

ИЖС-СУ--441

ISSN 0202 - 3822

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

SU8710860-10868

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Термоядерный синтез

ВЫПУСК

1

1987

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 1

МОСКВА — 1987

Главный редактор

Е.П. Велхов

Редакционная коллегия:

**Б.А. Еурцев, А.В. Георгиевский, Л.Г. Голубчиков,
Г.И. Димов, К.Б. Каргашев (зам. главного редактора),
А.Г. Киров, Б.Н. Колбасов (зам. главного редактора), А.В. Комиц,
М.М. Ларионов, О.С. Павличенко, Н.П. Покровская (ответственный
секретарь), В.Д. Рютов, В.П. Смирнов, К.Н. Степанов, В.А. Чуянов**

**ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО УТС
И ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ В СССР
ЗА ПЕРИОД С ИЮЛЯ 1985 г. ПО ИЮЛЬ 1986 г.**

Е.П. Вельхов, К.Б. Карташев, В.Д. Рютлов, Н.С. Чеверев

Приведены основные результаты исследований по УТС и физике плазмы в СССР за период с июля 1985 г. по июль 1986 г. При составлении обзора были использованы материалы, предоставленные ИАЭ им. И.В. Курчатова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, ИОФАН, СФТИ им. И.Н. Векун, ХФТИ АН УССР, НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, ИЯФ СО АН СССР.

MAIN RESULTS OF THE RESEARCHES FOR CONTROLLED FUSION AND PLASMA PHYSICS IN THE USSR, JULY 1985 – JULY 1986. E.P. VELIKHOV, K.B. KARTASHEV, V.D. RYUTOV, N.S. CHEVEREV. In compiling the review the authors have used the materials kindly placed at their disposal by the I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy; the A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Academy of Sciences of the USSR; the I.N. Vekua Physico-Technical Institute, Sukhumi; the Institute of General Physics, Academy of Sciences of the USSR; the Kharkov Physico-Technical Institute, Ukrainian SSR Academy of Sciences; the D.V. Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Equipment; the Nuclear Physics Institute, Siberian Branch of the USSR Academy of Science.

ТОКАМАКИ

1. Нагрев плазмы на электронном циклотронном резонансе в токамаке T-10 (ИАЭ им. И.В. Курчатова). На T-10 продолжались исследования удержания энергии в плазме при ЭЦРН. Суммарная мощность гиротронов была увеличена до 2 МВт, что позволило вводить в плазму мощность до 1,5 МВт.

Результаты экспериментов показали, что удержание энергии в электронной компоненте при ЭЦРН при определенных условиях не может быть описано коэффициентами переноса, зависящими только от локальных параметров плазмы.

Этот вывод следует из того, что, во-первых, при постоянной мощности нагрева прирост энергосодержания в плазме ΔW практически не изменяется при смещении зоны ЭЦР от центра вплоть до магнитной поверхности с $q \approx 2,0$. Во-вторых, при различных профилях вложенной в плазму мощности (центральной и нецентральной нагрев) профили электронной температуры в конце нагрева оказываются близкими. Это означает, что в центральной части плазмы при центральном ЭЦРН коэффициенты электронной теплопроводности κ_e должны возрастать по сравнению с омическим нагревом, а при нецентральной – напротив, уменьшаться (в противном случае профиль температуры должен был бы сильно зависеть от профиля энерговклада). Таким образом, оказывается, что в плазме существует некоторый механизм обратной связи, с помощью которого она стремится сохранить профиль, существовавший в режиме омического нагрева.

Анализ результатов экспериментов как на T-10, так и на других установках показал следующее:

а. Профиль давления $p(\rho)/p(0) = f(\rho)$ ($\rho = r/a_T$,

$a_T = \sqrt{I_p R/B_T}$, I_p – ток в плазме, B_T – тороидальное магнитное поле, R – большой радиус токамака) оказывается "универсальным", слабо зависящим от режима разряда и метода дополнительного нагрева (рис. 1);

б. Попытка изменить профиль давления $p(\rho)$ смещением области энерговклада приводит к такому изменению коэффициентов теплопроводности, что $p(\rho)$ вновь стремится к "универсальному" профилю;

в. Отклонения от "универсального" профиля при изменении экспериментальных условий уменьшаются при увеличении параметра $a_T^2 (\bar{n}/I_p) \sim \beta_1$ (возрастает "жесткость" сохранения профиля). Поэтому достижимый в омическом режиме при высокой плотности \bar{n} профиль $p(\rho)$ следует рассматривать как предельный, нарушение которого внешним воздействием приводит к сильному увеличению переноса тепла.

Действительно, эксперименты показали, что изменение коэффициентов электронной теплопроводности κ_e в процессе импульса ЭЦРН оказалось существенно различным в режимах с низким и высоким давлением плазмы. В первом случае на протяжении всего импульса ЭЦРН изменение κ_e близко к описываемому зависимостью $\kappa_e \sim \kappa_e^{OH} \sqrt{T_e/T_e^{OH}}$. Однако в режимах с высоким давлением, т.е. профилем $p(\rho)$, близким к предельному, при центральном ЭЦРН наблюдалось сильное увеличение κ_e во внутренней области янура, превышавшего омическое значение κ_e^{OH} в четыре – восемь раз. Это происходило за короткое ($\Delta t \leq 10$ мс) время после включения импульса ЭЦРН, причем область повышенной теплопроводности распространялась вместе с фронтом тепловой волны. Такое поведение κ_e связано с его зависимостью от градиента давления ∇p , имеющей пороговый характер. Было показано, что такой зависимостью можно

объяснить и быстрое распространение тепловой волны от внутреннего срыва, наблюдавшееся на различных установках.

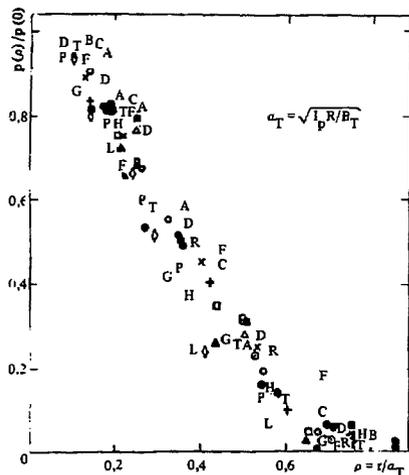


Рис. 1. "Универсальный" профиль давления для различных установок и методов нагрева

Обозначение	Установка	I_p, kA	$B_T, \text{Tл}$	$\bar{n}_e \cdot 10^{19}, \text{см}^{-3}$	Режим нагрева
T, R	TFTR	2200	4,7	4,6	NBI
○	T-10	290	3,0	1,6	OH
●	"	290	3,0	1,6	ECH
⊙	"	100	3,0	2,4	OH
⊗	"	170	3,0	3	OH
⊖	"	170	3,0	3	ECH
x	T-11	81	1,12	1,55	OH
◇	"	90	0,8	1,5	NBI
+	"	100	0,86	1,5	OH
F	TFR-600	200	4	7	OH
G	"	200	4	2	OH
△	TM-3	48	2,2	6	OH
▲	"	40	2,5	0,6	ECH
●	"	40	2,5	0,6	OH
□	"	13	2,1	0,6	OH
C	PLT	475	3,2	7	OH
B	"	384	3,2	9,3	OH
A	ASDEX(H)	325	2,2	2,3	NBI
L, H	PDX(L, H)	350	1,7	3	NBI
D	"	500	2,2	3	NBI
P	"	500	2,2	4	NBI

На установке T-10 в предельном режиме при центральном ЭПРН с относительной мощностью нагрева $P_{\text{общ}}/P_{\text{OH}} \approx 3$ область увеличенной теплопроводности не захватывала весь шнур. В этих условиях удержание энергии в электронной компоненте для плазмы в целом оказалось не хуже предсказываемого "омическим" скейлингом Мухоматова - Мережского (рис. 2).

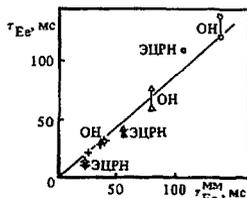


Рис. 2. Сравнение электронного времени жизни τ_{Ee} в различных режимах T-10 (омический нагрев - OH и ЭПРН) со скейлингом Мухоматова - Мережского ($\tau_{Ee}^{\text{MM}} = 0,5 \cdot 10^{-17} \cdot (\alpha/R)^{1/4} \times q_L(n_c R^2) / \sqrt{T_e}$)

На T-10 начала подготовка к экспериментам с гиротронным комплексом, включающим 11 гиротронов. Это позволит увеличить вводимую в плазму мощность до 3 - 4 МВт, т.е. выйти на уровень $P_{\text{общ}}/P_{\text{OH}} \sim 10 \div 15$. Кроме того, предполагаются эксперименты с гиротронами, работающими на двух различных частотах, что позволит оптимизировать профиль СВЧ-мощности, поглощенной в плазме. Такой уровень мощности достаточен для изучения режимов с предельными β_T . Наряду с этой задачей исследований состоит в определении оптимального профиля вводимой мощности для получения наилучшего удержания при мощном дополнительном нагреве и достижения величин электронной температуры в центре шнура ~ 10 кэВ.

2. *Исследования по откачкам диафрагм на токамаке T-10 (ИАЭ им. И.В. Курчатова).* На установке T-10 проводились также исследования по откачкам диафрагмам, способным эффективно регулировать плотность плазмы в разряде (вместе с импульсным напуском газа) и удалять примеси с периферии плазменного шнура. Диафрагма из графита на T-10 имела грибовидную форму с двумя длинными каналами для втекания плазмы. Такая форма поверхности диафрагмы при оптимизации угла ее наклона к направлению магнитного поля резко снижала ее нагрев во время разрядного импульса, который не превышал 500°C . Температура электронов в канале падала до величин $T_e = 6$ эВ при повышении средней плотности плазмы \bar{n}_e .

3. *Применение быстрого смещения плазменного шнура и подъема тока в экспериментах по ионному циклотронному нагреву на токамаке "Туман-3" (ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР).* На токамаке "Туман-3" проводились исследования различных способов формирования плазменного шнура с целью оптимизации условий ввода

высокочастотной мощности в диапазоне частот ИИР. При выбранной величине продольного магнитного поля $B_z = 5$ кГс и достигнутом качестве очистки стенок разрядной камеры наибольшей устойчивостью обладал плазменный шнур, полученный в результате быстрого подъема тока в плазме, оторванной от диафрагмы. Орыв от диафрагмы осуществлялся с помощью быстрого перемещения плазмы по большому радиусу. На рис. 3 приведены основные характеристики такого разряда. На первой стадии формируется плазменный шнур со следующими параметрами: $\bar{n}_e = (0,5 \div 1,2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $I_p = 50 \text{ кА}$, $U_p = 2,0 \text{ В}$, $T_i = 100 \div 110 \text{ эВ}$, $R = 59 \text{ см}$, $a = 16 \text{ см}$ (сечение разрядной камеры в этих опытах имело геометрический центр в точке $R = 53 \text{ см}$ и максимальный малый радиус $a_z = 22 \text{ см}$). Перемещение шнура в центр осуществлялось в течение $t = 1,5 \div 2,0 \text{ мс}$. Спустя $0,5 \text{ мс}$ после начала перемещения осуществлялся быстрый подъем тока. Типичное время подъема тока составляло 5 мс . Максимальная величина тока во второй фазе разряда достигала значения $I_p = 130 \text{ кА}$, что соответствует величине $q_i = 1,9$ (без учета торондальной поправки). Следует отметить, что в режиме традиционного квазистационарного формирования плазмы при аналогичных вакуумных условиях и геометрии получить $q_i < 2,7$ не удавалось (при более качественной очистке и увеличении a_z до 24 см можно достигнуть $q_i = 2,2$). Параметры плазмы во второй фазе разряда оказываются заметно выше: $\bar{n}_e = (1,6 \div 2,4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_i = 180 \div 200 \text{ эВ}$, $SXR = 550 \div 650 \text{ эВ}$.

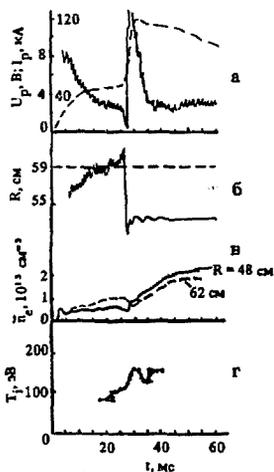


Рис. 3. Характеристики разряда, полученного в результате быстрого подъема тока в плазме, оторванной от диафрагмы ("Туман-3"): а — напряжение и ток плазмы; б — смещение шнура; в — концентрация; г — температура ионов

ИИРН включался после подъема тока. На рис. 4 приведены типичные осциллограммы разряда при $R_{ИИР} \leq 200 \text{ кВт}$, $\tau_{ВЧ} = 5 \text{ мс}$, $f = 8,5 \text{ МГц}$, $n_H/n_D \leq 0,04$. Ввод ВЧ-мощности характеризовался ростом плотности плазмы и увеличением $Z_{эф}$. Ионная температура плазмы возрастала в различных опытах на $40 - 80 \text{ эВ}$. Дальнейшему увеличению мощности нагрева препятствовал рост плотности и радиационных потерь в течение ВЧ-импульса. Проведенные эксперименты показали, что подбор режима формирования шнура и подъема тока позволяет получить более высокие параметры плазмы и осуществить ИИРН при повышенном уровне мощности.

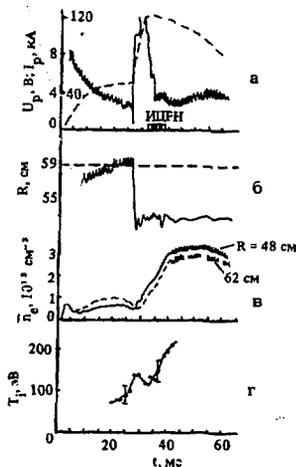


Рис. 4. Типичные осциллограммы разряда при включении ИИРН после подъема тока ("Туман-3"). Последовательность осциллограмм та же, что на рис. 3

4. Эксперименты по нижнегибридному нагреву ионов на токамаке ФТ-2 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР). На токамаке ФТ-2 ($R = 55 \text{ см}$, $a = 8 \text{ см}$, $B_z \leq 30 \text{ кГс}$, $\bar{n}_e \leq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 500 \text{ эВ}$) проводились серии экспериментов, в которых исследовалась эффективность нижнегибридного нагрева ионов в зависимости от различных параметров плазмы — концентрации, магнитного поля, а также от условий формирования и поддержания разряда. ВЧ-мощность на частоте $f = 925 \text{ МГц}$ подводилась с помощью двухволноводного грилла. Для этой частоты в центральной области плазмы выполнялись условия нижнегибридного резонанса. Было установлено, что приток температуры ионов чувствителен к положению шнура — смещение его по R на несколько миллиметров сказывалось на нагреве. Были обнаружены два режима нагрева, которые определялись условиями поддержания плотно-

сти плазмы во время ВЧ-импульса. Обычно в процессе поддержания омического разряда в камеру инжектируется нейтральный водород таким образом, что во времени плотность поддерживается на одном уровне. При подаче прошедшего ВЧ-импульса концентрация плазмы в центральной части шнура увеличивается на 30 – 40% по сравнению с исходным уровнем, причем профиль концентрации заметно искажается – его максимум смещается по большому радиусу наружу. При большой ВЧ-мощности этот эффект мог приводить к срыву разряда, для предотвращения которого необходимо было прикладывать дополнительное управляющее поле. В таком режиме прирост температуры ионов увеличивается линейно с ВЧ-мощностью $P_{ВЧ}$ только при $P_{ВЧ} < 50$ кВт, а затем имеет место насыщение зависимости ΔT_i ($P_{ВЧ}$). Если же добиться режима работы, когда прирост концентрации почти отсутствует, то условия нагрева ионов улучшаются (практически это достигается программированием отключением клапана напуска водорода). В этом случае линейная зависимость ΔT_i от мощности сохраняется во всем диапазоне изменения $P_{ВЧ} < 100$ кВт; при $P_{ВЧ} \approx 80$ кВт удалось получить нагрев ионов от 160 до 260 эВ, что при плотности $\bar{n}_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ дает значение эффективности нагрева около 4 эВ/кВт. 10^{13} см^{-3} . Кроме того, в режиме с уменьшением напуска газа во время ВЧ-импульса значительно снижается эффект смещения плазменного шнура по большому радиусу.

5. *Исследование мелкокомасштабной турбулентности на токамаке ФТ-2 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР).* По теоретическим представлениям аномальный перенос энергии электрона в токамаке может быть обусловлен флуктуациями магнитного поля малого масштаба. В экспериментах мелкокомасштабная турбулентность изучается в основном методом коллективного рассеяния электромагнитного излучения, который дает информацию лишь о колебаниях плотности плазмы. Поэтому представляет интерес сопоставление спектров колебаний плотности плазмы и магнитного поля даже в тех случаях, когда данные об этих параметрах получены для пространственно разделенных областей. Такое сопоставление было впервые проведено для периферийной зоны разряда в токамаке ФТ-2.

Колебания электронной концентрации регистрировались методом рассеяния излучения CO_2 -лазера, который давал возможность получать пространственно-временной спектр в диапазоне частот 2 – 20 МГц и волновых векторов 20 – 100 см^{-1} . С целью уменьшения расстояния от объема рассеяния до магнитного зонда, находящегося в тени диафрагмы, зондирование проводилось вдоль периферийной вертикальной хорды (+ 7 см). Использовались магнитные зонды малого размера, что позволило уменьшить эффект пространственного усреднения и сделать систему регистрации достаточно широкополосной (до 8 МГц).

С помощью зондов были обнаружены колебания

магнитного поля в частотном диапазоне, близком к тому, в котором исследовались колебания плотности методом рассеяния. Ряд косвенных данных указывает на то, что возмущения магнитного поля имели малый масштаб в поперечном направлении. В частности, на это указывает резкий спад, близкий к экспоненциальному, амплитуды колебаний при удалении зонда от диафрагмы. Экстраполяция дает значение амплитуды колебаний торoidalной составляющей магнитного поля у диафрагмы $\sim 0,1$ Э, а для области рассеяния ~ 10 Э.

Сопоставление спектров колебаний плотности и магнитного поля, полученных в один и тот же период разряда, указывает на их явное сходство. Для всех разрядов наблюдалось совпадение ряда частотных пиков на спектрах. Коррелировала и средняя в частотном интервале интенсивность колебаний. Такое соответствие обнаруживалось только, когда диагностика по рассеянию была настроена на регистрацию относительно длинноволновых колебаний (~ 1 мм). Полностью подобных спектров не наблюдалось. Всегда спектр колебаний магнитного поля был более широкополосным. Такое отличие можно объяснить тем, что магнитный зонд не обеспечивал селекцию по длинам волн.

В целом эксперимент свидетельствует о том, что колебания плотности и магнитного поля имеют одну и ту же природу. Возмущения плазмы носили явно непотенциальный характер и могли быть обусловлены неустойчивостью микротригг-моды. Проведенное исследование позволяет наметить пути, которые могут привести к пониманию роли мелкокомасштабной турбулентности в аномальном переносе в периферийной области плазмы.

6. *Модернизация токамака Р-05 (СФТИ им. И.Н. Векхга).* На токамаке Р-05 ($R = 65$ см, $b = 9$ см, $a_1 = 7,5$ см, $V_0 = 1,2$ Тл) проведены работы по модернизации ВЧ-системы, индуктора и системы управления равновесием, введена углеродная диафрагма. Это позволит провести эксперименты по альфвеновскому нагреву и генерации токов увлечения вихревыми и поперечными антеннами в широком диапазоне изменения параметров плазмы при различных спектрах возбуждаемых в плазме ВЧ-полей ($M = 1, 2, N = 1 + 6$).

7. *Разработка методов ВЧ-нагрева плазмы в токамаках (ХФТИ АН УССР).* Проведены теоретические исследования ВЧ-метода нагрева плазмы с использованием поглощения медленной волны (МВ) на гармонике неонной циклотронной частоты ионов тяжелой добавки, специально вводимой в плазму (этот метод ИЦН ранее предложен в ХФТИ и впервые экспериментально осуществлен в 1985 г. на токамаке Т-10). Исследование распространения электромагнитных волн в плазме токамака с использованием метода лучевых траекторий с учетом поперечного поля показало возможность осуществления практически полной транспортировки вводимой в плазму ВЧ-мощности от зоны конверсии быстрой магнитозвуковой волны (БМЗВ) в МВ к области циклотронного

поглощения МВ на ионах тяжелой добавки. Это обеспечивает получение остропикованного профиля энергывделения в центре плазменного шнура, что позволяет достичь высокой эффективности нагрева как электронов, так и ионов основного газа. Показана важная роль оптимального выбора сорта добавки для преимущественного нагрева ионов основного газа либо электронов плазмы, а также обеспечения условий полного поглощения МВ при минимальной концентрации специально вводимых в плазму тяжелых ионов.

Предложен метод создания стационарного тока в замкнутых магнитных ловушках с использованием циклотронного поглощения МВ ионами тяжелой добавки. Согласно предлагаемой схеме (рис. 5) МВ, возбуждаемая в зоне конверсии, достигает зоны циклотронного поглощения, где может полностью поглотиться резонансными частицами, движущимися в одном направлении со скоростью, в несколько раз превышающей тепловую скорость ионов основного газа. Это обеспечивает высокую эффективность генерации токов ускорения. Показана также важная роль эффекта "обрезания хвоста" функции распределения резонансных частиц (эффект, присущий поглощению МВ) в обеспечении высокой эффективности генерации тока.

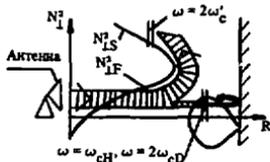


Рис. 5. Схема создания токов ускорения с использованием ионов тяжелой добавки. БЗВ (поперечный показатель преломления — N_{1P}), возбуждаемая в токемаке со стороны сильного магнитного поля, трансформируется в области ион-ионного гибридного резонанса для смеси H — D в МВ (поперечный показатель преломления — N_{1D}), которая иотпощается в области двойного циклотронного резонанса для ионов тяжелой добавки ($\omega = 2\omega'_c$). R — расстояние вдоль большого радиуса системы

В ХФИИ АН УССР разработана новая антенная система типа "елочка" для проведения экспериментов по ИЦН плазмы на токамаке Т-10 (рабочая частота 25 — 60 МГц, мощность 5 МВт). Характерной особенностью новой антенны является возможность возбуждения в плазме БМЗВ с большим продольным замедлением. Это позволяет значительно (более чем в 10 раз) понизить напряженность электрических ВЧ-полей на поверхности вакуумной камеры, что может существенно снизить интенсивность поступления примесей в разряд. Существенно ослабляется также роль эффектов конверсии волны в области ион-ионного гибридного резонанса. В антенне (рис. 6) использована новая конструкция излучающей поверхно-

сти, выполненная в виде двойного токового слоя, что существенно повышает эффективность возбуждения БМЗВ.



Рис. 6. Антенна типа "елочка" в макете вакуумной камеры установки Т-10

СТЕПЛАТОРЫ

1. Исследование точности сборки магнитной системы торастрона и ее влияния на качество магнитной конфигурации (ХФИИ АН УССР). Исследования конфигурации магнитного поля на торастроне "Ураган-3" обнаружили заметное уменьшение размера области с замкнутыми магнитными поверхностями по сравнению с расчетным. Возможными причинами ухудшения реальной конфигурации могли быть, во-первых, неточность изготовления и, во-вторых, неточность сборки элементов магнитной системы торастрона.

Точность сборки магнитной системы торастрона "Ураган-3" была проверена в ходе советско-американского эксперимента с помощью нового метода контроля сборки, развитого в совместной работе с Оксфордской национальной лабораторией (США). В основе метода определения пространственного расположения осей магнитной симметрии винтовых и компенсирующих обмоток лежат измерения компонент магнитного поля вблизи главной оси тора с помощью подвижного магнитного сенсора. Система измерений позволила определить пространственное положение осей обмоток с точностью $\sim 1 \cdot 10^{-3}$ R (R — большой радиус тора). Измерения, проведенные на "Урагане-3", показали, что установка была собрана с заметной ($\sim 1 \cdot 10^{-2}$ R) несоосностью винтовой и компенсирующей обмоток. Эта несоосность была устранена. Проведенные после этого измерения магнитной конфигурации с помощью сеточной методики показали, что размер области с замкнутыми поверхностями не

увеличился, а возросла длина силовых линий внутри этой области. Таким образом, остаточное различие расчетных и измеренных магнитных поверхностей в "Урагане-3" является следствием недостаточной точности изготовления винтовой обмотки.

2. Изучение бестоковой плазмы в торсатроне "Ураган-3" (ХФИИ АН УССР). Систематические исследования бестоковой плазмы в торсатроне "Ураган-3", создававшейся и нагревавшейся при поглощении ВЧ-мощности в диапазоне частот $\omega \lesssim \omega_{H1}$, привели к обнаружению трех типов разрядов.

Первый тип — D-разряды (деградирующие) — наблюдались во всех экспериментах, в которых использовались ВЧ-антенны из нержавеющей стали, и характеризовались относительно высокой плотностью электронов ($n_e(0) \leq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и малой длительностью ($\Delta t \approx 3 + 4 \text{ мс}$) поддержания высокотемпературного состояния ($T_e \leq 300 \text{ эВ}$, $T_e(0) \leq 230 \text{ эВ}$, $\beta \leq 0,3\%$), являвшейся следствием прогрессирующей деградации сначала электронной, а затем и ионной температуры (рис. 7).

Исследования, направленные на выяснение роли эрозии ВЧ-антенн в деградации электронной температуры в D-разрядах, показали, что антенна генерирует заметный поток атомов металла ($\Phi \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ ат./с}$), причем скорость атомов железа и хрома велика ($v_{\text{Fe,Cr}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см.с}^{-1}$) и может быть объяснена лишь процессом дугообразования.

Второй тип разрядов (Q-разряды) был обнаружен после замены антенны из нержавеющей стали на антенну с покрытием из нитрида титана и отличался возможностью поддержания квазистационарного состояния в

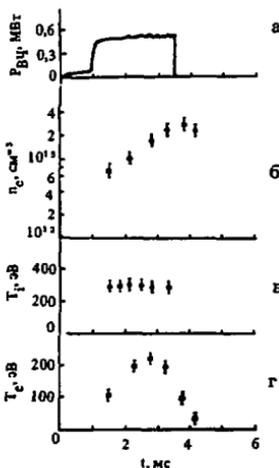


Рис. 7. Деградирующий разряд в торсатроне "Ураган-3": а — высокочастотная мощность; б — плотность электронов; в — температура ионов; г — температура электронов

течение длительного времени ($\Delta t \approx 50 \text{ мс}$). В таких разрядах при меньших значениях плотности электронов ($n_e(0) \leq 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) получена плазма с ионной температурой до 800 эВ и электронной температурой до 400 эВ ($B_0 = 0,43 \text{ Тл}$, $P_{\text{ВЧ}} \leq 550 \text{ кВт}$) (рис. 8).

В Q-разрядах газокINETическое давление плазмы возрастало при увеличении поглощаемой ВЧ-мощности во всем диапазоне ее изменения ($P_{\text{ВЧ}} \leq 600 \text{ кВт}$) и достигало значение параметра $\beta \approx 0,6\%$, близкое к $\beta_c = t^2$ (а) $\alpha/R \approx 1,2\%$, при котором теория предсказывает заметные эффекты, связанные с равновесием плазмы. В

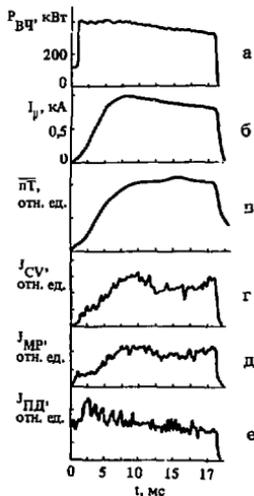


Рис. 8. Характеристики разряда в "Урагане-3" после замены нержавеющей антенны на антенну с покрытием из нитрида титана: а — высокочастотная мощность; б — однопламенный ток; в — давление плазмы; г — интенсивность свечения линии CV; д — интенсивность мягкого рентгеновского излучения; е — интенсивность радиационных потерь в плазме, измеренная с помощью протектора

таких разрядах в плазме протекал дипольный ток, близкий по величине к току Пфирша — Шютера, и однопламенный ток (до 2 кА), величина которого была пропорциональна газокINETическому давлению. Энергосодержание плазмы зависело от величины вертикального корректирующего магнитного поля B_z , максимальное β было получено при сдвиге оси вакуумной конфигурации внутрь.

Измерения потока атомов титана с поверхности антенны показали его существенное уменьшение ($\Phi \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ 1/с}$), заметно уменьшилась и скорость атомов титана ($v_a \approx 4 \cdot 10^5 \text{ см/с}$), так что наиболее вероятным механизмом эрозии антенны с TiN-покрытием стало распыление.

При увеличении параметра β выше 0,3% Q-разряды переходят в новый режим (QR-разряды), характеризующийся развитием релаксационных колебаний параметров плазмы (рис. 9). Для большинства параметров эти колебания носили характер срывов; наиболее резко это проявлялось на сечении линий CV и OV, локализованных в центре шнура. Во время срыва волна возмущения распространялась из центра на периферию, что приводило к выбросам на ряде сигналов с периферии (сечение линий TII вблизи антенны, плотность плазмы в диверторных потоках).

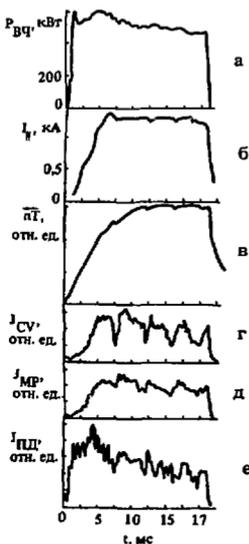


Рис. 9. Разряд с релаксационными колебаниями в "Урагане-3". Последовательность расположения осциллограмм та же, что на рис. 8

Амплитуда релаксационных колебаний зависела от величины корректирующего магнитного поля, колебания подавлялись при сдвиге оси вакуумной конфигурации внутрь, что одновременно сопровождалось уменьшением угла преобразования на оси $\xi(0)$ и увеличением шпура.

Обнаруженная релаксационная неустойчивость аналогична наблюдающейся в бесточковой плазме с большим β на установке "Гелиотрон-Е" и объясненной как следствие резистивной перестановочной моды МГД-неустойчивости плазмы, вызываемой градиентом давления. В "Урагане-3", кроме градиента давления, вынуждающей силой для возбуждения неустойчивости принт-моды может быть наблюдаемый квазистационарный продольный ток. В условиях описанных экспериментов магнитная конфигурация "Ураган-3" содержит близкорасположенные ра-

циональные магнитные поверхности с числами $\xi = 1/5, 1/4, 1/3, 1/2$. При развитии МГД-неустойчивости возможно образование островов вблизи этих поверхностей с последующим разрушением магнитной конфигурации и резким увеличением потерь частиц и тепла.

В квазистационарных разрядах энергетическое время жизни плазмы τ_E измерялось путем наблюдения переходного процесса для энергосодержания плазмы при ступенчатом увеличении ВЧ-мощности, излучаемой антенной. В режимах с β , близким к максимальному ($\beta_0 = 0,43$ Тл, $p_e(T_e + T_i) = 2,6 \cdot 10^{15}$ эВ·см $^{-3}$), энергетическое время составляло 2,2 мс.

3. Исследование ЭЦРН токовой плазмы волной с обыкновенной поляризацией ($\vec{E} \parallel \vec{B}$) на стеллараторе Л-2 (ИОФАН). СВЧ-мощность в виде гауссова пучка с помощью двухлинзового лучевода вводилась в вакуумную камеру со стороны слабого поля. Гиротрон работал в импульсном режиме с длиной импульса 6 мс. На входе в камеру мощность составляла 100 – 120 кВт. Длина волны СВЧ-излучения $\lambda = 0,8$ см. Эксперименты проводились при напряженности магнитного поля 13,4 кГс, что соответствовало резонансному условию $\omega_0 = \omega_{ce}$.

Предварительно проведенные расчеты поглощения СВЧ-мощности в плазме стелларатора Л-2 методом лучевых траекторий показали, что в условиях резонанса при $\omega_0 = \omega_{ce}$, плотности и температуре электронов в центре шнура $n_e(0) = 10^{13}$ см $^{-3}$ и $T_e(0) = 400$ эВ достигается максимальное поглощение, равное 40% падающей мощности.

Исследования ЭЦРН электронов в режиме омического нагрева при $B = 13,4$ кГс, $n_e(0) = 10^{13}$ см $^{-3}$ и температуре электронов до начала импульсов СВЧ-нагрева $T_e(0) = 350 \pm 400$ эВ показали, что за $t \sim 1,5 \pm 2$ мс, т.е. за время, соизмеримое с энергетическим, температура возрастает до 600 – 650 эВ и далее остается неизменной до конца импульса нагрева. Плотность плазмы во время СВЧ-нагрева не изменяется. Излучение из плазмы возрастает во время импульса незначительно – на 5 – 7 кВт.

Во время импульса СВЧ-нагрева наблюдается уменьшение напряжения обхода $U_{обк}$, составляющее 1,2 – 1,5 В (50% $U_{обк}$). Кроме того, наблюдается мгновенное увеличение тока, протекающего по плазме. К концу СВЧ-импульса приращение тока достигает 1,5 – 2 кА, что равняется, в зависимости от условий эксперимента, $10 - 20\% I_{DII}$.

Согласно измерениям поглощаемая плазмой СВЧ-мощность составляет 60% падающей, что превышает расчетное значение в 1,5 раза. Это расхождение связано, по-видимому, с тем, что при нагреве $T_e(0)$ примерно во столько же раз превышает использованную при расчетах $T_e(0) = 400$ эВ.

Оценки показывают, что при омическом нагреве и в условиях комбинированного нагрева (ОН + ЭЦР) энергетические времена жизни (1,5 – 2 мс) примерно равны между собой.

В настоящее время продолжают исследования, целью которых является выяснение природы возрастания тока омического нагрева во время импульса ЭПРН.

4. Исследование ЭПРН бестоковой плазмы волной с обыкновенной поляризацией (E_{\parallel}) на стеллараторе Л-2 (ИОФАН). Бестоковый режим ЭПРН осуществлялся по следующей схеме: СВЧ-импульс включался за 1 мс до окончания токового нагрева.

В основное время СВЧ-импульса (5 мс) ток омического нагрева отсутствовал и нагрев плазмы происходил только за счет поглощения электромагнитной волны. В этих условиях достигнута температура электронов $T_e(0) \approx 600 \div 700$ эВ. Энергетическое время составляет 2–3 мс, т.е. несколько выше, чем при СВЧ-нагреве токовой плазмы.

Во время токового или бестокового СВЧ-нагрева наблюдается изменение температуры ионов. При нагреве падала эффективность кулоновского нагрева электронами ионов, и можно было ожидать, что ионная температура в лучшем случае останется неизменной. Однако эксперименты показали, что ионная температура изменяется от 70 эВ в условиях омического нагрева до 80–100 эВ при наложении СВЧ-поля. Кроме того, замечено, что распределение нейтралов по энергиям имеет значительные надмаксвелловские хвосты. Видимо, нагрев ионов в условиях ЭПР-поглощения связан с поглощением энергии ионно-циклотронных или нижнегибридных колебаний, возникающих в результате распадных процессов.

5. Исследования альфаевоовского нагрева плазмы в тороидальных системах (СФТИ им. И.Н. Векун). С целью оптимизации антенны для альфаевоовского нагрева плазмы на стеллараторе Р-0 ($R = 50$ см, $a = 3,5 \div 4$ см, $B < 0,8$ Тл, $i < 0,8$) были проведены эксперименты с винтовой и полоидальной антеннами.

Частота ВЧ-генераторов выбиралась такой, чтобы условие альфаевоовского резонанса $\omega = k_{\parallel} c_A = [M(r) - N] \times \nu_0 / R \sqrt{4\pi n_i}$ выполнялось в близких по радиусу областях плазменного шнура для ВЧ-волн, возбуждаемых как винтовой, так и полоидальной антеннами. Для винтовой антенны ($M = 2/N = 3$) использовался генератор с $f = 1,25$ МГц, для полоидальной ($M = 1/N = 3$) — с $f = 2,2$ МГц. Это обеспечивало близость зон поглощения ВЧ-мощности, излучаемой антеннами обоих типов.

Нагрев плазмы с помощью одной винтовой антенны при уровнях вводимой мощности до 100 кВт позволял получать плазму с $\langle n \rangle = (0,3 \div 3) \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $\langle T_e \rangle = 10 \div 50$ эВ. При нагреве одновременно винтовой и полоидальной антеннами было обнаружено, что введение мощности $P = 5 \div 15$ кВт с помощью полоидальной антенны приводит к значительному возрастанию диамагнитного сигнала. При этом, как видно на рис. 10, плотность плазмы изменялась мало. На этом же рисунке показана эффективность нагрева обоими типами антенн η_0 , приведенная к плотности ($\eta_0 = 10^{13}$ см $^{-3}$, $\eta_0 = \langle \Delta T_e \rangle / \langle n \rangle P$). Как видим, для полоидальной антенны эта величина в 2,5–3 раза больше.

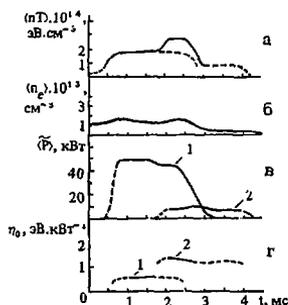


Рис. 10. Характеристики нагрева плазмы винтовой и полоидальной антеннами: а — диамагнетизм плазмы; б — средняя концентрация; в — ВЧ-мощность, вводимая в плазму винтовой 1 и полоидальной 2 антеннами; г — эффективность нагрева винтовой 1 и полоидальной 2 антеннами

Было также обнаружено, что при малой плотности плазмы, когда отсутствует область альфаевоовского резонанса, винтовой антенной в плазму вкладывается относительно большая мощность при отсутствии сколь угодно значительного диамагнитного сигнала.

Эксперименты показали, что полоидальные антенны более эффективны для нагрева плазмы, чем винтовые. Это, вероятно, связано с тем, что часть ВЧ-мощности, излучаемой винтовой антенной, поглощается на периферии плазменного шнура в области разреженной плазмы. Для уточнения этого вывода в настоящее время ведутся эксперименты по измерению распределения электрических полей в плазме, возбуждаемых винтовой и полоидальной антеннами.

6. Теоретические исследования (ИОФАН). Основное направление теоретических исследований можно охарактеризовать как исследование возможных путей оптимизации магнитной конфигурации стелларатора. Сюда следует отнести оптимизацию по процессам переноса в пределе малого числа периодов поля, предложенную в Отделе физики плазмы Института, и рассмотренные эллиптические в малом сечении структур. Последний способ представляет интерес еще и в том отношении, что в подобных конфигурациях вместе с улучшением ситуации по процессам переноса практически не ухудшается МГД-удержание плазмы.

Кроме упомянутых исследований по оптимизации, изучалось также влияние электрического поля на поведение частиц и процессы переноса и численно исследовалась присепаратричная структура стелларатора-торастрона с целью возможного использования как дивертора.

По-прежнему исследовались особенности нагрева плазмы в стеллараторах с помощью ИПР. Была обнаружена возможность альфаевоовского резонанса с конверсией в замедленную волну, способную греть ионную ко...

понтону в окрестности основного ионно-циклотронного резонанса в стеллараторах с магнитным широм (подобных Л-2).

Следует также отметить работы по исследованию сложных равновесных конфигураций плазмы с магнитными островами и обнаружение эффекта возможного "размывания" и исчезновения островов с ростом давления (в рамках задачи с фиксированной границей).

7. Теоретические исследования (СФТИ им. И.Н. Векуня). Проведены численные расчеты с помощью кинетического кода EP51 по оптимизации метода альфвеновского нагрева для параметров установки ИНТОР. Показано, что при возбуждении в цилиндрической плазме с продольным током монохроматической волны наилучшее поглощение ВЧ-мощности имеет место при $|k_z a| \sim 2,5$, где k_z — продольное волновое число, a — малый радиус плазмы. Такая волна является оптимальной и для других установок (ГТТР, установка типа Т-10).

Было изучено влияние величины тока в плазме на поглощение ВЧ-мощности. Показано, что значение тока 5 МА для ИНТОРА является предпочтительным с точки зрения как уровня поглощения, так и области энергодельности.

Влияние перекрещенности (шира) силовых магнитных линий на импедансные свойства плазмы проявляется в основном в центральной части плазменного шнура и заключается в "обострении" высокодобротных кинетических резонансов в нижней части альфвеновского континуума.

Исследовалось влияние глобального альфвеновского резонанса на поглощение в диапазоне $|k_z a| \leq 3$. Показано, что, во-первых, это влияние существенно при $|k_z a| \approx 2,5$, а во-вторых, возможно существование глобального резонанса внутри альфвеновского континуума.

Проведено исследование влияния зазоров между плазмой, ВЧ-контуром и проводящей стенкой на условия поглощения ВЧ-мощности. Показано, что для конкретных параметров (ИНТОР) существуют оптимальные величины этих зазоров.

Решена задача о возбуждении ВЧ-полей альфвеновского диапазона частот в плазме с продольным током посредством винтовой антенны в широком диапазоне длин волн возбуждения $k_z a \leq \pi$ с произвольными профилями плотности плазмы и коэффициентом запаса q . Получено и для некоторых специальных случаев решено дисперсионное уравнение для собственных мод плазменного цилиндра, которое является одновременно условием их резонансного возбуждения. Детально исследован случай, когда частота ВЧ-поля находится вблизи границы альфвеновского континуума (как внутри, так и вне его). Учет конечности длины волны и шира приводит к смещению точки трансформации к периферии шнура и к уширению резонанса.

Найден аналитический вид тензора-оператора диэлектрической проницаемости горячей замагниченной

плазмы в тороидальной геометрии для альфвеновского диапазона частот. Модуляция напряженности поля вдоль силовой линии, характерная для тороидальных ловушек приводит к модуляции характеристик невозмущенных траекторий по полоидальному углу. Следствием этого является зацепление полоидальных гармоник поля и изменение диссипативных свойств плазмы. Анализ продольной компоненты тензора показал, что наиболее существенное изменение диссипативных свойств следует ожидать вблизи рациональных магнитных поверхностей, определяемых условием $n + m/q(r) = 0$, где m и n — целые числа, характеризующие номера гармоник спектра по полоидальному и азимутальному углам.

ОТКРЫТЫЕ ЛОВУШКИ

1. Начало экспериментов на модели газодинамической ловушки (ИЯФ СО АН СССР). Начаты эксперименты по заполнению тепловой плазмой экспериментальной модели газодинамической ловушки (пробкотрон с расстоянием между пробками 7 м, магнитным г-лем в минимуме 1,7 кГс и пробочным отношением, изменяемым в пределах 25 — 80). Общий вид установки показан на рис. 11.

Плазма в течение 3 мс инжектируется в ловушку вдоль силовых линий магнитного поля из газоразрядного источника, установленного за пробкой в одном из расширителей. В различных режимах инжекции с импульсным магнитным полем в источнике плазмы и без него получена плазма в ловушке с плотностью от $5 \cdot 10^{12}$ до 10^{14} см⁻³ и температурой от 3 до 30 эВ. Динамика накопления плазмы в ловушке хорошо согласуется с газодинамическими оценками. В процессе накопления плазма в ловушке МГД-устойчива независимо от варьируемой формы силовых линий магнитного поля в расширителях. Это свидетельствует о наличии торцевой стабилизации плазмы, обеспеченной высокой поперечной электропроводностью плазмы в ее источнике. После выключения разряда в источнике МГД-устойчивость плазмы определяется формой силовых линий магнитного поля в расширителях. В случае, когда силовые линии в расширителях имеют неблагоприятную кривизну, плазма уходит поперек магнитного поля на стенки камеры за время 300 мкс, соответствующее времени развития желобковой неустойчивости. В случае благоприятной кривизны силовых линий в расширителях наблюдается ожидаемый стабилизирующий эффект, выражающийся в увеличении времени жизни плазмы до 2 — 3 мс, однако и в этом случае определяющими являются поперечные потери плазмы из ловушки.

2. Работы по амбилярной ловушке (ИЯФ СО АН СССР). Завершена переделка установки АМБАЛ в открытую ловушку из одного концевое пробкотрона. Осуществлен прогресс вакуумной системы в целом до 400°C , получен вакуум $2 \cdot 10^{-8}$ Торр. После установки плазменных пушек и атомарных инжекторов начнется физический запуск установок.



Рис. 11. Общий вид газодинамической ловушки. На переднем плане — инжекторы нейтралов "Старт", подготовленные для монтажа на установке

Программа работ на этой установке включает следующее:

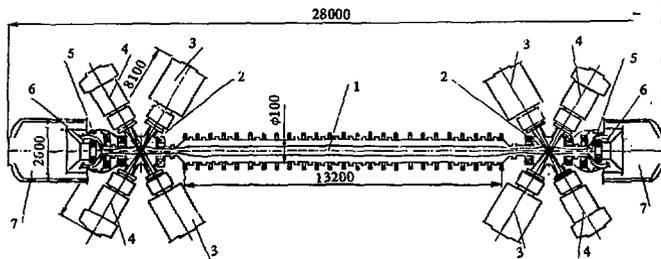
- получение высокотемпературной квазистационарной плазмы;
- усовершенствование способов подавления анизотропных неустойчивостей;
- исследование взаимодействия горячей плазмы со стенками и оптимизацию вакуумных условий;
- изучение амбиполярного электрического поля в плазме, особенно в области пробок и в запробочных областях.

Разрабатывается проект модернизированной амбиполярной ловушки АМБАЛ-М, которая должна быть смонтирована в новом корпусе. На рис. 12 представлена схема этой установки. Принята осесимметричная геометрия магнитного поля ловушки в целом. Для стабилизации желобковых МГД-мод снаружи к концевым пробкотронам с амбиполярными барьерами пристыковываются полые колоколообразные пробкотроны — полукаспы с

ионно-горячей плазмой. Желобковая мода $m = 1$ стабилизируется за счет благоприятной кривизны магнитного поля в полукаспах, более высокие моды стабильно фиксируются эффектом конечного парморовского радиуса. Центральный пробкотрон (соленоид) длиной (между пробками) около 14 м с магнитным полем до 4,5 Гс рассчитывается на удержание горячей дейтериевой плазмы с плотностью 10^{13} см⁻³ объемом 2 м³. Концевые пробкотроны с расстоянием между пробками около 1,8 м и пробочным отношением 4 рассчитаны на магнитное поле в пробках до 60 кГс. Инжекцией атомарных пучков под острым углом к полю в них будет поддерживаться дейтериевая плазма с ионной температурой ~15 кэВ с плотностью до $3 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

Планируется поэтапный ввод в действие установки АМБАЛ-М. На первом этапе будет смонтирована одна концевая система с использованием плазменной пушки, атомарных инжекторов, диагностической аппаратуры и другого оборудования от установки АМБАЛ. На

Рис. 12. Схема установки АМБАЛМ (вид сверху): 1 — центральный пробкотрон; 2 — концевые пробкотроны; 3 — атомарные инжекторы концевых пробкотронов; 4 — поглопители пучков; 5 — полукаслы с вертикальными траекториями инжекции; 6 — концевые приемники плазмы; 7 — торцевые вакуумные насосы



этом этапе будут проводиться в основном экспериментальное исследование и отладка МГД-стабилизации плазмы в осесимметричном магнитном поле. При этом наряду с МГД-стабилизацией полукаслсом планируется изучить возможность стабилизации за счет специальной коррекции распределения магнитного поля в пробкотроне при "косой" инжекции.

В целом программа экспериментов на установке АМБАЛМ включает исследование всех ключевых вопросов по физике удержания высокотемпературной плазмы в амбиполярной ловушке и достижение максимальных параметров квазистационарной плазмы в центральном пробкотроне.

3. Работы по многопробочной ловушке (ИЯФ СО АН СССР). Продолжалась работа по созданию системы нагрева плазмы с помощью сверхточного электронного пучка. Завершен монтаж генератора электронного пучка У-2 (рис. 13). Особенность генератора состоит в том, что в нем, в бесфольговом диоде, будет получаться ленточный электронный пучок, который затем с помощью стандартного для открытых ловушек преобразования силовых линий сопровождающего магнитного поля будет трансформироваться в цилиндрический пучок.

Использование бесфольгового диода направлено на увеличение длительности пучка; формирование пучка как ленточного необходимо для получения токов, существенно превышающих критический. Кроме того, ленточные пучки, получаемые от нескольких генераторов, можно легко сводить на одной магнитной дорожке.

Продолжалась работа по улучшению параметров электронного пучка, генерируемого на ускорителе У-1. Здесь пучок получается в плоском диоде с большим зазором анод — катод (что увеличивает время перекрытия диода плазмой), а затем сжимается сходящимся магнитным полем. Поле в диоде 0,5 Тл, на транспортной дорожке — 10 Тл. Энергосодержание пучка, выведенного за анодную фольгу, достигло 130 кДж, а сжатого пучка — 100 кДж. Плотность тока сжатого пучка доведена до 6 кА/см² при полном токе 75 кА и энергии электронов 1 МэВ. Длительность импульса составляет 5 мкс.

4. Аксиально-симметричные открытые магнитные ло-

вушки для плазмы с $\beta \sim 1$ (ИЯЭ им. И.В. Курчатова). По-ставлен предварительный эксперимент по заполнению плазмой магнитной ловушки со встречными полями (поле в щелях ловушки ~ 30 кГс). В ловушке создана плазма с $n \approx 10^{16}$ см⁻³, $T_i \approx 1$ кэВ, $T_e \approx 100$ эВ при полном энергосодержании $W \approx 30$ кДж и $n\tau \approx 10^{11}$ см⁻³·с. Измерения показывают, что ширина щели ловушки не превышает ионный ларморовский радиус. По техническим причинам плазма в ловушке создавалась с помощью одного ускорителя и вводилась через стационарную "пробку". Это привело к заметному снижению энергосодержания, но позволило сформулировать новые подходы к организации ввода плазмы в ловушку. Пувшка пока не укомплектована "затворными" витками. Эксперименты по транспортировке потоков плазмы в нарастающем в пространстве магнитном поле и инжекции через стационарные пробки позволили установить конструкционные размеры витков и сформулировать требования к их энергетике. В настоящее время прорабатывается документация на витки и идет монтаж источника питания.

Энергосодержание открытых ловушек с $g\tau \approx 10^4$ см⁻³·с. выходит на уровень 100 МДж. В связи с этим в отчетном периоде начаты разработки плазменных ускорителей с питанием от индуктивных накопителей. Исследована работа элемента входного ионизационного блока. Такой элемент создает поток водородной плазмы с плотностью $n \approx 10^{15}$ см⁻³ и эквивалентным ионным током 30 — 40 кА (скорость $v \approx (5 \div 10) \cdot 10^6$ см/с). Питается элемент от индуктивного накопителя с $W \approx 40$ кДж, ток разряда накопителя 40 — 50 кА, характерное время разряда ~ 1 мс. Полученные результаты положены в основу конструкции полноэлементного входного ионизационного блока. Начата конструкторская проработка основного ускорительного канала.

5. "Огра-4" — ловушка с минимумом В бейсбольного типа (ИЯЭ им. И.В. Курчатова). На ловушке продолжались начаты в 1985 г. исследования удержания электронно-горячей плазмы, получаемой с помощью ЭЦН излучением гиротрона. Изучалась эффективность использу-

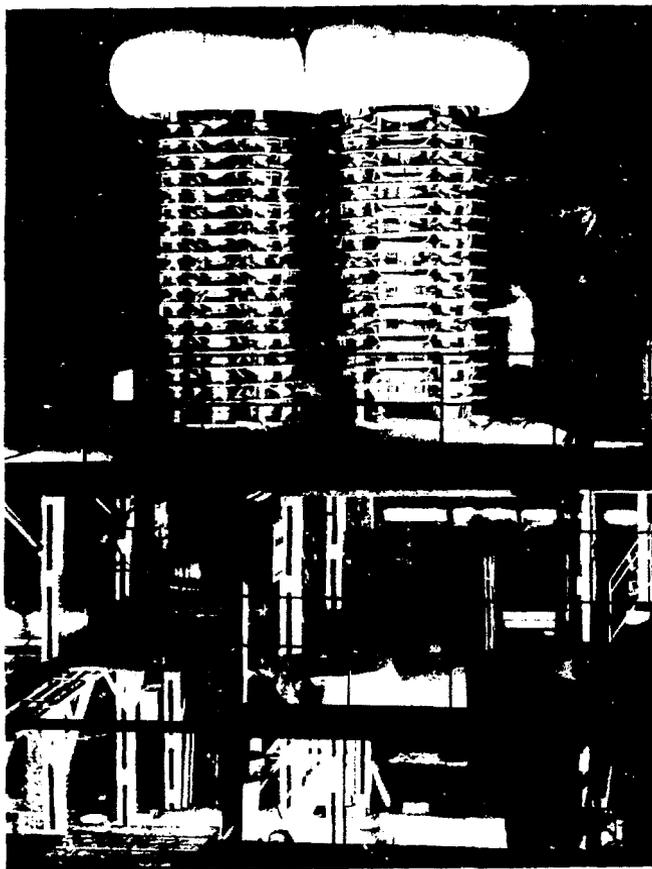


Рис. 13. Общий вид генератора электронного пучка У-2

ния электронно-горячей плазмы в качестве мишени для накопления ионов при инъекции пучков быстрых атомов и стабилизации нонных дрейфово-конусных колебаний плазмы горячими электронами (теория Михайловского — Арсегична).

Установлено, что время удержания тепловой (1 — 2 кэВ) и горячей (~100 кэВ) компонент электронов в квазистационарном режиме плазмы в пределах точности расчёты по балансовым соотношениям совпадает с кулоновским. В то же время отмечены явные проявления неустойчивостей в диапазоне электронно-циклотронной частоты электронов, которые заметно на удерживание плазмы не влияли. Зарегистрирована поперечная диф-

фузия горячих с энергией сотни килоэлектронвольт долгоживущих (0,1 — 0,5 с) электронов за пределы замкнутой оболочки электронного резонанса в ловушке. Плотность электронов в этих опытах достигала нескольких единиц на 10^{12} см⁻³ (отношение плотностей теплых и горячих электронов примерно 10:1) при $\beta \leq 3\%$ и поле в центре ловушки 10,7 кГс.

Инъекция быстрых атомов с энергией до 20 кэВ при суммарной мощности вводимых в камеру ловушки пучков около 400 кВт и использовании электронно-горячей плазмы в качестве плазменной мишени сопровождалась накоплением ионно-горячей компоненты с максимальной плотностью до $3 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и временем удержания

ионов ~ 3 мс. Положительный потенциал плазмы в центре ловушки достигал 400 В. Время удержания ионов определялось перезарядкой на франк-кондоновских атомах водорода, проникавших через защитную оболочку электроно-горячей плазмы, диаметр которой (около 25 см) в 1,5 – 2 раза превышал диаметр области удержания быстрых ионов. β ионно-горячей компоненты плазмы примерно равна β электронной компоненты плазмы. Зарегистрирован относительно небольшой уровень колебаний в диапазоне ионно-циклотронных и дрейфовых частот. Признаков влияния этих колебаний на время удержания ионов не обнаружено. Устойчивость ионно-горячей плазмы интерпретируется как результат подавления неустойчивостей горячими электронами в соответствии с теорией Михайловского – Арсенина. Этот предварительный вывод требует дополнительного экспериментального подтверждения.

6. Завершение исследований на установке АТОЛП (ИАЭ им. И.В. Курчатова). В 1985 г. были закончены эксперименты на магнитоэлектростатической ловушке АТОЛП. Цель исследований – выяснение реальных особенностей удержания плазмы в МЭЛ – остроугольной магнитной ловушке с электростатическим запираемостью щелей. Сюда относятся такие вопросы, как практическое осуществление электростатического запираения; пути предотвращения самоотпирания ловушки из-за накопления захваченных электронов в щелях; способы нагрева плазмы в МЭЛ; существование и роль возможного аномального переноса поперек магнитного поля. Опыты производились с плазмой плотностью $10^{11} - 10^{12}$ см $^{-3}$ и температурой компонент порядка сотен электрон-вольт.

Результаты исследования имеют как практическое, так и фундаментально-теоретическое значение. Они состоят в следующем:

1. Удаётся полностью запретить уход электронов через магнитные щели и тем самым практически осуществить магнитоэлектростатическое удержание.

2. В конфигурации МЭЛ, получаемой при этом, поведение плазмы отличается рядом новых интересных свойств, например, возникновением новой, ранее неизвестной формы высоковакуумного разряда, обеспечивающего стационарное самоподдержание плазмы с плотностью по крайней мере до 10^{12} см $^{-3}$ и средней энергией ионов и электронов масштаба 0,5 кэВ.

3. В боковых областях щелей МЭЛ развивается днокотронная неустойчивость, которая, однако, не приводит заметных потерь плазмы, а выполняет полезную функцию "очистки" щелей от захваченных электронов.

4. Хотя магнитоэлектростатическое удержание качественно реализуется, в количественном отношении оно оказывается на два-три порядка хуже классических оценок из-за аномального переноса электронов поперек магнитного поля. Этот перенос не связан с частными особенностями данной ловушки, а представляет собой уни-

версальную черту поведения плазмы, когда характерный размер спада плотности составляет один или несколько ионных ларморовских радиусов.

5. Детальными исследованиями плазменных колебаний установлено, что перенос осуществляется за счет развития двух последовательно действующих неустойчивостей "градиентного" типа: длинноволновой ионно-звуковой (в глубоких слоях плазмы) и дрейфовой нижнегибридной (на периферии). Возникновения этих неустойчивостей следует ожидать и в других устройствах с достаточно крутым градиентом плотности, в частности, в переходном слое систем с $\beta = 1$.

7. Исследования на установке "Юпитер-2М" (ХФТИ АН УССР). Получены первые экспериментальные результаты по созданию плазмы в многощелевой электромагнитной ловушке с помощью электронной инжекции. Инжекция осуществлялась через осевые отверстия из областей слабого магнитного поля. Была выполнена юстировка электростатической системы запираения магнитных щелей. С этой целью в анодные зазоры вставлялись многоламельные зонды по три через 120° в каждую кольцевую щель и производилось перемещение блоков электростатической системы до получения максимального выхода электронного потока на центральные ламели. Отклонение геометрической середины анодных щелей от плоскости $iA_p = 0$ после юстировки не превышало $\pm 0,2$ мм при ширине щелей 5 мм. Результатом юстировки являлось существенное увеличение эффективности электронной инжекции. Наблюдается почти 100%-ный захват инжектированных электронов в ловушку, причем более 80% энергии расходуется на возбуждение, ионизацию рабочего газа и нагрев плазмы. Для магнитного поля 0,7 Тл в кольцевых щелях, 1,4 Тл в осевых отверстиях и инжекции 1,4 кэВ \times 60 МА \times 3,5 мс получена плазма плотностью $3,10^{11}$ см $^{-3}$ в объеме ≈ 15 л. Температура электронов, измеренная лентмюровскими зондами, равна 15 эВ. Отрицательный потенциал плазмы $\Phi_p \approx 230$ В, время жизни электронов $\tau_e \approx 1$ мс.

8. Работы по теории открытых ловушек (ИЯФ СО АН СССР). Выявлены новые возможности предложенного ранее метода МГД-стабилизации осесимметричной ловушки с помощью плещущихся ионов высокой энергии (20 – 40 МэВ). Идея метода состоит в создании острого пика давления плещущихся ионов в области благоприятной кривизны силовых линий магнитного поля. Показано, что с помощью оптимизации профиля магнитного поля можно существенно снизить требования к энергии инжекции. Дополнительного снижения энергии и мощности инжекции можно добиться путем введения "откачки" тех из первоначально инжектированных ионов, которые рассеяны с стороны боковых пич-углов. В результате оказывается, что при температуре плазмы $T = 20$ кэВ можно добиться появления эффекта стабилизации плещущимися ионами при энергии их инжекции порядка 400 кэВ (а не 20 – 40 МэВ, как в неоптимизированных

вариантах). Уменьшение температуры плазмы приводит к пропорциональному снижению энергии нижечкии.

Теоретически обнаружен эффект "самоочищения" термоядерной плазмы в амбиоплярной ловушке от тяжелых примесей и затормозившихся α -частиц. Известно, что при наличии электростатического запирающего потенциала частицы с $Z > 1$ практически не теряются через коды амбиоплярной ловушки. Поэтому имеется опасность "отравления" реактора — амбиоплярной ловушки из-за накопления в нем тяжелых примесей. Показано, что "близкие" столкновения α -частиц, только что возникших в термоядерных реакциях, с ионами тяжелых примесей приводят к "выщелкиванию" тяжелых примесей через потенциальный барьер. Этот механизм действует по отношению к примесям с

$$Z < \sqrt{8W_0/AT_e} - 2,$$

где AT_e — высота потенциального барьера в единицах электронной температуры, $W_0 = 3,5$ МэВ — энергия α -частиц. Для типичных значений $A = 3$, $T_e = 20$ кэВ происходит удаление примесей до титана. Естественно, удаляются также затормозившиеся α -частицы.

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ

1. Исследования в области СВЧ-диагностики (ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР). Совместно с ИПФ АН СССР на токамаке ФТ-2 в режиме омического нагрева исследованы: особенности определения локальной температуры, плотности и газокINETического давления электронов (активная диагностика) и радиационной температуры собственного излучения плазмы (пассивная диагностика) в диапазоне частот, соответствующих второй гармонике электронной циклотронной частоты. Для этой цели использовался комплекс аппаратуры 2-мм диапазона длин волн, включающий, в частности, супергеретеродинный радиометр с перестраиваемой многократно в течение разряда частотой и абсолютной калибровкой чувствительности. Анализ результатов измерений, выполненных в разрядах с $B_p = 22,5 \pm 24$ кГэ, $I_p = 25 \pm 40$ кА, $n_e = (1,5 \pm 4) \cdot 10^{13}$ см⁻³, показывает, что излучение центральной области шнура становится преимущественно тепловым при $n_e > 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Значения температуры электронов, определяемые в этом случае независимо активной и пассивной диагностикой, а также по интенсивности мягкого рентгеновского излучения, оказываются близкими и составляют 400 — 600 эВ.

2. Диагностика атомов водорода в плазме токамака ФТ-1 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР). Эксперименты по диагностике высокотемпературной водородной плазмы методом резонансной флуоресценции, выполненные к настоящему времени на токамаках ФТ-1, Unitor, НВТХА, Doublet-III, продемонстрировали пригодность метода для измерения концентрации водородных атомов в диапазоне $10^9 - 10^{11}$ см⁻³. В настоящее время важной зада-

чей является увеличение чувствительности метода. Необходимо освоить диапазон $10^8 - 10^9$ атомов водорода в 1 см³, более отвечающий параметрам плазмы в разряде на токамаках. Основное ограничение чувствительности применявшегося до сих пор флуоресцентного метода диагностики связано с присутствием интенсивного фонового свечения самой плазмы на линии водорода H_{α} .

В настоящее время в ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР на токамаке ФТ-1 выполнены эксперименты, в которых реализован существенно другой метод измерений и обработки экспериментальных данных, основанный на амплитудной модуляции и сдвиге частотной полосы регистрируемых сигналов в область высоких частот, где шум МГД-колебаний свечения плазмы сил по подавлен. Для зондирования использовался перестраиваемый лазер на растворе красителя. Импульс лазера (0,1 Дж, 25 нс) модулировался по амплитуде на частоте 1 МГц с помощью оптического затвора, и осуществлялось селективное усиление сигнала флуоресценции на этой частоте. Применение этой новой диагностической разработки позволило довести нижний предел измеряемых концентраций водородных атомов до $2 \cdot 10^8$ см⁻³. Видны пути дальнейшего увеличения чувствительности метода в несколько раз.

Измерения радиальных распределений концентрации нейтральных атомов водорода проводились в двух режимах разряда с различающейся концентрацией электронов ($\bar{n}_e = 0,55 \cdot 10^{13}$ и $\bar{n}_e = 1,5 \cdot 10^{13}$ см⁻³). На измеренных распределениях замечена несимметрия. Повышенная концентрация наблюдается у стенки, в сторону которой направлен дополнительный поток заряженных частиц, вызванный дрейфом запертых ионов.

Одновременно на токамаке ФТ-1 выполнены абсолютные измерения потоков атомов перезарядки. Энергетические спектры атомов перезарядки исследовались пятиканальным анализатором. С помощью таких измерений можно определить не только ионную температуру, но и распределение плотности нейтрального водорода в разряде. Для этого использовали метод численного моделирования баланса нейтральных атомов.

Измерения, выполненные двумя методами, дали согласующиеся результаты. Полученные данные о распределениях концентрации атомов водорода по радиусу для двух режимов разряда токамака ФТ-1 представлены на рис. 14.

3. Применение методов корпускулярной диагностики, разработанных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР. Методы корпускулярной диагностики плазмы при помощи аппаратуры, разработанной и изготовленной в ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, изучено поведение ионов водорода и дейтерия в плазме токамака ASDEX при мощном дополнительном нагреве нейтральной нижечкии и на частотах ионного циклотронного и нижнегибридного резонанса.

Впервые исследована локальная функция распре-

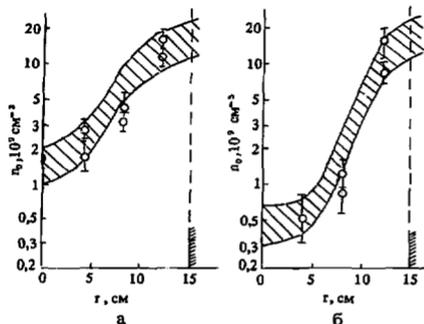


Рис. 14. Радиальные распределения атомов водорода, полученные по данным резонансной флуоресценции (точки) и анализа атомов перезарядки (заштрихованная зона): а — $I_p = 30$ кА, $\bar{n}_e = 0,55 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$, $T_e(0) = 500$ эВ, $T_e(10) = 90$ эВ; б — $I_p = 45$ кА, $\bar{n}_e = 1,5 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$, $T_e(0) = 500$ эВ, $T_e(10) = 130$ эВ

ления ионов водорода и дейтерия, формирующаяся при мощном доплучительном нагреве. Зарегистрировано взаимодействие протонов с ионно-циклотронными волнами на первой и второй гармониках ИЦР водорода, и установлено, что взаимодействие происходит при выполнении резонансных условий: для захваченных частиц — в центре шнура, для пролетных — смещено к периферии. Поведение ускоренных ионов при нижнегибридном ускорении при малых концентрациях плазмы оказывается сходным с взаимодействием на ИЦР. Впервые изучено поведение локальной функции распределения ионов при пилообразных колебаниях. Установлено, что нагрев и охлаждение ионов при этих колебаниях происходят независимо от нагрева и охлаждения электронов. Показано, что основным источником примесей в разряде при ионном циклотронном нагреве является распыление материала стенки вакуумной камеры установки ASDEX быстрыми ионами.

4. *Разработка датчика плотности для системы управления токамаком "Туман-3" (ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР).* С целью автоматизации измерений радиального профиля электронов на установке "Туман-3" введена в строй 7-канальная фазометрическая система 2 мдидиазона длин волн, оснащенная аналого-цифровой электроникой повышенной надежности. С ее помощью получены сведения об эволюции профиля плотности электронов в экспериментах по подъему тока и перемещению плазменного шнура по большому радиусу, а также при ИЦРН. Трехканальный вариант этой аппаратуры на основе квазиоптического фазометра с малыми потерями использовался в качестве датчика плотности в автоматизированной системе управления газонапуском (АСУГ). Возможности применения АСУГ на токамаке "Туман-3" изучены в экспериментах, выполненных совместно с НИИЭФА им. Д.В. Ефремова. Результаты экспериментов свидетельствуют о том, что АСУГ с датчиком

плотности на основе СВЧ-фазометра позволяет управлять плотностью электронов в течение разряда и, как следствие, оптимизировать режим разряда.

ИНЖЕНЕРНЫЕ ПРОБЛЕМЫ УТС

1. *Состояние работ по установке Т-15 (ИАЭ им. И.В. Курчатова).* Установка Т-15 предназначена для получения и исследования водородно-дейтериевой плазмы с параметрами, соответствующими реакторным, и накопления инженерно-технологического опыта по проектированию опытного термоядерного реактора, в том числе сверхпроводящей магнитной системы.

В настоящее время спроектировано нестандартное оборудование, заканчивается выпуск рабочих чертежей строительной части. Строительные работы по комплексу находится в стадии завершения. По всем основным системам установки ведутся монтажные работы. Начата наладка технологического оборудования. В строй введены пусковые комплексы центральной ЭВМ комплекса механизации, первой и второй очереди системы высоковольтного питания ("Виктория-1 и -II"), первой и второй очереди комплекса автоматизации эксперимента, первой очереди стенда для испытания магнитных систем, стенда испытания инжекторов, вакуумно-технологического комплекса и гелиевой компрессорной.

Закончен выпуск сверхпроводящего элемента. Завершены испытания опытных блоков сверхпроводящей обмотки торoidalного поля (СОТП).

Осуществлена контрольная сборка вакуумного кожуха криостата установки. Смонтировано оборудование и начаты наладочные работы по первой очереди системы управления криобеспечением. Ведется поставка секций внутреннего азотного экрана. Изготовлены стойки и балки магнитопровода, оборудование первой очереди системы питания устройств дополнительного нагрева.

2. *Состояние работ по установке ТСП (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, ИАЭ им. И.В. Курчатова).* Продолжалось изготовление оборудования. Завершена обработка технологий изготовления модулей вакуумной камеры сложного профиля методом взрывной штамповки. Полностью отработана технология, и создана технологическая линия для изготовления из высокопрочной стали силовых бандажей обмотки торoidalного поля (ОТП). Заканчивается изготовление торoidalного индуктивно накопителя на энергию 900 МДж.

3. *Работы над проектом токамака ИФТ-1 (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова).* Начаты работы над проектом токамака с полоидальным двухнулевым дивертором, предназначенного для решения принципиальных инженерных и физических проблем по ВЧ-нагреву, управлению параметрами плазмы и дивертору по программе ОТР.

Основные параметры плазмы следующие:

Большой радиус плазменного шнура	1 м
Малый радиус	0,35 м
Вытянутость	1,7
Ток плазмы	1 МА

Длительность разряда 1 с
 Индукция ОТП на оси шнура 2,3 Тл
 Мощность допустительного нагрева 5 МВт

Разработанный ВЧ-нагрев (ИЦР, ЭИР, ионногибридный резонанс), развита система автоматического управления параметрами плазмы позволяет реализовать режимы с низким $q \leq 2$ и предельными значениями $\beta_T \approx 4 \div 6$.

4. Система управления параметрами плазмы (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова). Продолжаются исследования по управлению параметрами плазмы на установке "Туман-3". В контуре управления радиальным положением используется новый тиристорный коммутатор с повышенной частотой (~ 3 кГц). Это позволило ввести дополнительный контур стабилизации уровня вертикального поля при пробое, что в существенной степени стабилизировало условия старта. Разработан и испытан импульсный измеритель давления, включающийся в контур стабилизации начального давления. Создана система управления плотностью плазмы, в которой в качестве управляющего сигнала используется усредненный сигнал с двух боковых хорд СВЧ-интерферометра. Изготовлена и введена в строй 60-канальная быстродействующая автоматизированная система сбора и представления информации о параметрах плазмы, используемых в системе управления.

5. Состояние работ по созданию тороatronа с дополнительным тороидальным полем "Ураган-2М" (ХФТИ АН УССР, НИИЭФА им. Д.В. Ефремова). В 1985 г. завершено проектирование электромагнитной системы и вакуумной камеры двухзаклодного тороatronа с дополнительным тороидальным полем "Ураган-2М". Установка сооружается в ХФТИ АН УССР. Параметры установки: $R = 170$ см, $a = 19 \div 27$ см, $B_0 = 2$ Тл, $t(a) = 0,7 \div 0,2$, винтовая обмотка — тороatronного типа, двухзаклодная, равнонаклонная, число периодов поля — 4. Оптимизация параметров винтовой обмотки, выполненная на заключительном этапе проектирования, позволила получить расчетный максимальный угол прокручивания $t(a) = 0,7$; при этом угол на оси $t(0) = 0,57$, радиус плазмы $a = 19$ см.

Завершается проектирование остальных систем установки. Ведется проработка технологии изготовления электромагнитной системы и вакуумной камеры на предприятиях-изготовителях.

6. Разработка проекта двухзаклодного тороatron-реактора (ХФТИ АН УССР). В 1985 г. в ХФТИ выполнены разработки основных концепций двухзаклодного тороatron-реактора с дополнительным продольным полем на основе схемы установки "Ураган-2М".

Особенная особенность данной схемы — относительно небольшое (по сравнению с наиболее популярной в настоящее время схемой "чистого" тороatronа) число периодов поля: $m = 4$ при тороидальности винтовой обмотки 0,25. Достоинством указанной схемы является уменьшение тока винтовой обмотки (что облегчает ее конструк-

цию) при сохранении достаточно высокого угла прокручивания, а также уменьшение величины винтовых "гофров" магнитного поля.

Основные параметры реактора: $R = 15$ м, $a = 1,6$ м, $B_0 = 5$ Тл, $t = 0,7$, электрическая мощность 1,5 ГВт.

7. Работы по инжекторной программе (ИАЭ им. И.В. Курчатова). Продолжены испытания головного образца штатного ионного источника для инжекторов токамака Т-15 — ИВИС-70/80. Проведена корректировка технической документации с целью организации выпуска малой серии таких источников.

В обеспечении программы совершенствования ионных источников, плазменный эмиттер которых организован на основе газоразрядной камеры (ГРК) с "магнитной стенкой", проведен цикл исследований по физике процессов в ГРК с периферийным магнитным полем остроугольной конфигурации, создаваемым многополюсной системой линейных постоянных магнитов с чередующимися полюсами. Эти исследования направлены на выяснение механизмов переноса заряженных частиц в ГРК такого типа и делают возможным установление закономерностей, определяющих масштабы потерь частиц из плазмы газоразрядного эмиттера ионного источника. Экспериментально изучены распределения локальных параметров плазмы (потенциала, концентрации, температуры электронов) в области пристеночного магнитного поля. Из выявленных закономерностей следует выделить следующие: температура электронов вдоль линий магнитной индукции (на "магнитных поверхностях") постоянна; ширина профиля концентрации в районе "магнитной щели" изменяется с увеличением расстояния от стенки обратно пропорционально величине магнитного поля и возрастает с увеличением атомного номера рабочего газа. Полученные данные позволяют построить расчетную модель ГРК.

В рамках программы изучения возможностей метода двойной перезарядки в получении отрицательных ионов и последующего их доускорения на установке МИИИ был введен в работу новый вариант конструкции устройства натриевой перезарядки мишени. При разработке этого варианта было предусмотрено улучшение охлаждения стенок устройства и ликвидации возможности перетекания газа вокруг сверхзвуковой натриевой струи. Испытания показали, что вынос вещества мишени в ионно-атомный тракт уменьшился по сравнению с прежним вариантом в три — пять раз. Примерно в пять раз улучшились свойства струи как вакуумного загора, отсекающего поток сопутствующего газа из ионного источника в сторону тракта доускорения отрицательных ионов: струя держит перепад давления газа в 10^3 раз (по водороду). Устройство рассчитано на получение методом двойной перезарядки пучка отрицательных ионов с током до 10 А.

Продолжено поэтапное вступление в работу и освоение систем стенда ИРЕК — полномасштабного макета инжектора токамака Т-15. Полностью налажена система низко-

вольного электропитания ионного источника, включающая питание накала катодов, разрядной цепи и цепи питания клапана подачи газа. Идут исследования по совершенствованию мер защиты этой системы от перенапряжений, возникающих в цепях при пробоях в ионном источнике. Система высоковольтного электропитания выдерживает и испытана в работе на напряжения до 40 кВ; управление высоковольтным электропитанием испытано с помощью имитатора аварийных режимов.

8. *Испытания блоков сверхпроводящего магнита тороидального поля установки Т-15 (ИАЭ им. И.В. Курчатова).* В период 1985 – 1986 гг. завершены испытания сверхпроводящей пины для создания обмотки тороидального поля установки Т-15 (СОП Т-15) и опытных блоков в соответствии с программой работ по созданию этого магнита.

Все испытания полномасштабных опытных блоков проводились на стенде СИМС ИАЭ им. И.В. Курчатова. Условия охлаждения катушек были максимально приближены к условиям работы магнита в токамаке Т-15:

- внутренний экран криостата имел температуру жидкого азота;
- вакуум в криостате во время испытаний поддерживался на уровне $(2 \div 3) \cdot 10^{-6}$ Торр;
- охлаждение обмотки и корпусов катушек осуществлялось от типового рефрижератора "Пингвин" с холодопроизводительностью 1200 Вт на уровне 4,5 К при одновременно производстве 300 л жидкого гелия в час.

Диагностика испытаний экспериментальных катушек базировалась на измерениях следующих параметров:

- характеристик потока охлаждающего гелия (температура, давление, фазовое состояние, расход);
- температур, механических деформаций и акустической эмиссии на корпусах катушек;
- электрических напряжений на спаях каждой галеты, на спаях между полукатушками, на тоководах и шинах связи тоководов с катушками.

Сигналы всех датчиков, общее число которых было более 260, регистрировались и обрабатывались системой автоматизированной диагностики на базе трех ЭВМ.

Испытаниям предшествовала проверка гидравлических характеристик каналов охлаждения (отклонение эквивалентного диаметра каналов от расчетных величин не превышало 15%) и электрической прочности изоляции блочков. Всего было проведено семь циклов испытаний полномасштабных опытных блоков, подтвердивших правильность принятых конструкторских решений и подготовленность к производству рабочих блоков СОП Т-15.

Охлаждение катушек проводилось как двухфазным, так и закритическим гелием. Отогрев катушек осуществляется, как правило, с той же скоростью, что и захлаживание (темп $2 - 3$ К/ч), при необходимости он осуществлялся за $70 - 80$ ч за счет ухищрения вакуума в системе (до 10^{-1} Торр) и использования расположенных

в криостате электрических нагревателей. При этом соблюдалось условие, чтобы температура обмотки превосходила температуру корпусов.

Каждая из двух экспериментальных катушек предварительно была испытана в поле собственного тока при рабочих температурах $4,5 - 8$ К. Предельный вводимый ток составлял 8 кА. Явление тренировки катушек не исследовалось.

При многократном испытании системы из полутора катушек предельный введенный ток составил 5,86 кА ($1 \times В \sim 30$ кА.Тл). При этом переходе катушек в нормальное состояние предшествовали резкое возрастание интенсивности акустической эмиссии. Зафиксированное специальными датчиками смещение обмотки внутри корпуса катушки к моменту перехода составило 1,5 мм. При этом иногда эти перемещения происходили скачками, величина которых достигала 0,2 мм. Эти результаты связаны с недостаточной жесткостью монтажа обмотки к корпусу экспериментальной катушки. При монтаже обмоток в корпусах рабочих катушек магнита ТП токамака Т-15 были приняты меры для повышения жесткости заделки катушек в корпусах.

При выводах энергии из системы катушек, особенно при плохом вакууме, часто возникали пробой на землю из-за высокого напряжения вывода энергии и большого количества изолированных участков, находящихся под высоким потенциалом. Это привело к необходимости понижения напряжения вывода энергии до 500 В и изоляции всех потенциально опасных мест.

Для исследования теплового воздействия импульсных полондальных полей на устойчивость катушек и особенно теплового воздействия развала тока плазмы на верхней катушке поверх ее корпуса была сделана специальная обмотка, имитирующая распределение полондального поля. Эта имитирующая обмотка была сделана дискретной и состояла из 24 секций, намотанных медной трубкой $4 \times 0,5$. Питалась она от источника промышленной частоты с напряжением 380 В. Сила тока изменялась от 10 до 100 А, длительность воздействия – от 0,5 до 2 с. Полученные данные по нагреву корпуса катушек оказались ниже расчетных величин, полученных в предположении идеального электрического контакта между полондальными корпусами. Эти результаты в совокупности с результатами по устойчивости самого проводника, полученными на модельных обмотках, подтвердили устойчивость магнита ТП токамака Т-15 к воздействию полондальных полей.

Вся совокупность проведенных исследований и испытаний, начиная с конструкции проводника и кончая конструкцией полномасштабных экспериментальных катушек магнита ТП токамака Т-15, подтвердила правильность принятых конструкторских решений, пригодность магнита для работы в номинальном режиме и возможность достижения форсированного режима. Это позволило приступить к изготовлению и испытаниям рабочих катушек магнита.

В конце 1985 г. начаты технологические испытания рабочих катушек магнита ТП, предшествующие их монтажу в токамаке Т-15. Цель испытаний — проверка при комнатной и при гелиевой температурах гидравлических тепловых, вакуумных и электрических параметров катушек на их соответствие техническим требованиям.

ИМПУЛЬСНЫЕ СИСТЕМЫ

1. *Исследования по программе "Компактный тор" (ИАЭ им. И.В. Курчатова)*. Исследовались вопросы, с которыми, согласно современному пониманию поведения компактного тора (КТ), связано дальнейшее продвижение по нагреву и времени жизни КТ.

Получены предварительные экспериментальные данные, показывающие возможность отрыва стартовой фазы плазменного разряда от стенок диэлектрической (кварцевой) камеры и формирования плазменного столба, ограниченного по длине будущей зоной сепаратрисы. По ряду признаков в этом случае исключается либо существенно ограничивается возникновение плазмы, которая в традиционной схеме θ -пинча образуется в результате десорбции и эрозии стенок.

Разработаны новые схемы возбуждения магнитного барьера, включаемого на фазе перехода основного магнитного поля через нуль (обращение конфигурации). Целью является подавление пристеночного тока (аналогично сказанному выше), а также воспроизводство ранних результатов по управлению захваченным в плазме магнитным потоком, но без сопутствующих отрицательных последствий (азимутальная неоднородность и др.). Актуальность этой работы определяется тем, что эксперименты со стеночным удержанием на фазе обращения (инверсии) практически полностью себя исчерпали и для решения перспектив КТ необходим скейлинг в физической схеме с магнитным барьером, неизбежным при демонстрационных параметрах.

Основные результаты, полученные в этом отношении к настоящему времени, сводятся к резкому ослаблению азимутальной неоднородности магнитного барьера, а также нахождению более корректного в отношении магнитной конфигурации КТ ввода продольного тока кольцевыми электродами, при котором может канализоваться по магнитной поверхности вне сепаратрисы, не касаясь стенок.

Выполнены эксперименты, принципиальные для решения вопроса о целесообразности применения в схеме КТ профилированной (гантелевидной) плазменной камеры. До настоящего времени повсеместно применялись цилиндрические камеры. При этом эксперименты в СССР и США подтвердили существование преимуществ профилирования плазмы (за счет программирования ключевых и ударного витков) перед продольной компрессией. Применение профилированной камеры, как показали данные опыты, позволяет формировать гантелевидную стартовую плазму, исключая периоды разрыва магнит-

ных поверхностей КТ и вывода нейтрального (токового) слоя на стенку в щели между ключевым и ударным витками, как это неизбежно возникает в цилиндрической камере. Важным результатом эксперимента является живучесть баллонной конфигурации в профилированной камере при сильном изменении абсолютных и относительных значений радиуса сепаратрисы в ключевой и ударной зонах.

С точки зрения перспектив применения в схеме КТ медленной накопительной техники важен результат, полученный в профилированной камере, заключающийся в достижении квазистационарного баллонного состояния без продольного сжатия в процессе нарастания внешнего магнитного поля. Известно, например, что в традиционной схеме θ -пинча с обратным полем продольное сжатие происходит спонтанно после замыкания магнитных потоков на торцах ударного витка в течение времени $\tau \sim 1/c_0 \sim 10^{-8}$ с при килоэлектронвольтовых температурах и метровом размере камер, что существенно меньше времени вывода в высокоэнергетичных накопительных системах. В профилированной камере продольное сжатие организуется подачей дополнительного магнитного импульса на ключевые витки.

Обработка накопленных экспериментальных данных позволила детализировать физические процессы, сопутствующие оптимальному (программированному) режиму. В частности, установлена возможность организации мягкой компрессии с достижением килоэлектронвольтового диапазона ионной температуры, когда баллонная задержка компрессии достигается за счет захвата избыточного магнитного потока в ключевой области.

2. *Изучение влияния магнитных пробок на концевые потери линейного θ -пинча (СФТИ им. И.Н. Векуня)*. Продолжались экспериментальные исследования ограничения концевых потерь плазмы линейного θ -пинча магнитными пробками. Ранее на основании диамагнитных измерений было установлено, что в режиме газодинамической ловушки ($\lambda_{H1} \ll LR/\ln R$, L — длина θ -пинча, R — пробочное отношение) энергетическое время жизни плазмы растет пропорционально пробочному отношению. В течение последнего года были проведены измерения радиального распределения концентрации и линейной плотности плазмы во времени по тормозному излучению в видимой области спектра. На основании этих измерений можно сделать вывод о том, что ускорение энергетического времени жизни происходит в основном за счет ограничения концевых потерь плазмы.

3. *Работы по исследованию плазменного фокуса (СФТИ им. И.Н. Векуня)*. Исследования плазменного фокуса (ПФ) были направлены главным образом на изучение процессов, препятствующих оптимизации разрядов при энергичном источнике питания выше 100 кДж.

Получены следующие основные результаты:

1. Для многоатомных газов (D_2 , N_2 , CO_2 , воздух) начиная с некоторого давления в начальной стадии раз-

ряда характерно формирование токового слоя в виде отдельных радиальных волокон, возникающих в месте сочленения внутреннего электрода с изолятором. В случае одноатомных газов пробой происходит вдоль изолятора и формируется азимутально-однородный токовый слой. Таким образом, волокнистая структура, возникающая в разрядах в дейтерии при давлениях ≥ 6 Торр, способствует возникновению повторных пробоев, значительно снижающих эмиссионные характеристики ПФ.

2. Профилирование газового распределения в разрядном объеме таким образом, что концентрация газа нарастает вдоль длины электродов (импульсный напуск), способствует увеличению нейтронного выхода и интенсивности жесткого рентгеновского излучения. Данный метод может оказаться полезным в экспериментах на мегаджоуловом уровне энергетики, так как оказывается возможным формировать однородный токовый слой при повышенной концентрации газа в районе изолятора, когда волокнистая структура еще не возникает, но суммарное количество газа в разрядном объеме достаточно для согласования электрических и динамических параметров разряда.

3. При добавлении к дейтерию тяжелых примесей (аргон, ксенон; $0,25 \div 8\%$) обнаружено образование интенсивно излучающих в мягком рентгеновском спектре ($\lambda \sim 3 \text{ \AA}$) локальных областей ($\sim 30 \text{ мкм}$), расположенных в прислойной зоне за торцом внутреннего электрода. Из результатов предварительных экспериментов следует, что эти области представляют собой микрошпильки, формирующиеся в условиях быстрого радиационного охлаждения плазмы тяжелыми примесями.

4. Работы по лазерному управляемому термоядерному синтезу на установках "Мишень-1" и "Мишень-2" (ИАЭ им. И.В. Курчатова). На установках "Мишень-1" ($E = 50 \text{ Дж}$, $\tau = 1 \text{ нс}$, $\lambda = 1,06$ и $0,5 \text{ мкм}$) и "Мишень-2" ($E \leq 300 \text{ Дж}$, $\tau = 1 \text{ нс}$) проводились эксперименты с целью изучения физических процессов и механизмов, определяющих постановку демонстрационного эксперимента по ИТС.

Для обеспечения однородности облучения мишеней разработан, исследован и применен плазменный фильтр. При отражении мощного лазерного излучения от неоднородного плазменного слоя, формирующегося вблизи облучаемой плоской поверхности, наблюдается потеря пространственной когерентности. Неравномерности распределения интенсивности в пределах фокального пятна для такого излучения после усиления и фокусировки не превышают $5 - 10\%$.

Получены фоторазвертки рентгеновской эмиссии плазменной короны у поверхности слоистых плоских мишеней с временным разрешением $\sim 50 \text{ пс}$, и методом "двух фольг" выполнены измерения скорости вещества на тыльной стороне тонких мишеней, инкапсулированных оболочкой сферических термоядерных мишеней.

Применение этих методов позволило повысить точ-

ность определения скорости абляции, давления на абляционной поверхности и кинетической энергии абляционно ускоряемой части фольги. Продемонстрирована возможность достижения гидродинамического КПД ускорения оболочки $\sim 10\%$.

Исследована возможность получения кумулятивной струи в экспериментах по облучению внешней поверхности полого конуса из тонкой фольги 3-во импульсом неодомового лазера при плотностях светового потока $10^{13} - 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. В режимах, когда преднагревом абляционно ускоряемого вещества можно пренебречь, на оси конуса наблюдались формирование кумулятивной струи с плотностью $\geq 10^{21} \text{ см}^{-3}$, распространяющейся от вершины конуса к его основанию со скоростью, в четыре-пять раз большей скорости плазмы на тыльной стороне плоской фольги при тех же условиях облучения.

Разработана и опробована схема ВРМБ компрессии во времени импульса излучения на выходе мощной лазерной системы, применение которой позволяет повысить КПД и надежность мощных твердотельных лазерных систем.

5. Исследования на лазерной установке ТУР-1 (ИАЭ им. И.В. Курчатова). При исследовании спектральных характеристик излучения, рассеянного плазменной короной, обнаружены особенности, предсказываемые теорией ВРМБ для ограниченной системы с учетом действительности взаимодействия и отражающей стенки (поверхность с критической плотностью плазмы). В частности, наблюдаются спектральные компоненты, соответствующие гармоникам основной частоты нонно-звуковых колебаний ($\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$) и субгармоникам, обусловленным биротационным удвоением периода основной частоты ($\sim 2,5 \cdot 10^{10}$, $\sim 1,2 \cdot 10^{10}$, $\sim 0,6 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$). Основная нонно-звуковая частота соответствует измеренной ранее температуре плазмы в области критической плотности ($\sim 10^3 \text{ эВ}$) и в пределах точности измерений не зависит от Т мишеней.

Установлена связь углового распределения рассеянного излучения с каверной, образующейся в плазме под действием светового давления. Угловое распределение соответствует волноводной моде, определяется геометрическими параметрами каверны и отношением коэффициентов преломления на ее границах.

Налагаемая методика измерений динамики рентгеновского излучения с помощью алмазных диодов. Предварительные эксперименты, выполненные по методу фильтров, позволили установить, что в течение лазерного импульса рентгеновское излучение сосредоточено в области линейчатого (нонного) спектра.

Проведены эксперименты по преобразованию частоты излучения наносекундного импульса CO_2 -лазера в более коротковолновую область с помощью нелинейных кристаллов. На кристалле ZnGe_2 получена генерация второй гармоник ($\sim 4,7 \text{ мк}$) излучения CO_2 ($\sim 9,4 \text{ мк}$) с КПД 84% . Тот же кристалл использовался

для получения 4-й гармоники (2,35 мкс); невысокий КПД на ней (~10%) обусловлен неоптимальными размерами кристалла.

6. *Обжатие газового лайнера на установке "Модуль-А5-1" (ИАЭ им. И.В. Курчатова).* В качестве средства обострения мощности в программе "Ангара" предполагается использовать цилиндрический лайнер, разгоняемый магнитным давлением тока до скоростей $(2 \div 4) \cdot 10^7$ см/с. Увеличение мощности при этом достигается за счет существенного уменьшения времени торможения лайнера по сравнению с временем его ускорения.

На сильнотоочном импульсном генераторе РЭП "Модуль-А5" проводились эксперименты по обжатию лайнеров массой 50 – 200 мкг сантиметровых размеров мегаамперными токами.

Для эффективной передачи мощности от генератора в низкоиндуктивную нагрузку ($L_{\text{л}} \approx 2$ нГн) необходимо согласовать выходящее сопротивление генератора с импедансом нагрузки $x_L \sim L/\tau = 2 \cdot 10^{-9} \text{ Гн}/10^{-7} \text{ с} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}$. Для этой цели на установке "Модуль-А5" ($U = 2$ МВ, $I = 0,8$ МА, $\tau = 140$ нс, $\rho \approx 2$ Ом) применялся импульсный трансформатор тока (ИТ) на передающих линиях с водяной изоляцией. С выхода ИТ ($\rho = 0,04$ Ом, коэффициент трансформации ~ 6) энергия подводилась к лайнеру с помощью трехмерного кондензатора энергии (КЭ), состоящего из 16 параллельно соединенных трехполосковых магнито-изолированных вакуумных линий. Для падающей волны в формирующей линии 700 кВ при полной индуктивности КЭ и нагрузки $L \sim 1$ нГн входной и выходной токи совпадали и были близки к расчетному ($I_{\text{л}} \sim 3,6$ МА). При индуктивности нагрузки $L \sim 2,6$ нГн выходной ток нарастал с прозвонной $2 \cdot 10^{13}$ А/с и за 100 нс достигал значения более 2 – 2,4 МА (полная входная энергия ~ 15 кДж).

В качестве лайнеров использовались полые пластиковые цилиндры с газовой "шубой" либо без нее, а также трубчатые сверхзвуковые струи, создаваемые импульсным газовым клапаном.

В состав диагностики входили кадровые лупы времени в оптическом и мягком рентгеновском спектральном диапазоне, установка для электронно-оптической хронографии в видимом свете, ВУФ-диоды с металлическими катодами и различными фильтрами, лазерная теневая фотография, а также рентгеновская спектроскопия с использованием кристаллического спектрографа.

Эксперименты показали, что при использовании пластикового лайнера с газовой "шубой" и поллой газовой струи при пробое происходит формирование азимутально-однородной токовой оболочки. Покадровая и хронографическая съемки показывают, что с развитием тока происходит радиальное обжатие лайнеров. Временная зависимость радиуса границы свечения пластикового лайнера ($m = 220$ мкг) согласуется с расчетной по одномерной модели движения (рис. 15).

При этом достигнута максимальная скорость

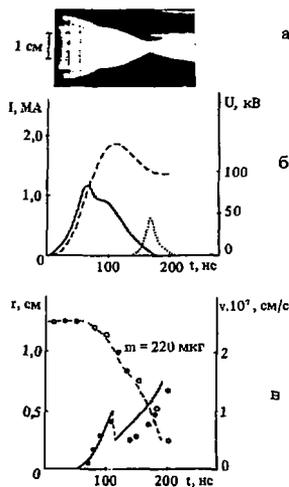


Рис. 15. Регистрация сжатия лайнера: а – щелевая развертка свечения сжимающегося лайнера; б – осциллограммы тока I (---), напряжения U (—) и рентгеновского импульса P_r (·····) лайнера; в – расчетные зависимости радиуса r (---) и скорости v (—) лайнера от времени; \circ и \bullet – экспериментальные точки

$2 \cdot 10^7$ см/с при степени сжатия $r_0/r \gg 10$. В момент максимального сжатия наблюдается импульс мягкого рентгеновского излучения с длительностью на полувысоте ~ 10 нс. Фотографии плазменного образования в этом излучении в момент максимального сжатия регистрируют цилиндрическое образование диаметром 1,5 – 2 мм. Измерения, проводимые с помощью вакуумных фотоэмиссионных детекторов, показали, что большая часть радиационных потерь обуславливается квантами с энергией $E \geq 500$ эВ, причем почти вся кинетическая энергия концентрируется в излучение. Максимальная его мощность достигает $(3 \div 5) \cdot 10^{11}$ Вт, что демонстрирует эффект обострения. Температура плазменного образования, рассчитанная по относительной интенсивности спектральных линий водородоподобных и гелиевоподобных хвостов кислорода и азота, составила 130 – 170 эВ.

Радиальная скорость сжатия газовой струи достигли $3 \cdot 10^7$ см/с при степени сжатия ~ 8 . Следует отметить более раннее появление "пьедестала" на осциллограммах мягкого рентгеновского излучения по сравнению с обжатием пластикового лайнера, что можно объяснить нагревом газа при прохождении по нему ударной волны. Температура *лазера* в состоянии максимального сжатия оценивала по абсолютной мощности рентгеновского излучения в диапазоне 120 – 4000 эВ и по относительной

интенсивности линий водородоподобных и гелиеподобных членов азота и кислорода; значения температуры, определенные обоими методами, хорошо совпали и достигали 150 эВ, а максимальная мощность радиационных потерь в указанном выше диапазоне — $6 \cdot 10^6$ Вт.

Таким образом, проведенные эксперименты и расчеты дают основание считать намеченную схему обострения перспективной, причем в качестве обострителя мощ-

ности предпочтительнее использовать пластиковый лайнер с газовой "глубой".

Статья поступила в редакцию

11 августа 1986 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 3 — 23.

УДК 621.039.6

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБОГАЩЕНИЯ ТВЭЛОВ РЕАКТОРОВ ДЕЛЕНИЯ В БЛАНКЕТЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Н.Е. Полиховская, Г.Е. Шаталов

В работе рассмотрены параметры энергетической системы, состоящей из гибридного термоядерного реактора (ГТР) и нескольких тепловых реакторов деления типа ВВЭР. Тепловыделяющие элементы, изготовленные из обедненного уранового или ториевого топлива, обогащаются до нужной концентрации делящихся изотопов в blankets ГТР и переносятся затем без дополнительной обработки в активную зону ВВЭР. Система может обеспечить получение энергии до 50 — 70 МВт.сут/кг природного урана или тория без переработки и рефракции топлива.

Рассмотрены оптимальные композиции blankets ГТР для обогащения ТВЭлов.

FEASIBILITY OF AN ENRICHMENT OF FISSION REACTOR FUEL ELEMENTS IN A FUSION REACTOR BLANKET. N.E. POLIKHOVSKAYA, G.E. SHATALOV. A fusion-fission power system with reprocessing is considered. The system consists of hybrid thermonuclear reactor (HTR) and some PWR's. Fuel elements containing only, depleted uranium or thorium are irradiated in the HTR blanket. When a sufficient concentration of fissionable elements is reached, the fuel elements can be used in PWR without reprocessing. The power system could provide a natural uranium or thorium burnup up to 50 — 70 MWD/t.

Results of optimization is presented for HTR blanket compositions.

ВВЕДЕНИЕ

Ядерная энергия является важным элементом общей энергетической системы, и в будущем вклад ее будет увеличиваться. Однако работающие в открытом цикле современные водо-водяные реакторы расходуют большое количество природного урана, выжигая лишь около одной двухсотой его части. Предполагается, что при таком использовании относительно доступных ресурсов урана хватит лишь на несколько десятилетий. Резкое увеличение использования природного урана произойдет при вводе в энергетiku быстрых реакторов-размножителей. Использование быстрых реакторов рассматривается в настоящее время в качестве главной перспективы ядерной энергетики. Имеются, однако, и другие возможности резкого повышения эффективности использования природных запасов урана и тория. Одной из них, наиболее проработанной к настоящему времени, является использование blankets термоядерного реактора для сжигания сырьевых изотопов урана и тория и превращения их в делящиеся изотопы Pu и ^{233}U с последующим сжиганием в реакторах деления. Гибридный термоядерный реактор (ГТР), производящий топливо для нужд ядерной энергетики, рассматривался в ряде работ (например, [1, 2]). Показано, что ГТР, реализующий D-T-реакцию синтеза, может быть эффективно использован в сочетании с реакторами деления [3], причем один ГТР может обеспечить

подпитку топлива для нескольких реакторов типа ВВЭР. Термоядерный реактор является источником нейтронов, и для наработки полезных изотопов в нем нет необходимости в достижении условия критичности. Поэтому в большинстве проектов в качестве исходного сырья рассматривались естественный уран или торий, которые в процессе облучения обогащаются делящимися изотопами Pu или ^{233}U . Традиционно предполагалось выделение делящихся изотопов в ТВЭлах, облученных в blankets ГТР, и использование их при рефракции ТВЭлов реакторов деления. Однако тот факт, что концентрация делящихся изотопов в ТВЭлах blankets ГТР сильно возрастает в процессе облучения, позволяет рассмотреть и другой путь — прямой перенос их в активную зону ВВЭР и дожигание там до полной выработки ресурса. Принципиальная возможность такого процесса обсуждалась ранее в работах [4 — 6]. Процессы обогащения природного урана и рефракции отработавших ресурсов ТВЭлов при этом не являются необходимыми. В простейшем варианте открытого цикла природный сырьевой материал последовательно облучается в blankets ГТР и активной зоне ВВЭР, после чего отправляется на залоронение. Даже в этом варианте может быть достигнуто 4 — 8%-ное выжигание природного топлива, что на порядок выше, чем в существующих тепловых реакторах деления.

Аналогичных или даже более высоких глубин выж-

ракта можно было бы достичь более продолжительным облучением твэлов в бланкете ГТР без переноса их в активную зону ВВЭР. Однако на нынешней стадии исследования считается, что капитальные затраты на строительство ГТР будут в 2 — 3 раза выше, чем затраты на строительство ВВЭР равной мощности, и для получения энергии выгоднее сжигать делящиеся изотопы в ВВЭР, а не в ГТР. При этом доля ГТР в энергетической системе составляет 20 — 30% и стоимость производимой системы электроэнергетики растет не слишком сильно.

При обогащении твэлов в бланкете ГТР возникают два противоречивых требования. С одной стороны, в них должны накапливаться делящиеся изотопы с максимальной возможной скоростью. С другой стороны, твэлы должны отработать в бланкете ТЯР меньшую часть своего ресурса, а это значит, что в чих должно происходить минимальное накопление продуктов деления и минимальные повреждения конструктивных материалов оболочек. Удовлетворить обоим требованиям можно путем формирования оптимального спектра нейтронов в зонах обогащения твэлов, что достигается подбором композиций материалов в бланкете ГТР. Определению оптимальных по своим нейтронным характеристикам составов бланкетов и посвящена настоящая статья.

Основные характеристики топлива для использования в различных модификациях ВВЭР-1000 [7] приведены в табл. 1. Для компенсации овраживания топлива осколками деления, образующимися при обогащении твэлов в бланкете ГТР, начальное обогащение их было увеличено на 3 — 5% с сохранением той же глубины выгорания.

Обогащение твэлов до указанных величин должно достигаться без ущерба для их работоспособности. В настоящее время в тепловых реакторах достигается выгорание топлива до 40 — 50 МВт.сут/кг, а радиационные повреждения оболочек и выгорание топлива в быст-

рых реакторах измеряются величинами 50 — 100 сна и 100 — 150 МВт.сут/кг соответственно. Эти величины, особенно для тепловых реакторов, не являются строгими технологическими ограничениями. Данное рассмотрение привязывалось к существующему уровню технологии, и их превышение рассматривалось как нежелательное. По экономическим соображениям большую часть своего ресурса твэлы должны отработать в ВВЭР. Поэтому приемлемыми считались такие режимы обогащения твэлов в бланкете ГТР, при которых выгорание топлива не превышало величины 15 — 20 МВт.сут/кг, а число смещений атомов материала оболочек было ниже 50 — 100 сна. В оптимальных вариантах обе эти величины минимизировались.

НЕЙТРОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ БЛАНКЕТОВ ГТР

Ниже приводятся результаты нейтронных расчетов ряда композиций бланкетов ГТР, оптимизированных для обогащения твэлов. Все нейтронные характеристики рассчитывались в одномерной цилиндрической геометрии. Оптимизация композиций проводилась по стационарной программе [8] BLANK, реализующей комбинацию метода Монте-Карло с Р-приближением.

Рассматривались три типа бланкетов. В бланкете типа I (рис. 1,а) зона обогащения содержит твэлы из металлического или окисного уранового топлива, расположенные в непосредственной близости к плазме. Состав его близок к составу бланкета энергетического гибридного реактора ГГРТ [9], в котором ранее рассматривался вариант с переработкой топлива после обогащения до 1 — 2%. Этот тип бланкета обеспечивает максимальное размножение нейтронов, однако в нем велики скорости делений и радиационного повреждения материалов.

Бланкет типа II (рис. 1,б) имеет свинцовый размножающий экран перед двумя зонами обогащения твэлов из металлического тория. В зонах обогащения может находиться также замедлитель и литиевый материал, изменением долей которых можно добиться установления благоприятного спектра нейтронов с максимальным захватом в области 1 — 100 кэВ. Свинцовый экран уменьшает поток высокоэнергетических нейтронов в зоне обогащения, соответственно уменьшаются радиационное повреждение конструктивных материалов в ней. Введение лития уменьшает число делений на нейтронах низких энергий.

Серия стационарных расчетов позволила определить вариант бланкета II в оптимальной области параметров (толщины зоны экранов и зон обогащения, долей замедлителя и литиевого материала), для которого проводились далее расчеты изменения изотопного состава и подробных нейтронных характеристик. Гомогенизированный состав зон этого варианта, учитывающий возможные конструктивные решения, приведен на рис. 1,б.

Аналогичная оптимизация была проведена для бланкета типа III, отличающегося от типа II заменой торневого

Т а б л и ц а 1. Характеристики топлива для использования в ВВЭР

Топливо	Стандартный ВВЭР			Усовершенствованный ВВЭР
	UO ₂	U	Th	Th
Обогащение делящимися изотопами, кг/т топлива	51	23	30	15
Расход топлива*, т/год	21,8	47,6	28	52
Глубина выгорания топлива в ВВЭР, МВт.сут/кг	40	18,4	28	18
Начальная загрузка, т	65	135	90	155

* При коэффициенте нагрузки 0,8.

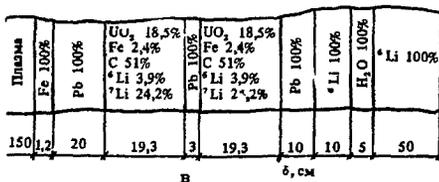
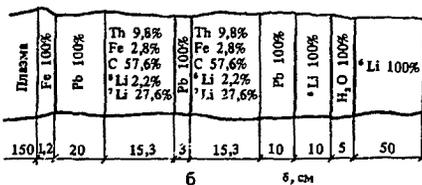
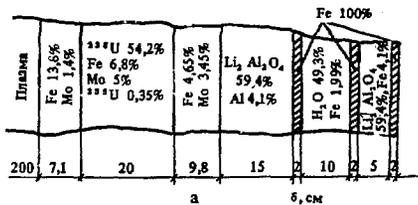


Рис. 1. Композиции оптимизированных blankets ГТГ для прямого обогащения твэлов: а - blanket типа I; б - blanket типа II; в - blanket типа III

топлива на урановое окисное в зонах обогащения. Зависимости основных характеристик blanketа от толщины зон экранов, зон обогащения и доли замедлителя и лития в них близки к зависимостям blanketа типа II. Состав выбранного варианта blanketа типа III приведен на рис. 1.а.

Расчет изменения изотопных составов blanketов выполнен по программе BURNFL [10]. Зависимости параметров от времени облучения для выбранных трех типов blanketов показаны на рис. 2 - 4, где представлены следующие параметры: C_{Pu} (C_{233U} - процент наработки ²³³Pu (²³³U); $C_{оск}$ - выход осколков деления; K_T - коэффициент воспроизводства триния; k_e - эффективный коэффициент размножения; M - коэффициент размножения энергии; $a_{св}$ - скорость радиационных повреждений твэлов. Время представлено здесь в единицах интегральной нейтронной нагрузки на первую стенку blanketа. Разделение этого параметра на реальные время и нагрузку не приводит к изменению зависимостей в диапазоне нагрузок, рассматриваемых в проектах гибридных термоядерных реакторов

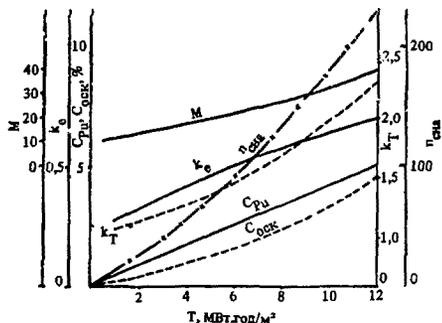


Рис. 2. Зависимость параметров blanketа типа I от времени облучения твэлов

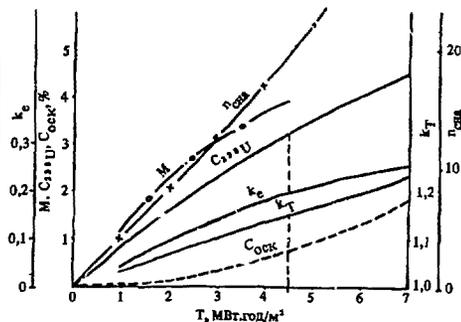


Рис. 3. Зависимость параметров blanketа типа II от времени облучения твэлов

(0,5 - 2 MBt/m²). Собственно расчет проводился для нейтронной нагрузки 1 MBt/m², соответствующей току нейтронов источника через первую стенку источника 4,4·10¹³ нейтр./(см².с). Нейтронный баланс в blanketах трех типов на начало кампании и на момент достижения выбранной средней концентрации делящегося вещества приведен в табл. 2.

В blanketе типа I с жестким спектром нейтронов обогащение твэлов до 5% по делящимся изотопам плутония приводит в конце кампании (~12 MBt.god/m²) к высокой скорости делений (~2,8 делений на нейтрон источника), коэффициенту умножения энергии в blanketе ~40 и значительным радиационным повреждениям материалов. По-видимому, обогащение в blanketах этого типа выше 2 - 3% нецелесообразно.

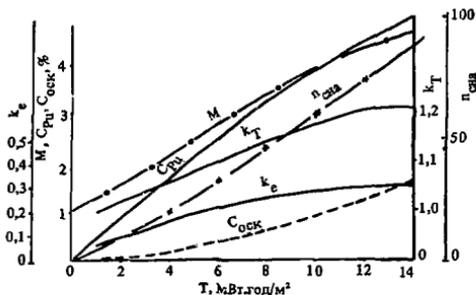


Рис. 4. Зависимость параметров blankets типа III от времени облучения твэлов

В blankets типа III это же обогащение достигается за время облучения 14 МВт.год/м².

К этому моменту в топливе, расположенном со стороны плазмы, делится примерно 2,5% исходного ²³⁸U, а радиационные повреждения измеряются величиной ~90 сна. Эти величины довольно высоки, но все еще приемлемы. При меньшем обогащении до 2,5% накопленные осколки составляет 0,6% по весу, а повреждения равны ~30 сна.

При обогащении ториевых твэлов до 3,2% по ²³³U в blankets типа II время облучения уменьшается до 4,5 МВт.год/м². Максимальное выгорание топлива составляет при этом ~12 МВт.сут/т, а радиационные повреждения в стали не превышают 20 сна. Эти величины с за-

сом удовлетворяют рассмотренным выше критериям работоспособности твэлов.

Изотопный состав топлива твэлов после облучения их в blankets термоядерного реактора приведен в табл. 3. Как для уран-плутониевого, так и для ториевого топлива характерно существенно более низкое содержание изотопов с низкими атомными числами, чем в blankets гибридного реактора с быстрым спектром [11]. Так, содержание ²³²U в ториевом топливе колеблется в пределах 0,03 — 0,1 кг на тону топлива. Доля ²³²U в уране составляет в этом случае 1000 — 2000 ядер на миллион, что лишь немного превышает его содержание в топливе быстрых ядерных реакторов и почти на два порядка ниже, чем в blankets ГТР с быстрым спектром нейтронов. В то же время содержание изотопов ²³⁴U и ²³⁵U в обогащаемых твэлах в 10 и 100 раз соответственно выше, чем в топливе быстрых blankets ГТР. Подобное отличие в составе наблюдается и для уранов-плутониевого топлива (табл. 4). Содержание ²³⁶Pu в Pu обогащенных твэлов равно ~10⁻⁵% и соответствует его содержанию в тепловых реакторах деления. Количество ²⁴¹Pu и ²⁴²Pu и изотопов амерция значительно выше, чем в blankets ГТР с быстрым спектром, и почти равно их количеству в твэлах быстрых бридеров.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ГТР + ВВЭР

Для сравнения различных типов blankets удобно рассмотреть параметры ГТР с заданной термоядерной мощностью и его работу в замкнутой системе в комби-

Таблица 2. Нейтронные параметры оптимизированных blankets ГТР типов I, II, III на начало и конец кампании облучения твэлов (нормировка на один нейтрон источника)

Параметр	Время облучения					
	0		12 МВт×х год/м ²		14 МВт×х год/м ²	
	Тип I	Тип II	Тип I	Тип II	Тип I	Тип II
Наработка ядер ²³³ U	—	—	0,543	0,61	—	—
Наработка ядер ²³⁹ Pu	1,696	3,39	—	—	0,6	0,683
Коэффициент воспроизводства трития	1,071	2,68	1,000	1,2	1,0	1,25
Наработка полезных изотопов	2,767	6,07	1,543	1,81	1,6	1,933
Число реакций л, 2п	0,34	0,329	0,666	0,67	0,66	0,67
Число реакций л, 3п	0,112	0,097	0,0017	0,0007	0,001	0,003
Эффективный коэффициент размножения	0,277	0,74	0,008	0,215	0,076	0,324
Число делений	0,614	2,82	0,0025	0,208	0,017	0,238
Число нейтронов деления	2,11	8,51	0,0065	0,531	0,055	0,787
Энергия, выделяемая в blankets, МэВ	123	560	0,5	41	3,5	53
Коэффициент умножения энергии	9,7	40,7	1,03	3,95	1,2	4,76
Полное число нейтронов	3,62	9,87	1,675	2,2	1,72	2,45
Захват в размножителе	0,0523	0,0824	0,0872	0,084	0,0826	0,078
Захват в промежуточном отражателе	—	—	0,0337	0,0444	0,033	0,043
Радиационный захват ²³³ U или ²³⁹ Pu	—	0,237	—	0,0342	—	0,1
Захват на продуктах деления	—	0,162	—	0,0187	—	0,038
Захват на конструкционных материалах	0,104	0,227	—	0,018	—	0,0143
Захват в отражателе	0,105	0,258	0,006	0,009	0,0027	0,003
Скорость радиационных повреждений обло- лочек твэлов, сна/МВт.год/м ²	12	27	3,85	—	5,36	5,36

Таблица 3. Изотопный состав уранового топлива бланкеток типов I, II, III в конце кампании обогащения, кг/т топлива

Изотопный состав	Время облучения, МВт.год/м ³					
	12	4,5		14		
		Тип I	Тип II		Тип III	
			зона 1	зона 2	зона 1	зона 2
²³¹ U	-	3,1-4	2,2-5	-	-	
²³² U	7,65-4	0,092	0,028	1,07-5	1,58-6	
²³³ U	1,49-3	43,4	21,9	1,23-5	4,6-7	
²³⁴ U	3,87-2*	2,15	0,46	9,4-3	7,4-4	
²³⁵ U	1,5	0,073	0,007	0,0124	0,00473	
²³⁶ U	2,9	3,9-3	1,5-4	0,21	0,0408	
²³⁷ U	-	-	-	0,0429	0,00244	
²³⁸ U	899,8	-	-	892	970,7	
²³⁹ Np	5,4	-	-	0,723	0,195	
²³⁹ Pu	2,7-3	-	-	4,1-5	2,1-6	
²⁴⁰ Pu	0,87	-	-	0,247	0,0206	
²⁴¹ Pu	46,7	-	-	70,4	25,4	
²⁴² Pu	1,96	-	-	5,25	0,844	
²⁴³ Pu	0,11	-	-	3,2	0,18	
²⁴⁴ Pu	4,8-3	-	-	0,27	0,00383	
²⁴⁵ Pu	-	-	-	0,013	5,1-5	
²⁴¹ Am	0,0175	-	-	0,776	0,0364	
²⁴² Am	7,8-8	-	-	1,05-5	1,56-7	
²⁴³ Am	7,3-5	-	-	0,0125	5,0-5	
²⁴⁴ Am	6,5-5	-	-	0,0136	1,75-4	
²⁴⁵ Am	1,07-6	-	-	3,0-4	1,06-6	
²⁴⁶ Am	8,7-7	-	-	7,72-4	9,52-7	
²⁴⁷ Am	9,6-9	-	-	4,52-5	1,83-8	
Продукты деления	41,1	13,6	2,8	27,1	2,75	
²³² Th	-	5,5-4	2,6-4	-	-	
²³⁰ Th	-	0,19	0,035	-	-	
²³² Th	-	940	975	-	-	
²³¹ Pa	-	0,28	0,115	-	-	

* Здесь и далее - 2 означает 10⁻² и т.д.

машин с некоторым количеством тепловых реакторов, снабжаемых обогащенным топливом. Термоядерная мощность ГТР полагалась равной 1 ГВт. Параметры твэлов четырех типов ВВЭР соответствуют табл. 1.

Характеристики шести вариантов бланкеток трех рассмотренных типов сведены в табл. 4. Реактор с бланкетом типа I отличается высокой тепловой мощностью в конце кампании (~13-30 ГВт) и требует выведения к энерговыделению в твэлах по 1000 Вт/см³ уже при нейтронной нагрузке 1 МВт/м². В то же время скорость обогащения твэлов в нем составляет ~0,4%/МВт.год/м³ и примерно одинакова со скоростями обогащения твэлов в бланкете типа III, а удельный выход делящихся изотопов на единицу тепловой мощности в два раза ниже. Абсолютный выход обогащенных твэлов для реактора с бланкетом типа I выше, чем для реактора с бланкетом типа III, за счет более высокой тепловой мощности, но при определении оптимального бланкета ГТР в комбина-

ции с тепловыми реакторами определяющими являются скорее относительные, чем абсолютные характеристики. Бланкет типа I с размещением урановых твэлов в непосредственной близости от плазмы представляется менее выгодным для режима прямого обогащения твэлов до концентраций ²³⁹Pu выше 2-3%, чем бланкет III. Торное топливо (бланкет типа II) требует вдвое меньшего времени обогащения по сравнению с урановым. Скорость обогащения составляет для него 0,7-0,8%/МВт.год/м², а выгорание топлива и повреждение конструктивных материалов оболочек ниже, чем для урановых твэлов. Обогащение торневых твэлов представляется более перспективным, чем обогащение урановых. Это является следствием как лучших характеристик ВВЭР с торневым топливом, так и меньшего выгорания делящегося изотопа в процессе обогащения твэлов.

Для первичной оценки эффективности предлагаемой схемы надо оценить соотношение между реакторами ВВЭР и питающими их ГТР в замкнутом энергетическом комплексе. В качестве такового рассматривалась система, состоящая из гибридного реактора для обогащения твэлов и некоторого числа реакторов ВВЭР, работающих в открытом цикле в условиях установившегося режима. Тепловая мощность каждого из ВВЭР предполагалась равной средней тепловой мощности гибридного реактора. Параметры четырех типов ВВЭР брались в соответствии с данными табл. 1. Число ВВЭР определялось балансом топлива, при этом считалось, что система находится в стационарном состоянии и коэффициенты нагрузки гибридного реактора и ВВЭР одинаковы.

Из анализа проектов ТЯР [12, 13] следует, что капитальные затраты на их сооружение в 2-3 раза превышают затраты на сооружение тепловых энергетических реакторов равной тепловой мощности. Приняв средний коэффициент 2,5, можно оценить отношение удельных капитальных затрат на производство энергии в рассматриваемой системе к затратам их в системе, состоящей только из ВВЭР. Результаты такой оценки приведены в табл. 5. Количество ВВЭР в системе меняется довольно значительно (от единицы до шести) в зависимости от типа бланкета ГТР и питаемых им ВВЭР. Минимальное количество соответствует вариантам ГТР с бланкетом типа I и является следствием высокой тепловой мощности гибридного реактора с быстрым бланкетом и более высокого числа делений в нем по сравнению с остальными вариантами. Более высокое число питаемых ВВЭР в торневом цикле по сравнению с уран-плутониевым определяется лучшими характеристиками соответствующих реакторов ВВЭР (хотя в открытом цикле преимущество торневых ВВЭР не так велико, как в замкнутом).

В системах ГТР с бланкетами типа II и III в сочетании с различными типами ВВЭР относительные капитальные затраты составляют 1,2-1,4 от затрат в системе, состоящей только из ВВЭР.

При сравнении рассматриваемой системы с системой

Таблица 4. Параметры оптимизированных бланкетов для обогащения твэлов в ГТР с термодермой мощностью 1 ГВт

Тип топлива ВВЭР	Тип бланкета ГТР	Время облучения, МВт·х/год/м ²	Максимальное выгорание, МВт·сут/кг	Максимальное энерговыделение, Вт/см ³ *	Радиационные повреждения ^{2*}		Тепловая мощность бланкета, МВт		Наработка декрипсов, т/год ^{3*}	Наработка твэлов, т/год ^{3*}	Скорость обогащения твэлов, %/МВт·год/м ²	Удельный выход дефицита изотопов, кг/МВт·год	Средний коэффициент воспроизводства трития
					сна	не, 10 ⁻⁴ ат.%	начало кампании	конец кампании					
Металлическое Th + 3,2%U ³	II	4,5	12	250	20	35	900	3200	1,85	58	0,71	1,18	1,11
Металлическое Th + 1,6%U ³	II	2,0	4	150	8	12	900	1900	2,1	130	0,8	1,94	1,04
Окисное UO ₂ + 5%PuO ₂	III	14	23	150	88	150	950	3900	2,1	42	0,36	1,08	1,10
	I	12	43	970	230	1100	7800	32800	6,8	135	0,42	0,42	1,7
Металлическое ²³⁵ U + 2, 4%Pu	III	5,8	5,5	100	32	50	950	2200	2,45	100	0,41	1,9	1,13
	I	5,7	14	400	82	400	7800	12900	6,9	285	0,42	0,83	1,25

* При нагрузке на первую стенку 1 МВт/м², конец облучения твэлов.^{2*} Для конструкционного материала (стали) в зоне обогащения.^{3*} При коэффициенте нагрузки 0,8.

Таблица 5. Параметры системы, состоящей из ГТР для обогащения твэлов и питаемых им реакторов ВВЭР

Топливо	UO ₂ + PuO ₂		U _{мет} + Pu		Th _{мет} + ²³⁵ U	
Обогащение дефицитом изотопов, %	5,0		2,4		3,2	
Тип бланкета ГТР	I	III	I	III	II	II
Выжигание природного урана в системе, МВт·сут/кг	90	75	35	25	45	25
Число ВВЭР, питаемых одним ГТР равной тепловой мощности	0,95		2,45		1,75	
Относительные капитальные затраты на единицу тепловой мощности системы	1,77	1,43	1,55	1,3	1,38	1,23

ВВЭР, работающей в замкнутом цикле, этот коэффициент должен уменьшиться, так как в рассматриваемой комбинированной системе ГТР + ВВЭР отсутствуют затраты на переработку и рефабрикацию твэлов.

Важным показателем является также глубина выжигания природного урана в системе. Реакторы ВВЭР обеспечивают в настоящее время получение энергии до 7 МВт·сут/кг от природного урана в замкнутом цикле. В рассматриваемых системах эта величина может быть доведена до 50 – 70 МВт·сут/кг, т.е. увеличена в ~ 10 раз по сравнению с энергетикой на тепловых реакторах. Наиболее выгодными с точки зрения выжигания ресурсов урана являются системы с высоким обогащением уранового и ториевого топлива в ГТР (до 5 и 3,2% соответственно). По-видимому, эти варианты можно в первую очередь рекомендовать для дальнейшего изучения,

несмотря на более высокие удельные затраты по сравнению с системами с меньшим обогащением.

Глубина выжигания топлива может быть увеличена до предела, определяемого работоспособностью твэла. Для этого описанный цикл работы твэла сначала в ГТР, а затем в ВВЭР должен быть повторен несколько раз. Обогащение твэла в бланкете ГТР каждый раз доводится до требуемого уровня без его рефабрикации.

Недостатком систем является отказ от переработки и рефабрикации отработавшего топлива, что ведет к потере значительного количества полезных изотопов и создает трудности, связанные с их захоронением. Этот недостаток может быть устранен в системе, где реакторы ВВЭР будут работать в замкнутом цикле. Глубина выжигания природного урана возрастет при этом еще вдвое и достигнет ~ 15%, однако исчезнет преимущество от-

судствия переработки и рефабрикации облученного топлива.

Расширение топливных ресурсов для существующих тепловых реакторов может решить топливную проблему ядерной энергетики на ближайшие сто или более лет и обеспечить необходимое время для развития как ядерных, так и термоядерных реакторов более перспективных типов.

Список литературы

1. Велихов Е.П. и др. Гибридный термоядерный реактор-токамак для производства делящегося топлива и электроэнергии. — Атомная энергия, 1978, т. 45, вып. 1, с. 3.
2. Moir R.W., Lee J.D., Coops M.S. Fission-suppressed hybrid reactor: the fusion breeder. UCSP-19638, 1982.
3. Головин И.Н., Колбасов Б.И., Орлов В.В., Шаталов Г.Е. Проблемы ядерного топлива и гибридные реакторы: Препринт ИАЭ-2931. — М., 1977.
4. Rozhkov S., Shatalov G. Thorium in the blanket of a hybrid thermonuclear reactors. Proceedings of the US-USSR symposium of fusion-fission reactors, Livermore, Calif, July 1976.
5. Grand P., Konts H.I. et al. Conceptual design and economic analysis of a light water fuel enrichment/regenerator. BNL50838, UC-80, 1978.
6. Schultz K.R. et. al. A U-233 fusion-fission power system without reprocessing. Ga-A14635, UC-20d, 1977.

7. Коченов А.С. Возможные пути улучшения топливных циклов тепловых реакторов. — ВАНТ. Сер.: Физика и техника ядерных реакторов, 1982, вып. 5 (27), с. 3.
8. Марин С.В., Марковский Д.В., Шаталов Г.Е. Программа расчета пространственно-энергетического распределения нейтронов в одномерной геометрии BLANK: Препринт ИАЭ-2832. — М., 1977.
9. Горюстаев Б.Д. и др. Опыт-промышленный гибридный наработчик делящегося топлива. — В кн. Тр. II советско-американского семинара "Синтез — делегия". — М.: Атомиздат, 1978, с. 94.
10. Марин С.В. Программа расчета изменения изотопного состава в blankets термоядерного реактора BURNFL: Препринт ИАЭ-3111. — М., 1979.
11. Марин С.В., Шаталов Г.Е. Изотопный состав топлива в blankets гибридного термоядерного реактора с ториевым топливом. — Атомная энергия, 1984, т. 56, с. 315.
12. Badger B. et. al. NUWMAC — a tokamak reactor design study. UWFDM-330, 1979.
13. Baker G.C., Abdou M.A. et. al. Starfire — a commercial tokamak fusion power plant study. ANL/FFP-80-1, 1980.

Статья поступила в редакцию
12 сентября 1986 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 23 — 29.

УДК 621.039.6

МАССОПЕРЕНОС И СЕЛЕКТИВНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ИОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ. ТЕОРИЯ

Д. А. Дричко, В. В. Дунаев, А. Г. Жиглинский, В. В. Кучинский,
Н. В. Плешивцев, Н. Н. Семашко, В. С. Сухомлинов, Э. Н. Фафурина, Е. Г. Шейкин

Показаны достоинства метода моделирования распыления первой стенки ТЯР при помощи разряда в полом катоде. Приведены результаты теории движения распыленных атомов на эоде в диффузионно-протонном режиме и формулы для расчета доли распыленных из катода атомов, прилетающих на эоде. Представлены соотношения для определения селективных коэффициентов распыления компонент материала и их концентрации при исследовании спектрально-эодевыми методами.

MASS-TRANSFER AND SELECTIVE SPUTTERING OF STRUCTURAL MATERIALS BY LOW-ENERGY IONS IN PLASMA-SURFACE INTERACTION. THEORY. D. A. DRICHKO, V. V. DUNAIEV, A. G. ZHIGLINSKI, V. V. KUCHINSKI, N. V. PLESHIVTSEV, N. N. SEMASHKO, V. S. SUKHOMLINOV, E. N. FAFURINA, E. G. SHEIKIN. The advantages of a method hollow-cathode discharge for modelling sputtering of the first wall of the fusion reactor, are discussed. The results of the theory of sputtered atom motion to the probe in the diffusion mode and formulas for calculation of the fracture of cathode-sputtered atoms arriving on the probe are presented. The relations are given for determination of the selective coefficients of sputtering of material components and their concentration in spectral-probe investigation.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое внимание уделяется развитию исследований перспективных материалов для первой стенки ТЯР в условиях, моделирующих условия взаимодействия плазма — стенка в реакторе-токамаке. Цель данной работы — изложение метода и полученных

с его помощью данных. В ходе этих исследований был решен комплекс физических задач, связанных с установлением теоретических и экспериментальных закономерностей массопереноса в малозагруженной пограничной области плазма — твердое тело.

Для моделирования условий распыления конструкци-

онных элементов первой стенки дивертора и ионных источников ТЯР предлагается использовать газовый разряд в полном катоде в водороде, его изотопах, гелии или их смесях. Подобное моделирование ранее проводилось в токамаках малых размеров и на установках с ионными пучками. Применение разряда в полном катоде дает ряд преимуществ перед существующими методами моделирования условий распыления в ТЯР.

Характерный энергетический спектр ионного потока на первую стенку реактора-токамака приведен на рис. 1 [1]. Максимум потока ионов приходится на энер-

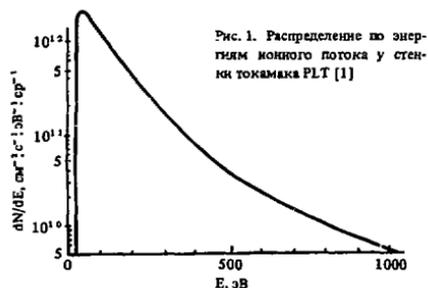


Рис. 1. Распределение по энергиям ионного потока у стенки токамака PLT [1]

гию ≈ 50 эВ. Если умножить распределение ионов по энергиям на коэффициент распыления в зависимости от энергии $S_K(E)$ [2], то получим поток атомов, распыляемых с поверхности ионами различных энергий (рис. 2). Видно, что основной вклад в распыление большинства рассмотренных материалов дают ионы с энергиями 50 – 500 эВ.

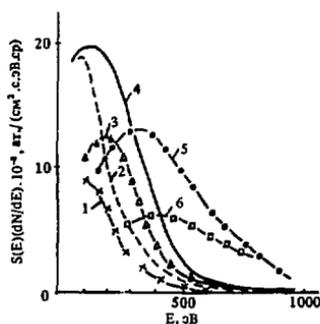


Рис. 2. Зависимость потока $N_{ат} = S \cdot dN/dE \cdot 10^{-8}$ распыляемых со стенки токамака атомов различных материалов от энергии распыляющих ионов E : 1 – $N_{ат} \cdot 0,05$ для С; 2 – $N_{ат} \cdot 0,1$ для СК; 3 – $N_{ат} \cdot 100$ для Аl; 4 – $N_{ат} \cdot 1$ для нержавеющей стали; 5 – $N_{ат} \cdot 5$ для Мо; 6 – $N_{ат} \cdot 20$ для W

Из всех видов газового разряда разряд в полном катоде обладает наиболее удачной совокупностью свойств, а именно:

1. Спектр ионов, бомбардирующих стенку камеры в разряде с полным катодом [3], имеет максимум как раз в области нескольких эВ элетронвольт (рис. 3).
2. Вместе с ионами в распылении стенки газоразрядной камеры участвуют и быстрые атомы, возникающие в результате перезарядки [4]. Изменяя условия горения разряда, можно варьировать энергетический спектр атомных частиц (рис. 4). Он фактически сосредоточен вблизи катодного падения потенциала, и в этом случае вклад быстрых атомов перезарядки в распыление будет незначительным.

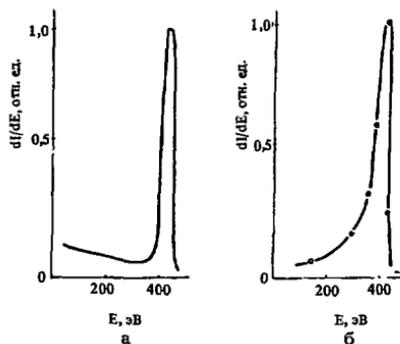


Рис. 3. Распределение потока ионов по энергиям E вблизи стенки разрядной распылительной камеры: а – расчет [3] для ионов He^+ при давлении 6,6 Па, радиусе катода 1 см; б – экспериментальный результат [4] для ионов H^+ при давлении 6,6 Па, радиусе катода 2 см

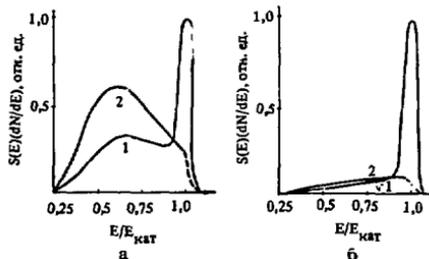


Рис. 4. Зависимость потока распыляемых в газоразрядной распылительной камере атомов вольфрама под действием потока ионов (кривые 1) и атомов перезарядки (кривые 2) от их энергии при различных условиях в разряде: а – отношение размера темного катодного пространства d к длине свободного пробега λ равно 3; б – $d/\lambda = 1$. Катодное падение $E_{кат} = 400$ В

3. В газоразрядной камере легко реализовать моделирование синергических эффектов.

4. Цилиндрический или тороидальный объем распылительной камеры позволит моделировать процесс перенасыщения материала. Геометрическое изменение степени закрытости разряда в пределах от 0,05 до 0,5 позволяет легко моделировать работу дивертора.

5. Площади мишеней, распыляемых в газоразрядной камере, достаточно велики (30 см^2), что позволяет исследовать неоднородные материалы и комбинации различных материалов дивертора, стенки и др.

6. Разряд с полым катодом позволяет моделировать плотность потока $10^{14} - 10^{16} \text{ ион/ (см}^2 \cdot \text{с)}$ и флюенс ионов $10^{20} - 10^{22} \text{ ион/см}^2$, ожидаемые в ТЯР [5,6], а также выход на стационарный режим распыления. Например, для углесталла этот флюенс составляет $10^{21} \text{ Н}^+/\text{см}^2$ (рис. 5) и может быть достигнут за несколько часов горения разряда. Энергетическая нагрузка на образец может составлять 50 Вт/см^2 , а температура стенки — $100 - 800 \text{ К}$, что также соответствует условиям ТЯР.

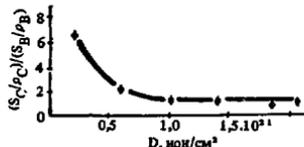


Рис. 5. Зависимость от дозы облучения ионами He^+ отношения приведенных коэффициентов распыления компонентов углесталла УСБ-15

Наконец, разряд с полым катодом и метод спектрально-зондовых измерений распыляемых компонент материала позволяют измерять селективные коэффициенты распыления и динамику радиационных потерь плазмы (рис. 6).

Однако для реализации этих достоинств необходимо разработать теорию движения в газах высокоэнергетиче-

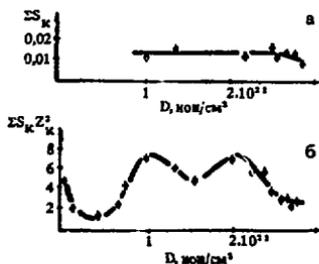


Рис. 6. Зависимость от дозы облучения: а — интегральных коэффициентов распыления ΣS_k основных компонентов боросилицированного графита БСТ-30; б — суммарные радиационные потери плазмы, рассчитанные по измеренным селективным коэффициентам распыления. Энергия ионов $E = 300 \text{ эВ}$

ских распыленных атомов, масса которых часто превышает массу атомов газа, рассмотреть процессы, определяющие перенос атомов из твердого тела в плазму, на поверхность и в приповерхностные слои.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ МАССОПЕРЕНОСА АТОМОВ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПЛАЗМЕ

2.1. Процессы, ответственные за массоперенос атомов при взаимодействии плазмы с поверхностью твердого тела. Область наших интересов занимает несколько сот длин свободного пробега атомов в сторону плазмы и несколько тысяч атомных слоев в глубину твердого тела. За массоперенос здесь ответственно большое число процессов (рис. 7). Совокупность процессов эрозии, релаксации энергии и направления движения распыленных атомов, их диффузии и конденсации на распыляемую поверхность вместе с процессами, происходящими в приповерхностных слоях твердого тела и приводящими к изменению состава, а тем самым и к изменению эрозии, составляют "кольцо массопереноса", в котором все происходящие процессы взаимосвязаны. Большинство процессов, входящих в кольцо массопереноса, исследовались нами ранее.



Рис. 7. Процессы, ответственные за массоперенос распыленных атомов вблизи границы раздела плазма — конструкционный материал

Энергетический спектр ионного потока и распределение потенциала в разряде с полым катодом исследованы теоретически и экспериментально [3, 4]. При помощи модификации спектрально-зондового метода измерен коэффициент конденсации атомов в плазме [7]. Разработана физическая модель, написано нестационарное уравнение, описывающее изменение состава и эрозии поверхностных слоев с учетом процессов распыления, возврата из плазмы, каскадного перемешивания, диффузии, термодиффузии и сегрегации и получено решение этого уравнения для практических важных случаев [8]. Результаты теоретического анализа позволили объяснить и предсказать ряд интересных эффектов, связанных с перестройкой поверхности и изменением селективных коэффициентов распыления [8, 9].

2.2. Релаксация энергии и направления движения расплывленных атомов в плазме. Цель описанных в этом и следующем разделе результатов состоит в том, чтобы определить, какая доля потока расплывленных со стенки цилиндрической газоразрядной камеры атомов придет на помещенный в центре камеры цилиндрический зонд-коллектор.

Поскольку энергия расплывленных атомов обычно не превышает 10 эВ, положим, что релаксация энергии и направления движения расплывленных атомов происходит только за счет упругих столкновений. Распределение по энергиям расплывленных атомов при вылете с поверхности будем считать монокинетическим, угловое распределение — косинусоидальным. Расплывление происходит с внутренней поверхности бесконечного цилиндра радиуса R . Концентрация атомов газа в плазме значительно больше концентрации расплывленных атомов.

Численный способ расчета процесса формирования концентрации в объеме при произвольных условиях в плазме с помощью метода Монте-Карло [10] состоит в том, чтобы проследить движение расплывленного атома только до того момента, начиная с которого его можно считать диффузионным, и далее пользоваться более простым методом расчета, т.е. решением уравнения диффузии. Распределение в пространстве атомов металла, перешедших в диффузионный режим движения, можно характеризовать функцией виртуального источника $f(r)$ — долей расплывленных атомов, перешедших в диффузионный режим на радиусе r . Для определения получаемой таким образом функции источника, которая описывает "рождение" тепловых атомов, нужен критерий перехода движения расплывленных атомов в диффузионный режим.

В качестве критерия выбрано число столкновений N_0 расплывленных атомов с атомами газа, необходимое для перехода в диффузионный режим движения. Величина N_0 определялась расчетным путем как предельное значение числа столкновений N , увеличение которого не меняет рассчитываемого значения концентрации в центре разрядной камеры. Результаты наших расчетов, проведенных в широком диапазоне изменения параметров задачи, позволяют написать для N_0 простую оценку сверху: $N_0 \geq 10 \pi n_k / m_{газ}$ (при $m_k > m_{газ}$), где m_k — атомный вес расплывленного атома, $m_{газ}$ — атомный вес рабочего газа. Индекс k здесь и далее отмечает величины, относящиеся к k -му компоненту изучаемого материала.

Полученная методом Монте-Карло (с учетом зависимости длины свободного пробега расплывленного атома от энергии) функция виртуального источника $f_k(r)$ может быть использована для решения уравнения диффузии. Для удобства выполнения расчетов $f_k(r)$ может быть заменена источником в виде δ -функции $j_{ок} = \delta(r - r_k) / R r_k$, где $j_{ок}$ — поток расплывленных со стенки атомов, r_k — положение δ -функции, и определяется так, чтобы концентрация расплывленных атомов в центре разрядной камеры, определенная с истинной функцией источника

(расчитанной с учетом возврата на стенку непрореагировавших атомов), совпадала с расчетом концентрации с δ -образным источником (при этом, как оказалось, отличие концентрации и в других точках разрядной камеры не превышает 20%). Таким образом может быть рассчитан диффузионный поток расплывленных атомов k -го компонента на зонд-коллектор и тем самым установлена связь между массой напыленных на зонд атомов M_k и селективным коэффициентом расплывления атомов k -го компонента в случае чисто диффузионного переиоса расплывленных атомов на зонд-коллектор.

2.3. Диффузионно-пролетный режим движения расплывленных атомов. Концентрация расплывленных атомов вблизи зонда-коллектора формируется не только диффундирующими атомами, но и атомами, которые еще не перешли в диффузионный режим. Мы будем говорить, что последние переменяются в "пролетном" режиме. Поток пришедших на зонд атомов k -го компонента j_k в общем случае диффузионно-пролетного режима будет складываться из диффузионного потока $(j_k)_{диф}$ и потока атомов $(j_k)_{прол}$, перемещающихся в пролетном режиме: $j_k = (j_k)_{диф} + (j_k)_{прол}$. Долю потока пришедших на зонд атомов от полного потока расплывленных атомов со стенки $j_{ок}$ обозначим η_k :

$$\eta_k \equiv \frac{j_k}{j_{ок}} = \frac{(j_k)_{диф}}{j_{ок}} + \frac{(j_k)_{прол}}{j_{ок}} = (\eta_k)_{диф} + (\eta_k)_{прол} \quad (1)$$

Рассмотрим вначале чисто диффузионный режим движения: $(\eta_k)_{прол} \approx 0$, $\eta_k \approx (\eta_k)_{диф}$, что имеет место при $\lambda_k / R \leq 1/5 (m_{газ} / m_k)^{0,7}$, где $\lambda_k = (n_k \sigma_k)^{-1}$ — длина свободного пробега расплывленного атома k -го компонента, σ_k — сечение упругого рассеяния, n — концентрация атомов газа. В этом случае относительный диффузионный поток $(\eta_k)_{диф}$ находится из решения уравнения диффузии с граничными условиями, в которые входит определенное выше положение виртуального источника r_k :

$$(\eta_k)_{диф} = \pi \left(\frac{2D_k}{Rv_k} - \ln \frac{r_k}{R} \right) \left[\frac{4D_k}{c_k R v_k} + \frac{r_k}{R} \left(\frac{2D_k}{Rv_k} - \ln \frac{r_k}{R} \right) \right] \quad (2)$$

Для расчета r_k удается получить простое аппроксимационное выражение:

$$r_k \approx R - \lambda_k \left(\frac{m_k}{m_{газ}} \right)^{0,69} (0,23 \ln \frac{E_{ок}}{E_T} + 0,39), \quad (3)$$

справедливое при $1 \leq m_k / m_{газ} \leq 50$, $1 \leq E_{ок} / E_T \leq 100$, где $E_T = 1,29 \cdot 10^{-4} T$ — энергия теплового движения атомов газа, эВ, T — температура газа, К; $E_{ок}$ — энергия расплывленного атома в момент вылета, эВ. В формуле (2) D_k , v_k — коэффициент диффузии и среднесферическая скорость расплывленных атомов k -го компонента соответственно; r_k — радиус цилиндрического зонда-коллектора. Степень закрытости разряда для расплывленных камер с большим отношением длины к радиусу близка к единице. Коэффициент c_k возникает вследст-

вие учета нарушения изотропности движения атомов вблизи поверхности зонда [11] и рассчитывается по простым формулам:

$$c_k = \begin{cases} \alpha_k \left(1 - \frac{4}{7} \frac{\alpha_k \rho_k}{1 + \rho_k}\right)^{-1} & \text{при } \rho_k < 1, \\ \alpha_k \left[1 + \alpha_k \left(\frac{3}{\sqrt{2} \rho_k (1 + \rho_k)}\right)^{1/2}\right] & \text{при } \rho_k \geq 1, \end{cases} \quad (4)$$

где $\rho_k = r_3 \sqrt{1 + m_{газ}/m_k} / \lambda_k$, а коэффициент конденсации α_k при невысоких температурах материала обычно равен единице. Таким образом, при чисто диффузионном режиме движения расплывших атомов задача о связи приходящего на зонд и расплывшего потока атомов полностью решается в аналитическом виде.

В случае чисто пролетного движения расплывших атомов, которое осуществляется при больших длинах свободного пробега $\lambda_k/R > (m_{газ}/m_k)^{0,7}$, результат очевиден: $\eta_k \approx (\eta_k)_{\text{прол}} = 1$. Наибольшую сложность для расчета представляет промежуточный случай, а именно: диффузионно-пролетное движение атомов $1/5 (m_{газ}/m_k)^{0,7} < \lambda_k/R < (m_{газ}/m_k)^{0,7}$, при котором для получения η_k рассчитывается методом Монте-Карло движение расплывших атомов в разряде до перехода в диффузионный режим и одновременно фиксируется количество атомов, пересекающих цилиндрическую поверхность радиуса $r = r_3$. Так удается разделить $(\eta_k)_{\text{диф}}$ и $(\eta_k)_{\text{прол}}$. Результат такого численного расчета η_k для типичной экспериментальной ситуации представлен на рис. 8. Специальный расчет показал, что приведенные на графике зависимости очень слабо зависят от отношения энергии вылетевшего со стенки атома к тепловой энергии $E_{\text{ок}}/E_T$. Поток атомов, приходящих на зонд, существенно зависит от отношения масс расплывшего

атома и атомов газа, а также от отношения длины свободного пробега к радиусу газоразрядной камеры.

3. СПЕКТРАЛЬНО-ЗОНДОВЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЛЕКТИВНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПЫЛЕНИЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ АТОМОВ В ПЛАЗМЕ

Спектрально-зондовый метод заключается в следующем. В плазму вводится цилиндрический зонд, аналогичный зонду Ленгмюра. Потенциал зонда и его размеры выбраны такими, чтобы практически не искажать плазму. На зонд попадает поток атомов, величина которого пропорциональна концентрации атомов металла вблизи зонда и может быть вычислена по массе осевших на зонд атомов каждого из расплываемых компонентов мишенекатода. Накопление материала на поверхности зонда происходит в течение некоторого времени. Затем зонд вынимается из расплывательной камеры и масса осевших на нем атомов определяется методом количественного спектрального анализа.

Приведенные выше результаты исследования процессов релаксации и диффузии расплывших атомов в плазме позволяют легко связать значение селективного коэффициента расплывания k -го компонента материала S_k с массой осевших на зонд атомов M_k . Действительно, плотность потока ионов, пришедших на поверхность мишенекатода расплывательной камеры за время напыления t при токе i , равна $i/t [e(1 + \gamma) 2\pi LR]$, где γ — коэффициент ионно-электронной эмиссии. Плотность потока расплывших k катода атомов равна отсюда $S_k [e(1 + \gamma) 2\pi LR]^{-1}$. Из этого потока на зонд поступает $\eta_k S_k [e(1 + \gamma) 2\pi LR]^{-1}$ атомов, где η_k — отношение потока пришедших на зонд атомов к полному потоку расплывших атомов, вычисленное нами в предыдущем параграфе. С другой стороны, плотность потока осевших на зонд атомов есть $(M_k N_A / m_k) (2\pi r_3)^{-1}$, где N_A — число Авогадро. Приравняв последние два выражения, получим формулу для расчета селективного коэффициента расплывания k -го компонента материала катода

$$S_k = 1,608 (M_k LR (1 + \gamma) / m_k t r_3 i \eta_k), \quad (5)$$

где M_k выражено в мкг, ток i — в мА, время напыления t — в мюсек.

Концентрация атомов k -го компонента в окрестности зонда в плазме n_k легко определяется из равенства потока поступивших на зонд из плазмы атомов $n_k (v_{k1})$ (где v_{k1} — нормальная составляющая скорости атомов к цилиндрической поверхности, а знак $\langle \rangle$ означает усреднение по ансамблю расплывших атомов) потоку атомов, осевших на зонд. Для концентрации в окрестности зонда отсюда получаем

$$n_k = 1,597 \cdot 10^{13} \cdot \frac{M_k}{m_k (v_{k1}) r_3 i t}, \quad (6)$$

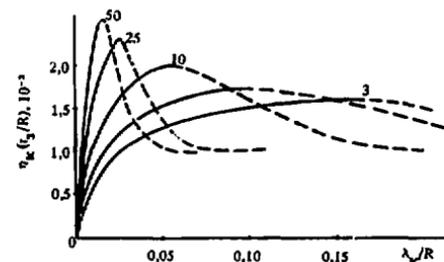


Рис. 8. Зависимость отношения потока пришедших на зонд атомов к полному потоку расплывших атомов η_k с учетом отношения площадей зонда и катода (r_3/R) от отношения длины свободного пробега атома λ_k к радиусу газоразрядной расплывательной камеры $R = 1$ см при $E_{\text{ок}}/E_T = 30$. — область чисто диффузионного режима расплывших атомов; - - - - диффузионно-пролетного режима. Радиус зонда $r_3 = 0,01$ см

где M_k взято в мкг, t — в минутах, v_{k1} — в см/с, r_2 — в см и ρ_k — в см³. В чисто диффузионном режиме движения расплывшихся атомов $\langle v_{k1} \rangle = c_k v_k / 4$, чисто пролетном режиме $\langle v_{k1} \rangle = 2/3 \sqrt{2E_k N_A / m_k}$, а в диффузионно-пролетном режиме $\langle v_{k1} \rangle$ надо считать методом Монте-Карло.

Высокая чувствительность спектрально-зондового метода достигается, во-первых, благодаря возможности накопления атомов материала на поверхности зонда, во-вторых, вследствие высокой чувствительности современных методов спектрального анализа. Помещая зонд в различные участки плазмы, можно проводить локальные измерения концентрации. Метод применим для диагностики плазмы разрядов, просвечивание которых с целью определения концентрации нейтральных атомов затруднительно. И наконец, сочетание зондового метода со спектральным анализом делает возможным определение одновременно концентрации в плазме и селективных коэффициентов расплывания атомов компонентов конструкционного материала.

Список литературы

1. Voss D.E., Cohen S.A. Lone energy neutral outflux from the PLT tokamak. Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices. Proc. 4th Int. Conf., Garmisch — Partennirchen 21 — 25, Apr. 1980. — J. Nucl. Mat., 1980, vol. 93 — 94, Part A, p. 405 — 412.
2. Андерсен Х.Х., Бай Х.Л. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Глава 4. Измерения коэффициентов расплывания. — М.: Мир, 1984, с. 194 — 280.
3. Кучинский В.В., Сухомилов В.С., Шейкин Е.Г. Расчет энергетического спектра потока ионов в теплом катодном пространстве тлеющего разряда. — ЖТФ, 1985, т. 55, № 1, с. 67 — 72.
4. Бондаренко А.Н. Масс-энергетический анализ ионов в прикатодной области тлеющего разряда. IV. Полюс катод. — ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 12, с. 2535 — 2538.
5. Пистуневич В.И., Шаталов Г.Е. Термоядерный реактор на основе токамака. — В кн. Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 2. — М.: ВИНИТИ, 1981, с. 138 — 181.
6. Альтовский И.В., Глухих А.В., Горынин И.В. и др. Критерии выбора материалов и возможные конструктивные решения вакуумной камеры демонстрационного термоядерного реактора-токамака. — В кн.: Конструкционные материалы для реакторов термоядерного синтеза. — М.: Наука, 1983, с. 32 — 40.
7. Дунаев В.В., Жиглинский А.Г. и др. Зондовый метод изучения расплывания компонентов сплава в плазме. — ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 8, с. 1672 — 1674.
8. Кучинский В.В. Изменение состава или поверхностного слоя двухкомпонентного сплава при расплывании ионами низких энергий. Поверхность. — Физика, химия, механика, 1982, № 4, с. 93 — 97.
9. Измайлов А.М., Кучинский В.В. Исследование измене-

ния состава приповерхностного слоя двухкомпонентного сплава под действием ионной бомбардировки. Поверхность. — Физика, химия, механика, 1985, № 8, с. 84 — 89.

10. Жиглинский А.Г., Измайлов А.М. и др. Исследование релаксации в плазме энергии расплывшихся атомов. — Изв. ВУЗов, Физика, 1982, № 10, с. 3 — 7.
11. Жиглинский А.Г., Измайлов А.М. и др. Спектрально-зондовое определение коэффициентов конденсации атомов металла в плазме. — Изв. ВУЗов, Физика, 1983, № 7, с. 82 — 87.

Статья поступила в редакцию
7 июля 1986 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 29 — 34.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИИ ГАЗОВ ИЗ УГЛЕГРАФИТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.Е. Воробьев, Н.П. Катрич, Н.С. Сидельникова, А.И. Федоренко

В работе приведены результаты исследования радиационно-стимулированной десорбции растворенных газов и гелия из графитов марки ГМЗ и ГСП во время облучения их ионами $^4\text{He}^+$ ($E = 31 \text{ кэВ}$) при $T = 78 \text{ К}$ и после облучения, в процессе отжига до 400 К . Исследовались как исходные образцы, так и предварительно облученные электронами ($E = 1,5 \text{ МэВ}$), тепловыми и быстрыми ($E > 0,18 \text{ МэВ}$) нейтронами, а также ступенчатым водородо-гелиевой плазмой ($E < 10 \text{ кэВ}$). Показано, что выделение примесных газов (CO , C_2H_4 , N_2 , H_2) максимален на исходных образцах ГСП, на исходных образцах ГМЗ оно на порядок выше. Практически все виды предварительного облучения приводят к увеличению десорбции примесных газов, что, по-видимому, связано с образованием в процессе облучения электронами и нейтронами большой объемной концентрации ловушек для примесных атомов, также с созданием вакуумными условиями предварительного облучения. По результатам термодесорбционных измерений определены энергии активации десорбции примесных газов и гелия.

THE STUDY OF RADIATIVELY STIMULATED DESORPTION OF GASES FROM CARBON - GRAPHITE COMPOSITE MATERIALS. A.E. VOROB'EV, N.P. KATRICH, N.S. SYDEL'NIKOVA, A.I. PHEDORENKO. The study results of radiative stimulated desorption of dissolved gases and helium from GMZ and GSP graphite in its irradiation by $^4\text{He}^+$ ions ($E = 31 \text{ keV}$) at $T = 78 \text{ K}$ and in backout process after irradiation (T up to 400 K) are presented in paper. It has been studied the initial samples and the samples preliminary irradiated by electrons ($E = 1,5 \text{ MeV}$) by thermal and fast neutrons and by tricknesses of hydrogen and helium plasmas ($E = 10 \text{ keV}$). It has been shown that the desorption of impurity gases (CO , C_2H_4 , N_2 , H_2) is maximum for GSP samples and is of order more for GMZ samples. The all types of preliminary irradiation result in the increasing of impurity gases desorption. The activation energies for impurity gases and helium have been determined from thermodesorption data.

Углеродистые материалы в настоящее время широко используются в элементах конструкции разрядной камеры крупномасштабных установок термоядерного синтеза [1]. В силу технологии производства углеродистых материалов они содержат большое количество растворенных газов, кроме того, в них в процессе взаимодействия с плазмой происходит внедрение изотопов водорода и гелия. В результате радиационно- и термостимулированной десорбции эти газы могут выходить из углеродистых материалов и приводить к загрязнению плазмы и снижению ее температуры. В данной работе приводятся некоторые характеристики радиационно-стимулированной и термодесорбции примесных газов и гелия из углеродистых материалов ГМЗ и ГСП.

Исследования радиационно-стимулированной десорбции растворенных газов и гелия из углеродистых материалов были проведены на установке, описанной в [2]. Образцы устанавливались на медном полом держателе, который мог охлаждаться до 78 К протекающим жидким азотом или нагреваться с помощью встроженных печей от 78 до 400 К линейно, со скоростью $\approx 0,3 \text{ К}\cdot\text{с}^{-1}$. Температура образца измерялась при помощи хромель-алюмелевой термопары с точностью $\pm 0,5 \text{ К}$. Держатель с мишенью, термощель, входы двух датчиков давления омегаatronного типа размещались в камере мишени, стенки которой охлаждались жидким азотом до 78 К . Омегаatronные датчики типа РМО-13 позволяли регистрировать парциальное давление до 10^{-8} Па одновременно двух газов в условиях динамической откачки камеры мишени через калиброванное отверстие. Фоновое давление газов (кроме гелия) в установке и в камере мишени составляло величину менее 10^{-9} Па , что достигалось применением

титановых адсорбционных насосов, имеющих скорости откачки различных газов (кроме аргона и гелия) $\approx 10^6 \text{ л}\cdot\text{с}^{-1}$. Благодаря этому давление всех газов (кроме гелия) вне камеры мишени сохранялось постоянным в процессе всего эксперимента, давление гелия менялось в пределах 50% от величины 10^{-6} Па , его изменения регистрировались отдельным датчиком омегаatronного типа. В таких вакуумных условиях углеродистые образцы облучались масс-спиррированными ионами гелия ($^4\text{He}^+$) с энергией 31 кэВ до достижения доз $1,10^{18} \text{ см}^{-2}$. Интенсивность пучка ионов составляла $(4 \div 10) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В процессе облучения регистрировалось парциальное давление одновременно двух газов, выделяющихся в объем камеры мишени из образца. В условиях динамической откачки газов через калиброванное отверстие $\phi 8 \text{ мм}$ возможна регистрация потоков десорбирующихся частиц гелиевой природы 10^6 с^{-1} . Скорость десорбции (dn/dt) из образца в объем камеры мишени для данных условий определяется [3] формулой

$$dn/dt = \alpha(p - p_0) \cdot N \cdot w,$$

где α - число атомов в молекуле регистрируемого газа (если газ атомарный, то $\alpha = 1$); p - парциальное давление выделяющегося газа в камере мишени, Па; p_0 - фоновое парциальное давление газа вне камеры мишени, Па; N - число атомов газа в 1 см^3 при $T = 78 \text{ К}$; w - скорость откачки газа через калиброванное отверстие, $\text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$.

Коэффициент десорбции α определяется как количество десорбирующихся атомов на один падающий ион:

$$\alpha = \frac{dn}{dt} / im,$$

где i - ток пучка ионов $^4\text{He}^+$, мА ; $m = 6,24 \cdot 10^{12}$ - число ионов, налетающих за 1 с при токе 1 мА .

Парциальное давление двух газов, температура мишени и ток пучка фиксировались на песте 6-точечного самопишущего потенциометра одновременно.

Целью проведения данных экспериментов было определение характеристик газовыделения из углеграфитовых материалов марок ГМЗ и ГСП в процессе облучения их ионами гелия, термодесорбции растворенных газов и внедренного гелия при отжиге после облучения от 78 до 400 К, а также выяснение влияния предварительного облучения образцов электронами, нейтронами и гелиево-водородной плазмой на газовыделение во время облучения и последующую термодесорбцию. Исследовались исходные образцы графитов ГМЗ и ГСП и облученные при $T < 500$ К:

- 1) электронами $E = 1,5$ МэВ [4];
- 2) тепловыми и быстрыми ($E > 0,18$ МэВ) нейтронами с последующим облучением электронами 1,5 МэВ [5];
- 3) гелиевой плазмой с максвелловским распределением ионов по энергиям в интервале $0 < E < 10$ кэВ с максимумом при 2–3 кэВ [6].

В процессе исследования выяснилось, что преобладающим было выделение газов с молекулярными массами $M \approx 28$ (CO , N_2 , C_2H_4) и $M = 2$ (H_2). Поэтому в данной работе приведены характеристики десорбции только этих газов и гелия.

Исследования показали, что характер радиационно-стимулированной десорбции в процессе облучения существенно зависит как от исходной структуры образца, так и от вида предварительного облучения. На рис. 1 и 2 показана зависимость коэффициента десорбции α для исходных и предварительно облученных об-

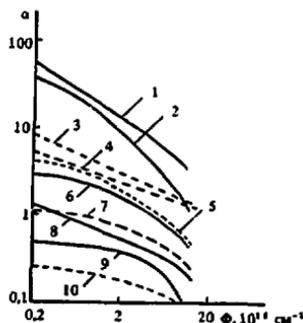


Рис. 1. Зависимость коэффициента десорбции газов с $M28$ и $M2$ (H_2) от дозы облучения (площадь облученной области $S = 0,25 \text{ см}^2$) ионами $^4\text{He}^+$ для образцов углеграфитовых материалов ГМЗ (—) и ГСП (---) при $T = 78$ К; десорбция H_2 : 1 — ГМЗ исходный; 2 — облученный нейтронами n^0 и электронами e^- ; 3 — ГСП, облученный электронами e^- ; 4 — исходный; 5 — облученный n^0 и e^- ; десорбция $M28$: 6 — ГМЗ, облученный n^0 и e^- ; 7 — ГСП, облученный n^0 и e^- ; 8 — ГМЗ, облученный e^- ; 9 — исходный; 10 — ГСП исходный

разцов ГМЗ и ГСП от дозы облучения. Хорошо видно, что из образцов ГСП, и исходных, и облученных, выделение газов с $M = 28$ и $M = 2$ существенно меньше, чем из образцов ГМЗ. Причем соотношение коэффициентов десорбции остается постоянным, даже когда поверхность полностью очищена пучком ионов от сорбированного газа, что говорит об объемном характере радиационно-стимулированной десорбции. Разница же в количественном отношении объясняется следующим. ГСП в отличие от мелкозернистой структуры ГМЗ [7] включает в себя помимо мелких поликристаллов графита значительное количество аморфного связующего [8], которое является насыщающимся стоком для точечных дефектов. А в рамках модели радиационно-стимулированной десорбции, предложенной в [9], точечные дефекты образуют с примесными атомами комплексы и в составе таких комплексов мигрируют к поверхности, где комплекс распадается и газ десорбируется в вакуум.

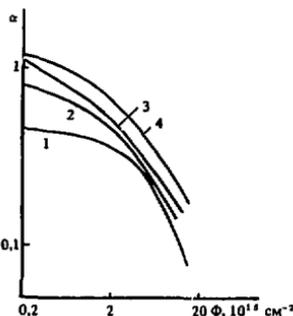


Рис. 2. Зависимость коэффициента десорбции газа с $M28$ от дозы облучения ($S = 0,25 \text{ см}^2$) ионами $^4\text{He}^+$ при $T = 78$ К для графита ГМЗ, предварительно облученного гелиево-водородной плазмой: 1 — ГМЗ исходный; 2 — 150; 3 — 200 и 4 — 300 импульсов

Более наглядно эту модель подтверждают данные по термодесорбции примесных газов ($M28$ и H_2) в процессе отжига облученных при 78 К образцов ГМЗ и ГСП, приведенные на рис. 3–5. При линейном нагреве облученных образцов от 78 до ≈ 400 К происходит выделение $M28$ и H_2 несколькими пиками в строго определенных температурных интервалах, в то время как при нагреве необлученных образцов газовыделение отсутствует. Хорошо видно, что облучение электронами и нейтронами не меняет количества пиков газовыделения, а приводит лишь к перераспределению количества выделившегося газа между пиками (см. рис. 3, 4). Незменной для каждого пика остается и энергия активации (табл. 1). А поскольку облучение нейтронами и электронами не производит изменений на поверхности образца и создает разного типа ловушки в объеме образца, то можно сде-

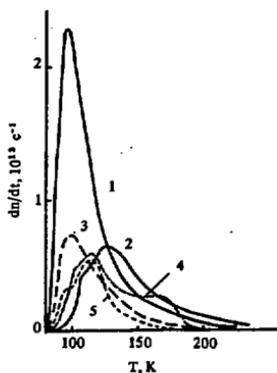


Рис. 3. Зависимость скорости термодесорбции H_2 от температуры в процессе нагрева образцов графитов ГМЗ (—) и ГСП (---) от $T = 78$ до $T = 250$ К со скоростью $\approx 0,3$ К \cdot с $^{-1}$ после облучения их ионами He^+ дозой $\approx 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$ при 78 К: 1 — ГМЗ исходный; 2 — облученный n^+ и e^- ; 3 — ГСП исходный; 4 — облученный n^+ ; 5 — облученный n^+ и e^-

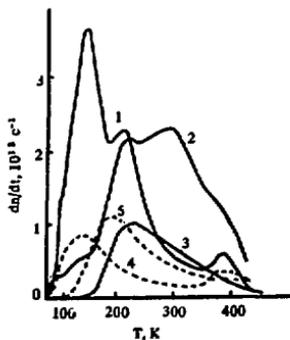


Рис. 4. Зависимость скорости термодесорбции газа с М28 от температуры в процессе нагрева образцов графитов ГМЗ (—) и ГСП (---) от $T = 78$ К до $T = 450$ К со скоростью $\approx 0,3$ К \cdot с $^{-1}$ после облучения их ионами He^+ дозой $\approx 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$ при $T = 78$ К: 1 — ГМЗ исходный; 2 — облученный n^+ и e^- ; 3 — облученный n^+ и e^- ; 4 — ГСП исходный; 5 — облученный n^+ и e^-

лать вывод, что десорбция из углеграфитовых материалов, так же как и в случае металлических моно- и полукристаллов [9], во-первых, обусловлена обменной диффузией примесей: их газов и, во-вторых, связана с миграцией точечных дефектов, а не является частным случаем классической десорбции. Об этом же говорят результаты исследования термодесорбции примеси (М28) из графита ГМЗ, облу-

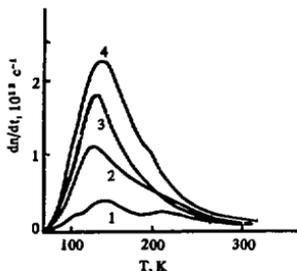


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при нагреве от 78 до 300 К: ГМЗ исходный (1) и предварительно облученный гелиево-водородной плазмой: 2 — 150; 3 — 200 и 4 — 300 импульсов

ченного сгустками гелиево-водородной плазмы, при отжиге после облучения от 78 до 400 К (см. рис. 5). Облучение плазмой с указанными параметрами меняет структуру приповерхностного слоя на глубину не более 200 Å, оставляя неизменной структуру объема на больших глубинах. В результате не наблюдается перераспределения примеси между пиками, виден лишь рост общего количества выделяющейся примеси, о чем пойдет речь далее.

Как уже говорилось, авторы предполагают, что диффузия примеси происходит в составе комплексов: атом примеси — дефект решетки. Низкие энергии активации десорбции (табл. 2) позволяют предположить, что точечные дефекты, отвечающие за этот процесс, — это междоузельные атомы в различных конфигурациях, дивакансии и вакансии. Классическая диффузия атомов водорода, азота, углерода и кислорода, не говоря уже о молекулах CO и C $_2$ H $_4$, происходит с более высокими энергиями активации, в других температурных интервалах.

Необходимо обратить внимание также на то, что практически все виды предварительного облучения приводят к увеличению как радиационно-стимулированной десорбции примеси, так и количества выделившегося газа в процессе термодесорбции (см. рис. 1 — 5). Авторы полагают, что это связано с загрязнением образцов во время их облучения электронами, нейтронами и плазмой в плохом вакууме при температуре $\approx 200^\circ$ С [4 — 6]. Особенно наглядно это показано на рис. 2 и 5. Увеличение экспозиции в плохом вакууме приводит к пропорциональному росту выделения примеси и в процессе облучения, и при отжиге.

В пользу предложенной модели свидетельствуют эксперименты по термодесорбции внедренного гелия, приведенные на рис. 6 и в табл. 2. В отличие от экспериментов по термодесорбции гелия после внедрения α -частицы с энергией 2 — 40 МэВ [10], где в области температур 100 — 1000 К наблюдался один пик выхода гелия при температуре 710 — 735 К, в наших экспериментах, кроме этого основного пика, в температурном интервале 200 — 600 К наблюдаются еще четыре пика. Энергии активации, вычисленные по методу Кэртнера — Фаррелла [11], приве-

Т а б л и ц а 1. Энергия активации десорбции газов М28 и Н₂ из объема углеграфитовых материалов ГМЗ и ГСП (эВ/ат)

Вид предварительного облучения	ГМЗ				ГСП							
	Десорбция М28											
Исходный	I	0,06	II	0,12	III	0,12	I	0,07	II	0,12	III	0,12
	IV	0,26	V	1,2				IV	0,22	V	1,25	
Облученный n° и e ⁻			II	0,12	III	0,12				II	0,12	
	IV	0,26	V	1,2			IV	0,25	V	1,25		
Облученный e ⁻	I	0,06	II	0,12								
	IV	0,19										
Десорбция Н ₂												
Исходный	I	0,04	II	0,04	III	0,09	I	0,04	II	0,09		
Облученный n° и e ⁻	I	0,04	II	0,04					II	0,09	III	0,15
Облученный e ⁻							I	0,04	II	0,08	III	0,19

Примечание. Римскими цифрами обозначены номера пиков. Облучение квантами $^4\text{He}^+$ E = 31 кэВ, доза = $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

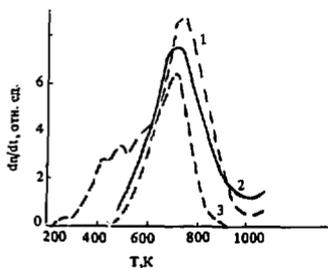


Рис. 6. Зависимость скорости термодесорбции гелия из углеграфитовых образцов от температуры при линейном нагреве углеграфитов ГМЗ (—) и ГСП (---), облученных α-частицами E = 2 + 40 МэВ, доза $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, T = 375 К (1, 2) и ионами $^4\text{He}^+$, доза $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (3)

Т а б л и ц а 2. Энергия активации десорбции внедренного гелия из углеграфитов ГМЗ и ГСП (эВ/ат)

Облучение α-частицами E = 2 + 40 МэВ		Облучение ионами $^4\text{He}^+$			
ГМЗ	ГСП	ГСП			
0,23(T = 710 К)	0,25(T = 735 К)	I	0,55(T = 280 К)	II	0,79(T = 422 К)
		III	0,92(T = 488 К)	IV	1,10(T = 580 К)
		V	1,36(T = 710 К)		

дены в табл. 2. Низкие значения энергии для первых трех пиков позволяют сказать, что диффузия гелия происхо-

дит не по классическому механизму. Этот факт, а также то, что гелий не образует адсорбированных состояний, позволяет объяснить десорбцию гелия с такими низкими энергиями активации при помощи механизма, предложенного авторами.

Таким образом, на основании проведенных экспериментов можно сделать некоторые теоретические и практические выводы.

1. При облучении углеграфитовых материалов ГМЗ и ГСП при T = 78 К наблюдается десорбция растворенных примесных газов с М28 (CO, N₂,

C₂H₄) и М2 (Н₂), которая не может быть объяснена дегазацией поверхности и имеет явно объемный характер.

2. В то же время при отжиге облученных при T = 78 К образцов ГМЗ и ГСП наблюдается выделение указанных газов с энергиями активации, значительно меньшими классических энергий активации диффузии этих газов, и это выделение не может объясняться классической десорбцией с поверхности облучения.

3. Наблюдается выделение внедренного при T = 78 К гелия в интервале температур 200 – 500 К с энергиями активации, меньшими классических.

4. Эти три факта позволяют заключить, что десорбция примесных газов и гелия связана с миграцией точечных дефектов в процессе отжига и, по предположению авторов, проходит по механизму:

- диффузия комплексов примесный атом – точечный дефект к поверхности;
- распад комплекса;
- десорбция примесного атома.

5. Газовыделение примесных газов под действием пучка ионов гелия из углеграфитовых материалов при T = 78 К значительно и газовыделение из графита ГМЗ в 3 – 10 раз больше газовыделения из углеграфита ГСП, что в плане практического использования говорит в пользу углеграфита ГСП. Приведенные данные по коэффициентам десорбции позволяют рассчитать количество выделяющихся в объем разрядной камеры токамака примесных газов и динамику газовыделения.

Список литературы

1. Journal of Nucl. Materials, 1984, vol. 123, № 1 – 3.
2. Катрич Н.П., Адонкин Г.Т. Установка для исследования взаимодействия быстрых ионов водорода с монокристаллами. – В кн.: Тр. VI Всесоюз. совещ. по физике

- взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. — Изд-во МГУ, 1975, с. 496.
3. Боровик Е.С., Катрич Н.П., Николаев Г.Т. Взаимодействие быстрых ионов с поверхностью металлов в сверхвысоком вакууме. — Атомная энергия, 1966, т. 21, № 5, с. 339.
 4. Громов Л.А., Калягин В.А., Менделеев З.Г. и др. Исследование влияния термоударов на стойкость углеграфитовых материалов с защитными покрытиями из карбида ниобия с помощью импульсного электронного облучения. — ВАНТ. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1983, вып. 1 (24), с. 62.
 5. Хабибулаев П.К., Ашрапов Т.В., Федоренко А.И. и др. О радиационной стойкости углеграфитовых композиционных материалов на пироуглеродной связке. — Изв. АН УзССР. Сер. физ.-мат. наук, 1982, № 5, с. 54.
 6. Громов Л.А., Никитин О.П., Сафин В.М. и др. Исследование термо- и радиационной стойкости защитных покрытий углеграфитовых материалов для ТЯР. — ВАНТ. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1983, вып. 5 (28), с. 58.
 7. Свойства конструкционных материалов на основе углерода: Справочник/Под ред. В.П. Сосыдова. — М.: Металлургия, 1975.
 8. Иванов В.Е., Зеленский В.Ф., Цыканов В.А. и др. Дисперсионные тепловыделяющие элементы на основе графита на пироуглеродной связке для высокотемпературных газоохлаждаемых реакторов. — В кн.: Реакторное материаловедение (Тр. конф. по реакторному материаловедению, Алушта, 29 мая — 1 июня 1978 г.). — М.: ЦНИИатоминформ, 1979, т. 6, с. 308.
 9. Будников А.Т., Катрич Н.П. Некоторые особенности блистеризации и самопроизвольной десорбции внедренного водорода. — В кн.: Тез докл. IX Всесоюз. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. — Изд-во МГУ, 1978, с. 81.
 10. Ашрапов Т.В., Абдусалимов Н., Артемов С.В. и др. Изучение радиационного повреждения и поведения гелия в углеграфитовых материалах на пироуглеродной связке. — ВАНТ. Сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1982, вып. 2 (21), с. 53.
 11. Farrell Y., Carter Y. Diffusion processes in a solid during tempering. — Vacuum, 1967, vol. 17, № 1, p. 15.

Статья поступила в редакцию
10 июля 1986 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 35 — 39.

УДК 621.528.1

КРИОВАКУУМНАЯ ОТКАЧКА ГЕЛИЯ В РЕЖИМЕ КРИОЗАХВАТА

А.П. Крюков, Е.В. Сидоров

Приведены данные экспериментального исследования криозахвата гелия азотом при их одновременном надувке в вакуумную камеру, стенкой которой имеют температуру 4,2 К. Результаты представлены в виде зависимостей давления от времени. Анализируется роль адсорбции гелия на слое конденсированного азота. Даны практические рекомендации по методике использования эффекта криозахвата в системах криовакуумной откачки.

THE CRYOPUMPING OF HELIUM IN THE CRYOTRAPPING REGIME. A.P. KRYUKOV, E.V. SIDOROV. The paper presents some results of experimental studies of helium cryotrapping by nitrogen, condensed on liquid helium temperature surface. The results are interpreted as a function of pressure in the vacuum chamber versus time for various ratios of nitrogen to helium flows. The authors analyse the sorption nature of cryotrapping and give the practical recommendations concerning its use in the cryovacuum pumping systems.

Одним из основных требований, предъявляемых к средствам вакуумной откачки различного рода электрофизических установок, в том числе термоядерных реакторов типа токамак, являются простота и надежность. По этим показателям криосорбционные средства для удаления из разрядной камеры изотопов водорода и гелия намного превосходят другие конкурентоспособные методы создания вакуума [1]. Традиционные сорбенты, например активированные угли, молекулярные сита 5 Å и 13X, цеолит СаЕН-4В и т.п., обладают такими достоинствами, как большая удельная поверхность и сорбционная емкость. Перспективными также

являются слои сконденсированных газов (аргона, азота), используемые в режиме нормальной сорбции или криозахвата. Применение этого класса адсорбентов позволяет упростить конструкцию криовакуумного насоса и осуществление регенерации, улучшить тепловой контакт сорбента с криопанелью, автоматизировать режимы работы, обеспечить большую сорбционную емкость по гелию и водороду.

По мере насыщения сорбента криосорбционного насоса, работающего в режиме нормальной сорбции, быстрота его действия S уменьшается. Однако при малой концентрации откачиваемого газа в сорбенте S

(C — отношение количества адсорбированных молекул к количеству молекул сорбента) это уменьшение S незначительно. С ростом C быстро падает, а при $C = C_{\text{пред}}$, где $C_{\text{пред}}$ — значение концентрации, соответствующее по изотерме адсорбции давлению отточки P , S становится равной нулю. Таким образом, общее время работы насоса лимитируется выполнением условия $C \leq C_{\text{пред}}$. Рассмотренные стадии процесса отточки реализуются как для традиционных сорбентов (см. [2], адсорбция гелия на угле), так и для конденсированных газов (см. [3], адсорбция водорода на твердом CO_2).

Известно [4], что для адсорбции гелия слоями аргона и азота при температуре $T = 4,2$ К давлению $P \approx 10^{-5}$ Па по равновесной изотерме сорбции соответствует концентрация $C_{\text{пред}}$, величина которой составляет доли процента. Это значение $C_{\text{пред}}$ устанавливается по прошествии времени порядка десятков минут. Концентрация, при которой $P \approx 10^{-5}$ Па, сразу же после напуска (или в процессе напуска) может быть в 3–4 раза меньше $C_{\text{пред}}$. Следовательно, для обеспечения требуемой скорости действия насоса S при заданном давлении P количество сорбента, а значит, и толщина слоя должны быть значительно увеличены. Ясно также, что обеспеченные условия $C \ll C_{\text{пред}}$ при длительной работе насоса опять-таки приводит к необходимости увеличения толщины сорбирующего слоя. Это в свою очередь вызывает ухудшение сорбционной емкости слоя [4], т.е. дальнейшее уменьшение $C_{\text{пред}}$. Рассмотренные особенности осуществления процесса отточки гелия сужают диапазон применения криосорбционных насосов, работающих в режиме нормальной сорбции.

Новые возможности на пути совершенствования характеристик криосорбционных насосов открывают при применении криозахвата. Известно, что режим криозахвата

гелия и водорода уже успешно применяется в криовакуумных откачных системах [5], но данных, приводимых в литературе, явно недостаточно для широкого использования этого метода на практике.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования криозахвата гелия азотом. Экспериментальная установка показана на рис. 1 и подробно описана в [4].

Основным элементом установки является полая медная сфера диаметром 270 мм, на внутренней поверхности которой происходят процессы конденсации и криосорбции. Объем сферы соединен с измерительным модулем трубопроводом диаметром 50 мм и длиной 1400 мм. Снаружи поверхность медной сферы омывается жидким гелием. Газообразный азот и гелий с заданными потоками $Q_{\text{азота}}$ и $Q_{\text{гелия}}$ и соотношением этих потоков $R = Q_{\text{азота}}/Q_{\text{гелия}}$ одновременно подаются в вакуумную камеру через распределительную сетку в форме сферы, помещенную в центр камеры.

В процессе напуска регистрируется зависимость полного давления в измерительном модуле от времени при различных R (от 10 до 200) и $Q_{\text{гелия}}$ [от $1,33 \cdot 10^{-2}$ до $5,33 \cdot 10^{-2}$ м³ Па/(с·м²)].

Длительность напусков составляла от одной до тридцати минут.

На рис. 2 показан характерный вид зависимости $P(\tau)$.

Процесс можно разделить на три участка: I — резкий рост давления в начале напуска; II — плавный спад давления от P_{max} до $P_{\text{ст}}$; III — стационарный процесс $P(\tau) = \text{const} = P_{\text{ст}}$.

Известно (см., например, [6, 7]), что необходимым условием криозахвата является сорбция неконденсирующегося газа. В начальный же момент времени на поверх-

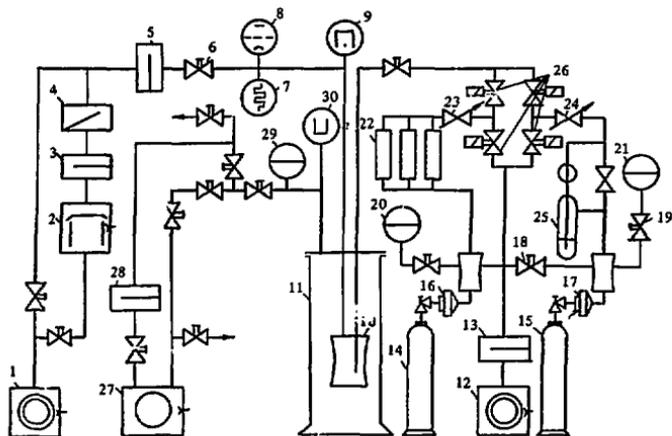


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 12 — форвакуумный насос; 2 — паромасляный насос Н-0,1; 3, 5, 13, 28 — азотная ловушка; 4 — вакуумный затвор; 6 — отсечной вентиль; 7 — ПМТ-4М; 8 — ПМС-3-2; 9 — ММ-34; 10 — вакуумная камера; 11 — гелиевый криостат КГ-60/300; 14, 15 — баллоны с газами; 16, 17 — регуляторы давления; 18, 19 — уравнительные объемы; 20, 21 — образцовые манометры; 22 — ротаметры; 23, 24 — нихромовые нагреватели; 25 — бюретка; 26 — электромагнитные клапаны; 27 — форвакуумный насос НВЗ-20; 29 — мановакуумметр; 30 — манометр часовый ртутный

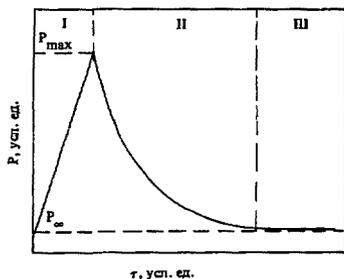


Рис. 2. Характерный вид зависимости давления P от времени t при напуске смеси гелия и азота

ности вакуумной камеры, являющейся поверхностью конденсации, слой адсорбента еще не сформирован. Атомы гелия, движущиеся с большей тепловой скоростью (около 1200 м/с при $T_g = 390$ К) по сравнению с молекулами азота (около 500 м/с при $T_g = 300$ К), раньше достигают стенок камеры, где еще нет сорбента. Происходит отражение атомов гелия от стенок. Давление в камере при этом возрастает. Для начала же процесса адсорбции нужен слой некоторой толщины, образование которого осуществляется в течение определенного промежутка времени.

Второй участок зависимости $P(t)$ связан с адсорбцией и захватом гелия, неадсорбированного в начальный момент.

Участок III есть стационарный участок установившегося криозахвата $P(t) = P_\infty = \text{const}$, в процессе которого адсорбирующиеся на поверхности конденсированного азота атомы гелия непрерывно замуровываются последующими слоями азота. Как показали эксперименты, значения P_{max} и P_∞ есть сложные функции параметров $Q_{\text{азота}}$, $Q_{\text{гелия}}$, R , характеристик межмолекулярного взаимодействия конденсирующегося и неконденсирующегося газа.

Зависимости $P(t)$ для различных значений R при $Q_{\text{гелия}} = 2,3 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{Па} / (\text{с} \cdot \text{м}^2)$ показаны на рис. 3.

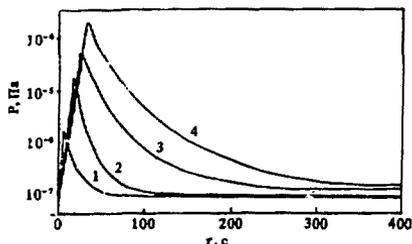


Рис. 3. Зависимость давления P от времени t при напуске смеси гелия и азота: 1 - $R = 200$; 2 - $R = 100$; 3 - $R = 50$; 4 - $R = 30$. $Q_{\text{гелия}} = 2,3 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{Па} / (\text{с} \cdot \text{м}^2)$

Очевидно, что на практике может быть использован в основном третий, стационарный участок зависимости $P(t)$. Первый и второй участки хотя и являются непродолжительными по времени, однако реализуемое на начальной стадии увеличение давления может отрицательно сказаться на работе установки в целом.

Принимая во внимание адсорбционный характер взаимодействия атомов гелия с поверхностью конденсированного азота, можно предложить различные методы устранения "пииков" давления, суть которых заключается в создании слоя адсорбента. Для этого перед напуском смеси в камеру подавался чистый азот, таким образом формировался слой адсорбента $G = 4 \cdot 10^{13} \text{ частиц} / (\text{с} \cdot \text{м}^2)$. Результаты напуска смеси азота и гелия на предварительно нанесенный слой показаны на рис. 4.

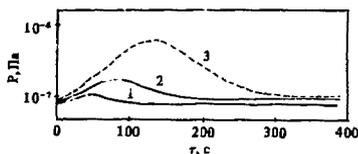


Рис. 4. Зависимость давления P от времени t при напуске смеси гелия и азота на предварительно сформированный слой азота: 1 - $R = 75$; 2 - $R = 50$; 3 - $R = 30$. $G = 5,32 \cdot 10^{13} \text{ м}^3 \cdot \text{Па} / (\text{с} \cdot \text{м}^2)$

Подводя итоги, хотелось бы отметить высокую эффективность криозахвата гелия, возможность получения давления порядка 10^{-5} Па при потоках гелия $Q_{\text{гелия}} < 4,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3 \cdot \text{Па} / (\text{с} \cdot \text{м}^2)$, причем резкие пики давления в начальный момент напуска смеси могут быть устранены предварительным напуском слоя адсорбента на поверхность криопанели.

С точки зрения уменьшения расхода жидкого гелия целесообразно снижение потока $Q_{\text{азота}}$, а следовательно, и R . Криозахват гелия азотом является устойчивым вплоть до значений $R = 15 \div 12$.

При дальнейшем уменьшении этой величины возникают нестабильности давления на участке III, выражающиеся в резких всплесках давления на один-два порядка. В экспериментах наблюдались также срывы давления при длительных (20 - 30 мин) напусках смеси, связанные с увеличением толщины слоя и ростом температуры его поверхности, недостаточно эффективным отводом теплоты, выделяющейся при конденсации азота и сорбции гелия.

Приведенные экспериментальные данные могут быть использованы при проектировании криовакуумных насосов для откачки смесей газов, обогащенных гелием.

Список литературы

1. Глазков А.А., Саксаганский Т.Л. Вакуум электрофи-

зических установок и комплексов. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 184 с.

2. Hseuh H.C., Chou T.S., Worwetz H.A., Halama H.J. Cryosorption pumping of He by charcoal and a compound cryopump design for TSTA. — In: Proc. 8th Symp. of Engineering Problems of Fusion Research, 1979, vol. 8, p. 1568 — 1571.

3. Хэфер Р. Криовакуумная техника. Пер. с нем. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 272 с.

4. Крюков А.П., Нестеров С.Б., Сидоров Е.В. Криосорбция гелия слоями десублиматов. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1986, вып. 1, с. 65 — 68.

5. Batzer T.H., Patrick K.E., Call W.R. A TSTA Compound Cryopump: VCRL Preprint 84456, 1980.

6. Юферов В.Б. О влиянии условий формирования на адсорбционные свойства слоев сжидкованных газов. — ВАНТ. Сер. Низкотемпературная адсорбция и криогенный вакуум, 1973, вып. 1(4), с. 3 — 9.

7. Юферов В.Б., Сороковой Л.Г. К вопросу о криозахвате. — ВАНТ. Сер. Низкотемпературная адсорбция и криогенный вакуум, 1971, с. 158 — 161.

Статья поступила в редакцию
10 сентября 1986 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 39 — 42.

УДК 621.039.6

ПРИМЕНЕНИЕ КОММУТАТОРОВ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО ВЕНТИЛЯ В СИСТЕМЕ ПИТАНИЯ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ТЕРМОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ ОГРА-4

Л.А. Губин, Б.Д. Куклинский, Ю.А. Кучеряев, В.С. Липатов,
Н.В. Матвеев, О.Ю. Нагучев, В.А. Обысов, В.И. Переводчиков, В.Н. Шапенко

Описан электронно-лучевой вентиль и система его управления, позволяющая коммутировать напряжение на ионном источнике с высоким КПД. Система управления предусматривает возможность защиты нагрузки от пробоев и повторное включение ее после восстановления электрической прочности. Даны результаты эксплуатации четырех коммутаторов в системе электропитания источника ионов установкой ОГРА-4.

APPLICATION OF ELECTRON BEAM VALVE COMMUTATORS TO POWER SUPPLY SYSTEM OF ION SOURCES IN THERMONUCLEAR DEVICE OGRA-4. L.A. GUBIN, B.D. KOUKLINSKY, Yu.A. KUCHERYAEV, V.S. LIPATOV, N.V. MATVEEV, O.Yu. NAGUCHEV, V.A. OBYSOV, V.I. PEREVODCHIKOV, V.N. SHAPENKO. Electron beam valve and its control system ensuring to switch ion source voltage with high efficiency are described. Control system provides possibility of protection of the load after breakdown and its repeated switching of after recovery of electric strength. The results of exploitation of four commutators in power supply system of ion sources on OGRA-4 are presented.

ВВЕДЕНИЕ

Разработка электронно-лучевых вентилях (ЭЛВ), обладающих лнойо управл.емостью, высоким КПД за счет торможения электронного потока на аноде при высокой мощности прибора, позволяет в настоящее время использовать их для создания высоковольтных коммутаторов. Типичным примером является разработка таких коммутаторов для систем знакопеременного питания электрофильтров [1], высоковольтных источников питания технологических установок [2, 3]. В последние годы для увеличения надежности работы термоядерных установок возникла необходимость применения в системах питания быстрдействующих электронно-лучевых коммутаторов, которые позволяют отключать питание при пробоях в ионных источниках и включать его после восстановления электрической прочности промежутков [4, 5]. Одной из таких установок является ОГРА-4, основанная на принципе удержания горячей плазмы в магнитном поле с минимумом индукции в зоне удержания [6].

В настоящей работе представлены характеристики ЭЛВ 50/100 и коммутатора ВЭЛК 50/50, разработанных в ВЭИ им. В.И. Ленина и ИО ВЭИ, с целевым применением их в источниках электропитания инжекторов термоядерной установки ОГРА-4 в ИАЭ им. И.В. Курчатова, а также предварительные результаты экспериментальных исследований схемы электропитания ионных источников в целом.

1. ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ВЕНТИЛЬ ЭЛВ 50/100

ЭЛВ 50/100 — основной ключевой элемент коммутатора, обеспечивающий защитные и регулирующие функции в цепи высоковольтных источников питания с параметрами: напряжение 100 кВ, ток в стационарном режиме 50 А.

Электронно-оптическая система (ЭОС) вентиля включает следующие основные электроды (рис. 1): катод (К), управляющий (У) и защитный (З) электроды, анод (А). В режиме прохождения тока (рис. 1,а)

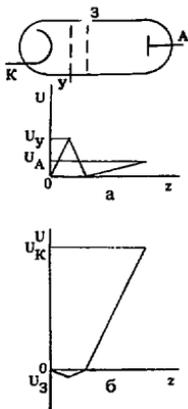


Рис. 1. Принципиальная схема ЭЛВ и распределение потенциалов на электродах в проводящий (а) и непроводящий (б) периоды

на управляющий электрод подается потенциал U_y , значительно превышающий потенциал анода U_A , на защитный — потенциал катода U_K . При этом в области торможения формируется минимум потенциала с поперечным градиентом электрического поля. Такой минимум потенциала позволяет, с одной стороны, понизить мощность утраты электронов за счет задержки электронов вторичной эмиссии с анода, а с другой — обеспечить стабильность характеристик по отношению к режимам работы прибора. В системах с замкнутым минимумом потенциала на рабочие характеристики оказывает влияние пространственный заряд ионов, образовавшихся в результате ионизации остаточного газа и компенсирующих пространственный заряд электронов в минимуме потенциала.

В непроводящий период (рис. 1, б) на управляющий электрод подается потенциал запыряния (U_z), а высокое напряжение прикладывается к зазору между защитным электродом и анодом. При этом максимальная напряженность электрического поля не превышает 40 кВ/см , что обеспечивает электрическую прочность межэлектродного зазора 200 кВ .

Конструктивно ЭЛВ 50/100 (рис. 2) представляет собой отпаянный электровакуумный прибор в металлокерамическом исполнении. Для контроля и поддержания вакуума $\sim 10^{-5} \text{ Па}$ ЭЛВ 50/100 снабжен магнито-разрядным насосом и геттером. На нижней крышке прибора размещены изолированные от корпуса выводы катода и подогревателя, защитного электрода и питания магнито-разрядного насоса, а также электрически соединенный с корпусом вывод управляющего электрода.

В ЭЛВ 50/100 предусмотрено водяное охлаждение управляющего электрода, анода и корпуса прибора.

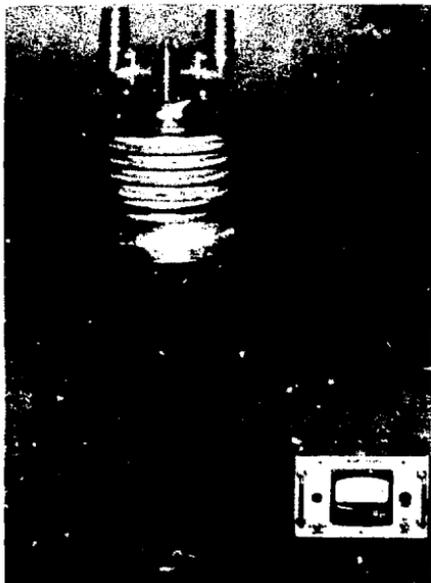


Рис. 2. Электронно-лучевой вентиль ЭЛВ 50/100

Интенсивный теплоотвод с анода осуществляется потоком воды, прокачиваемым вдоль поверхности анода, имеющей оребрение со стороны, омываемой жидкостью. При умеренных плотностях теплового потока, когда ЭЛВ 50/100 работает в ключевом режиме, отвод тепла осуществляется в режиме принудительной конвекции однофазной жидкости, а при дальнейшем росте плотности теплового потока теплоотвод обеспечивается в режиме поверхностного кипения недогретой воды. Габариты ЭЛВ 50/100 имеют следующие значения: диаметр 509 мм ; высоту 1190 мм .

Испытания ЭЛВ 50/100 проводились в стационарном режиме и включали определеиные рабочих характеристик и электрической прочности. Предельно допустимые мощности рассеивания на аноде определялись на модуле ЭОС вентилля. Согласно экспериментальным данным удельная мощность рассеивания на аноде составила $\approx 1 \text{ кВт/см}^2$, а температура анодной поверхности не превышала 130°C при скорости прокачиваемой воды 2 м/с .

В испытаниях были получены параметры:

Ток анода 50 А
 Коммутируемое напряжение 100 кВ

Напряжение ускоряющего электрода при токе анода 50 А	5,3 кВ
Напряжение на аноде при токе 50 А	2 кВ
Напряжение записки при коммутируемом напряжении 100 кВ и токе утечки на анод 2 мА	-0,8 кВ
Максимально допустимая мощность рассеивания на аноде при скорости расквашиваемой воды 2,0 м/с	600 кВт

Испытания в импульсном режиме доказали работоспособность ЭЛВ 50/100 при токах анода до 150 А и длительности импульса до 500 мкс.

2. ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ КОММУТАТОР ВЭЛК 50/50

Упрощенная структурная схема коммутатора ВЭЛК 50/50 приведена на рис. 3. В его состав входят пульт управления, блок разделительных трансформаторов, устройство управления и электронно-лучевой

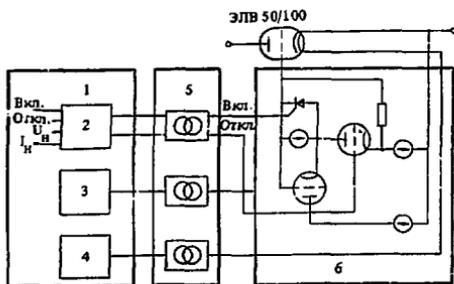


Рис. 3. Структурная схема коммутатора ВЭЛК 50/50: 1 — пульт управления; 2 — программный блок; 3 — силовой блок; 4 — автомат ввода накала; 5 — блок трансформаторов; 6 — устройство управления

вентиль ЭЛВ 50/100. Пульт управления обеспечивает подготовку коммутатора к работе, оперативное управление им, режим автоматического повторного включения (АПВ) и контроль за состоянием как ЭЛВ, так и нагрузки. Функцией устройства управления является формирование разнополярных импульсов на управляющем электроде вентиль с необходимой скоростью переключения. Устройство позволяет уменьшить длительность фронтов анодного тока до долей — единиц микросекунд за счет раздельного формирования фронтов импульса управления и выполнено в соответствии с [7].

Коммутатор работает следующим образом. С приходом включающего синхронизирующего импульса в пульт управления вырабатывается сигнал, воздействующий на устройство управления таким образом, что на управляющий электрод вентиль подается положительное напряжение и он открывается. Закрытие ЭЛВ проис-

ходит при приложении к управляющему электроду отрицательного напряжения аналогичным образом, но по каналу выключения. Пробой источника ионов приводит к резкому падению напряжения на источнике и возрастанию тока в доли до уровня, ограниченного характеристиками ЭЛВ. При этом пульт управления формирует сигнал на закрытие ЭЛВ и его последующее включение через некоторое регулируемое время задержки АПВ. Данный режим работы коммутатора сохраняется в течение всей рабочей длительности импульса независимо от количества аварийных отключений.

Конструктивно коммутатор ВЭЛК 50/50 состоит из трех функционально законченных узлов: коммутирующего устройства, шкафа управления и пульта управления. Их габаритные размеры составляют соответственно 600х600х2130, 878х878х1890 и 520х420х398 мм. Фотография общего вида шкафа управления и коммутирующего устройства приведена на рис. 4. В состав коммутирующего устройства входит дроссельная система водяного охлаждения электродов вентиль, обеспечивающая потенциальную развязку ЭЛВ по охлаждающей воде, а также встроенный компенсированный делитель напряжения, подключаемый к катоду вентиль и измеряющий напряжение на источнике ионов. Кабельные соединения позволяют устанавливать пульт управления в 40 м от шкафа управления и коммутирующего устройства, устанавливаемых на расстоянии до 3 м друг от друга.

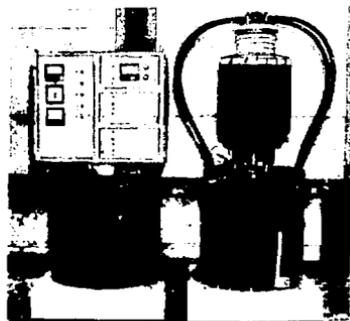


Рис. 4. Коммутирующее устройство (справа) и шкаф управления (слева)

Опыт применения коммутаторов в составе системы электропитания источника ионов показал эффективность их использования в качестве последовательного защитного элемента. При этом достигается ограничение тока пробоя нагрузки на уровне, близком к номинальному, устойчивость коммутирующего элемента к перегрузкам по мощности и к перенапряжениям при переключениях, обеспечивается возможность точной синхронизации импульсов нижестоящих источников.

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЭЛК 50/50 В СХЕМЕ ПИТАНИЯ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ИБМ-5М

Для инжекции быстрых атомов в магнитную ловушку установки ОГРА-4 [6] используются два инжектора, на каждом из которых установлено два ионных источника типа ИБМ-5М [8]. Каждый ионный источник имеет автономное электропитание (рис. 5), состоящее из высоковольтного источника положительного напряжения, подаваемого на эмиссионный электрод (ЭЭ), высоковольтного источника отрицательного напряжения, подаваемого на ускоряющий электрод (УЭ), и низковольтного источника питания газоразрядной камеры (ГРК), находящейся под потенциалом ЭЭ.

Высоковольтные источники питания ЭЭ и УЭ представляют собой емкостные накопители $C_{ЭЭ}$ и $C_{УЭ}$, обеспечивающие импульсный режим работы источника со следующими параметрами: напряжение ЭЭ, регулируемое от 10 до 30 кВ, ток ЭЭ ≤ 40 А; напряжение УЭ, регулируемое от -1 до -10 кВ, ток УЭ ≤ 10 А; длительность импульса инжекции ≤ 20 мс. Зарядные устройства 1 и 5 обеспечивают заряд $C_{ЭЭ}$ и $C_{УЭ}$ соответственно за время ~ 1 мин.

Источник питания 4 предназначен для создания плазменного эмиттера ионов путем зажигания разряда в ГРК.

ВЭЛК 50/50 включается в схему питания источника, как показано на рис. 5. Емкость C_3 (6 мкФх50 кВ) защищает анод вентиля ЭЛВ 50/100 (VL1) от перенапряжений, возникающих на индуктивности кабельных соединений при пробоях ЭЭ. Паразитная емкость $C_п$ соединительных проводов и высоковольтной платформы ЭЭ составляет ~ 10 нФ.

Для включения ионного источника нужно зажечь разряд в ГРК и открыть нормальную запертую VL1. Выключение источника осуществляется запирающим VL1 и гашением разряда. Включение и выключение ВЭЛК и разряда производится командами внешнего синхронизатора. Если в течение импульса происходит пробой ЭЭ, VL1 запирается по команде датчика аварии до следующей команды на выключение, что позволяет предотвратить разряд $C_{ЭЭ}$ через пробитый промежуток

и, следовательно, уменьшить энерговыделение на электродах источника.

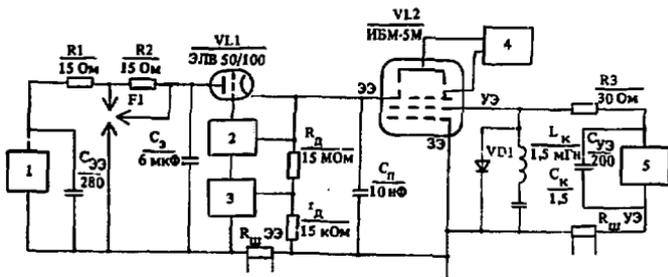
Использование ВЭЛК 50/50 в ключевом режиме в эксперименте на ОГРЕ-4, обеспечив эффективную защиту источника при пробоях, позволило ускорить процедуру их ввода в рабочий режим. Кроме того, применение ВЭЛК 50/50 позволило осуществить быстрое одновременное выключение четырех ионных источников, что необходимо для изучения распада плазмы в магнитной ловушке. Существующая схема питания ГРК обеспечивает возможность включения и выключения тока разряда за время 500 — 700 мкс, значительно превышающее характерные времена некоторых плазменных процессов. При выключении ионного источника запираем ВЭЛК 50/50 время спада напряжения на ЭЭ определяется временем разряда $C_п$ током ЭЭ и составляет ~ 10 мкс.

Недостаток описанного режима работы ВЭЛК 50/50 состоит в том, что после пробоя ионный источник "выбывает из игры" до конца импульса инжекции, хотя его высоковольтная прочность может быть восстановлена за время ~ 100 мкс. Нами изучается возможность АПВ ионного источника через заданное время после его выключения по сигналу аварии.

Работа ВЭЛК 50/50 в режиме АПВ предварительно исследовалась на модельной нагрузке в виде активного сопротивления, шунтированного управляемым воздушным разрядником. После пробоя разрядника наблюдалось отключение нагрузки и повторное ее включение. Длительность паузы регулировалась ступенчато от 200 мкс до 10 мс. За это время электрическая прочность разрядника не успевала восстанавливаться, и при повторном включении коммутатора снова происходил пробой. Время отключения повторного пробоя не превышало 20 мкс.

Затем режим АПВ отработывался на ионных источниках при напряжении ЭЭ ≤ 20 кВ и токах ЭЭ ≤ 20 А. Было обнаружено, что в большинстве случаев после пробоя не происходит успешного повторного включения источника: пробой промежутка ЭЭ-УЭ инициирует пробой УЭ на заземленный электрод (ЭЭ), и после восстановления напряжения ЭЭ напряжение УЭ оказывает

Рис. 5. Структурная схема электропитания источника ионов с применением ВЭЛК 50/50: 1 — зарядное устройство эмиссионного электрода; 2 — устройство управления вентилям; 3 — датчик аварии; 4 — источник питания газоразрядной камеры; 5 — зарядное устройство ускоряющего электрода



ся близким к нулю, что вызывает немедленный повторный пробой. Для ликвидации пробоя в промежутке УЭ-ЭЭ был использован колебательный контур $L_{\text{кк}}, C_{\text{кк}}$, дуплированный диодом VD1 [9]. В этом случае при пробое источника ВЭЛК отключает ЭЭ, а в цепи УЭ-ЭЭ развивается колебательный процесс. В первом полупериоде ток контура совпадает по направлению с током пробоя, а во втором — эти токи противоположны, что при соответствующем выборе параметров контура приводит к инверсии напряжения и восстановлению электрической прочности промежутка. Диод VD1 предотвращает пробой этого промежутка во втором полупериоде колебательного процесса. Применение этой схемы позволило получить на двух источниках успешное восстановление нормальной работы после пробоя при временах задержки АПВ ≥ 1 мс. Однако на двух других источниках, которые связаны со своими схемами питания более длинными коммуникациями (около 50 м), режим АПВ не был достигнут, что является предметом дальнейших исследований.

Для накопления плазмы в ловушке большой интерес представляет работа источника при напряжении ЭЭ, равном 25 кВ. Без использования ВЭЛК 50/50 источник в таком режиме, как правило, пробивается через несколько миллисекунд после начала импульса инжекции. Нами исследовалась возможность получения АПВ при напряжении ЭЭ до 25 кВ и токах ЭЭ ≤ 30 А на двух источниках, успешно прошедших испытания при 20 кВ. Обнаружено, что для достижения АПВ нужно заранее, до начала импульса, установить напряжение УЭ на 500—700 В выше величины, которая является оптимальной при работе без ВЭЛК 50/50. Этому факту можно дать следующее объяснение. Каждому напряжению ЭЭ соответствует довольно узкий диапазон напряжений УЭ, в котором источник ИБМ-5М работает наиболее устойчиво. Если напряжение УЭ задано в этом диапазоне и все-таки произошел пробой, ВЭЛК 50/50 отключает ЭЭ, колебательный контур ликвидирует пробой промежутка УЭ-ЭЭ, и в паузе АПВ напряжение УЭ должно было бы восстановиться на уровне, близком к заданному. Но разряд в ГРК продолжается, и в отсутствие напряжения ЭЭ ток, отбираемый УЭ из плазмы ГРК, в несколько раз превышает нормальную величину. В результате увеличенного падения напряжения на балластном сопротивлении 30 Ом и ускоренного разряда $C_{\text{УЭ}}$ напряжение УЭ к моменту повторного включения оказывается значительно ниже заданной оптимальной величины, что стимулирует повторный пробой. Чтобы избежать этого, приходится заранее увеличивать напряжение УЭ. Таким образом, при напряжении ЭЭ, равном 25 кВ, и токах ЭЭ около 30 А успешная ликвидация пробоя в источник возможна лишь при условии, которое увеличивает вероятность пробоя.

Мы продолжаем поиски более оптимального решения задачи АПВ ионного источника. Возможно, что его не удастся найти в рамках описанной схемы, и потребуются создать коммутатор напряжения УЭ или разряда ГРК.

Список литературы

1. Переводчиков В.И., Логинов Л.В., Шапелко В.Н. и др. Электронно-лучевой вентиль на ток 1 А и напряжение 200 кВ. — *Электротехника*, 1983, № 4, с. 42 — 43.
2. Переводчиков В.И., Шапелко В.Н., Нагучев О.Ю. и др. Электронно-лучевой вентиль с центробежно-электростатическим формированием электронного потока. — *Электротехника*, 1982, № 4, с. 39 — 40.
3. Переводчиков В.И., Покровский С.В., Хомский И.Г. и др. Коммутатор постоянного тока для мощных электронно-лучевых технологических установок на основе электронно-лучевого вентиля. — *Электротехника*, 1982, № 2, с. 49 — 51.
4. Владимирев А.Н., Козлов К.М., Липатов В.С. и др. Системы питания ионного источника с использованием высоковольтного коммутатора на электронно-лучевом вентиле. — *Электротехника*, 1982, № 2, с. 26 — 28.
5. Губин Л.А., Липатов В.С., Матвеев Н.В. и др. Высоковольтные электронные коммутаторы ВЭЛК 50/50 для защиты ионных источников термоядерной установки. — В кн.: Докл. III Всесоюз. конф. по ИПТР. Т. 3. — Л., 1984, с. 242 — 249.
6. Новости термоядерных исследований в СССР/Под ред. К.Б. Карташева. — М.: ИАЭ, 1979, № 2 (12).
7. Бычков П.В. и др. — В кн.: Экспериментальные исследования устройств формирования напряжений на электродах ионного источника. — В кн.: Докл. III Всесоюз. конф. по ИПТР (20—22 июня 1983 г., Ленинград). — М.: ЦНИИатоминформ, 1983, т. 3, с. 255 — 259.
8. Купыгин В.М., Панасенков А.А., Семашко Н.Н., Чухин И.А. Ионный источник без внешнего магнитного поля ИБМ-5. — *ЖТФ*, 1979, т. 49, вып. 1, с. 168.
9. Матвеев Н.В., Обывсов В.А. Использование электронного коммутатора для защиты источников ионов установки ОГРА-4. — *ПТЭ*, 1984, № 1, с. 149.

Статья поступила в редакцию
16 сентября 1986 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 42 — 46.

МАГНИТНАЯ САМОИЗОЛЯЦИЯ В ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЯХ С РАЗМЫКАТЕЛЕМ НАНОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА

А.В. Гордеев, В.В. Заживихин

В работе исследуются основные характеристики волны магнитной самоизоляции, возникающих в линии с плазменным эрозионным размыкателем. Учет электронного потока приводит к уменьшению амплитуды импульса напряжения. На основе численного решения телеграфных уравнений рассмотрено влияние количества времени размыкания на величину импульса.

MAGNETIC SELFINSULATION OF TRANSMISSION LINES WITH EROSION SWITCH OF NANOSECOND RANGE. A.V. GORDEEV, V.V. ZAZHIVIHIN. In this paper there is considered basic characteristics of nonlinear waves of magnetic self-insulation, which propagates in the transmission lines with a plasma erosion switch. Generation of an electron flow in the line decrease voltage magnitude in the wave. Numerical solution of telegraph equation demonstrates, that switch-time determines the magnitude of the pulse.

В последнее время все большее внимание привлекает использование плазменных эрозионных размыкателей (ПЭР) для обострения мощности импульсных генераторов [1, 2]. Увеличение мощности в таких системах достигается за счет быстрого роста напряжения вследствие перезамыкания тока от накопителя в нагрузку. Типичные значения напряжений в системах с ПЭР составляют 1 — 10 МВ, при этом электрическое поле в линии превышает взрывоземиссионный предел и в межэлектродном зазоре возникают электронные токи утечки.

Ниже будет рассмотрена эволюция электромагнитных полей и зарядов в вакуумной транспортирующей линии, в которой при $z < 0$ в начальный момент времени протекает ток I_0 , замыкающийся при $z = 0$ через очень малое сопротивление. Такая линия с током является по существу индуктивным накопителем, в котором зарядка током происходит, например, за счет генератора, нагруженного на передающую линию. В ней возможно существование напряжения U_0 , величина и распределение по длине которого зависят от режима зарядки. В частности, при некоторых идеализированных условиях величина напряжения U_0 может считаться малой.

В настоящей работе будет рассмотрена эволюция нелинейной волны магнитной самоизоляции (ВМС), возникающей при размыкании малого сопротивления при $z = 0$.

В первой части будет изложена теория такой волны при идеализированном мгновенном размыкании. При этом вправо уходит облученная ВМС с током утечки на фронте, а влево заматчиженная волна, в которой утечка будет считаться равной нулю. Напряжение в волне определяется из условия минимальности тока.

Во второй части работы исследуются режимы формирования ВМС при конечных временах размыкания. Показано, что это приводит к понижению напряжения в волне из-за утечки конечного количества зарядов при $z = 0$. Кроме того, во второй части исследуются нелинейные ВМС для случая профиля $U_0(z)$, которые получаются в результате реального режима зарядки линии от генератора.

1. Рассмотрим бесконечную вакуумную передающую линию, в которой при $z = 0$ имеется малое сопротивление, через которое замыкается ток I_0 , протекающий по линии при $z < 0$ (рис. 1). Будем считать для определенности,

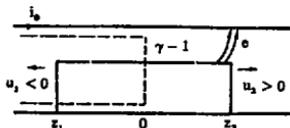


Рис. 1. Схема распространения электромагнитных волн в линии. Пунктиром обозначено протекание тока I_0 в начальный момент времени

что линия цилиндрическая, а рассмотрение волновых процессов проведем в рамках бриллюэновского приближения. Пусть в момент времени $t = 0$ ток размыкается и в линии возникает волна напряжения, распространяющаяся вправо и влево от $z = 0$. Примем напряжение U за фронтом волны не зависящим от z и t , что возможно при мгновенном размыкании. Из работы [3] следует, что распространение ВМС может быть описано в рамках нелинейных телеграфных уравнений, которые эквивалентны уравнениям Максвелла:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial z} &= 0; \\ \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial z} &= J. \end{aligned} \quad (1)$$

Если скорость нелинейной волны вправо равна $u_2 > 0$, то из $A_2 = A_2(z - u_2 t)$ запишется

$$\begin{aligned} U_2 - \frac{u_2}{c} A_2 &= 0; \\ J_2 &= \frac{\partial}{\partial t} (I_2 - \frac{u_2}{c} Q_2). \end{aligned} \quad (2)$$

Для скорости волны влево $u_1 < 0$ из $A_1 = A_1(z - u_1 t)$ следует, что

$$\frac{u_1}{c} A_1 - U_1 = \frac{u_1}{c} A_0; \quad J_1 = \frac{\partial}{\partial t} (I_1 - \frac{u_1}{c} Q_1). \quad (3)$$

A_0 здесь равен магнитному потоку единицы длины для невозмущенного токового состояния с током I_0 .

Связь между током, зарядом и напряжением в (2) и (3) дается обычными уравнениями, описывающими стационарные бриллюновские течения в линии:

$$\gamma = \text{ch } \Psi - \Psi \text{ sh } \Psi + i \text{ th } \Psi; \quad (4)$$

$$q = i \text{ th } \Psi; \quad (5)$$

$$\alpha = \text{sh } \Psi - \Psi \text{ ch } \Psi + i, \quad (6)$$

где использованы стандартные единицы измерений: для тока — ток Альфвена, деленный на импеданс линии, для напряжения — энергия покоя электрона, отнесенная к его заряду. В этих обозначениях основные уравнения (2), (3) можно представить в интегральном виде

$$\gamma - 1 - \frac{u_2}{c} \alpha = 0; \quad (7)$$

$$i - \frac{u_2}{c} q = i'; \quad (8)$$

$$\frac{u_1}{c} \alpha - (\gamma - 1) = \frac{u_1}{c} i_0; \quad (9)$$

$$i_0 - (i - \frac{u_1}{c} q) = i'_0. \quad (10)$$

Здесь i'_0 — утечка в волне, распространяющейся в область накопителя, будет считаться равной нулю.

Безразмерные величины без индексов относятся к области $z_2 < z < z_1$ (рис. 1). В (9) использовано, что $i_0 = \alpha_0$ для вакуумной области. Волна, распространяющаяся в вакуумную область, является нелинейной формой магнитной самоизоляции с утечкой на фронте. Однако напряжение в такой волне определяется динамикой замагниченной волны при условии $i'_0 = 0$.

В этом случае из (9) и (10) можно получить зависимость тока в волне i от первоначального тока в линии i_0 и безразмерного потенциала на границе слоя $\text{sh } \Psi - 1$

$$(i_0 - i)(i_0 - \alpha) - q(\gamma - 1) = 0 \quad (11)$$

После подстановки сюда q, i, γ через Ψ получим

$$\frac{i^2}{\text{ch}^2 \Psi} - 2i(i_0 - \frac{\text{sh } \Psi - \Psi}{2\text{ch } \Psi}) + i_0^2 - i_0 \text{sh } \Psi + i_0 \Psi \text{ch } \Psi = 0. \quad (12)$$

Так как это уравнение квадратное относительно i , то имеются две ветви, соответствующие двум направлениям распространения замагниченной волны.

Выпишем явное выражение для них

$$i = \text{ch}^2 \Psi (i_0 - \frac{\text{sh } \Psi - \Psi}{2\text{ch } \Psi}) \pm D(\Psi), \quad (13)$$

где

$$D^2(\Psi) = i_0^2 \text{ch}^2 \Psi \text{sh}^2 \Psi - i_0 \text{ch}^2 \Psi \text{sh } \Psi (\text{ch } \Psi - 1) + \frac{1}{4} (\text{sh } \Psi - \Psi)^2 \text{ch}^2 \Psi.$$

Нас интересует та ветвь, для которой скорость $u_1 < 0$. Этому условию удовлетворяет нижняя ветвь (знак минус в (13)). Простые вычисления показывают, что для нее ток как функция Ψ имеет минимум.

В соответствии с развитыми ранее представлениями это значение и определяет ток в волне. Соответствующая величина напряжения определяется уравнением (4). Этим оказывается определение параметров волны в рассмотренном простейшем случае.

Простое исследование в рамках развитых ранее представлений показывает, что построенная волна неэволюционна. Если ввести величину p , характеризующую потери на катоде, то необходимое условие

$$p = \frac{u_1}{c} [i(\alpha - i_0) - w + w_0] > 0, \quad (14)$$

где w — энергия единицы длины линии, не может быть выполнено для $i_0 \gg 1$, интересных в практических приложениях. Причина этого заключается в том, что в сильно замагниченной волне диссипация энергии, связанная с бомбардировкой электронами катода, недостаточна для существования стационарной волны. Использование модели [4] модифицированного бриллюновского течения с дополнительным параметром λ , который характеризует "температуру" слоя, позволяет удовлетворить условию (14). При этом основные характеристики волны $\gamma - 1, i$ меняются несущественно.

Система уравнений (7) — (10) решалась численно при различных значениях i_0 . Результаты расчетов изображены на рис. 2, где приведены зависимости тока i и

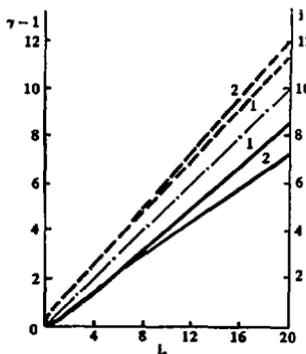


Рис. 2. Зависимость напряжения $\gamma - 1$ (—) и тока i (---) в волне от тока заряда i_0 . Кривые 1 получены из расчета стационарных волн ($dR_f/dt = \infty$); 2 — из численного расчета ($dR_f/dt \sim 10^6 \text{ Ом/с}$); — — — вакуумная линия

напряжения $\gamma - 1$ от тока заряда i_0 (кривые с индексом 1), штрихпунктирная кривая соответствует линии без электронов. Как следует из рис. 2, учет электронного потока приводит к уменьшению напряжения и увели-

чению тока, которые могут достигать величины 20% в сравнении с чисто вакуумной линией. Это связано с тем, что импеданс линии с магнитной самоизоляцией $\rho = \gamma - 1/i < 1$ (в принятых единицах волновой импеданс передающей линии равен единице). Действительно, величина тока i и напряжения $\gamma - 1$ связана с током зарядки соотношением

$$i = \frac{i_0}{1 + \rho}; \quad \gamma - 1 = \frac{\rho i_0}{1 + \rho}. \quad (16)$$

Для типичных значений i и $\gamma - 1$ $\rho \sim 1/2$. Отсюда находим $(2i - i_0)/i_0 < 1/3$, что согласуется с результатами численного расчета. Мощность в волне при этом меняется незначительно

$$P = (\gamma - 1)i = \frac{i_0^2 \rho}{(1 + \rho)^2} = \frac{2}{9} i_0^2 = \frac{8}{9} P_0.$$

2. До сих пор анализировалась идеальная система, когда ток зарядки не зависел от координаты и времени, а скорость роста сопротивления размыкателя принималась бесконечной. В реальных системах передающие линии заряжаются от генераторов с формой импульсов, зависящей от времени. Кроме того, плазменные размыкатели имеют конечное время нарастания импеданса, сравнимое с временем распространения волны. Все это может приводить к существенному изменению параметров волны λ : размыкателем.

Для учета названных выше факторов в настоящей работе использовался численный алгоритм решения телеграфных уравнений. В этой модели передающая линия разбивалась на конечное число отрезков ($N \sim 60$), имеющих постоянное волновое сопротивление, равное вакуумному. В каждом отрезке из баланса падающей и отраженной волн определялся ток утечки электронов, который задавался в форме, аналогичной [4, с. 10].

В настоящее время нет адекватной физической картины процесса замыкания, имеющиеся модели являются существенно одномерными [1], хотя для типичных параметров плазменных эрозийных размыкателей необходимо учитывать двумерные эффекты, связанные с двухжидкостным характером течения плазмы. Однако, несмотря на различную "физику", все модели дают близкое значение для скорости нарастания сопротивления размыкателя. Поэтому в приведенном ниже расчете прерыватель тока моделировался как переменное сопротивление, которое до некоторого момента времени равно нулю, а затем по квадратичному закону возрастает до R_{IF} за время τ_{op} . Характерное значение dR_{IF}/dt принималось равным 10^9 Ом/с, что соответствует экспериментальным данным [1, 2].

Результаты численного расчета, выполненного для линии длиной 6 м, в середине которой располагался размыкатель с $R_{IF} = 10 \rho_0$ и $\tau_{op} \sim 1/2$ с и которая подключалась к нагрузке с $\rho_n = \rho_d/2$, представлены на рис. 2

(кривые 2). Как видно из приведенных зависимостей, при $i_0 \ll 10$ результаты практически совпадают с полученными в первой части работы. Влияние конечности времени замыкания сказывается при $i_0 \gg 10$ и приводит к уменьшению амплитуды напряжения по сравнению с мгновенным замыканием из-за протекания части заряда в области ПЭР.

В заключение рассмотрим работу линии с плазменным размыкателем, подключенной к генератору. В этой схеме линия, играющая роль индуктивного накопителя, заряжается в ходе импульса генератора до тока i_0 . После срабатывания плазменного размыкателя энергия передается в нагрузку. Длительность импульса генератора составляет обычно величину ~ 100 нс. Поэтому в линии длиной несколько метров волна в процессе зарядки претерпевает многократные отражения и саму линию можно рассматривать как сосредоточенную индуктивность. Тогда условие, при котором энергия, отобранная от генератора, максимальна, сводится к равенству индуктивного и активного сопротивлений. Для импульса синусоидальной формы с длительностью τ_g она составляет 80% и достигается в момент времени $\tau_{opt} = 0,8 \tau_g$, при этом $L = 0,5 \rho_n \tau_g$, где ρ_n — внутреннее сопротивление генератора; L — индуктивность линии. Время τ_{opt} определяет момент начала замыкания. Были проведены расчеты волновых процессов в линии на основе модели, описанной ранее в п. 2. В этих расчетах генератор с длительностью импульса $\tau_g = 120$ нс и внутренним сопротивлением $\rho_n = 2$ Ом подключался к линии длиной 6 м с $\rho_0 = 11$ Ом, в середине которой распола-

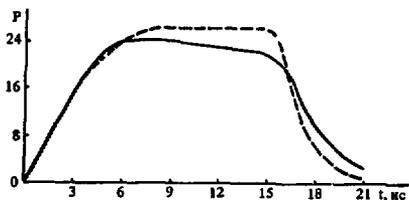


Рис. 3. Зависимость мощности P , выделяемой в нагрузку, от времени t . — — — линия с током $i_0 = 11$; — — — линия, заряжаемая от генератора ($i_{max} = 11$)

гался размыкатель. В момент $\tau_{opt} = 90$ нс сопротивление размыкателя за 10 нс возрастало до 100 Ом и энергия передавалась в нагрузку с $\rho_n = \rho_0/2$. Результаты вычислений представлены на рис. 3, где изображена зависимость от времени мощности, выделяемой в нагрузку. Сплошная кривая соответствует линии с генератором, который заряжает ее до тока i_{max} , пунктирная — короткозамкнутой линии с током $i_0 = i_{max}$. Как видно из рисунка, наличие генератора слабо сказывается

на результате, приводя лишь к незначительному уменьшению мощности и увеличению длительности импульса.

Авторы выражают благодарность Л.Н.Казаяскому за стимулирующие обсуждения и В.В.Булану за помощь в проведении численных расчетов в п. 2.

Список литературы

1. Ottinger P.F., Goldstein S.A., Medler H.A. Theoretical modeling of the plasma erosion opening switch for inductive storage application. — J. Appl. Phys., 1984, vol. 56, № 3, p. 774 — 784.
2. Ковальчук Б.М., Месяц Г.А. Генератор мощных наносекундных импульсов с вакуумной изоляцией и плаз-

менным прерывателем. — ДАН СССР, 1985, т. 284, № 4, с. 857 — 859.

3. Гордеев А.В., Заживихин В.В. Отражение волны магнитной самоизоляции в вакуумной передающей линии. — ЖТФ, 1980, т. 50, № 11, с. 2329 — 2334.
4. Гордеев А.В., Заживихин В.В. Некоторые вопросы теории вакуумных транспортирующих линий с магнитной самоизоляцией: Препринт ИАЗ-4088/6. — М., 1985.

Статья поступила в редакцию
22 сентября 1986 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 47 — 50.

УДК 621.039.6

ПРОБЛЕМЫ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ИЗ ИНДУКТИВНОГО НАКОПИТЕЛЯ В ИНДУКТИВНУЮ НАГРУЗКУ

А.С. Дружинин, В.Г. Кучинский, Б.А. Ларионов, А.М. Столов, В.А. Суслов,
А.П. Лотоцкий, В.А. Ягнов

В статье рассмотрены проблемы высокоэффективной передачи энергии из индуктивного накопителя в индуктивную нагрузку. На основе анализа известных публикаций предложен общий подход, позволяющий сформулировать условия высокоэффективной передачи магнитной энергии. Проанализирован ряд предложенных в последнее время схем, обсуждены их достоинства и недостатки.

THE PROBLEMS OF HIGH EFFICIENT ENERGY TRANSFER FROM INDUCTIVE STORAGE TO INDUCTIVE LOAD. A.S. DRUZHININ, V.G. KUCHINSKY, B.A. LARIONOV, A.M. STOLOV, V.A. SUSLOV, A.P. LOTOTSKY, V.A. YAGNOV. The problems of high efficient transfer of energy from inductive storage to inductive load are considered in paper. It has been proposed the general approach based on analysis of known publications. This approach permits to formulate the conditions for high efficient transfer of energy from induction. The set of recently proposed schemes are analyzed, its preferences and drawbacks are discussed.

Источники питания на основе индуктивных накопителей (ИН) достаточно широко используются в электрофизических установках главным образом для формирования импульсов тока в индуктивной нагрузке, например при генерации мощных импульсных магнитных полей [1]. Использование ИН, основными преимуществами которых являются высокие удельные характеристики, позволяет формировать мощные ($10^9 - 10^{11}$ Вт) импульсы с полной энергией до $10^2 - 10^3$ Дж.

Проблемы, возникающие при проектировании таких источников, условно можно разделить на две группы: 1 — выбор схемы построения источника, 2 — обеспечение выбранной схемы необходимыми элементами: источником накачки, коммутирующей аппаратурой и т.д. Подавляющее большинство работ, опубликованных по тематике ИН, посвящено вопросам второй группы. Развитие техники ИН к настоящему времени привело к созданию размыкателей с уровнем разрывной мощ-

ности до $2 \cdot 10^{10}$ Вт в однократном и 10^9 Вт в многократном режимах [2].

Во все время вопросы схемных решений оставались практически на уровне начальных разработок и различались лишь разновидностью исполнения накопителя: трансформаторного типа, с механическим умножением тока и т.д. [3]. Во всех этих схемах эффективность передачи энергии из ИН в индуктивную нагрузку не может превышать 25%.

По мере роста требуемых величин энергии сравнительно невысокая эффективность работы ИН на индуктивную нагрузку становилась все более критичным обстоятельством, что привело к появлению в последние годы цикла исследований по разработке новых схемных решений, позволяющих существенно повысить эффективность передачи энергии из ИН в индуктивную нагрузку.

До появления этих работ единственным методом

увеличения эффективности передачи энергии было применено промежуточных накопителей энергии, обладающих высоким КПД при работе на индуктивную нагрузку. Такими накопителями могли быть емкостные (ЕН) или иные типы накопителей. Увеличение эффективности в этом случае происходит за счет того, что элементом, работающим на нагрузку, является уже не источник тока — ИН, а источник напряжения, например ЕН. Однако энергоемкость такого накопителя должна быть достаточно большой — до 50% от энергоемкости ИН, что существенно сужает область применения подобных решений [4, 5].

Существуют способы, позволяющие значительно уменьшить энергоемкость промежуточных накопителей. В них используется многофазное преобразование тока ИН постоянного-переменный-постоянный с помощью цепи инвертор-выпрямитель с фазосдвигающими емкостями [6, 7]. Их применение целесообразно лишь для секундных времен передачи энергии, например для питания сверхпроводящих обмоток индуктора токамака.

В данной работе рассматривается второй класс схемных решений, в которых повышение эффективности достигается при поэтапной передаче энергии из ИН в индуктивную нагрузку за счет изменения соотношения индуктивностей накопителя и нагрузки, осуществляемое, например, перекоммутацией обмоток ИН. Отметим, что изменение электротехнических параметров цепи происходит при этом без совершения механической работы.

Остановимся подробнее на механизме передачи энергии в простейшей схеме работы источника тока — ИН в индуктивную нагрузку. Для передачи энергии в нагрузку в цепи ИН необходимо наличие формирователя напряжения, подключаемого параллельно нагрузке. В простейшем случае формирователем напряжения является коммутирующее сопротивление, напряжение на котором развивается при протекании тока. Вместо резистивного элемента, необратимо диссипирующего энергию, могут применяться обратимые элементы — преобразователи энергии, как, например, ЕН, униполярный генератор и ряд других. Для анализа общих проблем передачи энергии нет необходимости конкретизировать вид формирователя на рис. 1.

В этой схеме ток формирователя I_V уменьшается от максимального значения $I_{ИН}^0$ до нуля и, поскольку

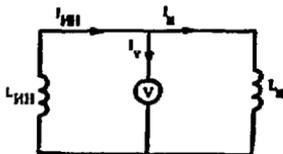


Рис. 1. Эквивалентная схема цепи ИН — нагрузка

ку ток накопителя $I_{ИН} = I_V + I_N$, энергия, выведенная из ИН:

$$\int_0^t I_{ИН} \cdot V dt = \int_0^t I_N V dt + \int_0^t I_V V dt = W_N + W_V,$$

превосходит энергию W_N , передаваемую в нагрузку. Нетрудно показать, что отношение энергии, выделенной в формирователе напряжения W_V , к энергии, переданной в нагрузку W_N , составляет

$$\frac{W_V}{W_N} = 1 + \frac{1}{z},$$

где $z = L_{ИН}/L_N$ — параметр согласования, а КПД процесса

$$\eta = \frac{W_N}{W_{ИН}^0} = \frac{z}{(z+1)^2}$$

имеет максимум 0,25 при $z = 1$. Ход токов при постоянном напряжении V и $z = 1$ показан на рис. 2.

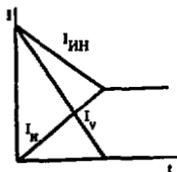


Рис. 2. Диаграмма переключения токов при постоянных индуктивностях ИН и нагрузки (см. схему на рис. 1)

Возможность повышения эффективности при поэтапной передаче энергии может быть обоснована следующими рассуждениями. Предположим, что к концу очередного этапа передачи энергии ИН и нагрузка имеют равные токи, и, таким образом, ток в формирователе напряжения равен нулю. Для осуществления следующего этапа передачи энергии изменим соотношение между индуктивностями ИН и нагрузки за счет переключения обмоток ИН. Равенство токов при этом нарушается, и ток в формирователе напряжения возрастает скачком. Затем происходит выравнивание токов ИН и нагрузки под действием напряжения, развиваемого формирователем. Далее процесс можно повторить при других соотношениях индуктивностей. Равенство нулю тока в цепи формирователя при переключении обмоток необязательно, переход с этапа на этап может происходить и в ли 50й другой момент времени, однако при этом в нагрузку будет передана меньшая энергия. Самый первый этап передачи энергии осуществляется при нулевом токе нагрузки включением формирователя напряжения в цепь ИН. Потери энергии в формирователе могут быть сделаны малыми за счет выбора соответствующего начального значения параметра согласования $z_0 = L_{ИН}^0/L_N^0$. Токоры токов на этом и последующих этапах показаны на рис. 3, из которого следует, что при передаче энергии в индуктив-

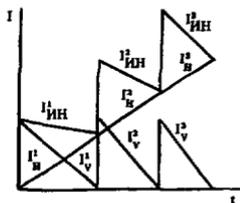


Рис. 3. Изменение токов ИН, нагрузки и формирователя напряжения при поэтапной передаче энергии

ность с ненулевым током потери в формирователе напряжения ΔW_V на очередном этапе могут быть сделаны меньше передаваемой энергии ΔW_N .

При напряжении $V = \text{const}$ можно написать следующие выражения:

$$\Delta W_V = \frac{Vt}{2} (I_{\text{ИН}}^0 - I_{\text{Н}}^0) = \frac{Vt}{2} I_0^2;$$

$$\Delta W_N = \frac{Vt}{2} (I_{\text{Н}}^0 + I_{\text{Н}}^k),$$

где $I_{\text{ИН}}^0, I_{\text{Н}}^0$ — начальные токи в ИН и нагрузке соответственно; $I_{\text{Н}}^k$ — конечный ток ИН и нагрузки.

Для любых значений параметра согласования z справедливо неравенство

$$\frac{\Delta W_V}{\Delta W_N} = \frac{I_{\text{ИН}}^0 - I_{\text{Н}}^0}{I_{\text{Н}}^0 + I_{\text{Н}}^k} < \frac{\alpha}{2(1-\alpha)},$$

где $\alpha = I_{\text{ИН}}^0 / I_{\text{Н}}^0$ — отношение начального тока в формирователе напряжения к начальному току ИН.

Таким образом, если максимальный ток формирователя напряжения мал по сравнению с токами ИН и нагрузки, то потери в формирователе малы по сравнению с передаваемой энергией. Для достижения высокого КПД передачи энергии, кроме этого, необходимо обеспечить малую величину энергии ИН, оставшейся к концу процесса.

Выполнения всех условий достижения высоких КПД можно добиться выбором последовательности параметров согласования на этапах, удовлетворяющей следующим условиям.

Малость потерь на I этапе:

$$\frac{\Delta W_V^I}{W_{\text{ИН}}^I} = \frac{1}{1+z_0} \ll 1 = z_0 \gg 1.$$

Малость потерь на остальных этапах:

$$\frac{\Delta W_V^k}{\Delta W_N^k} < \frac{\alpha}{2(1-\alpha)} \rightarrow \alpha = \frac{I_{\text{ИН}}^k}{I_{\text{Н}}^k} \approx \frac{z_k - z_{k+1}}{z_k} \ll 1.$$

Малость потерь энергии ИН в конце процесса передачи:

$$\frac{W_{\text{ИН}}^N}{W_{\text{Н}}^N} = \frac{I_{\text{ИН}}^N}{I_{\text{Н}}^N} = z_N < 1.$$

В том случае, когда в процессе изменения параметров цепи не производится подключения дополнительных секций с током, т.е. нет подвода энергии к системе извне, оказывается возможным дать наглядную геометрическую интерпретацию поэтапной передачи энергии и найти оптимальный закон изменения параметра согласования z_k , при котором за N этапов достигается максимально возможный КПД.

Пусть в схеме на рис. 1 $W_{\Sigma} = W_{\text{к}} + W_{\text{ИН}}$ — суммарная энергия индуктивностей ИН и нагрузки. Состояние системы полностью определяется тремя величинами: отношением индуктивностей ИН и нагрузки, отношением энергий ИН и нагрузки и величиной полной магнитной энергии системы.

Введем два вектора, изображающих состояние системы: единичный вектор \vec{I} , направление которого зависит от соотношения индуктивностей

$$\frac{L_{\text{ИН}}}{L_{\text{Н}}} = \text{ctg}^2 \varphi,$$

где φ — угол между вектором \vec{I} и осью ИН, и вектор $\vec{\omega}$, квадрат модуля которого равен полной магнитной энергии системы, а направление определяется отношением энергии ИН и нагрузки

$$|\vec{\omega}|^2 = W_{\Sigma}, W_{\text{Н}} = W_{\Sigma} \sin^2 \theta, W_{\text{ИН}} = W_{\Sigma} \cos^2 \theta, \frac{W_{\text{ИН}}}{W_{\text{Н}}} = \text{ctg}^2 \theta.$$

Здесь θ — угол между вектором $\vec{\omega}$ и осью ИН на рис. 4. Процесс передачи энергии (при фиксированном соотношении индуктивностей) сводится к повороту вектора $\vec{\omega}$ с изменением его модуля.

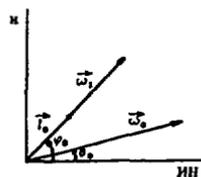


Рис. 4. Векторная диаграмма процесса коммутации: $\vec{\omega}$ — вектор полной энергии системы; \vec{I} — вектор индуктивности

При равенстве токов ИН и нагрузки векторы $\vec{\omega}$ и \vec{I} имеют одинаковое направление. Изменение соотношения индуктивностей приводит к скачкообразному повороту вектора \vec{I} , вследствие чего происходит изменение модуля вектора $\vec{\omega}$ и его поворот, т.е. перераспределение энергии между ИН и нагрузкой. Зависимость полной энергии системы (т.е. квадрата модуля $\vec{\omega}$) от соотношения энергии ИН и нагрузки (от направления $\vec{\omega}$) дается выражением

$$W_{\Sigma}(\theta) = W_{\Sigma}(\theta_0) \frac{\cos^2(\varphi_0 - \theta_0)}{\cos^2(\varphi_0 - \theta)}, \theta_0 \ll \theta < \varphi_0,$$

вытекающим из закона сохранения энергии.

Таким образом, полная энергия в схеме и ее распре-

деление на каждом этапе при заданном законе изменения отношения индуктивностей ИИ и нагрузки, определяемом последовательностью углов $\{\varphi_k\}$, могут быть найдены из следующих соотношений:

$$\frac{W_{\Sigma}^{k+1}}{W_{\Sigma}^k} = \cos^2(\varphi_{k+1} - \varphi_k), \theta_{k+1} = \varphi_k, \frac{W_{ИИ}^k}{W_k} = \operatorname{ctg}^2 \theta_k.$$

Оказывается, что существует оптимальный закон изменения параметров цепи, при котором за N этапов в нагрузку передается максимально возможная доля энергии. Этот закон описывается выражениями

$$\theta_{k+1} - \theta_k = \varphi_{k+1} - \varphi_k = \Delta\varphi = \frac{\pi/2 - \theta_0}{N+1},$$

$$z_k = \operatorname{ctg}^2(\theta_0 + (k-1)\Delta\varphi)$$

и означает, что вектор \vec{I} и вектор $\vec{\omega}$ на каждом этапе поворачиваются на один и тот же угол. Тогда КПД можно вычислить из соотношения

$$\eta_N^{\max} = \cos^2(N+1) \left(\frac{\pi/2 - \theta_0}{N+1} \right).$$

Если в начальный момент ток в нагрузке отсутствует, $\theta_0 = 0$ и

$$\eta_N^{\max} = \cos^2(N+1) \frac{\pi}{2(N+1)} \approx 1 - \frac{\pi^2}{4N}, N \gg 1.$$

Зависимость η_N^{\max} приведена в таблице, векторная диаграмма процесса показана на рис. 5. Аналогичные результаты были получены в [8].

Высокий КПД, достаточно близкий к указанной

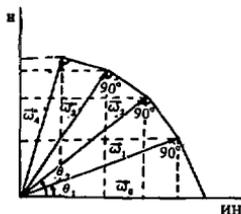


Рис. 5. Векторная диаграмма оптимального закона изменения индуктивности

зависимости, может быть получен для схемы ИИ с поочередным подключением индуктивно несвязанных секций к нагрузке [9]. При оптимальных значениях индуктивностей подключаемых секций и токов в них предельно возможный КПД определяется из рекуррентных соотношений

$$\eta_{N+1}^{\max} = \left(\frac{1 + \eta_N^{\max}}{2} \right)^2, \eta_1^{\max} = 0,25.$$

При $N \gg 1$

$$\eta_N^{\max} \approx 1 - 4/N.$$

В случае подключения секций с идентичными параметрами максимальный КПД ограничен величиной 0,65 [10].

Проведенный анализ показывает, что при дискретном процессе передачи энергии ИИ в индуктивную нагрузку потери энергии в формирователе напряже-

Схемы	Параметры систем	Количество этапов									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	k_f	0,5	1,12	1,75	2,38	3,03	3,66	4,30	4,95	5,58	6,22
	η_N^{\max} $N_{\text{разм}} = N$	0,25	0,42	0,53	0,60	0,66	0,70	0,73	0,76	0,78	0,80
2	k_f	0,5	0,90	1,27	1,70	2,00	2,30	2,60	3,00	3,24	3,50
	η_N^{\max} $N_{\text{разм}} = N$	0,25	0,39	0,48	0,54	0,59	0,63	0,66	0,68	0,70	0,72
3	k_f	0,5	1,00	1,40	1,85	2,30	2,75	3,16	3,60	4,00	4,40
	η_N^{\max} $N_{\text{разм}} = N$	0,25	0,35	0,41	0,45	0,48	0,50	0,52	0,53	0,54	0,55
4	k_f	0,5	0,90	1,44	2,19	3,22	4,66	6,64	9,46	13,5	19,0
	η_N^{\max} $N_{\text{разм}}$	0,25 1	0,40 2	0,52 4	0,60 8	0,65 16	0,68 32	0,69 64	0,70 128	0,71 256	0,71 512

Примечания: 1) $k_f = \frac{N}{I_{ИИ}}$ — коэффициент умножения тока; η_N^{\max} — максимально возможный КПД; $N_{\text{разм}}$ — число размещений тока, необходимых для осуществления N этапов передачи энергии ИИ;

2) 1 — схема с поочередным отключением индуктивно связанных секций; 2 — схема с подключением секций с оптимальными индуктивностями и одинаковыми токами; 3 — схема с подключением секций с идентичными параметрами; 4 — схема симметричного удвоения тока.

ния могут быть сделаны весьма малыми для широкого класса схем при выполнении сформулированных ниже условий. Это обстоятельство позволило дать им общее название слабодиссипативных [11]. Схемы этого класса обладают следующими особенностями.

1. Зависимость КПД передачи энергии от числа этапов передачи вида

$$\eta = \frac{W_H}{W_{\text{ИН}}^0} \approx 1 - \frac{\text{const}}{N}$$

2. Зависимость энергии, рассеянной в формирователе напряжения, выраженной в относительных единицах, вида

$$W_V/W_{\text{ИН}}^0 \sim \frac{\text{const}}{N}$$

3. Существенное превышение мощности, развиваемой на нагрузке, над мощностью единичного размыкателя тока.

Техническая реализация высокоэффективной передачи энергии ИН в индуктивную нагрузку может быть осуществлена различными путями. В настоящее время известен ряд принципиально работоспособных схем:

1. Схема с поочередным отключением секций ИН при условии хорошей связи отключаемых секций (рис. 6; [8, 12]).

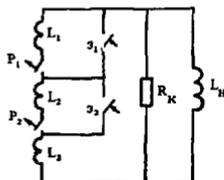


Рис. 6. Схема с поочередным отключением индуктивно связанных секций ИН

2. Схема с поочередным подключением секций ИН к нагрузке (рис. 7; [9, 10]).

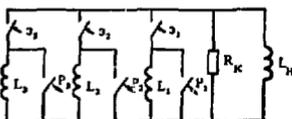


Рис. 7. Схема с поочередным подключением секций ИН к нагрузке

3. Схема симметричного удвоения (рис. 8; [13]).

4. Схема с поочередным последовательно-параллельным переключением секций [11, 14].

Следует подчеркнуть, что при технической реализации необходимо учитывать не только КПД схемы, но и объем технических средств, с помощью которых обеспечивается работа устройства, а также другие ха-

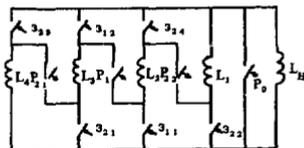


Рис. 8. Схема симметричного удвоения тока

рактеристики схемы. Рассмотрим те трудности, которые возникают при стремлении повысить КПД передачи энергии. Необходимо отметить, что обязательным условием является наличие секционированного ИН.

В схеме с поочередным отключением секций необходимо повышать коэффициент связи между секциями. Эта схема позволяет реализовать любой закон изменения индуктивности ИН, т.е. выбрать его оптимальным для схем данного класса. Число размыкателей, требуемых для осуществления всего процесса передачи энергии, равно числу этапов передачи. Следует, однако, учесть, что наличие хорошей связи секций вызывает к концу процесса значительно увеличение полного напряжения на ИН по сравнению с напряжением на нагрузке (автотрансформаторный эффект). Кроме того, в процессе передачи энергии токи в неотключенных секциях ИН увеличиваются по сравнению с номинальным зарядным током, что должно создавать определенные сложности для коммутаторов.

В схеме с поочередным подключением заряженных секций ИН теоретически максимальный КПД реализуется при отсутствии индуктивной связи между секциями [10]. При этом всегабаритные характеристики ИН существенно ухудшаются. Возможность варьирования начальных токов в секциях также практически исключена. Поэтому в реальном случае эффективность несколько меньше величины η_N^{max} , полученной выше, но остается достаточно высокой. Серьезным недостатком системы, как и для первой схемы, является существенно неоднородное распределение токов по секциям ИН, установившееся в процессе передачи энергии. При наличии взаимной индукции секций это приводит к появлению значительных осевых нагрузок на обмотки секций ИН, что крайне нежелательно, например для ИН тороидальной конфигурации.

При максимальных КПД коэффициент усиления тока k_1 в нагрузке по сравнению с током зарядки ИН сравнительно невелик. $k_1 = 2 \div 6$, если $N \leq 10$ (см. таблицу), однако ценой сравнительно небольшого снижения КПД можно резко увеличить k_1 . Так, например, при $\eta = 0,5$ k_1 может достигнуть значения $0,7N$. Это обстоятельство свойственно всем рассматриваемым системам. В таблице кроме упомянутых величин, рассчитанных для различных систем 1 - 4 при числе этапов передачи энергии $N \leq 10$, приведено также количество коммутирующих модулей, необходимое для осуществления процесса.

Схема симметричного удвоения тока допускает произвольную индуктивную связь между секциями ИН, однако, строго говоря, не относится к классу слабодисиплятивных систем, так как для нее $\alpha = 0,5$ и $\Delta W_{\text{с}}/\Delta W_{\text{н}} > 1/3$ при любых N . Это является следствием принятого закона изменения параметров на этапах передачи, существенно отличного от оптимального. Однако основной недостаток данной схемы — большое количество необходимых коммутирующих модулей $N_{\text{мод}} = 2N - 1$, так как указывая неоптимальность изменения параметров ИН заметно проявляется лишь при $N > 5$.

Схема ИН с поочередным последовательно-параллельным переключением секций занимает промежуточное положение между схемами 2 и 3, обладая высоким КПД, близким к КПД схемы 2 ($\eta_{\text{н}}^{\text{max}} \approx 1 - 1,6/N^{2/3}$) и "динамическим" равенством токов в секциях. Необходимое число размыкателей тока равно числу этапов передачи энергии.

В каждой из рассмотренных схем возможно применение в качестве формирователя напряжения обратимого преобразователя, обменивающегося энергией с индуктивностями при передаче энергии. Это позволит повысить КПД передачи при ограниченном числе этапов.

Для получения максимальной эффективности от секционированных ИН, питающих импульсные магнитные системы, для минимизации количества размыкателей и другой коммутирующей аппаратуры весьма перспективным представляется использование комбинаций из перечисленных схем. Применение на каждом этапе процесса передачи схем различных видов позволит более гибко оптимизировать работу устройства и добиться лучших характеристик меньшим объемом технических средств.

ВЫВОДЫ

1. Проведен анализ общих проблем осуществления высокоэффективной поэтапной передачи энергии ИН в индуктивную нагрузку. Необходимым условием получения высокого КПД является минимизация на каждом этапе отношения коммутируемого тока к току нагрузки.

2. Обсуждени достоинства и недостатки известных схем, показано, что стремление к повышению КПД ведет к определенному усложнению схем и увеличению количества коммутационной аппаратуры.

3. Во многих случаях требуемая величина мощности, развиваемой на индуктивных нагрузках, уже диктует применение сложных схем ИН со многими размыкателями токов [3]. Тогда рассмотренные ниже аспекты высокоэффективной передачи энергии органично дополняют освоенную технологию генерации мощных импульсов тока, обещая при этом существенное снижение полной энергоемкости ИН и удешевление импульсного источника энергии в целом.

4. Представляется необходимым дальнейший поиск новых технических решений, позволяющих обойтись

минимально возможным усложнением системы коммутации ИН для достижения высоких КПД.

Список литературы

1. Азизов Э.А. и др. Основные физические и инженерные проблемы создания токамака с сильным магнитным полем и адиабатическим сжатием плазмы. — Атомная энергия, 1982, т. 52, № 2, с. 108 — 112.
2. Ларионов Б.А., Михайлов Н.А. Мощная коммутирующая аппаратура многократного действия для систем питания крупных электрофизических установок. — В кн.: Докл. III Всесоюз. конф. по ИПТР (20 — 22 июня 1984 г., Ленинград). — М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т. 3, с. 110 — 118.
3. Комян А.В., Кучинский В.Г. Мощные импульсные источники питания. Обзор ОК-21. — Л.: НИИЭФА, 1978. — 50 с.
4. Випф С. Обратимая передача энергии между индуктивностями. — В кн.: Накопление и коммутация энергий больших плотностей. — М.: Мир, 1979, с. 421 — 434.
5. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. — М.: Мир, 1972. — 391 с.
6. Дик Е.П., Дустман К.Х. Передача энергии индуктивного накопителя с помощью изолированного конденсатора. — В кн.: Накопление и коммутация энергий больших плотностей. — М.: Мир, 1979, с. 444 — 452.
7. Петерсон Г.А. и др. Сверхпроводящие преобразовательные устройства для питания импульсных нагрузок. — В кн.: Накопление и коммутация энергий больших плотностей. — М.: Мир, 1979, с. 281 — 298.
8. Фрукс К., Лежантний М. Способ передачи электромагнитной энергии. А.с. № 625643, БИ, 1978, № 35, с. 17.
9. Лотоцкий А.П. О перспективах использования индуктивных накопителей энергии для питания мощных импульсных магнитных систем: Препринт ИАЗ-3714. — М., 1982. — 19 с.
10. Лотоцкий А.П. Способ передачи электромагнитной энергии. А.с. № 1001200, БИ, 1983, № 8.
11. Лотоцкий А.П. Об эффективности передачи магнитной энергии из индуктивных накопителей. — Электричество, 1985, № 6, с. 64 — 65.
12. Zucker O. et al. Inductive energy transfer circuit proof of principle experiment. Review Scientific Instrum, 1986, vol. 57, № 5, p. 859 — 862.
13. Мазулин В.А. и др. Повышение эффективности вывода энергии из индуктивных накопителей в схемах умножения тока. — В кн.: Докл. III Всесоюз. конф. по ИПТР (20 — 22 июня 1984 г., Ленинград). — М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т. 3, с. 134 — 141.
14. Лотоцкий А.П. Генерация сильных магнитных полей в камере термоядерной установки с адиабатическим сжатием плазмы. — В кн.: Докл. III Всесоюз. конф.

УДК 533.9.07

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В ПЛОТНОМ ГАЗЕ ИНЖЕКТОРА УТС

П.Н. Афанасьев, Ю.А. Свистунов, В.П. Сидоров,
С.Ю. Удовиченко, Д.В. Чукасели

Численным методом исследовалась динамика пучка быстрых заряженных частиц в амбиполярном электрическом поле слабоионизованной столкновительной плазмы, созданной самим пучком в плотном газе. Показано, что при оптимальном выборе параметров "плазменной линзы" возможно существенное влияние указанного поля на поперечное движение быстрых частиц при их транспортировке и инжекции в реактор-токамак.

NUMERICAL SIMULATION OF FAST CHARGE PARTICLES DYNAMICS IN A DENSE GAS OF INJECTOR INTENDED FOR CTF. P.N. AFANASIEV, Ju.A. SVISTUNOV, V.P. SYDOROV, S.Ju. UDOVICHENKO, D.V. CHUKASELY. The dynamic of a fast charge particle beam in ambipolar electric field of low ionized collisionable plasma created by this beam in a dense gas has been shown that for optimal parameters of a "plasma lense" it may be the essential influence of considered field on transverse motion of fast particles in its transportation and injection into reactor-tokamak.

Для нагрева плазмы до термоядерных температур в замкнутых магнитных системах типа "токамак" в последнее время все больше используются ионные пучки [1]. При получении стационарных пучков заряженных, а затем и нейтральных частиц встает проблема транспортировки последних на сравнительно большие расстояния (например, в реакторе-токамаке длина транспортировки будет превышать 30 - 40 м). Учитывая необходимость нагрева центральной части тороидальной плазмы, а также возможность потери быстрых частиц на металлических стенках канала транспортировки, желательно, чтобы радиус пучка не сильно изменялся по сравнению с начальным.

Прохождение потока заряженных частиц через газ вследствие процессов ионизации, рекомбинации и перезарядки вызывает появление слабоионизованной плазмы. Поскольку подвижность ионов и электронов различна, то в организованных системах возникает амбиполярное электрическое поле, выравнивающее потоки разноименно заряженных частиц.

В настоящей работе рассмотрено движение ионных пучков в плотном газе и с помощью численного моделирования изучена динамика быстрых частиц в электрическом поле плазмы, созданной в результате указанных неупругих процессов, за исключением рекомбинации. Показано, что в камере с плотным газом наряду с формированием быстрых нейтральных частиц происходит образование "плазменной линзы", стационарное амбиполярное электрическое поле которой может существенно влиять на поперечную динамику пучка. С увеличением плотности газа и соответственно плотности

плазмы растет напряженность амбиполярного поля, что приводит к еще большему отклонению медленных положительных ионов плазмы к периферии, а быстрых отрицательных частиц к оси пучка.

При достаточно высокой плотности слабоионизованной плазмы определяющими становятся столкновения медленных ионов с нейтралами газа. В этом случае, если выполнено условие $u_i \ll (R/\lambda_{i0}) v_{Ti}$ (где u_i и v_{Ti} - направленная и тепловая скорость плазменных ионов соответственно, R - радиус системы, λ_{i0} - длина свободного пробега при столкновении ионов с атомами типа резонансной перезарядки), по аналогии с расчетами, приведенными в работе [2], найдем величину электрического поля в пучково-плазменной системе:

$$E_r(r \leq r_b) = \frac{T_e}{e r_b} \frac{r}{r_b} \left[\frac{2T_{e0}}{m_i \mu_{i0} v_{Ts}} + \ln \frac{R}{r_b} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{r^2}{r_b^2} \right)^{-1} \right]; \quad (1)$$

$$E_r(r > r_b) = \frac{T_e}{e r_b} \frac{r_b}{r} \left[\frac{2T_e}{m_i \mu_{i0} v_{Ts}} + \ln \frac{R}{r} \right]; \quad (2)$$

где T_e - температура электронов; $\mu_{i0} = v_{Ti}^2 \sigma_{i0}$ - частота столкновений медленного вторичного иона с нейтралом (n_g - плотность газа; σ_{i0} - сечение резонансной перезарядки); R и r_b - радиусы металлического кожуха и пучка соответственно; $v_s = (3T_e/\mu_{i0})^{1/2}$ - скорость ионного звука; $v_{Ti} = (3T_i/\mu_{i0})^{1/2}$; T_i , $\mu_{i0} = m_0 m_i / (m_0 + m_i) = m_i/2$ - тепловая скорость, температура, приведенная масса медленного иона соответственно.

При выводе выражений (1) и (2) предполагалось, что пучок с резкими границами имеет в сечении однородную плотность частиц, а также использовалось соотно-

шечка между ионными потоками плазмы внутри и вне пучка: $F(r > r_b) = n_i(r) \cdot u_i(r) = F(r \leq r_b) \cdot r_b/r$, где n_i — плотность ионов плазмы.

Как видно из приведенных формул, амбиполярное поле не зависит от величины плотности пучка, а определяется только параметрами плазмы и геометрией системы. Этого и следовало ожидать, так как в случае достаточно плотного нейтрального газа ($n_g \gg n_{ge}$, определение критической плотности газа n_{gc} см. в [3, 4]) плотность образовавшейся плазмы намного превосходит плотность частиц пучка. Время создания такой плазмы оказывается значительно меньше длительности импульса пучка, поэтому практически весь сток быстрых частиц будет двигаться в заданном электрическом поле плазмы. Обратное влияние динамики пучка на величину стационарного поля плазмы исключительно мало из-за малой плотности быстрых частиц и их малых отклонений в поперечном направлении, т.е. незначительного изменения профиля пучка. Было проведено численное моделирование динамики пучка отрицательных ионов водорода в поле сил (1), (2). Считалось, что пучок сформирован системой форнижекции, состоящей из симметричного источника ионов [5], электростатического ускорителя [6] и, возможно, поворотного магнита. Отметим, что рассмотрение пучка круглого сечения принципиально. Аналогичные результаты можно получить и для ленточных ионных пучков. Типичные фазовые портреты в плоскости x' на входе в "плазменную линзу", получаемые с помощью упомянутой системы форнижекции, приведены на рис. 1, а; 2, а; 3, а. Энергия быстрых частиц была принята равной 1 МэВ, что необходимо для нагрева тороидальной плазмы до термоядерных температур. Оптимальная длина "плазменной линзы" при данной энергии определяется максимальным коэффициентом конверсии отрицательных ионов в нейтральные атомы [7]: $I_{opt} = 100$ см для плотности газа $n_g = 5,2 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Сечение отрыва электрона от отрицательного иона $\sigma_{-10} = 3,5 \cdot 10^{-17}$ см² и сечение ионизации быстрого нейтрала $\sigma_{01} = 0,9 \cdot 10^{-17}$ см², необходимые для определения I_{opt} были взяты из работы [8] с учетом их уменьшения примерно в 2 раза при замене молекулярного газа на атомарный.

Расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1040 по программе, описывающей трехмерную динамику заряженных частиц в электрических и магнитных полях. Сервисные подпрограммы позволили выводить на графопроектор информацию о координатах частиц в фазовом пространстве. Решения уравнений динамики описывали движение ансамбля из 577 невзаимодействующих частиц. Распределение частиц в координатном и фазовом пространстве задавалось с помощью датчика случайных чисел и было близким к однородному. Ниже приводятся результаты расчета трех вариантов динамики ионов, иллюстрирующие действие "плазменной линзы". В первом

случае (эммитанс пучка на входе "линзы" — рис. 1, а, эммитанс пучка на выходе — рис. 1, б) параметры, определяющие электрическое поле, воздействующее на пучок, были следующими: $T_e = 12$ эВ; $T_i = 0,3$ эВ (предполагался предельный нагрев водорода до 3500°С); $R = r_b = 1$ см; $\sigma_{10} \approx (7 \div 10) \cdot 10^{-14}$ см²; $v_{10} = 4,7 \cdot 10^6$ с⁻¹ ($\lambda_{10} = 0,16$ см); $v_s = 8,4 \cdot 10^6$ см/с. Во втором случае (см. рис. 2, а; 2, б) рассматривался широкий пучок ($r_b = 10$ см), радиус анопровода также был почти равен радиусу пучка. В третьем случае предполагалось наличие небольшого зазора между пучком и стенками анопровода ($r_b = 1$ см; $R = 1,5$ см) и $T_i = 0,03$ эВ, что соответствует температуре газа 300 К. Числа на рисунках означают количество частиц в данной точке фазового объема. Буквы А, В, С и т.д. вводятся в тех случаях, когда число частиц больше девяти (соответственно 10, 11, 12 и т.д.).

На рис. 1, а; 2, а; 3, а видно, что рассматривалось начальные максимальное отклонение частиц относительно оси системы на угол 10^{-3} рад. При этом рассеяние быстрых заряженных частиц на атомах газа не должно существенно сказаться на работе "линзы". Действительно, в борнорском приближении ($v_b \gg v_a$, $v_a \approx 10^8$ см/с — атомная скорость) дифракционное рассеяние быстрых частиц на атоме в конусе порядка $\theta \approx \lambda/a = h/(m_p v_a a) \approx 4 \cdot 10^{-3}$ рад, где λ — длина волны частицы; a — размер атома. Рассеяние отрицательных ионов на газовой мишени будет однократным, так как длина свободного пробега для неупругих столкновений порядка l_{opt} или больше.

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Показана (см. рис. 1) возможность подготовки пучка H^- , полученного, например, из поверхностно-плазменного источника и ускоренного до энергии 1 МэВ, для инжекции в реактор-токамак с помощью "плазменной линзы". Начальное отклонение частиц относительно оси на угол 10^{-3} рад может быть снижено до $(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ рад. Это приводит к увеличению радиуса пучка на входе в реактор (при длине дрейфа 40 см) всего лишь на 8 мм, что вполне приемлемо (при неоптимальном выборе параметров "линзы" ее электрическое поле мало и радиус пучка, равный 1 см, увеличивается в 4 раза). Ввиду нелинейности силы [см. (1), (2)] ~15% частиц оказывается за пределами канонического эллипса (см. рис. 1, б). Для этих частиц уменьшение угла отклонения относительно оси системы в 1,5 раза меньше.

2. При прохождении через "плазменную линзу" широкого пучка (см. рис. 2) нелинейные эффекты усиливаются, за пределами эллипса оказывается уже ~25% частиц и часть из них может быть потеряна.

3. При прохождении исходного пучка через водород при 300 К и при наличии зазора между поверхностью пучка и стенками анопровода электрическое поле "линзы" оказывается практически линейным, хотя

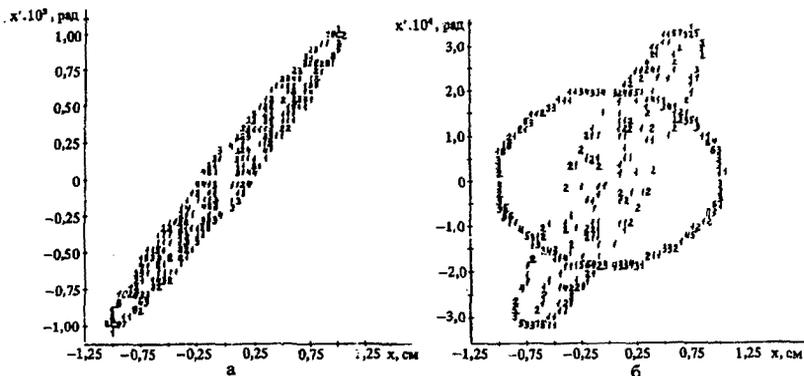


Рис. 1. Фазовые портреты пучка до (а) и после (б) "плазменной линзы": диаметр пучка (2 см) почти равен диаметру монопровода; температура водорода 3500°С

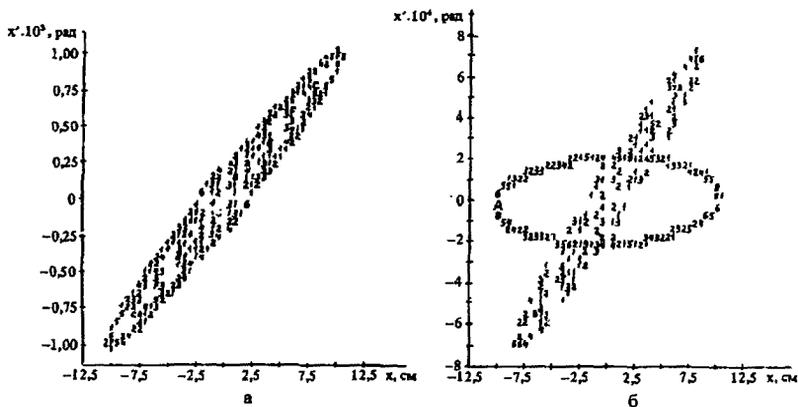


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при диаметре пучка 20 см

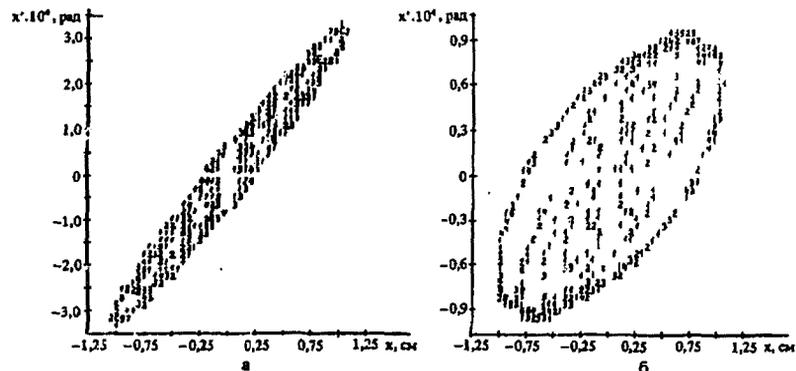


Рис. 3. То же, что на рис. 1: диаметр пучка (2 см) в 1,5 раз меньше диаметра монопровода, температура водорода 300 К

отклоняющая сила уменьшается. Из рис. 3 следует также, что рассатриваемая "плазменная линза" с максимальным эффектом будет воздействовать на пучок заряженных частиц, выходящих из квазитоочечного источника. Однако такой случай может быть реализован только для электронов.

Список литературы

1. Negative ion beam heating: Proc. of the IAEA Technical committee meeting. — Grenoble Laboratory, 1985.
2. Голант В.Е., Жидинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. — М.: Атомиздат, 1977.
3. Hooper E.B., Anderson O.A., Willman P.A. Production and flow of plasma in ion beams. — Phys. Fluids, 1979, vol. 22, № 12, p. 2334.
4. Гаврич М.Д., Симоненко Л.С., Солошенко И.А. Компенсация объемного заряда интенсивного пучка отрицательных ионов. — ЖТФ, 1978, т. 48, № 7, с. 1389.

5. Derevjankin G.E., Dudnikov V.G. Production of high brightness H⁻ beams in surface plasma sources. — In: Proc. AIP Conference (3rd Int. Symposium, Brookhaven, 1983), № 111, p. 376.
6. Anderson O.A. Transverse-field focusing accelerator. — Ibid., p. 473.
7. Дьячков Б.А. Получение нейтралов высокой энергии путем преобразования ионов H₁⁺, H₂⁺; H₃⁺ в сверхзвуковой парадитивной струе. — ЖТФ, 1968, т. 38, № 8, с. 1259.
8. Nakai Y., Kikuchi A., Shirai T., Sataka M. Data on collisions of hydrogen atoms and ions with atoms and molecules: Preprint JAERI-M-83-013, Japan, Tokai-mura, 1983.

Статья погущена в редакцию
9 июня 1986 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 56 — 59.

УДК 621.039

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СПЛАВА Li₁,Pb₂₃

В.В. Громов, А.И. Атанов, Е.И. Саунин, М.З. Соркин

Предложен механизм гравитационной ликвиции Li₁,Pb₂₃, и проведена экспериментальная оценка этого явления. Методами термического анализа с применением методов рентенофазового анализа (РФА) и электронной спектроскопии для химического анализа (ЭСХА) изучено взаимодействие Li₁,Pb₂₃ с воздухом. Проведена идентификация продуктов взаимодействия и предложена схема возможных химических реакций.

SOME PHYSICO-CHEMICAL PECULIARITIES OF THE Li₁,Pb₂₃ ALLOY. V.V. GROMOV, A.I. ATANOV, E.I. SAUNIN, M.Z. SORKIN. The process of gravitation liquation of Li₁,Pb₂₃ was proposed and the experimental estimation of this phenomenon was done. The interaction of Li₁,Pb₂₃ with air was studied by the thermal analysis, X-ray and ESCA techniques. The identification of interaction products was done and the scheme of possible chemical reactions was proposed.

В жидкометаллическом варианте blankets реактора ИНТОР прорабатывается возможность использования эвтектического сплава Li₁,Pb₂₃. Рассматриваются варианты blankets как самоохлаждаемого, так и с принудительным охлаждением, в котором предлагается использовать в качестве теплоносителя воду или гелий [1].

К настоящему времени свойства этого сплава, несмотря на значительный прогресс в исследованиях, изучены недостаточно. Для инженерных проработок и прогнозирования аварийных ситуаций нужны сведения о взаимодействии эвтектики с воздухом и водой, особенно при повышенных температурах. Изучению этих вопросов и посвящена настоящая работа.

Для правильной интерпретации полученных результатов необходимо обратить внимание на возможность развития в эвтектическом сплаве Li₁,Pb₂₃ гравитационной ликвиции. Это явление способно существенно моди-

фицировать свойства эвтектики, и принципиально важно считать с ним.

Механизм гравитационной ликвиции может быть представлен следующим образом [2]. В расплаве, содержащем компоненты со значительно отличающимися плотностями, возможно возникновение концентрационных флуктуаций, приводящих к флуктуации плотности отдельных участков расплава относительно средней плотности. Это вызывает развитие тейлоровской неустойчивости и движение жидкости, характеризующееся концентрационным числом Грасгофа $Gr_c = \beta_c g L^3 \Delta c / \nu^2$, где $\beta_c = (1/\rho) (\partial \rho / \partial c)$, ρ — плотность; Δc — характерное изменение концентрации; L — характерный размер, ν — кинематическая вязкость расплава. Такой процесс приводит к перераспределению содержания компонентов по высоте расплава и, в конечном счете, к ликвиции сплава.

В условиях, когда для жидких металлов число Пекле

$Re > 1$ и вклад молекулярного переноса примеси незначителен, эффект разделения ослабляется лишь процессом свободноконвективного движения, характеризующегося числом Грассофа $Gr = \beta g L^3 \Delta T / \nu^2$, где β — коэффициент объемного расширения; ΔT — характерный перепад температур. Порядок относительных скоростей и обоих процессов может быть оценен как $Re_c \sim (Gr_c)^{1/2}$ и $Re \sim (Gr)^{1/2}$, где число Рейнольдса $Re = uL/\nu$. Оценки показывают, что процесс разделения будет превалировать даже при малых амплитудах концентрационных флуктуаций.

Проведена экспериментальная проверка значимости явления ликвации и правильности сделанных оценок. Эксперимент проводился следующим образом: ампула с расплавом $Li_{1,7}Pb_{8,3}$ находилась в специальной печи при $t = 300^\circ C$. Гомогенизация образца $Li_{1,7}Pb_{8,3}$ осуществлялась при наложении вращающегося магнитного поля, величина индукции которого находилась из условия создания развитого турбулентного течения. Это обеспечивало высокую степень гомогенизации расплава. О степени гомогенизации расплава судили по показаниям вихревого электромагнитного датчика проводимости расплава. Изменение величины проводимости позволяло делать вывод о динамике процесса ликвации системы. Результаты эксперимента представлены на рис. 1. Из полученных данных следует, что выключение магнитного поля приводит к заметным изменениям

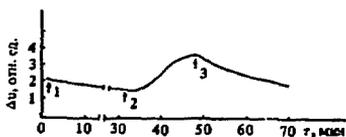


Рис. 1. Зависимость выходного сигнала вихревого датчика Δh от времени τ : 1 — выключение датчика после выдержки расплава под воздействием вращающегося магнитного поля (ВМП); 2 — выключение ВМП; 3 — повторное включение ВМП

величины проводимости расплава. Другими словами, даже при наличии свободной конвекции в расплаве наблюдается процесс ликвации компонентов сплава. Таким образом, в расплаве $Li_{1,7}Pb_{8,3}$, находящемся в бликете неподвижно либо прокачиваемом с малыми скоростями, будет развиваться гравитационная ликвация — факт, который нужно учитывать при решении инженерно-технологических задач.

Изучение взаимодействия эвтектики $Li_{1,7}Pb_{8,3}$ с воздухом проводилось методами термического анализа с привлечением методов ЭСХА и РФА для идентификации продуктов взаимодействия. Для $t < 500^\circ C$ при изотермическом (время выдержки 200 мин) и линейном нагреве исследовались как кинетика окисления $Li_{1,7}Pb_{8,3}$ на воздухе, так и влияние этого процесса на стабильность

самой эвтектики. Кинетика окисления сплава прослеживалась по термогравиметрическим кривым (ТГ), а о стабильности его судили по дифференциальным термическим кривым (ДТА) при нагреве, выдержке при заданной температуре и охлаждении образца.

Характерные кинетические кривые окисления $Li_{1,7}Pb_{8,3}$ на воздухе представлены на рис. 2. При $t < 360^\circ C$ кинетика окисления сплава хотя и является

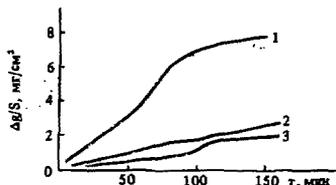


Рис. 2. Кинетика окисления $Li_{1,7}Pb_{8,3}$ на воздухе при температурах $440^\circ C$ (1); $340^\circ C$ (2) и $300^\circ C$ (3)

сложной, еще достаточно близка к линейной. При больших временах выдержки наблюдаются отклонения от линейности. Это свидетельствует о сложном характере процесса взаимодействия $Li_{1,7}Pb_{8,3}$ с воздухом и заставляет предположить гетерогенность образующейся окисной пленки. Получающаяся пленка не обладает защитными свойствами. Однако при заданной продолжительности эксперимента в данном температурном интервале не происходит заметного взаимодействия продуктов окисления с самим расплавом $Li_{1,7}Pb_{8,3}$, при охлаждении на кривой ДТА для $t = 235^\circ C$ регистрируется экзотермический эффект вследствие затвердевания эвтектики.

Для $t > 360^\circ C$ кинетика окисления существенно иная (рис. 2, 3). Если в первый момент кинетика окисления приблизительно отвечает линейной зависимости,

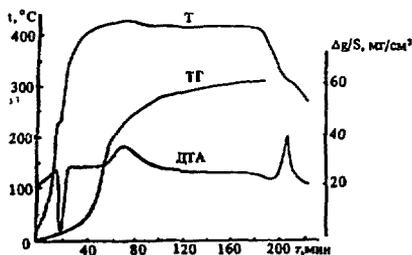


Рис. 3. Термограмма $Li_{1,7}Pb_{8,3}$ при $410^\circ C$

то затем скорость процессов взаимодействия резко увеличивается, приводя к заметному излому на кривой ТГ. При этом на кривой ДТА регистрируется экзотермический эффект, форма пика которого свидетельствует

о протекании минимум двух реакций. Очевидно, при этих температурах происходят взаимодействие расплава с окисной пленкой и одновременно резкая интенсификация скорости процессов взаимодействия.

Нужно отметить, что при повышенных температурах наблюдается падение скорости окисления, однако насыщения достичь не удается. Это подтверждает отсутствие защитных свойств у окисной пленки.

При охлаждении расплава после нагрева до заданной температуры на кривой ДТА регистрируется экзотермический эффект при $t = 327^\circ\text{C}$, что характерно для кристаллизации чистого свинца. При $t = 235^\circ\text{C}$ процесс кристаллизации эвтектики не регистрируется.

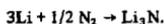
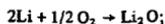
Таким образом, исследование взаимодействия $\text{Li}_{1,7}\text{Pb}_{8,3}$ с воздухом при $t \leq 500^\circ\text{C}$ методами термического анализа позволяет сделать ряд выводов. Определенные из экспериментальных данных значения эффективной константы скорости окисления $K = \Delta q / (S/\tau)$ (Δq — изменение веса, г; S — площадь, см^2 ; τ — время, с) свидетельствуют, что скорость окисления $\text{Li}_{1,7}\text{Pb}_{8,3}$ выше скорости окисления свинца. Величина энергии активации реакций взаимодействия $\text{Li}_{1,7}\text{Pb}_{8,3}$ с воздухом, равная 41 кДж/моль, указывает, что определяющей стадией процесса взаимодействия является диффузия из объема газовой фазы через окисную пленку, которая не обладает защитными свойствами. Наблюдавшийся при $t > 360^\circ\text{C}$ факт деградации эвтектики в результате процессов взаимодействия с воздухом указывает на протекание этих процессов по механизму внутреннего окисления, что усугубляется ликвационными явлениями.

Результаты ЭСХА и РФА свидетельствуют о гетерофазности образовавшейся окисной пленки. При анализе элементного состава методом ЭСХА обнаружено, что в пленке содержатся такие элементы, как литий, свинец, кислород, углерод. Однако на поверхностных и приповерхностных слоях не обнаружено азота. Использование метода ионного распыления позволило установить, что литий распределяется неравномерно по толщине окисной пленки. Следовательно, сделанный из данных термического анализа вывод о механизме процесса окисления подтверждается. Одновременно показано, что свинец находится в пленке в виде различных химических соединений, в частности PbO и PbCO_3 . Подобные данные получены и для лития.

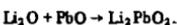
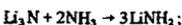
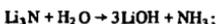
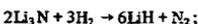
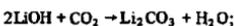
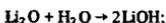
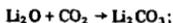
Из данных РФА следует, что состав окисной пленки меняется в зависимости от температуры окисления, но пленка остается гетерофазной. При окислении в интервале температур 150 — 350°C основными идентифицированными РФА фазами являются PbO и Li_2CO_3 (определение проводилось для образцов, находящихся при комнатной температуре). При переходе к более высоким температурам в составе окисного слоя наблюдаются α -модификации PbO , Pb_3O_4 , а также плембаты лития Li_2PbO_2 и Li_2PbO_3 . Наличие плембатов — соединений, обусловленных протеканием вторичных реакций,

позволяет уверенно говорить о присутствии в окисной пленке Li_2O .

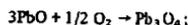
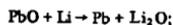
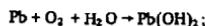
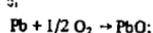
Таким образом, химические реакции, протекающие при взаимодействии $\text{Li}_{1,7}\text{Pb}_{8,3}$ с воздухом, для $t \leq 500^\circ\text{C}$ могут быть представлены следующим образом. Для лития основными реакциями являются:



Возможно также образование в небольших количествах Li_2O_2 . Однако эти соединения в силу своей высокой химической активности должны рассматриваться только как первичные. Далее значительными могут быть также реакции, как



В свою очередь для свинца важны следующие реакции:



Как правило, процесс образования плембатов лития проходит при наличии достаточно высокой концентрации Li_2O , что еще раз свидетельствует об обогащении литием верхней части образца.

Список литературы

1. International Tokamak reactor. Phase Two A, part II. — Vienna: IAEA, 1986.
2. USSR Contribution INTOR. Phase Two A, USSR Contribution to the 10th workshop meeting (Oct. 1984). — Vienna: EUR FBUR (XII-1/84) IPV 33.

Статья поступила в редакцию
12 августа 1986 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термодерный синтез, 1987, вып. 1, с. 59 — 61.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Велихов Е.П., Карташев К.Б., Ротос В.Д., Чеверев И.С.</i> Основные результаты исследований по УТС и физике плазмы в СССР за период с июля 1985 г. по июль 1986 г.	3
<i>Полуховская Н.Е., Шаталов Г.Е.</i> О возможности обогащения тзлов реакторов деления в blankets термоядерного реактора	23
<i>Дричко Д.А., Дунаев В.В., Жиглинский А.Г., Кучинский В.В., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н., Сухомлинов В.С., Фабурина Э.Н., Шейкин Е.Г.</i> Массоперенос и селективное расплывание конструкционных материалов ионами низких энергий при взаимодействии плазмы с поверхностью. Теория	29
<i>Воробьев А.Е., Катрич Н.П., Сидельникова Н.С., Федоренко А.И.</i> Исследование радиационно-стимулированной десорбции газов из углеродных материалов	35
<i>Крюков А.П., Сидоров Е.В.</i> Криовакуумная откачка гелия в режиме криозахвата	39
<i>Губин Л.А., Куклинский Б.Л., Кучерлев Ю.А., Липатов В.С., Матвеев Н.В., Назучев О.Ю., Обусов В.А., Переводчиков В.И., Шатенко В.Н.</i> Применение коммутаторов на основе электронно-лучевого вентиля в системе питания ионных источников термоядерной установки ОГРА-4	42
<i>Гордеев А.В., Зажицкий В.В.</i> Магнитная самоизоляция в передающих линиях с размыкателем наносекундного диапазона	47
<i>Дружинин А.С., Кучинский В.Г., Ларионов Б.А., Столов А.М., Сулов В.А., Лотоцкий А.П., Ягнов В.А.</i> Проблемы высокоэффективной передачи энергии из индуктивного накопителя в индуктивную нагрузку	50
<i>Афанасьев П.Н., Свистунов Ю.А., Сидоров В.П., Удовиченко С.Ю., Чукасли Д.В.</i> Численное моделирование динамики быстрых частиц в плотном газе инжектора УТС	56
<i>Громов В.В., Атянов А.И., Суник Е.И., Соркин М.З.</i> Некоторые физико-химические особенности сплава $Li_{17}Pb_{83}$	59

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

При подготовке статьи в сборник "ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез" автор должен руководствоваться Государственным стандартом "Оригиналы текстовые и издательские" (ГОСТ 7.3 – 77).

Основные требования, предъявляемые к авторам, согласно этому стандарту:

1. Материал должен быть изложен ясно и кратко. Данные таблицы и графиков не должны дублироваться в тексте. Предельный объем статьи – не более 10 – 12 страниц текста, отпечатанного через два интервала (включая таблицы и рисунки), обзора – не более 30 страниц. К статье должны быть приложены русская и английская аннотации, реферат, список литературы, подписучные подписи, отпечатанные на отдельных листах. Статья должна быть подписана всеми авторами.
2. Текст и графический материал представляются в трех экземплярах, один из которых – первый машинописный оттиск (в двух экземплярах, если материал имеет разрешение ведомства, в этом случае обязательно наличие штампа или разрешающего бланка).
3. Формулы должны быть написаны четко и размечены. Верхние и нижние индексы отмечаются скобками простым карандашом (P^w , P^b , H_pO). В формулах и обозначениях необходимо делать различие между прописными и строчными буквами: двумя черточками снизу подчеркиваются прописные (C), двумя черточками сверху – строчные (c). Особое внимание следует обращать на разметку букв с похожим начертанием (e, l, k, c, v, w, z, s, I, J), в этом случае на полях необходимо давать пояснение. Греческие буквы подчеркивают красным карандашом. Символы расшифровываются в той последовательности, в какой они упоминаются в формуле.
4. Рисунки должны быть выполнены черной тушью на белой бумаге или кальке. Наибольший размер рисунков 12x18 см, наименьший 9x12 см. На рисунках допускается минимальное число обозначений – краткие цифровые (по порядку номеров слева направо или по часовой стрелке) или буквенные обозначения. Все пояснения выносятся в подписучные подписи. На рисунках указываются фамилия авторов, название статьи, номер рисунка, обозначение верха и низа.
5. Ссылки на литературу в тексте даются по порядку арабскими цифрами в квадратных скобках. Список литературы составляется в той последовательности, в которой приводятся ссылки на литературу. Ссылки на неопубликованные материалы не допускаются.
6. Список литературы следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом "Библиографическое описание произведений печати" (ГОСТ 7.1 – 76, раздел 7), в частности должны быть указаны:
 - а) для журнальных статей – фамилии и инициалы авторов (не менее трех первых), название статьи, название журнала (без кавычек), год, номер, том, выпуск, страница;
 - б) для книг – фамилии и инициалы авторов, полное название книги, место издания, издательство (без кавычек), год издания;
 - в) для диссертаций – фамилия и инициалы автора, название диссертации, на соискание какой ученой степени написана, место и год защиты;
 - г) для препринтов – фамилии и инициалы авторов, название препринта, наименование издающей организации, шифр и номер, место и год издания;
 - д) для патентов – фамилии и инициалы авторов, название патента, страна, номер и класс патента, дата и год заявления и опубликования патента.

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: Термоядерный синтез
Выпуск 1

Ответственный за выпуск К.Б. Карпанен
Редакторы О.В. Базалева, Г.Я. Кармалитова
Технический редактор Н.И. Мазнева
Корректоры В.П. Горичева, М.С. Курцова

Подписано в печать 19.02.87. Т-05287. Формат 60х90/8
Печать офсетная. Усл. печ. л. 8,0. Уч.-изд. л. 9,0 + 0,4
Тираж 320. Индекс 3648. 10 статей. Заказ 128

Подготовлено к изданию и отпечатано
в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ
по оценке использования
статей научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез", 1987, вып. 1

Информация использована		Информация не использована		
в разработках	для общего ознакомления	не соответствует тематике работ	не содержит новых прогрессивных решений	информация опоздала

Начальник ОНТИ

Примечания. Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сборника и направляется по адресу:
127434, Москва, аб. ящ. 971, ЦНИИ Атоминформ.

УДК 621.039.6

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО УТС И ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ В СССР ЗА ПЕРИОД С ИЮЛЯ 1985 г. ПО ИЮНЬ 1986 г./ Е.П. Велихов, К.Б. Карташев, В.Д. Рютков, И.С. Черевин. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 3 – 23.

Приведены основные результаты исследований по УТС и физике плазмы в СССР за период с июля 1985 г. по июнь 1986 г. При составлении обзора были использованы материалы, предоставленные ИАЭ им. И.В. Курчатова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, ИОФАН, СФТИ им. И.И. Веква, ХФТИ АН УССР, НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, ИЯФ СО АН СССР (рис. 15).

УДК 621.039.6

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБОГАЩЕНИЯ ТВЭЛОВ РЕАКТОРОВ ДЕЛЕНИЯ В БЛАНКЕТЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА/ИЕ. Полиховская, Г.Е. Шаталов. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 23 – 29.

В работе рассмотрена энергетическая система, состоящая из гибридного термоядерного реактора и нескольких ВВЭР. Топливные элементы из обедненного урана или тория обогащаются вblankете термоядерного реактора. После достижения необходимой концентрации делющихся изотопов (^{235}U или ^{233}U) эти элементы без дополнительной обработки переносятся в активную зону ВВЭР, где и дожигаются до выработки полного ресурса работы. При этом глубина выжигания природного урана в системе может быть доведена до 50 – 70 МВт.сут./кг, что в ~10 раз выше, чем в существующей атомной энергетике с использованием тепловых реакторов. Для получения максимального обогащения твэлов проведена оптимизация составов blankета ГТР. Минимальное выгорание и максимальная скорость обогащения достигнуты в blankете, где зона топливных элементов отделена от плазмы свинцовым экраном-размножителем. Введение литиевого замедлителя позволяет уменьшить количество твэлов в зоне обогащения и соответственно увеличить скорость их обогащения (рис. 4, табл. 5, список лит. – 13 назв.).

УДК 621.039.6

МАССОПРЕНΟΣ И СЕЛЕКТИВНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ИОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ. ТЕОРИЯ/Д.А. Дрычко, В.В. Дукаев, А.Г. Жиглинский, В.В. Кучинский, Н.В. Плешивцев, Н.И. Семашко, В.С. Сухомлинов, З.И. Фафурин, Е.Г. Шейкин. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 29 – 34.

УДК 621.039.6

ПРИМЕНЕНИЕ КОММУТАТОРОВ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО ВЕНТИЛЯ В СИСТЕМЕ ПИТАНИЯ ИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ТЕРМОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ ОГРА-4/Л.А. Губин, Б.Д. Куклинский, Ю.А. Кучеряев, В.С. Липатов, Н.В. Матвеев, О.Ю. Нагуев, В.А. Обысов, В.И. Переводчиков, В.И. Шапенко. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 42 – 46.

Описан электронно-лучевой вентиль и система его управления, позволяющая коммутировать напряжение на ионном источнике с высоким КПД. Система управления предусматривает возможность защиты нагрузки от пробоев и повторное включение ее после восстановления электрической прочности. Даны результаты эксплуатации четырех коммутаторов в системе электропитания источников ионов установки ОГРА-4 (рис. 5, список лит. – 9 назв.).

УДК 621.384.664

МАГНИТНАЯ САМОИЗОЛЯЦИЯ В ПЕРЕДАЮЩИХ ЛИНИЯХ С РАЗМЫКАТЕЛЕМ НАНОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА/А.В. Гордеев, В.В. Заживякин. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 47 – 50.

В работе исследуются основные характеристики волн магнитной самоизоляции, возникающих при срабатывании плазменного эрозийного размыкателя. Показано, что учет электронного потока приводит к уменьшению амплитуды импульса напряжения на 20% по сравнению с чисто вакуумным случаем. Рассмотрено влияние конечности времени размыкания на величину импульса (рис. 3, список лит. – 4 назв.).

УДК 621.039.6

ПРОБЛЕМЫ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ИЗ ИНДУКТИВНОГО НАКОПИТЕЛЯ В ИНДУКТИВНУЮ НАГРУЗКУ/А.С. Дружинин, В.Г. Кучинский, Б.А. Ларнонов, А.М. Столов, В.А. Сулов, А.П. Лоточкин, В.А. Ягнов. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 50 – 56.

Одной из важных проблем, возникающих при проектировании импульсных систем питания на основе индуктивных накопителей (ИН), является повышение эффективности передачи энергии ИН в индуктивную нагрузку. В работе проанализированы ранее предложенные схемы и сформулированы общие условия осуществления высокоэффективной передачи магнитной энергии. Основным условием

МАССОПЕРЕНОС И СЕЛЕКТИВНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ. ТЕОРИЯ/Д.А. Дрячко, В.В. Дуван, А.Г. Жиглинский, В.В. Кучинский, Н.В. Плещинцев, Н.Н. Семашко, В.С. Сухомлинов, Э.Н. Фахурин, Е.Г. Шейкин. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 29 — 34.

Показаны достоинства метода моделирования расплытия первой стенки ТЯР при помощи разряда в вакуум катод. Приведены результаты теории движения расплытых атомов на зонд в диффузионно-протонном режиме и формулы для расчета доли расплытых из катода атомов, прилетающих на зонд. Представлены соотношения для определения селективных коэффициентов расплытия компонент материала и их концентрации при исследовании спектрально-зондовым методом (рис. 8, список лит. — 11 назв.).

УДК 621.039

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИИ ГАЗОВ ИЗ УГЛЕГРАФИТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ/А.Е. Воробьев, Н.П. Катрич, Н.С. Сидельникова, А.М. Федоренко. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с.

В работе приводятся результаты исследования радиационно-стимулированной десорбции растворенных газов и гелия из графитов марок ГМЗ и ГСП как во время облучения их нонами ${}^6\text{He}^+$ ($E = 31$ кэВ) при $T = 78$ К, так и после облучения в процессе отжига до 400 К. Исследовались исходные образцы и предварительно облученные электронами ($E = 1,5$ МэВ), тепловыми и быстрыми ($E > 0,18$ МэВ) нейтронами, а также ступенями гелиевой плазмы ($E < 10$ кэВ). Показано, что выделение примесных газов (H_2 , C_2H_4 , CO , N_2) минимально для исходных образцов ГСП, на исходных образцах ГМЗ оно на порядок выше, практически все виды предварительного облучения приводит к увеличению десорбции примесных газов. По результатам термодесорбционных измерений определены энергии активации десорбции примесных газов и гелия (рис. 6, табл. 2, список лит. — 11 назв.).

УДК 621.528.1

КРИОВАКУУМНАЯ ОТКАЧКА ГЕЛИЯ В РЕЖИМЕ КРИОЗАХВАТА/А.П. Крюков, Е.В. Сидоров. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез 1987, вып. 1, с. 39 — 42.

Работа посвящена экспериментальному исследованию криозахвата гелия азотом при конденсации азота на криопленку, имеющую температуру жидкого гелия. На графиках зависимости давления от времени отмечаются три характерных участка: резкий рост давления в начальный момент, спад давления, участок постоянного во времени давления или участок стационарного криозахвата. Показано, что начальный рост давления можно ослабить или устранить полностью предварительным формированием слоя сорбента (конденсированного азота) на поверхности криопленки (рис. 4, список лит. — 7 назв.).

УДК 621.039

ПРОБЛЕМЫ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ИЗ ИНДУКТИВНОГО НАКОПИТЕЛЯ В ИНДУКТИВНУЮ НАГРУЗКУ/А.С. Дружинин, В.Г. Кучинский, Б.А. Ларионов, А.М. Столов, В.А. Суслнов, А.П. Лотоцкий, В.А. Ягнов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 50 — 56.

Одним из важных проблем, возникающих при проектировании импульсных систем питания на основе индуктивных накопителей (ИН), является повышение эффективности передачи энергии ИН в индуктивную нагрузку. В работе проанализированы различные предложенные схемы и сформулированы общие условия осуществления высокоэффективной передачи магнитной энергии. Основным условием является поэтапная передача энергии ИН с минимизацией на каждом этапе относительной величины коммутационного тока, для чего на каждом этапе необходимо изменение соотношения индуктивности ИН и нагрузки. Для широкого класса схем со слабодиссипативной передачей энергии получено выражение для КПД в виде

$$\eta \approx 1 - \text{const}/N,$$

где N — число этапов передачи энергии. Обсуждены достоинства и недостатки конкретных систем (рис. 8, табл. 1, список лит. — 14 назв.).

УДК 533.9.07

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ В ПЛОТНОМ ГАЗЕ ИНЖЕКТОРА УТС/П.Н. А. Фазысов, Ю.А. Сивестров, В.П. Сидоров, С.Ю. Удовиченко, Д.В. Чукасова. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 56 — 59.

Численным методом исследовалась динамика пучка быстрых заряженных частиц в амбиоплярном электрическом поле слабоионизованной столбовообразной плазмы, созданной самим пучком в плотном газе. Показано, что при оптимальном выборе параметров "плазменной линзы" возможно существенное влияние указанного поля на поперечное движение быстрых частиц при их транспортировке и инжекции в реактор-токамак (рис. 3, список лит. — 8 назв.).

УДК 621.039

НЕКОТОРЫЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СПЛАВА $\text{Li}_1,7\text{Pb}_{2,3}$ /В.В. Громов, А.Н. Атанов, Е.М. Сауини, М.З. Соркин. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1987, вып. 1, с. 59 — 61.

В работе для температур выше $t_{\text{пл}}$ рассмотрена стабильность эвтектического сплава $\text{Li}_1,7\text{Pb}_{2,3}$. Предложен механизм гравитационной ликвации расплава $\text{Li}_1,7\text{Pb}_{2,3}$, и проведена экспериментальная оценка этого явления. Показано, что даже при наличии свободной конвекции в расплаве наблюдается процесс ликвации компонентов сплава. Методами термического анализа с привлечением метода рентгенофазового анализа и метода электронной спектроскопии для химического анализа изучено взаимодействие $\text{Li}_1,7\text{Pb}_{2,3}$ с воздухом. Сделан вывод, что образующаяся окисная пленка не обладает защитными свойствами и является гетерофазной. Обнаружено, что взаимодействие $\text{Li}_1,7\text{Pb}_{2,3}$ с воздухом при $t > 360^\circ\text{C}$ приводит к депрциации эвтектики. Проведена идентификация продуктов взаимодействия и предложена схема возможных химических реакций (рис. 3, список лит. — 2 назв.).

SECTION 2