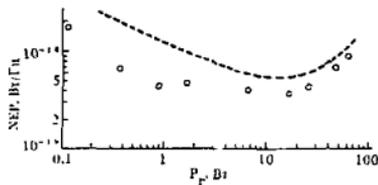


Рис. 3. Зависимость пороговой чувствительности от мощности гетерозинного излучения: — измеренные значения,  $T_{\text{пч}} = 0$ ; --- — зависимость, вычисленная для  $T_{\text{пч}} = 300$  К

фотодиода, и на два порядка выше, чем у фотодетектора на основе  $\text{Ge:Cu}$  [22].

Зависимость пороговой мощности от частоты фотосигнала представлена на рис. 4. Одна из зависимостей не

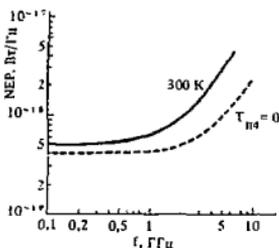


Рис. 4. Зависимость пороговой чувствительности фотодетектора от частоты фотосигнала

учитывает шум усилителя, другая вычислена для  $T_{\text{пч}} = 300$  К. Видно, что существенного ухудшения пороговой мощности ( $> 10^{-16}$  Вт/Гц) следует ожидать на частотах выше  $\sim 2$  ГГц.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена диагностика плазмы для измерения температуры ионов в установке Т-15 по излучению  $\text{CO}_2$ -лазера, рассеянному на тепловых флуктуациях плотности плазмы. Обсуждается концепция использования в диагностике  $\text{CO}_2$ -лазера импульсно-периодического действия типа "Дятел" с относительно коротким импульсом излучения. Преимущество такого подхода — возможность регистрации с высоким отношением сигнал/шум поведения температуры ионов во времени во всем интересующем диапазоне плотностей  $n_e \geq 1 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ .

На примере монопериодического  $\text{CO}_2$ -лазера экспериментально показано, что необходимые параметры зондирующего излучения могут быть получены в "инжекционном" лазере с неустойчивым резонатором: энергия в импульсе  $E \approx 7$  Дж, длительность импульса  $\Delta t \approx 0,3$  мкс, ширина линии излучения лазера  $\delta f \approx 100$  МГц.

Обсуждается система регистрации рассеянного излу-

чения на основе разработанных примесных фотодетекторов  $\text{Ge:Zn}^{11}$ . Режим работы фотодетектора с импульсным гетеродином большой мощности делает систему нечувствительной к паразитно рассеянному излучению  $\text{CO}_2$ -лазера в диапазоне мощностей  $P \leq 10$  Вт, что на два-четыре порядка превышает аналогичную величину в системах, использующих детекторы других типов. Экспериментально измеренные параметры системы регистрации: полоса анализируемых частот  $\Delta f = 2$  ГГц, эквивалентная шумовая мощность во всей полосе частот  $\text{NEP} \leq 10^{-16}$  Вт/Гц, оптимальная мощность импульсного гетеродина  $P_r \approx 26$  Вт, ожидаемое полное отношение сигнал/шум  $(S/N) \geq 14$ .

#### Список литературы

- Goudhalekar A., Keilmann F. — Report 2/202-Garching. — Max-Planck-Institute, 1971.
- Jasby D.L. — Report Matt-1020. — Princeton. Plasma Physics Lab., 1974.
- Craig A.D. Proposal for a  $\text{CO}_2$ -laser scattering experiment on DITE. — DITE MEMO, № 114, 1976.
- Bretz N., Taylor G.  $\text{CO}_2$ -laser scattering. — Princeton. Plasma Physics Lab., 1980.
- Frigione D., Pieruui L. Proposal for a collective scattering experiment on FT and FT-U: Report 82.1. — Rome, Frascati, 1982.
- Woskoboinikow P. et al.  $\text{D}_2\text{O}$ -laser Thomson scattering and sub-millimeter heterodyne receiver measurements. — In: Proc. 6th Intern. Conf. on Infrared and Millimeter waves. — Miami Beach, 1981, M-3-1.
- Woskoboinikow P. et al.  $385\mu\text{m}$   $\text{D}_2\text{O}$ -laser Thomson scattering plasma diagnostic. — In: Proc. 7th Intern. Conf. on Infrared and Millimeter waves, 1982, № 10-S, p. 328.
- Woskoboinikow P. et al. Observation of Thomson scattering from ion thermal fluctuations in a tokamak plasma with a  $385\mu\text{m}$  laser. — In: Proc. 8th Intern. Conf. on Infrared and Millimeter waves, vol. 1.2, 1983.
- Behn R. et al. Observation of collective Thomson scattering of  $\text{D}_2\text{O}$ -laser radiation from a tokamak plasma. — In: Proc. 10th Intern. Conf. on Infrared and Millimeter waves (Florida), 1985, vol. 6.3, p. 143.
- Behn R. et al. Progress towards ion temperature measurement in TCA tokamak collective Thomson scattering of far infrared laser radiation. — In: Proc. 11th Intern. Conf. on Infrared and Millimeter waves (Pisa), 1986, p. 261 — 263.
- Green M.R., Morgan P.D., Sicrist M.R., Watterson R.L. A study of the feasibility of measuring the plasma ion temperature in JET by Thomson scattering using a far-infrared laser. Report LRP 168/80. — Lausanne: Ecole Polytechnique Federal, 1980.
- Bretz N., Taylor G. Extreme forward  $\text{CO}_2$ -laser scattering measurement of Ti. — Princeton. Plasma Physics Lab., Report 40, 1981, p. 465.
- Johnson L.C.  $\text{D}_2\text{O}$ -laser scattering TFTR diagnostics. — Ibidem, p. 488.
- Жуковский В.Г. О возможности применения импульсных  $\text{CO}_2$ -лазеров в диагностике плазмы токамаков методом рассеяния: Препринт ИАЭ-3351/7. — М., 1980.
- Gondhalekar A., Keilmann F. A scheme for  $\text{CO}_2$ -laser scattering to measurement ion temperature in a tokamak plasma. Opt. com., 1975, vol. 14, № 2, p. 263.
- Пятишский Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. — М.: Атомиздат, 1976.
- Жуковский В.Г., Ртицев В.А. Исследование характеристик  $\text{CO}_2$ -лазера для диагностики рассеяния на установках токамак: Препринт ИАЭ-4221/7. — М., 1985.
- Cummins H.Z., Swinney H.L. — In: Progress in Optics, Ed. by E. Wolf, 1970, vol. 8, p. 135.
- Baranov V.Yu. et al. Average power limitations in high-repetition-rate pulsed gas lasers at 10,6 and  $16\mu\text{m}$ . — Appl. Optics, 1980, vol. 19, № 6, p. 930.
- Verie C., Sirieix M. — IEEE J. of Quant. EL QE-8, 1972, p. 180.
- Andrews A.M., Higgins J.A., Longo J.T. et al. — Appl. Phys. Letters, 1972, vol. 21, p. 285.
- Arams F.R. et al. Infrared heterodyne detection with gigahertz IF Response. — Semiconductor and Semimetals, 1970, vol. 5, p. 409 (Academic Press N.Y. — London).
- Курбатов В.А., Пенни Н.А. Свойства фотосопроотивления из германия, легированного цинком и сурьмой, в гетеродином режиме детектирования. — ФТП, 1972, т. 6, вып. 5, с. 903.
- Асланов Г.А., Бурбаев Т.М., Курбатов В.А., Пенни Н.А. Зависимость времени жизни неравновесных дырок в р-германии от концентрации центров рекомбинации — ионов цинка и температуры. — ФТП, 1983, т. 17, вып. 4, с. 674 — 678.
- Курбатов В.А., Пенни Н.А. Модуляционный метод измерения гетеродиных характеристик фотоприемников. — КЭ, 1976, т. 3, № 9, с. 1909.

Статья поступила в редакцию  
11 января 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, с. 34 — 39.

## НАКОПЛЕНИЕ ПЛАЗМЫ В МНОГОЩЕЛЕВОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ "ЮПИТЕР-2М"

С.А. Вдовин, О.А. Лаврентьев, В.А. Маслов,  
М.Г. Ноздрачев, В.П. Обозный, Н.Н. Саппа

Представлены первые экспериментальные результаты по накоплению и удержанию плазмы в многощелевой электромагнитной ловушке при электронной инжекции. Приведены результаты юстировки электростатической системы запыления магнитных щелей. Определены границы плазмы и ее параметры, функциональные зависимости параметров плазмы от времени накопления, координат, параметров установки. Делается вывод о высокой эффективности захвата инжектированных электронов в ловушку и передачи энергии от электронного луча в плазму. Отмечается отсутствие высокочастотной активности плазмы и аномально больших коэффициентов переноса электронов поперек магнитного поля.

PLASMA STORAGE IN THE MULTISLIT ELECTROMAGNETIC TRAP "YUPITER-2M". S.A. VDOVIN, O.A. LAVRENT'EV, V.A. MASLOV, M.G. NOZDRACHEV, V.P. OBOZNYIJ, N.N. SAPPA. In this work the first experimental results on plasma storage and containment in a multislit electromagnetic trap for electron injection are described. The results of adjustment of plugging magnetic slits electrostatic system are given. Here such magnitudes have been determined as plasma boundaries, its parameters, plasma parameter functional dependences, the device parameters. We have inferred about high efficiency of injected a electron captured into the trap and an energy transfer from electron beam to plasma. It will be noted the lack of plasma high frequency activity and anomalously large coefficients of electron transfer cross magnetic field.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Главной задачей программы "Юпитер" является сооружение крупной экспериментальной установки для определения термоядерных возможностей, заложенных в электромагнитные ловушки. С этой целью в ХФТИ был разработан проект многощелевой электромагнитной ловушки "Юпитер-2" с объемом немагнитной плазмы  $0,5 \text{ м}^3$  и ожидаемыми параметрами: плотностью  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , температурой электронов  $2 \text{ кэВ}$ , температурой ионов  $1 \text{ кэВ}$ , энергетическим временем жизни  $0,1 \text{ с}$  [1]. Осуществление этого проекта позволило бы установить законы подобия для крупных эксперимен-

тальных установок данного типа и уверенно прогнозировать дальнейшее развитие исследований по электромагнитным ловушкам на пути к созданию энергетического термоядерного реактора.

В качестве первого шага реализации проекта "Юпитер-2" в ХФТИ сооружена экспериментальная установка "Юпитер-2М", представляющая собой модель "Юпитер-2" в  $1/3$  натуральной величины. Программа экспериментальных работ на этой установке предусматривает широкий круг исследований по изучению свойств электромагнитной ловушки с объемом немагнитной плазмы, существенно превышающим объем диффузионного слоя.

В данной работе изложены первые экспериментальные результаты по накоплению и удержанию плазмы в электромагнитной ловушке "Юпитер-2М".

### 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка "Юпитер-2М" представляет собой многощелевую электромагнитную ловушку высокотемпературной плазмы с осесимметричной геометрией магнитного поля. Схема установки приведена на рис. 1. Магнитная система состоит из 14 соосных катушек. Катушки 5, 6 с чередующейся полярностью включения образуют центральную часть установки, где магнитное поле

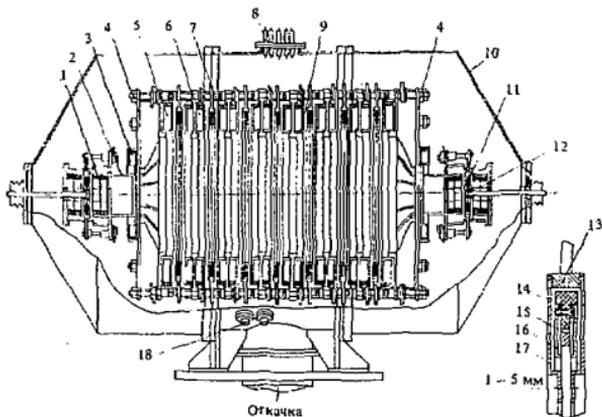


Рис. 1. Схема экспериментальной установки "Юпитер-2М"

сосредоточено в слое вблизи поверхности катушек и имеет пространственно-периодическую структуру. К катушкам центральной части с обеих сторон примыкают катушки 3, сопрягающие магнитное поле центральной части с полем пробочных катушек 1, расположенных попарно на концах установки.

Катушки укреплены на силовой раме, образованной шпильками 7, опорными плитами 4 и каркасами пробочных катушек 2. Все катушки имеют вакуумно-плотные оболочки из нержавеющей стали и вместе с силовой рамой помещены в вакуумную камеру 10.

Питание магнитной системы осуществляется от батареи конденсаторов через токопроводящие вводы 18. Емкость батареи  $C = 0,1 \text{ Ф}$ , максимальное напряжение  $U_0 = 4 \text{ кВ}$ . Сопротивление катушек при последовательном соединении  $R = 0,6 \text{ Ом}$ , индуктивность  $L \approx 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ Гн}$ . При этих параметрах разряд батареи носит апериодический характер. Максимальное значение тока  $I_{\text{max}} = 4,85 \text{ кА}$  достигается через 33 мс после включения батареи.

Магнитное поле установки "Юпитер-2М" имеет остроугольную структуру с семью кольцевыми магнитными щелями между катушками центральной части 9, двумя малыми кольцевыми щелями между пробочными катушками 11 и двумя осевыми отверстиями на концах установки. Длина магнитной системы между осевыми пробками составляет 1,3 м, диаметр по кольцевой щели в центральной части 0,43 м, зазор между катушками 0,045 м, диаметр осевых отверстий 0,025 м. Величина магнитного поля в кольцевой щели  $B_A = 41 \text{ макс}$ , в осевых отверстиях  $B_0 = 81 \text{ макс}$ , где  $B$  — магнитное поле, кГс;  $I_{\text{max}}$  — ток через катушки магнитной системы, кА. Пространственное распределение магнитного поля в области удержания плазмы характеризуется глубокой магнитной ямой, так что в области  $r \leq 0,1 \text{ м}$ ,  $|z| \leq 0,25 \text{ м}$  имеет место  $B/B_A < 5\%$ .

Все магнитные щели закрыты электростатическими пробками — электростатической системой электродов с наложенным на них высоким отрицательным потенциалом. Электростатическая система собирается на силовом каркасе 13. Боковые 16 и центральный 15 кольцевые запирающие электроды жестко закреплены на кольцевом изоляторе 14. Защита высоковольтных запирающих электродов и изоляторов от излучения плазмы осуществляется кольцевыми заземленными "анодами" 17. Ширина щели между анодами и между боковыми запирающими электродами может регулироваться в пределах от 2 до 5 мм. Каждый такой блок электродов закрепляется между катушками на трех регулировочных винтах, позволяющих производить юстировку электростатической системы запирания магнитных щелей, и имеет отдельные высоковольтные выводы 10 для подключения источников питания и измерения токов.

Плазма в ловушке создается с помощью ионизации

рабочего газа электронами, инжектируемыми через осевые отверстия с катодов 12.

### 3. ЮСТИРОВКА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

К конфигурации магнитного поля электромагнитной ловушки предъявляются повышенные требования на расположение и качество магнитных поверхностей. Для нормальной работы системы электростатического запирания магнитные поверхности  $gA_g = 0$  должны проходить через геометрическую середину зазора между катушками и не иметь разрывных и эзимуальных искривлений в области расположения анодных диафрагм и запирающих электродов. Любая асимметрия магнитного поля ведет к смещению дрейфовых поверхностей в скрещенных электрическом и магнитном полях и, в конечном счете, к дополнительным недиффузионным потерям заряженных частиц из ловушки.

Соответствие расчетной (рис. 2) и реальной конфигурации магнитного поля "Юпитер-2М" проверялось

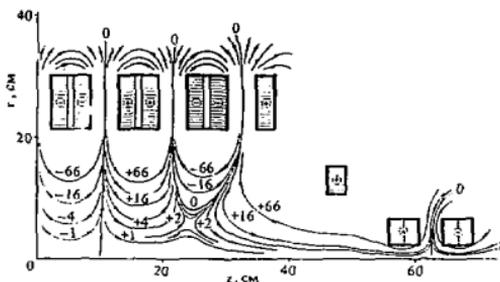


Рис. 2. Конфигурация магнитного поля в электромагнитной ловушке "Юпитер-2М"

магнитными измерениями. Точная юстировка производилась с помощью многоламельных зондов, установленных через  $120^\circ$  по азимуту в каждой анодной щели. Зонд представлял собой ряд изолированных пластин, собранных в пакет толщиной 4 мм каждый. Измеряя электронный ток на ламели зондов, электростатическую систему смещали с помощью регулировочных винтов так, чтобы максимум тока приходился на центральную ламель. Результаты юстировки приведены на рис. 3.

Точная юстировка позволила получить одинаковую во всех щелях ширину диффузионной зоны, благодаря чему устранены недиффузионные потери электронов на анодные диафрагмы и увеличилась эффективность электронной инжекции почти в 5 раз (при достижении тех же параметров плазмы по плотности и электронной температуре). В 4 раза вырос отрицательный потенциал плазмы.

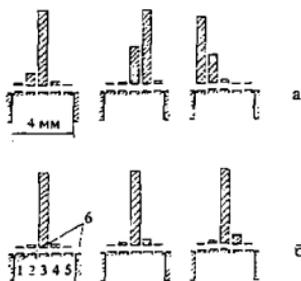


Рис. 3. Электронный ток на концах зондов и анодной щели системы электростатического задержания до (а) и после (б) юстировки

#### 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕМА И ПЛОЩАДИ ГРАНИЧНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПЛАЗМЫ

Границы области накопления плазмы и пространственные распределения параметров плазмы в ловушке определялись с помощью одиночных ленточных зондов по ионному току насыщения. Из них шесть зондов располагались под катушками в центральной области ловушки (они могли перемещаться в радиальном направлении), два зонда — в торцевой части между центральными катушками и катушками сопряжения (эти зонды перемещались под углом  $30^\circ$  к оси перпендикулярно силовым линиям магнитного поля в торцевой части ловушки). Рабочая поверхность зонда представляла собой вольфрамовый цилиндр диаметром 0,5 мм и длиной 2 мм, а остальная часть зонда была закрыта керамической трубкой диаметром 1,5 мм.

Радиальное распределение плотности плазмы под одной из центральных катушек показано на рис. 4:

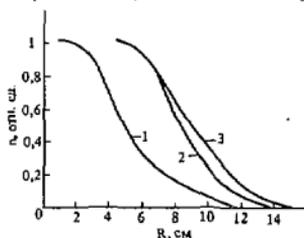


Рис. 4. Радиальные профили плотности плазмы

до точной юстировки 1, после юстировки 3 и после установки ограничивающих диафрагм под катушками 2. В первом случае внешняя граница плазмы определялась магнитной поверхностью, которая касалась кольцевого анода в данной щели. Радиальные распределения под каждой катушкой существенно отличались друг от друга,

а так как ограничение магнитной поверхности лимитами осуществлялось в области магнитных щелей в максимуме магнитного поля, за граничной поверхностью наблюдался "хвост" пристеночной плазмы. После точной юстировки и установки ограничительных диафрагм диаметром 28 см внешняя граница плазмы в центральной части установки определяется магнитными поверхностями, проходящими на расстоянии  $r = 14$  см от оси ловушки под катушками и на расстоянии  $a = 0,2$  см от плоскости  $\Gamma_{\text{пр}} = 0$  в кольцевой магнитной щели. В этом случае плазма не выходит за граничную поверхность, ввиду того что ограничивающие диафрагмы расположены в минимуме магнитного поля.

Вычисленная по граничной поверхности площадь  $S_{\text{гр}} = 1,7 \cdot 10^4 \text{ см}^2$ , полный объем плазмы, заключенной в граничную поверхность,  $V_{\text{гр}} = 50 \text{ л}$ . Центральный керн плазмы (где плотность еще не падает) имеет диаметр 16 см и длину  $\approx 80$  см. Объем плазмы в керне  $V_{\text{р}} \approx 16 \text{ л}$ .

#### 5. ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ

На начальном этапе исследований накопление плазмы в электромагнитной ловушке "Юпитер-2М" осуществлялось с помощью нижешки электронного пучка 0,04–0,15 А при ускоряющем напряжении 1,5 кВ и длительности импульса нижешки 4 мс. Электроды электростатической системы находились под постоянным напряжением: центральные — 2 кВ, боковые — 2,5 кВ. Магнитное поле могло регулироваться в пределах 5–10,5 кГс в кольцевых щелях и соответственно 10–21 кГс в осевых отверстиях. Рабочее давление поддерживалось напуском водорода при постоянной откачке на уровне  $2 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст.

Плотность плазмы в радиальном сечении под одной из центральных катушек измерялась с помощью СВЧ-интерферометра на длине волны 8 мм. Локальные измерения плотности плазмы проводились с помощью одиночных ленточных зондов. Для тока инжекции 0,1 А и магнитного поля 7 кГс в кольцевой щели получено  $\bar{n} = 5,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , что с учетом радиального распределения плотности (см. рис. 4) соответствует плотности плазмы в центре ловушки  $n_{\text{ср}} = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Полное количество частиц, вычисленное по измеренному значению средней плотности и пространственному распределению,  $N_{\text{ср}} = 7 \cdot 10^{15}$ .

Диффузионный ток электронов поперек магнитного поля делится на две приблизительно равные части: 208 мА — на кольцевые аноды и диафрагмы центральной части ловушки и 205 мА — на осевые вставки. Время жизни электронов в ловушке  $N_{\text{ср}}/I_{\text{ср}} \approx 2,5$  мс, но плотность диффузионного потока из поверхности центральной части примерно в 4 раза меньше плотности потока на поверхность сопряжения между цилиндрической частью и пробочными катушками, что связано с меньшей шириной диффузионной зоны в области осевых отверстий.

Электронная температура плазмы определялась по вольт-амперной характеристике одиночного зонда. Ее значение для указанных условий эксперимента  $T_e = 13$  эВ. Температура и плотность плазмы растут пропорционально корню квадратному из тока инжекции, так что энергосодержание в плазме растет пропорционально  $I_{inj}$ .

Потенциал плазмы измерялся одиночным электрическим зондом в плавающем режиме. Осциллограмма плавающего потенциала приведена на рис. 5. Так

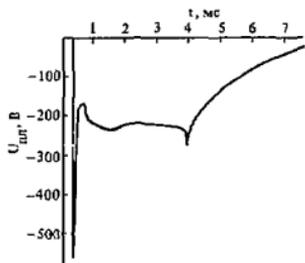


Рис. 5. Осциллограмма потенциала объемного заряда плазмы

как в исследуемых режимах температура электронов не превышала 10 – 15 эВ, то плавающий потенциал зонда близок к потенциалу плазмы. На рис. 6 показано радиальное распределение потенциала под одной из

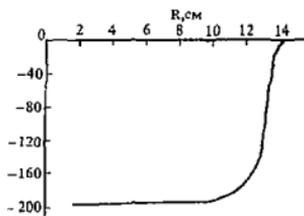


Рис. 6. Радиальный профиль потенциала плазмы под центральной катушкой

центральных катушек. Видно, что в основном объеме плазмы электрическое поле очень мало, падение потенциала сосредоточено в узком слое вблизи граничной поверхности магнитного поля. До установки ограничительных диафрагм под катушками отрицательный потенциал простирался далеко за граничную поверхность. Глубина потенциальной ямы примерно линейно зависит от магнитного поля и меняется от -220 до -330 В при изменении магнитного поля от 7 до 10,5 кГс в кольцевой магнитной щели.

Количество энергии, запасенной в плазме за время накопления  $t = 1$  мс, составляет  $2,6 \cdot 10^{17}$  эВ. Электронной инжекцией за это же время в плазму вводится

$9,4 \cdot 10^{17}$  эВ, т.е. эффективность передачи энергии от электронного пучка в плазму составляет около 30%. Учитывая, что на создание пары электрон-ион ионизацией, включая энергию на возбуждение нейтральных атомов, расходуется  $\approx 70$  эВ, получим полный расход энергии электронным пучком на создание и нагрев плазмы  $\approx 7,5 \cdot 10^{17}$  эВ. Отсюда эффективность электронной инжекции  $\approx 80\%$ . Эти результаты свидетельствуют также о высокой эффективности захвата инжектированных электронов в ловушку.

## 6. УДЕРЖАНИЕ ИОНОВ ПЛАЗМЫ В ОСЕВЫХ ОТВЕРСТИЯХ

Ключевой вопрос исследовательской программы осесимметричных ловушек — удержании плазмы в осевых отверстиях. Магнитный поток, ограниченный в кольцевой щели анодными диафрагмами, проходит через осевое отверстие, сгущаясь в пучок кругового сечения. Размеры области циркуляции электронов в осевом отверстии возрастают во много раз, увеличивая провисание потенциала объемного заряда. Электростатическое разделение компонент плазмы в области осевого отверстия и удержание продольным электрическим полем становится невозможным.

В экспериментальных исследованиях на установках "Юпитер-1А", "Юпитер-1М", С-4, имеющих осесимметричную геометрию магнитного поля, было показано, что осевые отверстия не являются главным каналом потерь из плазмы, потери ионов в осевое отверстие примерно в 10 раз меньше нонных потерь в кольцевую магнитную щель [2]. Было установлено, что причина высокой эффективности удержания ионов в осевых отверстиях — вращение плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях [3, 4]. Из этих результатов, однако, еще не вытекало, что указанное свойство электромагнитных ловушек сохранится для многощелевой конфигурации магнитного поля с осесимметричной геометрией.

На установке "Юпитер-2М" были проведены эксперименты по определению соотношения потерь ионов через кольцевые щели и осевые отверстия. Результаты измерения выхода электронов и ионов на электроды электростатической системы и ограничительные диафрагмы показали равномерность заполнения плазмой ловушки по всей длине независимо от того, работал один инжектор электронов или оба, установленные на противоположных концах установки. Это позволило изгнать электроны с двойной эмиссией через один из торцов ловушки, а противоположный инжектор использовать в качестве запирающего электрода и приемника ионов. Прямыми измерениями было показано, что поток ионов в осевые отверстия не превышает 6% от общего потока потерь ионов из ловушки. Такой результат указывает, что наличие осевых отверстий достаточно большого размера ( $\phi = 25$  мм) не оказывает существенного

влияния на процесс накопления плазмы в электромагнитных ловушках.

## 7. ПОПЕРЕЧНЫЙ ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНОВ

Важное место в исследованиях по электромагнитным ловушкам занимает вопрос о характере диффузионного переноса электронов поперек магнитного поля.

В экспериментах на одностелевых электромагнитных ловушках были получены обнадесивающие результаты по поперечной диффузии электронов, показывающие, что экспериментальные коэффициенты поперечного переноса отличаются от теоретических не более чем в 5 раз [5, 6]. Расхождение может быть объяснено в рамках той же классической модели с привлечением уточняющих факторов: учета отклонений реальной геометрии магнитного поля от расчетной, ионизации в объеме, примесей тяжелых атомов, влияния подвижности электронов в электрическом поле. Однако возникли сомнения, что такой же классический характер поперечного переноса электронов сохранится для систем с другой геометрией магнитного поля, где ширина диффузионного слоя не ограничена диафрагмами в осевых отверстиях.

Согласно теории аномального переноса наличие в переходном слое электромагнитной ловушки крутого градиента давления и сильного поперечного электрического поля может привести к существенному повышению коэффициентов переноса [7]. Получены экспериментальные доказательства повышенной поперечной диффузии электронов на установке "Атолл", превышающей классическую в сотни раз [8]. Однако эти результаты не дают однозначного ответа на поставленные вопросы, во-первых, из-за горизонтальной геометрии магнитного поля "Атолла", что может привести к непредсказуемым дополнительным потерям плазмы, во-вторых, из-за применения на "Атолле" нетрадиционных для электромагнитных ловушек способов создания плазмы, которые не обеспечивают работу в области наиболее приемлемых параметров.

Измерение электронных токов на каждый кольцевой анод и диафрагму под катушками позволяет сделать оценку потока поперечной диффузии электронов через магнитный слой, окружающий катушку, а следовательно, оценить качество удержания электронной компоненты плазмы в цилиндрической мультипольной структуре магнитного поля. При инжекции  $1,3 \text{ кВ} \times 0,12 \text{ А}$ , магнитном поле  $5 \text{ кГс}$  в кольцевой щели, рабочем давлении водорода  $2 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$  плотность плазмы в центре ловушки  $n_{\text{ср}} = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , температура электронов  $T_e = 13 \text{ эВ}$ . Полное количество электронов плазмы, заключенное в цилиндрическом объеме под катушкой, равно  $1,5 \cdot 10^{15}$ . Диффузионный поток электронов состоит из полусуммы потоков на кольцевые аноды слева и справа от катушки (другая полови-

на электронного тока приходит на эти электроды из соседних диффузионных слоев) и потока на диафрагму, установленную под катушкой, и равен  $28 \text{ мА}$ .

Теоретическая оценка потока поперечных потерь получена из рассмотрения переноса электронов в плоском диффузионном слое со структурой электрических и магнитных полей, соответствующих их распределению в радиальном сечении под катушкой. Учет только классической диффузии на кулоновских столкновениях электронов с ионами и нейтральными атомами дает величину потока, примерно в 2,5 раза меньшую экспериментально наблюдаемой. При учете подвижности электронов в электрическом поле (см. рис. 6) поперечные потери электронов увеличиваются до  $26 \text{ мА}$ , что близко к экспериментальному результату.

Отсутствие аномально больших поперечных потерь электронов в электромагнитной ловушке "Юпитер-2М" является закономерным следствием многолетней структуры магнитного поля с глубокой магнитной ямой и большим объемом немагнитической плазмы. Остроугольная геометрия магнитного поля "Юпитер-2М" обладает абсолютной гидродинамической устойчивостью и не подвержена грубым неустойчивостям желобкового типа. Большой объем плазмы, находящейся в бесслотовом и термически равновесном состоянии, способствует подавлению кинетических неустойчивостей, выполняя роль буферной емкости для затухания колебаний, развивающихся в поверхностном слое плазмы и магнитных щелях ловушки. Глубокая магнитная яма приводит к быстрой изотропизации инжектированных электронов по направлениям скоростей и подавлению пучковых неустойчивостей. Дополнительным доказательством устойчивости плазмы в электромагнитной ловушке "Юпитер-2М" может служить отсутствие высокочастотной активности плазмы.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования подтвердили принципиальную возможность и практическую осуществимость накопления плазмы в многостелевых электромагнитных ловушках с осесимметричной геометрией магнитного поля и большим объемом немагнитической плазмы.

Успешно решена одна из наиболее сложных технических задач — юстировка системы с несколькими щелями. Показано, что от точности юстировки в сильной степени зависит эффективность удержания в центральной части ловушки.

Экспериментально подтверждено, что и в условиях многощелевой системы осевые отверстия не являются основным каналом потерь для ионов плазмы.

Экспериментальные результаты позволяют сделать вывод о высокой эффективности захвата инжектированных электронов в ловушку и передачи энергии от электронного пучка в плазму. Отмечено отсутствие

высокочастотной активности плазмы и аномально больших коэффициентов переноса электронов поперек магнитного поля.

Программа дальнейших исследований на установке "Юпитер-2М" предусматривает постепенное повышение параметров плазмы путем увеличения магнитного поля и мощности электронной инжекции.

#### Список литературы

1. Лаврентьев О.А. Электромагнитная ловушка "Юпитер-2". — УФЖ, 1979, т. 24, № 7, с. 1019.
2. Азовский Ю.С., Карлухин В.И., Лаврентьев О.А. и др. Исследование однощелевой электромагнитной ловушки "Юпитер-1М". — Физика плазмы, 1980, т. 6, вып. 2, с. 256.
3. Лаврентьев О.А. Влияние электрического поля на удержание плазмы в электромагнитной ловушке. — УФЖ, 1981, т. 26, № 10, с. 1636.
4. Долгополов В.В., Лаврентьев О.А., Саппа Н.Н. Движение заряженных частиц в остроугольных магнитных конфигурациях при наличии сильного поперечного

электрического поля. — Физика плазмы, 1982, т. 8, вып. 6, с. 1298.

5. Азовский Ю.С., Лаврентьев О.А., Маслов В.А. и др. Накопление и удержание плазмы в электромагнитной ловушке "Юпитер-1М". — УФЖ, 1981, т. 26, № 3, с. 429.
6. Степаненко И.А., Комаров А.П. Энергетическое время жизни плазмы в электромагнитной ловушке "Юпитер-1А". — УФЖ, 1984, т. 29, № 5, с. 704.
7. Пастухов В.П. Об аномальном переносе электронов в переходном слое магнитоэлектростатической ловушки. — Физика плазмы, 1980, т. 6, вып. 5, с. 1003.
8. Ююфе М.С., Канев Б.И., Пинтерский В.В., Юшманов Е.Е. Удержание плазмы в магнитоэлектростатической ловушке "Атол-1". — Физика плазмы, 1984, т. 10, вып. 3, с. 453.

Статья поступила в редакцию  
3 сентября 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.  
Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, с. 40 — 45.

УДК 533.9.082.76

## ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ ИСТОЧНИКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА

*С.П. Антипов, Л.И. Елизаров, М.И. Мартынов, В.М. Чесноков*

Предложена методика измерения плотности и температуры ионов  $H^-$  в плазме ионного источника, основанная на обработке вольт-амперных характеристик омычного зонда Ленгмюра.

PROBE MEASUREMENTS IN THE GAS DISCHARGE PLASMA OF THE NEGATIVE HYDROGEN ION SOURCE. S.P. ANTIPOV, L.I. ELIZAROV, M.I. MARTYNOV, V.M. CHESNOKOV. Method has been developed for measurement of the density and temperature  $H^-$  in the ion source plasma by analysis Langmuir probe characteristics.

### ВВЕДЕНИЕ

Большое число работ по созданию интенсивных источников отрицательных ионов водорода обусловлено задачами по инжекции пучков быстрых нейтралов в плазменные ловушки для достижения термоядерных параметров и возможностью широкого применения пучков быстрых нейтралов в других областях науки и техники.

Востороннее изучение газового разряда стационарного источника отрицательных ионов с полным катодом [1] требует надежной методики измерения локальных параметров плазмы этого источника. Такой методикой может служить метод омычного зонда Ленгмюра. Основные особенности проведения и обработки зондовых измерений в плазме источника отрицательных ионов следующие:

— наличие большой относительной плотности отрицательных ионов водорода;

— наличие большого числа положительных компонентов плазмы ( $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ,  $Cs^+$ );

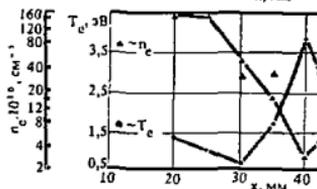
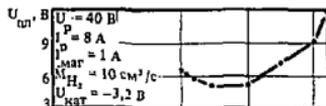
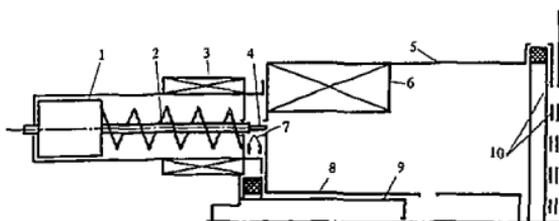
— наличие паров цезия (рабочего тела полого катода) в объеме газоразрядной камеры источника  $H^-$ .

Получению и обработке зондовых характеристик с учетом перечисленных факторов посвящена данная работа.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО

Схема экспериментального устройства приведена на рис. 1. Газоразрядная камера (ГРК) источника 5 выполнена в виде цилиндра из магнитопроводящей стали внутренним диаметром 50 мм и длиной 45 мм. Внутри полюсного наконечника 8 размещен полый катод 9, рабочим телом которого является цезий. Анод 10, одновременно плазменный электрод ионно-оптической системы (ИОС), выполнен в виде медной

Рис. 1. Схема газоразрядной камеры с зондовым устройством и графики зависимостей потенциала плазмы, плотности электронов и электронной температуры от продольного положения зонда (начало и масштабы по осям абсцисс графиков соответствуют положению и масштабу изображенной над графиками газоразрядной камеры источника)



пластины с эмиссионными отверстиями. Эмиссионные отверстия пересекаются concentрическими кольцами из магнитомягкого материала, запрессованными в тело анода. Соленоид 6 возбуждает радиальное магнитное поле в основном объеме ГРК с ростом магнитного поля у эмиссионных отверстий. Такая организация магнитного поля у эмиссионных отверстий препятствует проникновению электронов в ускоряющий зазор ИОС.

Зондовое устройство размещено на левом фланце ГРК. Собственно зонд 4 укреплен на сердечнике 1, который удерживается в крайнем положении пружиной 2 и может перемещаться в объем ГРК с падением на соленоид 3 импульса тока. Время нахождения зонда в плазме ГРК составляет 75 мс, расстояние, на которое перемещается зонд вдоль оси ГРК, равно 50 мм. Благодаря кратковременному пребыванию рабочей части зонда в плазме и ее прогреву стиралью 7 в крайнем положении, когда зонд выведен из ГРК, цезиевая пленка на рабочей части и прилегающем изоляторе не образуется. Сопротивление изоляции зонда до, во время и после проведения эксперимента оставалось приблизительно постоянным:  $2 \cdot 10^9$  Ом.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) зонда были получены следующим образом. На зонд подавался постоянный потенциал от стабилизированного источника. С возбуждением магнитного поля соленоида 2 зонд "выстреливался" в плазму ГРК источника. Сигналы, соответствующие току в зондовой цепи и продольному положению рабочей части зонда, фиксировались знаменитым осциллографом. Меняя от "выстрела к выстрелу" потенциал на зонде, получаем ряд точек с ВАХ зонда для любой координаты на траектории его движения. ВАХ для различных продольных координат  $x$  положения зонда приведены на рис. 2.

#### МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ЗОНДОВЫХ КРИВЫХ

В работе [2] показано, что при выполнении условия

$$n_{II} / n_e \approx 5 \gg 1, \quad (1)$$

где  $n_{II}$  и  $n_e$  — плотности отрицательных ионов и электронов соответственно, ток положительных ионов на зонде

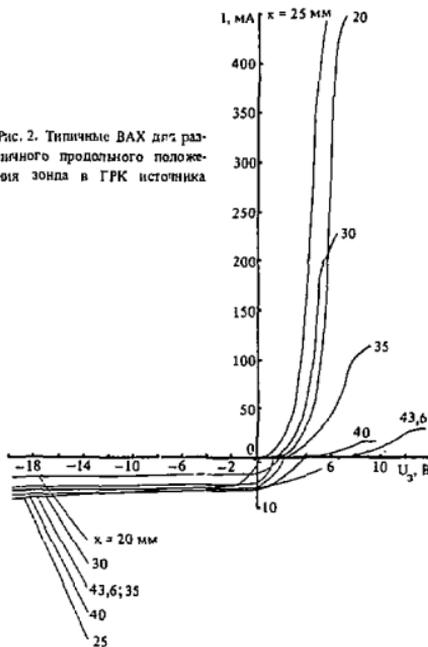


Рис. 2. Типичные ВАХ для различного продольного положения зонда в ГРК источника

при достаточно отрицательных потенциалах цилиндрического зонда может быть дан системой уравнений:

$$\begin{cases} I = L \frac{2\pi e n}{4} \left( \frac{8kT_+}{\pi M} \right)^{1/2} \cdot \alpha'(\delta, \frac{T_+}{T_e}); & (2) \\ I = L \frac{2\sqrt{2}}{9} \left( \frac{e}{M} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{a\beta^2(r/a)}, & (3) \end{cases}$$

где  $L$  и  $a$  — длина и радиус зонда;  $r$  — радиус, соответствующий максимальной плотности объемного заряда; функция  $\alpha'(\delta, T_+/T_e)$  приведена в [2] и  $1,3 \leq \alpha' \leq 1,6$ ; функция  $\beta^2(r/a)$  протабулирована в работе [3, 4];  $T_e$  и  $T_+$  — температуры электронов и положительных ионов;  $V = U_{пз} - U_2$  — потенциал плазмы относительно зонда.

Анализ результатов масс-спектрометрических измерений ускоренного пучка положительных ионов источника отрицательных ионов [5] позволяет установить относительные токи положительных компонентов плазмы:

$$\frac{I_1}{I} = K_1; \dots; \frac{I_m}{I} = K_m,$$

где  $I = \sum_{k=1}^m I_k$ , индекс  $k$  соответствует  $k$ -му положительному компоненту плазмы.

Таким образом, уравнения (2) и (3) можно записать в виде:

$$\begin{cases} I = L \frac{2\pi e}{4} \left( \frac{8kT_+}{\pi} \right)^{1/2} \sum_{k=1}^m \left( \frac{n_k}{\sqrt{M_k}} \right) \cdot \alpha'(\delta, \frac{T_+}{T_e}); & (4) \\ I \cdot \sum_{k=1}^m (K_k \sqrt{M_k}) = L \frac{2\sqrt{2}}{9} e^{1/2} \frac{V^{3/2}}{a\beta^2(r/a)}. & (5) \end{cases}$$

Из (4) и (5) следует, что

$$U_2 \equiv U_3 (I, U_{пз}, T_+ \cdot \sum_{k=1}^m \left( \frac{n_k}{\sqrt{M_k}} \right)). \quad (6)$$

Рассмотрим  $N$  точек на нонной ветви;  $i$ -я точка имеет координаты  $(I_i, U_{2i})$ . Составим функцию:

$$\begin{aligned} F(U_{пз}, \sqrt{T_+} \cdot \sum_{k=1}^m \left( \frac{n_k}{\sqrt{M_k}} \right)) = \\ = \sum_{i=1}^N (U_2(I_i, U_{пз}, T_+ \cdot \sum_{k=1}^m \left( \frac{n_k}{\sqrt{M_k}} \right)) - U_{2i})^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Минимизируя  $F$ , найдем такие значения аргументов  $U_{пз}$  и  $\sqrt{T_+} \cdot \sum_{k=1}^m (n_k/\sqrt{M_k})$ , когда кривая, даваемая уравнениями (4) и (5), будет проходить так, что сумма квадратов расстояний от этой кривой до экспериментальных точек  $(I_i, U_{2i})$  будет минимальной.

Найденные значения аргументов считались решениями уравнений (4) и (5). Начальный участок электронной ветви, менее подверженный влиянию магнит-

ного поля, может быть обработан при помощи процесса минимизации, подобного описанному выше, с исключением тока положительных ионов, по формуле (6) и вычислением  $U_{пз}$  и  $\sqrt{T_+} \cdot \sum_{k=1}^m (n_k/\sqrt{M_k})$ .

Для изолированного зонда справедливы следующие соотношения:

$$\begin{cases} I_{пз} = L \frac{2\pi n_{пз} e}{4} \left( \frac{8kT_+}{\pi} \right)^{1/2} \sum_{k=1}^m \left( \frac{n_k}{\sqrt{M_k}} \right) \cdot \alpha'(\delta, \frac{T_+}{T_e}); \\ I_{пз} \sum_{k=1}^m (K_k \sqrt{M_k}) = L \frac{2\sqrt{2}}{9} e^{1/2} \frac{V_{пз}^{3/2}}{a\beta^2(r_{пз}/a)}; \\ L \frac{2\pi n_{пз} e}{4} \left( \frac{8kT_+}{\pi} \right)^{1/2} \sum_{k=1}^m \left( \frac{n_k}{\sqrt{M_k}} \right) \cdot \alpha'(\delta, \frac{T_+}{T_e}) = \\ = L \frac{2\pi e n_e}{4} \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right) \exp\left(-\frac{eV_{пз}}{kT_e}\right) + \\ + L \frac{2\pi e n_i}{4} \left( \frac{8kT_+}{\pi M_i} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_{пз}}{kT_+}\right); \\ n_+ = \sum_{k=1}^m (n_k) - n_e; \\ T_+ \approx T_i; \\ n_k = K_k \sqrt{M_k} \sum_{k=1}^m \left( \frac{n_k}{\sqrt{M_k}} \right), \end{cases} \quad (8)$$

где  $T_+$  — температура ионов  $H^+$ . Решая систему (8), получим  $n_k, n_+, T_+$ .

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Ранее (см. рис. 1) приведены результаты зондовых измерений для наиболее характерного режима работы источника

Кривая зависимости потенциала плазмы от продольной координаты положения зонда в объеме ГРК имеет четко локализованный минимум для  $x \sim 25$  мм, что соответствует положению эмиссионных отверстий в полюсном наконечнике. Такой ход кривой  $U_{пз}(x)$  в этом районе может быть объяснен эмиссией большого количества холодных электронов полым катодом источника, что иллюстрируется кривыми  $n_e(x)$  и  $T_e(x)$ .

Значительный градиент потенциала ( $\sim 4$  В/см) вдоль траектории движения зонда можно объяснить организацией радиального магнитного поля в объеме ГРК [5].

Машинная обработка зондовых кривых обеспечивала удовлетворительную точность вычисления  $n_+$  и  $T_+$  только в точках, близких к аноду. В то же время математическая модель, применяемая для обработки зондовых кривых, корректна только в случае

$$\delta \gg \left( \frac{T_e}{T_e} \right)^{1/2}$$

Таким образом, относительная концентрация отрицательных ионов  $\delta$ , по-видимому, растет с ростом  $x$  и достигает величин  $\delta / (T_e/T_e)^{1/2} \gg 10 \div 20$  в области, близкой к аноду. Электронная и ионная температуры и плотности компонент плазмы в этой области при различных расстояниях от стенки ГРК имеют следующие абсолютные значения:

	40 мм	43,6 мм
$T_e$ , эВ	3,82	2,96
$n_e \cdot 10^{-16}$ , см $^{-3}$	2,75	5,71
$T_i$ , эВ	1,063	1,071
$n_{H^+} \cdot 10^{-16}$ , см $^{-3}$	4,5	3,86
$n_{H^0} \cdot 10^{-18}$ , см $^{-3}$	8,45	7,23
$n_{H_2^+} \cdot 10^{-19}$ , см $^{-3}$	47,27	40,52
$n_{e^-} \cdot 10^{-17}$ , см $^{-3}$	151,65	129,98
$n_{e^+} \cdot 10^{-19}$ , см $^{-3}$	211,87	181,60
$n_{H^-} \cdot 10^{-16}$ , см $^{-3}$	209,12	175,88

Рост электронной температуры в направлении ИОС обусловлен, по-видимому, нагревом электронов при их движении поперек магнитного поля в соответствии с градиентом потенциала.

Некоторое падение электронной температуры начиная с  $x = 40$  мм и далее к ИОС может быть связано с генерацией холодных электронов — продуктов реакции разрушения ионов  $H^-$ :



Скорость этой реакции увеличивается с ростом  $T_e$  (такой рост с увеличением  $x$  наблюдался в нашем случае) и достигает максимума  $(\sigma v)_{\max} = 7 \cdot 10^{-7}$  см $^3$ /с при  $T_e \sim 15$  эВ. Генерации холодных электронов может способствовать и рост  $\delta$  вдоль  $x$ .

Этой же реакцией разрушения ионов  $H^-$  можно объяснить некоторый "всплеск" на кривой  $n_e(x)$  для  $x \approx 40$  см.

Анодный скачок потенциала  $\Delta U_a \approx 26$  В обусловлен, вероятно, мощным магнитным полем рассеяния от "магнитомягких" колед, размещенных в аноде. Очевидно, что скачок потенциала можно "перекатать" из узкого анодного слоя в основной объем ГРК, если предложить механизм подавления электронной компоненты у плазменного электрода ИОС, не связанный с построением указанной магнитной системы.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенный метод и результаты обработки анодных кривых показывают, что при выполнении условия  $\delta \gg (T_e/T_e)^{1/2} \gg 1$  и получении информации об относительных токах положительных компонентов на зонд из дополнительных экспериментов возможна корректная оценка локальных параметров плазмы источника отрицательных ионов.

#### Список литературы

1. Антипов С.П., Елизаров Л.И., Мартынов М.И., Чесноков В.М. Источник отрицательных ионов водорода с полым катодом, работающий в стационарном режиме. — ПТЭ, 1984, № 4, с. 42.
2. Каган Ю.М., Перель В.П. Зондовые методы исследования плазмы. — УФН, 1963, т. XXXI, вып. 3, с. 409.
3. Langmuir J., Blodgett G. — Phys. Rev., 1923, vol. 22, p. 317.
4. Langmuir J., Blodgett G. — Phys. Rev., 1924, vol. 24, p. 49.
5. Антипов С.П., Елизаров Л.И., Мартынов М.И., Чесноков В.М. Исследование характеристик стационарного источника ионов: Препринт ИАЗ-4464/7. — М., 1987.
6. Морозов А.И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. — М.: Атомиздат, 1978.

Статья поступила в редакцию  
11 марта 1988 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.  
Термодинамический синтез, 1988, вып. 3, с. 45 — 48.

## О ДИФФУЗИИ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ В СТЕЛЛАТОРНЫХ ЛОВУШКАХ

А.В. Золотухин, А.А. Шишкин

Получено обобщение геометрического фактора коэффициента диффузии примесных ионов  $\sim 1 + 2/l^2$  на случай стеллараторных ловушек с сателлитным гармоническим составом магнитного поля и функции магнитных поверхностей. Геометрический фактор проанализирован для торстранов "Ураган-2М" (У-2М), ATF-1 и Heliotron-E (H-E), а также модульной ловушки Wendelstein AS (WAS). Показана важная роль сателлитных гармоник в уменьшении коэффициента диффузии примесных ионов.

IMPURITY IONS DIFFUSION IN STELLARATOR-TYPE TRAPS. A.V. ZOLOTUCHIN, A.A. SHISHKIN. It is obtained the generalization of geometrical factor of impurity ions diffusion coefficient (which is known for tokamaks as  $1 + 2/l^2$  where  $l$  is rotational transform) for stellarator-type traps with satellite harmonics of the magnetic fields and magnetic surfaces. The geometrical factor is analyzed for torstrans Uragan-2M, ATF-1 and Heliotron-E and modular trap of Wendelstein AS type. The important role of satellite harmonics in the decrease of impurity ions diffusion is shown.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты на современных стеллараторных установках [1, 2] указывают на то, что диффузия примесных ионов недостаточно хорошо описывается неоклассическими коэффициентами переноса, в частности фактором Пфизра-Шлютера, который пропорционален  $1/l^2$  (где  $l$  — угол вращательного преобразования). Изучаются различные физические механизмы [3], однако остается в стороне вопрос о влиянии гармонического состава магнитного поля стеллараторной ловушки на коэффициенты переноса примесных ионов. Именно этому вопросу посвящена данная работа.

Как известно [4], если в магнитном поле стеллараторной ловушки помимо основных тороидальной и винтовой гармоник с коэффициентами  $e_l$  и  $e_l$  присутствуют также сателлитные гармоники с  $e_{l+1}$ ,  $e_{l+2}$ , ..., то тороидальный дрейф заряженных частиц может усиливаться или ослабляться в зависимости от знака отношений  $e_{l+1}/e_l$ ,  $e_{l+2}/e_l$ , ... Этот эффект проявляется в возможности регулирования равновесных плазменных токов [5] и коэффициентов переноса в режиме тороидального дрейфа частиц, запертых на винтовых неоперодностях магнитного поля [6]. Аналогичного проявления подобного эффекта можно ожидать и при диффузии примесных ионов.

Магнитная конфигурация стеллараторной ловушки, принятая в качестве исходной, описана в разд. 2. В разд. 3 приведено выражение для силы трения между примесными ионами и основными ионами плазмы. В разд. 4 содержится выражение для скалярного потенциала электрического поля, которое действует на примесные ионы. В разд. 5 анализируется диффузионный поток для примесных ионов, содержащий обобщение геометрического фактора  $\sim 1/l^2$  на случай магнитной конфигурации с набором сателлитных гармоник.

### 2. МАГНИТНАЯ КОНФИГУРАЦИЯ

Магнитное поле в исходной стеллараторной конфигурации зададим в виде

$$\mathbf{B} = B_0 \left[ 1 - \frac{a}{R} \cos \theta + e_l r^l \cos(l\theta - m\varphi) + e_{l+1} r^{l+1} \cos\{(l+1)\theta - m\varphi\} + e_{l+2} r^{l+2} \cos\{(l+2)\theta - m\varphi\} \right], \quad (1)$$

Здесь  $\theta$  и  $\varphi$  — угловые переменные вдоль малого и большого обходов тора;  $a/R$  — обратное аспектовое отношение тора, радиальная координата  $r$  измеряется в единицах радиуса  $a$ ;  $l$  и  $m$  — "волновые" числа, характеризующие периодичность магнитного поля по малому и большому обходам тора. Будем считать, что  $B_\varphi \approx B$ . Поперечные компоненты поля  $B_r$  и  $B_\theta$  связаны с  $B_\varphi$  так, что удовлетворяются уравнения  $\text{rot } \mathbf{B} = 0$  и  $\text{div } \mathbf{B} = 0$ . Для данного магнитного поля функция магнитных поверхностей имеет вид

$$\Psi = \Psi_0 \frac{r^2}{2} + \Psi_l r^l \cos(l\theta - m\varphi) + \Psi_{l+1} r^{l+1} \cos\{(l+1)\theta - m\varphi\} + \Psi_{l+2} r^{l+2} \cos\{(l+2)\theta - m\varphi\}, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_0 &= B_0 a \frac{m}{R l}; & \Psi_l &= B_0 \frac{R}{m} e_l; \\ \Psi_{l+1} &= B_0 \frac{R}{m} \frac{l-1}{l} e_{l+1}; & \Psi_{l+2} &= B_0 \frac{R}{m} \frac{l+1}{l} e_{l+2}. \end{aligned} \quad (3)$$

В таком виде функция  $\Psi$  удовлетворяет уравнению  $\nabla^2 \Psi = 0$  в предположении, что соотношения  $e_l/c_l$ ,  $e_{l+1}/e_l$ ,  $e_{l+2}/e_l$  малы ( $e_l \approx \tau a/R$ ). В заданном виде магнитное поле и функция магнитных поверхностей учитывают только ближайшие (к основной винтовой) сателлитные гармоники. Выбор такой модели оправдан тем, что она описывает важнейшее качество трехмерной стеллараторной конфигурации в торстранах (У-2М, ATF-1, H-E [7]) и в модульной ловушке с тви-

стированными катушками типа WAS [7], а именно: насколько рассматриваемые системы обладают свойством конфигураций типа MS (Meyer and Schmidt) [4, 5].

### 3. СИЛА ТРЕНИЯ МЕЖДУ ПРИМЕСНЫМИ И ОСНОВНЫМИ ИОНАМИ

Поскольку целью данной статьи является обобщение геометрического фактора  $\sim 1/\lambda^2$ , известного для токамаков как формула Резерфорда [8, 9], воспользуемся для описания переноса упрощенной системой уравнений гидродинамики:

$$\nabla(n_\alpha \vec{v}_\alpha) = 0; \quad (4a)$$

$$\nabla p_\alpha = e_\alpha n_\alpha (\vec{E} + \vec{v}_\alpha \times \vec{B}) + \vec{R}_\alpha, \quad (4b)$$

где  $n$ ,  $\vec{v}$ ,  $p$  — плотность, скорость и давление частиц сорта  $\alpha$ . Сила трения  $\vec{R}_\alpha$ , действующая на частицы сорта  $\alpha$ , дается приближенной формулой

$$\vec{R}_\alpha = - \sum_{\beta} \frac{m_{\alpha\beta} n_\alpha}{\tau_{\alpha\beta}} (\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta), \quad (5)$$

где

$$m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta);$$

$$\tau_{\alpha\beta} = 3 \sqrt{m_{\alpha\beta}} T^{3/2} / (4 \sqrt{2} \pi e_\alpha^2 e_\beta^2 n_\beta \log \Lambda).$$

Интересной нас процесс определяется компонентом  $\vec{R}_\alpha$  (5), параллельным магнитному полю. Входящая в  $\vec{R}_\alpha$  скорость  $\vec{v}_\alpha$  находится из уравнений непрерывности (4a), которое можно представить с учетом (4b) таким образом:

$$\nabla(n_\alpha \vec{v}_\alpha) = \frac{\vec{B} \times \nabla p_\alpha}{e_\alpha B^2} \nabla B^2. \quad (6)$$

Решая уравнение (6) с учетом магнитного поля (1) и функции магнитных поверхностей (2) методом, применявшимся ранее [5] при нахождении продольного равновесного тока, получаем

$$\vec{R}_{\alpha 1} = \frac{\vec{B}}{B} \frac{m_{\alpha\beta} n_\alpha}{\tau_{\alpha\beta}} \left( \frac{1}{n_\alpha e_\alpha} \frac{\partial p_\alpha}{\partial r_0} - \frac{1}{n_\beta e_\beta} \frac{\partial p_\beta}{\partial r_0} \right) \frac{2}{a B_0} \times \\ \times \{ R_{1,\alpha} \cos \theta + R_{1,m} \cos(\theta - m\varphi) + R_{1,\pm 1,m} \cos[(l \pm 1)\theta - m\varphi] \}.$$

Здесь ограничимся приведенным явного вида  $R_{1,\alpha}$ :

$$R_{1,\alpha} = \frac{1}{e(r_0)} \left( \frac{r}{r_0} \right)^{2n-2l+3} + \\ + \frac{m\alpha}{R} \left[ \frac{e_{l-1}}{e_l} (-1)^{l-1} (n+l-3) - \frac{Rl}{m\alpha} \frac{l}{l-1} - \frac{n+l-2}{n} \right] \times \\ \times \left( \frac{r}{r_0} \right)^{2n-1} + \frac{m\alpha}{R} \frac{e_{l+1}}{e_l} \frac{l+1}{l-1} r_0^2 (n+l+1) \left( \frac{r}{r_0} \right)^{2n+1}, \quad (8)$$

хотя в последующих вычислениях используются также и коэффициенты  $R_{1,m}$ ,  $R_{1,\pm 1,m}$ . В  $R_{1,\alpha}$ , как и в коэффициенты  $R_{1,m}$  и т.д., входит  $n$  — показатель распределения давления по магнитным поверхностям. Распределение давления задается зависимостью  $p = p_0 [1 - \Psi^n / \Psi^n(a_0)]$ , в которой  $a_0$  — средний радиус магнитной поверхности, ограничивающей плазменный штур;  $r_0$  — средний радиус рассматриваемой магнитной поверхности. Из выражения (8) видно, что сателлитный состав магнитного поля влияет на силу трения между ионами двух сортов. Это означает, что и в электрическом поле, под действием которого дрейфуют примесные ионы, следует ожидать появления слагаемых  $\sim e_{l\pm 1} / e_l$  с регулируемыми знаками.

### 4. СКАЛЯРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Решение уравнения

$$\vec{\nabla} \nabla \Phi = \frac{1}{e_\alpha n_\alpha} \vec{B} \nabla R_\alpha \quad (9)$$

позволяет найти скалярный потенциал электрического поля  $\Phi$ , определяющего в конечном счете диффузионный поток примесных ионов. Потенциал  $\Phi$  сохраняет гармонические зависимости, характерные для силы трения  $R_{\alpha 1}$ :

$$\Phi = \Phi_{1,0} \sin \theta + \Phi_{1,m} \sin(\theta - m\varphi) + \Phi_{1,\pm 1,m} \sin[(l \pm 1)\theta - m\varphi]. \quad (10)$$

Величины  $\Phi_{1,0}$ ,  $\Phi_{1,m}$  и т.д., как и аналогичные коэффициенты в силе трения, зависят от  $r$ . Так, например,

$$\Phi_{1,0} = \Phi_{1,1} r^{2n-2l-7} + \Phi_{1,2} r^{2n-2l-5} + \Phi_{1,3} r^{2n-2l-3} + \\ + \Phi_{1,4} r^{2n-1} + \Phi_{1,5} r^{2n+1}. \quad (11)$$

Приведенная здесь часть потенциала ( $\Phi_{1,0}$ ) вносит определяющий вклад в диффузионный поток примесей. Роль, которую играют  $\Phi_{1,1} - \Phi_{1,5}$  в диффузионном потоке, обсудим в следующем разделе.

### 5. ДИФфуЗИОННЫЙ ПОТОК ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ

Усредненный по магнитной поверхности поток примесных ионов ( $\alpha = 1$ ) выражается через характеристики магнитной конфигурации ( $\vec{B}$ ,  $\vec{\nabla} \Psi$ ), электрическое поле  $\vec{E}$  и силу трения  $\vec{R}$ :

$$\langle \Gamma_1 \rangle \equiv \langle n_1 \vec{v}_1 \rangle = \left( \frac{\vec{B} \times \nabla \Psi}{e_1 n_1 |\nabla \Psi|} \right) (e_1 n_1 \vec{E} + \vec{R}_\alpha). \quad (12)$$

После подстановки явного вида выражений (1) — (3), (5), (10), (11) в (12) получим

$$\langle \Gamma_1 \rangle = - \frac{m_1 n_1}{e_1 r_{11} B_0^2} \left( \frac{1}{e_1 n_1} \frac{\partial p_1}{\partial r_0} - \frac{1}{e_1 n_1} \frac{\partial p_1}{\partial r_0} \right) \frac{1}{a} \times$$

$$\begin{aligned} & \times \left\{ 1 + \frac{2}{r_0^2} - \frac{1}{\epsilon(r_0)m} A_1 + \frac{1}{m^2} A_2 - \right. \\ & - \frac{\hat{\epsilon}_{l-1}}{\hat{\epsilon}_l} \tau_0 \alpha \left[ \frac{1}{\epsilon(r_0)} A_3 + \frac{1}{m} A_4 \right] + \\ & \left. + \frac{\hat{\epsilon}_{l+1}}{\hat{\epsilon}_l} \tau_0 \alpha \left[ \frac{1}{\epsilon(r_0)} A_5 - \frac{1}{m} A_6 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Коэффициенты  $A_1 - A_6$  выражаются через показатель распределения давления по магнитным поверхностям  $n$  и "волновое" число  $l$ , характеризующее периодичность магнитного поля по малому обходу тора:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{2}{l-1} [n(n-l+2) + (n+1)(n-l+1) + \\ & + l(n+l-2)]; \\ A_2 &= \frac{4l(n-1)}{(l-1)^2} (n+l-2)(n+l-1); \\ A_3 &= 2(n+l-3); \\ A_4 &= 2-4 \frac{n-1}{l-1} (n+l-3)(n+l-1); \\ A_5 &= 2 \frac{l+1}{l-1} (n+l+1); \\ A_6 &= 2 \frac{l+1}{(l-1)^2} [l-1+2(n+l)(n+l-1) + \\ & + 2n(n+l)^2]. \end{aligned} \quad (14)$$

Величина  $\tau_0 \alpha \equiv r_0 \alpha m / R l$ , входящая в (13), — тангенс угла наклона силовой линии магнитного поля к образующей тора на магнитной поверхности со средним радиусом  $r_0$ . В (13) введены величины

$$\hat{\epsilon}_l \equiv \epsilon_l^l; \quad \hat{\epsilon}_{l \pm 1} \equiv \epsilon_{l \pm 1} \frac{l \pm 1}{r_0}. \quad (15)$$

которые характеризуют фурье-коэффициенты  $|J|$  вдоль силовой линии на магнитной поверхности с радиусом  $r_0$ , вычисленные для реальных стеллараторных ловушек в [7].

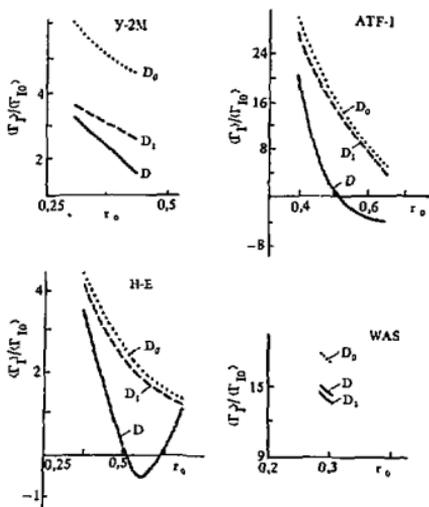
Геометрический фактор коэффициента диффузии примесных ионов  $D \equiv (\Gamma_1) / (\Gamma_{10})$ , где

$$(\Gamma_{10}) = - \frac{n_1 n_l}{e_1 \tau_1 B_0} \left( \frac{1}{e_1 n_1} \frac{\partial p_l}{\partial r_0} - \frac{1}{e_1 n_1} \frac{\partial p_1}{\partial r_0} \right) \frac{1}{a},$$

для современных стеллараторных ловушек как функция  $r_0$  показан на рисунке. Кривые построены для торсатронов У-2М, АТФ-1, Н-Е и модульной ловушки WAS [7]. При этом показатель распределения давления по магнитным поверхностям выбран равным 1 ( $n = 1$ ).

Анализ выражения (13) позволяет сделать следующие выводы.

1. Для реальных стеллараторных ловушек общеизвестный геометрический фактор  $D_0 \equiv 1 + 2/l^2$  допол-



Геометрический фактор коэффициента диффузии примесных ионов как функция среднего радиуса магнитных поверхностей в торсатронах У-2М, АТФ-1, Н-Е и модульной ловушке WAS (параметры магнитных конфигураций взяты из работы [7])

няется двумя слагаемыми (не связанными с сателлитными гармониками), влияющими на величину  $D$ . Их вклад можно увидеть из сравнения кривых для  $D_0$  и  $D_1$  ( $D_1 = D_0 - A_3/m\epsilon(r_0) + A_2/m^2$ ). В рассматриваемых системах  $D_1$  и  $D_0$  различаются несущественно. Максимальное отличие наблюдается для установки У-2М:  $D_1$  оказывается меньше  $D_0$  приблизительно в 1,5 раза.

2. Сателлитные гармоники позволяют регулировать коэффициент диффузии примесных ионов путем выбора соответствующих знаков у отношений  $\hat{\epsilon}_{l \pm 1} / \hat{\epsilon}_l$ . Влияние сателлитов может быть достаточно сильным. В случае АТФ-1 и Н-Е наблюдается тенденция к обращению знака у геометрического фактора  $D$  (напомним, что  $D$  есть полный геометрический фактор, т.е. выражение, заключенное в фигурных скобках (13)). Физически это означало бы обращение диффузионного потока примесей, т.е. примесные ионы должны бы диффундировать в направлении  $-\nabla p_1$ . Однако такой вывод следует делать с большой осторожностью, поскольку фактор  $D$  меняет знак при условиях, когда исходные предположки (малость параметров  $\tau a / R$ ,  $\hat{\epsilon}_{l \pm 1} / \hat{\epsilon}_l$ ) перестают быть справедливыми.

Отметим, что уменьшение  $D$  имеет место в случае, когда  $\hat{\epsilon}_{l \pm 1} / \hat{\epsilon}_l < 0$ , и тем заметнее, чем больше  $\hat{\epsilon}_{l \pm 1}$ . Этот эффект наблюдается для торсатронов АТФ-1 и Н-Е. В

модульной ловушке WAS учет сателлитов ( $\epsilon \hat{e}_{j,1}/\hat{e}_j > 0$ , см. [7]) приводит к увеличению  $D$  по сравнению с  $D_1$ . В У-2М, несмотря на положительный знак  $\hat{e}_{j,1}/\hat{e}_j$ , фактор  $D$  меньше, чем  $D_1$ , из-за большего по сравнению с WAS угла вращательного преобразования.

Сделанные здесь выводы окажутся справедливыми и для токамака, если в магнитной конфигурации токамака учесть реально присутствующие "возмущения", которые обуславливают отход от идеализированного задания магнитного поля в виде

$$\vec{B}(0, \frac{r}{R}, 1) (1 + \frac{r}{R} \cos \theta)^{-1},$$

использованного, в частности, в [8, 9].

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Проведено исследование диффузии примесных ионов в области больших частот соударений (режим Пфирша-Шлютера) с учетом геометрических особенностей магнитных конфигураций в стеллараторных ловушках, в частности сателлитного гармонического состава магнитного поля и магнитных поверхностей. Получен геометрический фактор коэффициента диффузии примесных ионов, являющийся обобщением аналитического выражения  $\sim 1 + 2/k^2$ , известного для токамака как формула Резерфорда.

2. Показано, что для современных тороидов (У-2М, ATF-1, Н-Е) и модульной ловушки типа WAS коэффициент диффузии примесных ионов оказывается в 1,2 - 3 раза меньше, чем вычисленный по формуле Резерфорда.

3. Следует отметить, что уменьшение геометрического фактора коэффициента диффузии имеет место при наличии в магнитном поле "верхнего" сателлита, отрицательного по отношению к основной винтовой гармонике, т.е. при  $\hat{e}_{j,1}/\hat{e}_j < 0$ .

4. Полученный здесь коэффициент диффузии примесных ионов следует использовать вместо фактора  $1 + 2/k^2$  при сравнении экспериментальных данных о поведении примесных ионов с теорией.

Авторы выражают благодарность К.И. Степанову за поддержку в ходе выполнения данной работы.

## Список литературы

1. Ringier H., Sardei F., Weiler A. et al. Impurity behaviour in the Wendstein VII-A Stellarator. - In: Proc. 11th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research (Kyoto, Japan, November 1986). - Vienna: IAEA, CN-47/D-V-1, 1987, vol. 2, p. 603.
2. Kaneko H., Kondo K., Mizushima O. et al. Transport analysis of injected impurities in currentless Heliotron E plasmas. - Nucl. Fusion, 1987, vol. 27, № 7, p. 1075.

3. Shaing K.C. Viscosity-driven impurity transport in a stellarator. - Phys. Fluids, 1983, vol. 26, № 11, p. 3164.
4. Mynick H.E., Chu T.K., Boozer A.H. Class of model stellarator fields with enhanced confinement. - Phys. Rev. Lett., 1982, vol. 48, № 5, p. 322.
5. Шнышкин А.А. О возможности снижения равновесных плазменных токов в тороидальных. - ВАНТ. Сер.: Термоядерный синтез, 1987, вып. 2, с. 15.
6. Волков Е.Д., Супруненко В.А., Шнышкин А.А. Стелларатор. - Киев: Наукова думка, 1983, с. 312.
7. Выков В.Е., Волков Е.Д., Георгиевский А.В. и др. Неоклассические коэффициенты переноса плазмы в современных стеллараторных ловушках. - ВАНТ. Сер.: Термоядерный синтез, 1987, вып. 4.
8. Rutherford P.H. Impurity transport in the Pfirsch-Schluter regime. - Phys. Fluids, 1974, vol. 17, № 9, p. 1782.
9. Tuda T., Tanaka M. Pfirsch-Schluter diffusion of a plasma with multiple ion species. - J. Phys. Soc. Japan, 1975, vol. 38, p. 1228.

Статья поступила в редакцию  
8 декабря 1987 г.

Вопросы атомной науки и техники. Сер.  
Термоядерный синтез, 1988, вып. 3, с. 49 - 52.

## ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРОГО ПОДЪЕМА ТОКА В СТАЦИОНАРНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ "ТУМАН-3"

Л.Г. Аскинази, Н.Е. Богданова, В.Е. Голант, М.П. Грязневич,  
А.Б. Извозчиков, С.В. Лебедев, Н.В. Сахаров, К.Г. Шаховец

С помощью численного моделирования анализируются эксперименты по подъему тока со скоростью до 25 МА/с на токамаке "Туман-3". В экспериментах время релаксации к стационарному состоянию не превышало 6 мс, тогда как спонтовое время, рассчитанное для всего шнура составляло ~ 60 мс. Показано, что при неоклассической проводимости быстрое установление стационарного профиля плотности тока может быть обусловлено наличием широкой зоны пилообразных колебаний и низкой температурой электронов на периферии плазмы. Анализ устойчивости тинринг-мод и наблюдение МГД-активности указывают на существование большого магнитного острова с  $m = 2$ , который может быть причиной высокой теплопроводности на периферии.

FAST CURRENT RISE STUDIES IN THE FLATTOP OF "TUMAN-3" DISCHARGES. L.G. ASKINAZI, N.E. BOGDANOVA, V.E. GOLANT, M.P. GRYZNEVICH, A.B. IZVOZCHIKOV, S.V. LEBEDEV, N.V. SAKHAROV, K.G. SHAHOVETZ. The experiments on "Tuman-3" with current ramp rate up to 25 MA/s have been analysed by numerical modelling. The time of relaxation to steady state in experiments was about 6 ms, whereas the bulk classical skin time was approximately 60 ms. It has been shown that in terms of neoclassical resistivity the fast relaxation is caused by the existence of wide sawtooth oscillations zone and rather low electron temperature at the plasma periphery. Tearing modes stability analysis and MHD-activity measurements have shown the existence of large  $m = 2$  magnetic island, which can lead to the enhanced electron heat conductivity in the outer region.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах на установке "Туман-3" продемонстрирована возможность получения МГД-устойчивых разрядов с низким коэффициентом запаса устойчивости ( $q_a^{cyl} = 1,7$ ) при использовании больших скоростей нарастания плазменного тока  $I_p = 25$  МА/с [1, 2]. Исследование диффузии тока в экспериментах с различными произвольными проводимостями на установках Т-3 [3], Alcator-A [4], JIPP T-II [5], T-10 [6], Doublet-III [7], TEXT [8]. В наших экспериментах [2] была обнаружена быстрая релаксация распределений  $T_e(r)$  и  $j(r)$  к стационарным за время  $\tau < 0,1\tau_s$  ( $\tau_s = 0,5 \cdot a_T^2 \bar{\nu}$ , где  $a_T$  — размер области, в которой  $\sigma \geq \bar{\nu}$ ). Цель настоящей работы — исследование одного из возможных механизмов перераспределения тока.

В эксперименте исходный плазменный шнур формировался у внешней части разрядной камеры, на радиусе  $R = 61$  см. Исходный режим имел следующие основные параметры:  $I_p = 42$  кА;  $\bar{n}_e = 0,8 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ ;  $T_{eo} = 350 \pm 450$  эВ;  $T_{io} = 100$  эВ;  $q_a^{cyl} = 2$ . Подъем тока до 110 — 130 кА осуществлялся через 0,5 мс после начала перемещения к центру камеры на  $R = 53$  см. Время перемещения  $\tau_R = 1,5$  мс, время подъема тока  $\tau_I = 4$  мс. Детальные измерения  $n_e(r)$  и  $T_e(r)$  были проведены в двух сериях разрядов при  $B_1 = 5$  кГс и  $B_1 = 7$  кГс [2]. Режим с  $B_1 = 5$  кГс характеризовался более высоким уровнем МГД-возмущений на фронте тока и большим приростом концентрации плазмы. В этом режиме обнаружено быстрое увеличение температуры нолю, определяемой по наклону спектров нейтралов перезарядки.

### 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ ТОКА

Проникновение тока в плазменный шнур рассчитывалось из решения уравнения диффузии тока. При этом проводимость плазмы считалась неоклассической [9], а температура электронов бралась из лазерных измерений. Величина  $Z_{эф}$  считалась не зависящей от радиуса, она выбиралась по измеренному значению  $U_p$  в исходной стадии разряда и не менялась в процессе подъема тока. В различных режимах она составляла  $Z_{эф} = 2,5 \pm 3,5$ .

Эволюция модельной функции  $T_e(r)$ , использованной в расчетах, и температуры электронов, измеренной методом томсоновского рассеяния в режиме  $B_1 = 5$  кГс, показана на рис. 1. На рис. 2 приведены радиаль-

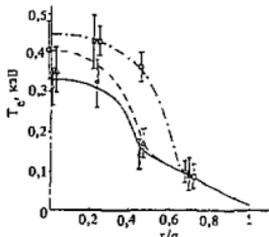


Рис. 1. Профили электронной температуры, использованной при расчете диффузии тока (показаны кривыми) и значения температуры, полученные методом томсоновского рассеяния в соответствующие моменты времени: —,  $\circ$  —  $t = 0$ ; ---,  $\Delta$  —  $t = 3$  мс; — · —,  $\square$  —  $t = 6$  мс

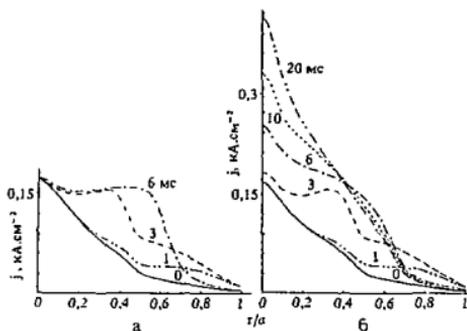


Рис. 2. Эволюция профиля плотности тока в расчетах с учетом (а) и без учета (б) перемешивания; цифры на кривых - время от начала подъема тока; расчет выполнен для  $V_1 = 5$  кГс

ные распределения плотности тока, рассчитанные с учетом и без учета пилообразных колебаний. Пилообразные колебания моделировались перемешиванием через время  $\tau_M = 1$  мс в области  $q < 1$  в соответствии с моделью Кадомцева [10]. При остановке перемешивания на 20 мс еще происходит небольшое перераспределение тока в центре шнура, тогда как при наличии перемешивания спустя 6 мс профиль тока практически не меняется. Быстрое установление стационарных профилей тока связано с тем, что температура электронов на периферии плазмы ( $r \geq 0,7a$ ) мала ( $\sim 100$  эВ) и в процессе подъема тока не увеличивается, появляется широкая зона пилообразных колебаний. При существовании пилообразных колебаний току надо проникнуть лишь во внешнюю оболочку плазменного шнура [9], где  $r_M < r < a$  ( $r_M$  - радиус зоны перемешивания).

Из уравнения баланса тепла электронов по экспериментальным профилям температуры и расчетным профилям тока вычислялась электронная теплопроводность (рис. 3). Видно, что наблюдаемая низкая тем-

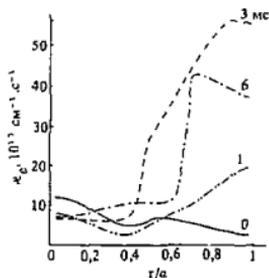


Рис. 3. Эволюция профиля эффективного коэффициента электронной теплопроводности в ходе подъема тока

пература в точке  $r = 0,7a$  связана со значительным увеличением коэффициента теплопроводности во внешней части шнура  $r > 0,5a$ .

### 3. РАСЧЕТ УСТОЙЧИВОСТИ ТИРИНГ-МОД

Возможным механизмом увеличения теплопроводности является возникновение значительных МГД-возмущений в процессе подъема тока. Для проверки этого предположения было проведено исследование устойчивости тиринг-мод по модели Фурта-Разерфорда [11] с использованием расчетных профилей тока (см. рис. 2,а) и получена эволюция ширины магнитных островов  $W(t)$  из условия  $\Delta'(W) = 0$ . Поведение магнитных островов для мод  $m = 2, 3, 4$ ;  $n = 1$  при  $V_1 = 5$  кГс показано на рис. 4,а, МГД-активность плазмы, измеренная резонансными поясами Роговского с  $m = 2, 3, 4$  в соответствующем разряде, - на рис. 4,б. Видна корреляция

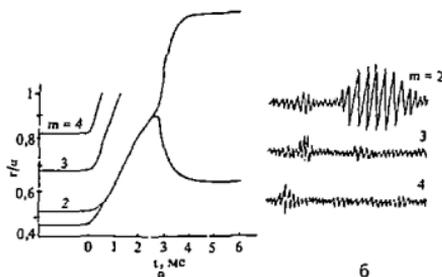


Рис. 4. Сигналы резонансных поясов Роговского и расчет положения резонансных поверхностей и ширины магнитных островов в ходе подъема тока

вспышек МГД-колебаний для третьей и четвертой мод с выходом резонансных поверхностей на границу плазмы. В расчете вторая мода сначала стабилизируется вследствие выполаживания градиента тока у резонансной поверхности, а затем приблизительно на 3 мс от начала подъема тока вновь развивается. Вспышка второй моды при  $t \sim 3$  мс видна на рис. 4,б. В [2] отмечалось, что  $\sim 50\%$  разрядов с  $V_1 = 5$  кГс завершается большим срывом вблизи максимума тока. Это, по-видимому, объясняется выходом острова для второй моды на диафрагму. В тех случаях, когда срыва разряда не происходит, увеличение теплопроводности во внешней части шнура частично можно объяснить наличием разбитого острова на второй моде.

### 4. НАГРЕВ ИОНОВ В ПРОЦЕССЕ ПОДЪЕМА ТОКА

В работе [2] отмечалось, что при быстром подъеме тока обнаружено значительное увеличение температуры ионов, определенной по изменению наклона спектра нейтралов перезарядки. На рис. 5 приведена эволюция

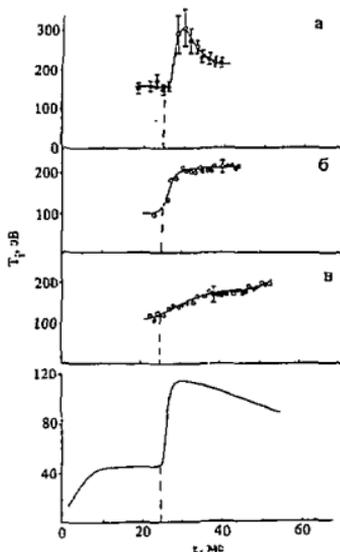


Рис. 5. Температура ионов, определенная по спектрам перезарядки нейтральных атомов, в различных режимах с подъемом тока: а -  $B_1 = 5$  кГс;  $\Delta R = 4$  см; б -  $B_1 = 5$ ,  $\Delta R = 8$ ; в -  $B_1 = 7$ ,  $\Delta R = 9$

$T_{i0}$  в трех разрядах, отличающихся величинами  $B_1$ ,  $\Delta R$ ,  $\Delta t = t_R - t_1$  (где  $t_R$  и  $t_1$  - время включения смещения и подъема тока). Решение уравнения баланса тепла ионов с неклассической теплопроводностью показало, что за счет классической передачи тепла от электронов к ионам увеличения ионной температуры в процессе подъема тока не происходит. Для объяснения нагрева, наблюдавшегося в случаях "а" и "б", ионы должны поглотить дополнительную мощность 20 - 100 кВт в зависимости от полужирности зоны поглощения (мощность, передаваемая от электронов к ионам в некотором режиме, составляла 10 - 15 кВт). Источником этой дополнительной мощности может служить развитие турбулентности в плазме, например ионно-звуковой [12]. Также не исключено существование механизма возмущения спектров перезарядки кетепловыми частицами. В настоящее время проводится более детальный анализ этого явления.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование экспериментов по быстрому подъему тока. Показано, что экспериментальные данные согласуются с результатами расчетов, выполненных в предположении неклассической проводимости. Время установления стационарного распределения плотности тока определяется временем прохождения тока через внешнюю область плазменного

шнура, так как при наличии пилообразных колебаний плотность тока в центре шнура ограничена. Обнаруженное увеличение электронной теплопроводности на периферии частично обусловлено существованием развитого  $m = 2$  магнитного острова. Наблюдаемое в части экспериментов увеличение температуры ионов, измеренной по спектрам нейтралов перезарядки, не может быть объяснено классической столкновительной передачей энергии от электронов к ионам.

## Список литературы

1. Bender S.E. et al. Experiments with Compressed Plasma Column on TUMAN-3. - In: Proc. 11th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics (Aachen, 1983). - Vienna: IAEA, 1984, vol. 7D, part 1, p. 111.
2. Askinas I.G. et al. Investigation of Plasma Formation Regimes for ICRF Heating Experiments in the TUMAN-3 Tokamak with Magnetic Compression. - In: Proc. Xlth Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research (Kyoto, 1986). - Vienna: IAEA, 1987, vol. 1, p. 607.
3. Мирнов С.В., Семенов И.Б. Начальная стадия разряда в установках токамак. - Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 1, с. 50.
4. Granet R.S., Hutchinson I.H., Overskei D.O. Disruptive MHD Activity during Plasma Current Rise in Alcator A Tokamak. - Nucl. Fusion, 1979, vol. 19, № 12, p. 1587.
5. Toi K., Iton S., Kadota K. et al. Current Density Profile Control by Programming of Gas Puffing and Plasma Current Waveform in the JIPP T-11 Tokamak. - Nucl. Fusion, 1979, vol. 19, № 12, p. 1643.
6. Ноткин Г.Е. О формировании профиля тока на установке "Токамак Т-10". - Физика плазмы, 1985, т. 11, вып. 1, с. 62.
7. Stambaugh R.D., Blau F.P., Ejima S. et al. A study of Current Diffusion in Doublet III. - Nucl. Fusion, 1982, vol. 22, № 3, p. 395.
8. Porter J.L., Phillips P.E., McCool S.C. et al. Current Diffusion in TEXT. - Nucl. Fusion, 1987, vol. 27, № 2, p. 205.
9. Лястровский Ю.Н., Костомаров Д.П. Математическое моделирование плазмы. - М.: Наука, 1982, гл. IV.
10. Каломцев Б.Б. О неустойчивости срыва в токамаках. - Физика плазмы, 1975, т. 1, вып. 5, с. 710.
11. Furth H.P., Rutherford P.H., Selberg H. Tearing Mode in the Cylindrical Tokamak. - Phys. Fluids, 1973, vol. 16, № 7, p. 1054.
12. Сидин В.П., Урюпин С.А. Ионно-звуковая турбулентность и нагрев ионов. - Физика плазмы, 1986, т. 12, вып. 9, с. 1042.

Статья поступила в редакцию  
30 декабря 1987 г.

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Головин И.Н., Жильцов В.А., Паков Д.А., Скворода А.А., Шаталов Г.Е., Щербаков А.Г.</i> Генератор нейтронов на основе адиабатической ловушки . . . . .	3
<i>Жильцов В.А., Кучеряев Ю.А., Панов Д.А., Рабин А.А., Скворода А.А., Тарабрин Ю.А.</i> Очистка камеры тлеющим разрядом как средство уменьшения газоразрядного загрязнения от пучков быстрых атомов водорода . . . . .	7
<i>Зимин С.А.</i> Внутренняя защита термоядерных реакторов . . . . .	9
<i>Димов Г.И.</i> Эксперимент АМБАЛ-Ю . . . . .	13
<i>Рабин А.А., Свищев В.С.</i> Влияние изотопов водорода на эффективность криосорбционной откачки гелия слоями сжиженного аргона . . . . .	24
<i>Воронцов С.Г., Конюхов В.В., Лебедев С.В., Шеглов М.А.</i> Генератор мощного РЭП микросекундной длительности . . . . .	26
<i>Голованов Ю.П., Долгачев Г.И., Закаев Л.П., Скорюпин В.А.</i> Плазменный прерыватель тока в магнитном поле — генератор мощных ионных потоков . . . . .	28
<i>Дябилин К.С.</i> К вопросу о тепловой устойчивости редктора-стелларатора . . . . .	30
<i>Асланов Г.А., Бурбаев Т.М., Жуковский В.Г., Курбатов В.А., Пенин Н.А., Ртищев В.А.</i> Об измерении температуры ионов в токамаках по рассеянию излучения CO <sub>2</sub> -лазера . . . . .	34
<i>Вдовин С.А., Лаврентьев О.А., Маслов В.А., Ноздрачев М.Г., Обозный В.П., Саппа Н.Н.</i> Накопление плазмы в многощелевой электромагнитной ловушке "Юпитер-2М" . . . . .	40
<i>Антилов С.П., Елизаров Л.И., Мартынов М.И., Чесноков В.М.</i> Зондовые измерения в газоразрядной плазме источника отрицательных ионов водорода . . . . .	45
<i>Золотухин А.В., Шишкин А.А.</i> О диффузии примесных ионов в стеллараторных ловушках . . . . .	49
<i>Аскинзи Л.Г., Богданова Н.Б., Голант В.Е., Грязневич М.П., Извозчиков А.Б., Лебедев С.В., Сахаров Н.В., Шаховски К.Г.</i> Исследование быстрого подъема тока в стационарной стадии разряда на установке "Туман-3" . . . . .	53

**ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ**

**С е р и я: Термоядерный синтез**  
**Выпуск 3**

**Ответственный за выпуск К.Б. Каргашев**  
**Редактор С.А. Руцкая**  
**Технический редактор С.К. Сведлова**  
**Корректор В.П. Горячева**

Подписано в печать 25.08.88. Т-15856. Формат 60х90/8  
Оффсетная печать. Усл. печ. л. 7,0. Уч.-изд. л. 7,2 + 0,5 вкл.  
Тираж 320 экз. Индекс 3648. 13 статей. Заказ 317.

Отпечатано в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова  
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

1 руб. 20 коп.

Индекс 3648

Вопросы актовой музыки и танцев.  
Сер. Тернопольский санктс, 1988, вып. 3, 1 - 56