

43

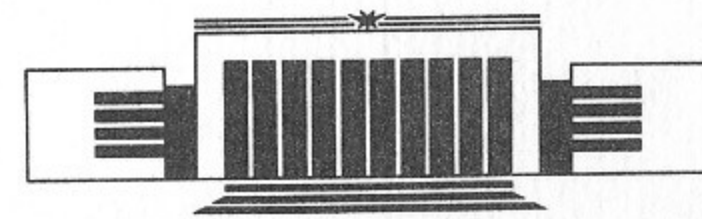


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.И. Давыденко, С.В. Кузьмин

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
СОЗДАНИЯ СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ
В УСТАНОВКЕ АМБАЛ — М**

ПРЕПРИНТ 91-48



НОВОСИБИРСК

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОЗДАНИЯ
СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ АМБАЛ-М

В. И. Давыденко, С. В. Кузьмин

АННОТАЦИЯ

В работе рассмотрена возможность создания стартовой плазмы в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М за счет быстрой ионизации локального газового облака в центре пробкотрона. На основе учета основных элементарных и классических процессов построена нульмерная расчетная модель ионизации газа при инжекции пучков быстрых атомов и вводе СВЧ мощности. Показано, что полномасштабное использование запланированных средств нагрева приводит к полной ионизации водорода и получению ионно-горячей плазмы с высокой электронной температурой.

NUMERICAL ANALYSIS OF A START PLASMA PRODUCTION
IN AMBAL-M DEVICE

V. I. Davydenko, S. V. Kuzmin

ABSTRACT

The problem of start plasma production in the end mirror of AMBAL-M device by means of the rapid ionization of local gas cloud is studied. The numerical model is developed which describes gas ionization with neutral beam injection and ECRH power. This model takes into account the basic elementary and classical processes. It is shown that using of all planned heating methods will allow to ionize gas and to obtain hot-ion plasma with high electron temperature.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящем сообщении представлены результаты численных расчетов, выполненных с целью выяснения возможности создания стартовой плазмы в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М [1] за счет быстрой ионизации локальной импульсной газовой мишени мощными пучками быстрых атомов водорода и ЭЦР нагревом.

На рис. 1 показана схема концевого пробкотрона полностью аксиально-симметричной амбиполярной ловушки АМБАЛ-М. Магнитное поле в пробкотроне создается двумя катушками со средним диаметром 1.0 м, расстояние между пробками составляет 1.7 м, напряженность магнитного поля в пробках достигает 60 кГс, пробочное отношение равно четырем. Поддержание квазистационарной ионно-горячей плазмы в пробкотроне предполагается проводить инжекцией четырех пучков быстрых атомов дейтерия с энергией 30 кэВ и полным током атомов 170 экв. А, длительностью 0.1 с. Для проведения эксперимента по МГД стабилизации плазмы пробкотрона популяцией горячих электронов, окруженной проводящим кожухом, предусмотрен двухчастотный ЭЦР нагрев с полной мощностью 800 кВт [2].

В работе исследовался следующий, основанный на использовании запланированных средств нагрева, сценарий старта в концевом пробкотроне. Сначала, при помощи импульсной подачи водорода, внутри кожуха создается газовое облако с заданной плотностью. Затем производится быстрое включение пучков быстрых атомов и ЭЦР нагрева, что приводит к ионизации газового облака, а на образовавшейся в результате ионизации теплой плазме будут осуществляться эффективный захват

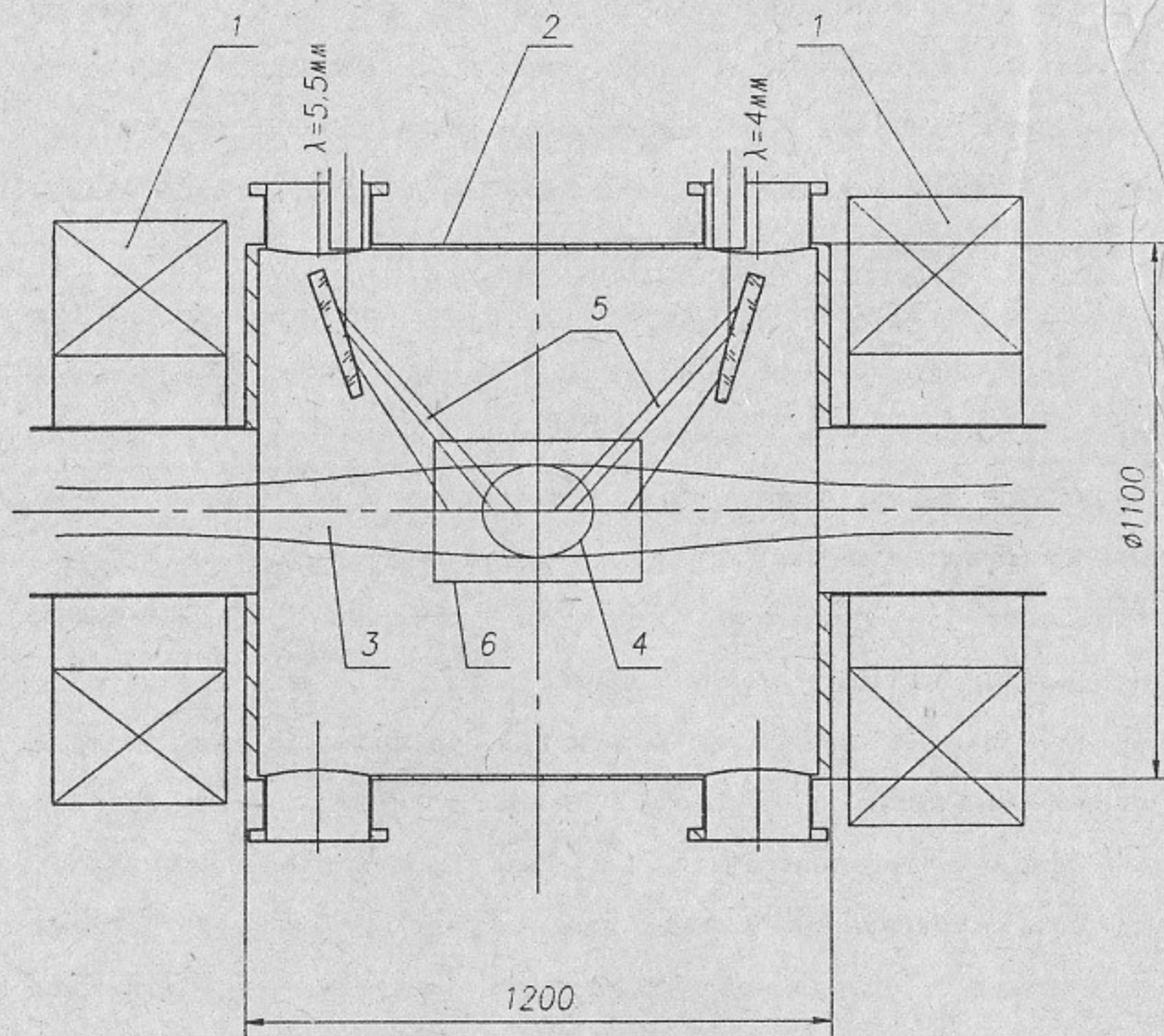


Рис. 1. Схема концевого пробкотрона установки АМБАЛ-М.

1 - катушки пробкотрона, 2 - вакуумная камера, 3 - плазма, 4 - сечение инжектируемых пучков быстрых атомов, 5 - СВЧ-лучи, 6 - проводящий кожух.

инжектируемых пучков. Процесс старта заканчивается вытеканием теплой плазмы, и в дальнейшем полученная в пробкотроне ионно-горячая плазма должна поддерживаться инъекцией пучков быстрых атомов.

1. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Для изучения возможности реализации указанного варианта старта использовалась простая численная модель, учитывающая основные элементарные и классические процессы, происходящие при взаимодействии пучка быстрых атомов и СВЧ нагрева с газовой мишенью и образующейся теплой плазмой.

Временные зависимости плотности газа n_{w0} , плотности теплой плазмы n_{w1} , плотности захваченных протонов n_{h1} , а также средних энергий быстрых протонов E_{h1} , теплых ионов E_{w1} и электронов E_e определялись в результате решения следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned}
 \frac{dn_{h1}}{dt} &= n_{h0} (n_{w0} \langle \sigma_{if} v_{h0} \rangle + n_e \langle \sigma_e v_e \rangle + (n_{h1} + n_{w1}) \langle \sigma_i v_{h0} \rangle) + \\
 &\quad n_{h0} n_{w1} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle - n_{h1} n_{w0} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle - n_{h1} n_e / \langle n_e \tau_{dr} \rangle; \\
 \frac{dn_{w1}}{dt} &= n_{w0} (n_{h0} \langle \sigma_{ih0} v_{h0} \rangle + n_e \langle \sigma_e v_e \rangle + n_{h1} \langle \sigma_i v_{h0} \rangle) + \\
 &\quad + n_{h1} n_{w0} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle - n_{h0} n_{w1} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle - n_{w1} / \tau_{wis}; \\
 \frac{dn_{w0}}{dt} &= - n_{w0} (n_{h0} \langle \sigma_{ih0} v_{h0} \rangle + n_e \langle \sigma_e v_e \rangle + n_{h1} \langle \sigma_i v_{h0} \rangle) - \\
 &\quad - n_{h1} n_{w0} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle - n_{w0} / \tau_{wos}; \\
 \frac{d(n_{h1} E_{h1})}{dt} &= \left\{ n_{h0} (n_{w0} \langle \sigma_{if} v_{h0} \rangle + n_e \langle \sigma_e v_e \rangle + (n_{h1} + n_{w1}) \langle \sigma_i v_{h0} \rangle) + \right. \\
 &\quad \left. + n_{h0} n_{w1} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle \right\} \cdot E_{h0} - \left\{ n_{h1} n_{w0} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle \right\} \cdot E_{h1} + \\
 &\quad + n_{h0} n_{h1} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle (E_{h0} - E_{h1}) - \beta_{hie} (E_{h1} - E_e) - \\
 &\quad - \beta_{h1w1} (E_{h1} - E_{w1});
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
d(n_{w1} E_{w1})/dt &= \left\{ n_{w0} (n_{h0} \langle \sigma_{ih0} v_{h0} \rangle + n_e \langle \sigma_e v_e \rangle + n_{h1} \langle \sigma_{i1} v_{h0} \rangle) + \right. \\
&\quad \left. + n_{h1} n_{w0} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle \right\} \cdot E_{w0} - \\
&\quad - \left\{ n_{h0} n_{w1} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle + n_{w1} / \tau_{w1s} \right\} \cdot E_{w1} + \\
&\quad + \beta_{ew1} (E_e - E_{w1}) + \beta_{hlw1} (E_{h1} - E_{w1}); \\
d(n_e E_e)/dt &= \left\{ n_{h0} (n_{w0} \langle \sigma_{if} v_{h0} \rangle + n_e \langle \sigma_e v_e \rangle + (n_{h1} + n_{w1}) \langle \sigma_{i1} v_{h0} \rangle) \right. \\
&\quad \left. + n_{h0} n_{w1} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle + \right. \\
&\quad \left. n_{w0} (n_{h0} \langle \sigma_{ih0} v_{h0} \rangle + n_e \langle \sigma_e v_e \rangle + n_{h1} \langle \sigma_{i1} v_{h0} \rangle) + \right. \\
&\quad \left. + n_{h1} n_{w0} \langle \sigma_{ch} v_{h0} \rangle \right\} \cdot E_{e0} + \\
&\quad + \beta_{hle} (E_{h1} - E_e) - \beta_{ew1} (E_e - E_{w1}) - 4 \cdot E_e n_{w1} / \tau_{w1s} \\
&\quad - (n_{h0} + n_{w0}) \cdot P_i \cdot n_e \langle \sigma_e v_e \rangle + P_{ecrh}.
\end{aligned}$$

В модели предполагается, что мишень состоит из водородных атомов. Сечения ионизации атомов водорода быстрыми протонами σ_i и быстрыми атомами водорода σ_{ih0} , обдирки σ_{if} и перезарядки σ_{ch} были взяты из известного справочника ORNL [3] и приведены на рис. 2. Зависимость скорости ионизации атомов водорода электронным ударом $\langle \sigma_e v_e \rangle$ от электронной температуры плазмы $T_e = (2/3) \cdot E_e$, рассчитанная в работе [4], представлена на рис. 3.

Предложенная модель является нульмерной, поэтому для учета продольных потерь частиц и энергии вводится понятие продольного размера «области взаимодействия» L_{sc1} , который может варьироваться (минимальная величина L_{sc1} ограничена длиной кожуха - 45 см, максимальная - расстоянием между пробками). Атомы водорода считаются франк-кондоновскими с энергией $E_{w0} = 2$ эВ и вытекают из области взаимодействия за

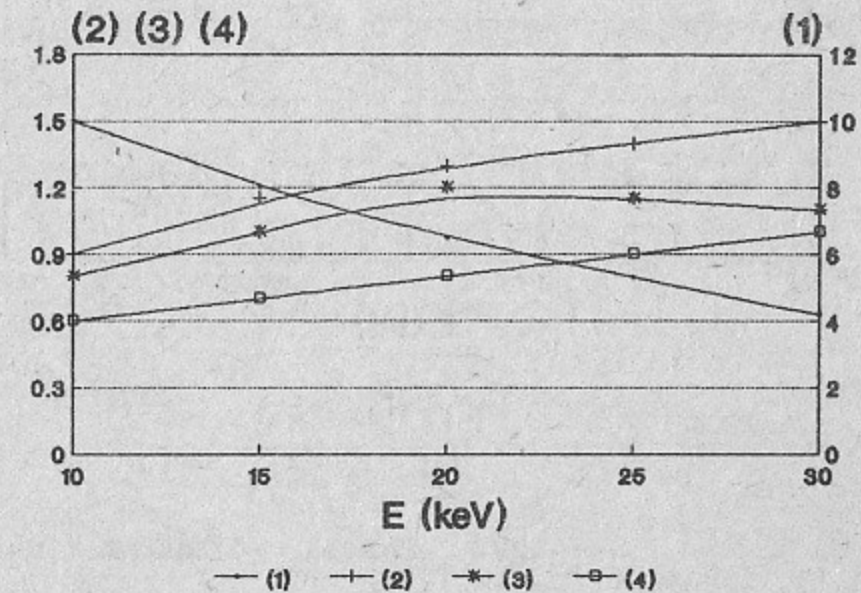


Рис. 2 Сечения процессов $H \leftrightarrow H^+$. Все сечения даны в единицах 10^{-16} cm^{-2} .

- (1): σ_{ch} - сечение перезарядки;
- (2): σ_i - сечение ионизации протонами;
- (3): σ_{if} - сечение обдирки;
- (4): σ_{ih0} - сечение ионизации быстрыми атомами водорода.

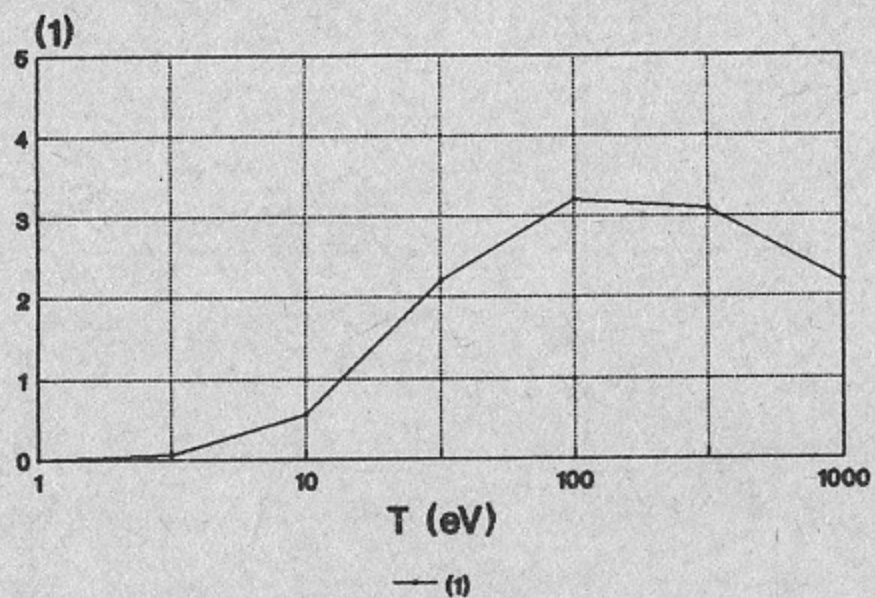


Рис.3 Скорость ионизации атомов водорода электронным ударом $\langle \sigma_e v_e \rangle$ в зависимости от температуры электронов. В единицах $10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$.

время $\tau_{w0s} \approx L_{scl} / \sqrt{E_{w0}/M_1}$. Теплые ионы уходят вдоль магнитного поля с ионно-звуковой скоростью за время $\tau_{wls} \approx L_{scl} / \sqrt{(E_{w1} + E_e)/M_1}$.

Выходящий из пробкотрона теплый ион выносит среднюю энергию E_{w1} , выходящий электрон уносит $4 \cdot E_e$, что учитывает наличие значительного перепада потенциала между плазмой и плазмоприемником. Плотность мощности передачи энергии между компонентами плазмы рассчитывалась по кулоновским процессам энергообмена со следующими коэффициентами:

$$\beta_{hiw1} = \frac{(3/2)^{1/2} \cdot 4 \cdot (2\pi)^{1/2} e^4 \cdot n_{hi} n_{w1} \lambda_{11}}{M_1 M_1 (E_{hi}/M_1 + E_{w1}/M_1)^{3/2}};$$

$$\beta_{ew1} = \frac{(3/2)^{1/2} \cdot 4 \cdot (2\pi)^{1/2} e^4 \cdot n_e n_{w1} \lambda_{ew1}}{M_1 M_e (E_e/M_e + E_{w1}/M_1)^{3/2}};$$

$$\beta_{hie} = \frac{(3/2)^{1/2} \cdot 4 \cdot (2\pi)^{1/2} e^4 \cdot n_{hi} n_e \lambda_{eh1}}{M_1 M_e (E_{hi}/M_1 + E_e/M_e)^{3/2}}.$$

Величины кулоновских логарифмов λ_{11} , λ_{eh1} , λ_{ew1} вычислялись в соответствии с [5].

В расчетах предполагается, что имеется переход быстрых ионов в теплые за три классических времени торможения на электронах:

$$\langle n_e \tau_{dr} \rangle^{-1} = \frac{(3/2)^{3/2} \cdot 4 \cdot (2\pi)^{1/2} e^4 \cdot n_e \lambda_{eh1}}{9 M_1 M_e (E_{hi}/M_1 + E_e/M_e)^{3/2}}.$$

В последнем уравнении для изменения электронной температуры учитывается, что на ионизацию атома затрачивается энергия равная энергетической «цене» иона. Зависимость цены иона от плотности плазмы и электронной температуры приведена,

например, в работе [6]. В данных вычислениях, как правило, цена иона принималась равной 30 эВ.

Фигурирующая в последнем уравнении величина P_{ecrh} представляет собой объемную плотность мощности СВЧ нагрева. В действительности поглощение СВЧ мощности происходит вблизи резонансных поверхностей первой гармоники для волн с $\lambda = 4$ мм и $\lambda = 5.5$ мм и второй гармоники $\lambda = 4$ мм. При малой плотности электронов поглощение СВЧ мощности пропорционально плотности. Анализ экспериментальных данных по поглощению СВЧ мощности на установках ТМХ-У [7] и GAMMA-10 [8] позволяет заключить, что в данном случае поглощение станет существенным при достижении концентрации на уровне $n_e \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Предполагая, что вследствие высокой электронной теплопроводности поглощаемая СВЧ мощность равномерно распределяется по объему плазмы, получим следующую оценку - $P_{\text{ecrh}} = w \cdot (1 - \exp(-n_e/n_*))$, где $w = 15 \text{ Вт/см}^3$. Кроме того при $n_e > 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ вследствие отсечки поглощение энергии прекращается - $P_{\text{ecrh}} = 0$.

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сначала описанная модель была использована для анализа результатов экспериментов по созданию мишенной плазмы при инжекции мощного импульсного сфокусированного пучка быстрых атомов водорода в пробкотрон с импульсным напуском водорода [8]. В этих экспериментах плотность потока быстрых атомов составляла $j_b = 5 \text{ экв. А/см}^2 = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, начальная плотность атомов водорода $n_{\text{HO}} \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, расстояние между пробками $L \approx 10 \text{ см}$.

На рис.4 приведены рассчитанные из указанных условий зависимости $n_{\text{HO}}, n_{\text{HI}}, n_{\text{HI}}, E_{\text{HI}}, E_{\text{HI}}, E_e$ от времени. Из представленных зависимостей видно, что процесс образования популяции горячих ионов можно разделить на две фазы. В первой фазе происходит ионизационное выгорание газового облака и образование холодной плотной плазмы с $n_{\text{HI}} \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ за время $\tau_1 \approx 25 \text{ мкс}$. Данная стадия характеризуется стабильностью электронной температуры плазмы на уровне $T_e \approx 3 \text{ эВ}$ и малой концентрацией горячих ионов с $n_{\text{HI}} \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, что связано со значительными перезарядными потерями на газовом облаке.

Вторая фаза определяется процессами вытекания холодной плазмы из пробкотрона за $\tau_2 \approx 25 \text{ мкс}$ и быстрым ростом концентрации горячих ионов, образующихся на холодной плазме. К концу фазы плотность популяции горячих ионов достигает $n_{\text{HI}} \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Процесс сопровождается быстрым ростом электронной температуры плазмы, достигающей к концу фазы значения $T_e \approx 50 \text{ эВ}$.

Таким образом за время $\tau \sim 50 \text{ мкс}$ за счет начальной ионизации холодного газа и последующих процессов образования горячих ионов на холодной плазме создается популяция горячих протонов, достаточная для дальнейшего накопления. Наблюдаемые в эксперименте величины времени выгорания газа, плотностей теплой плазмы, горячих ионов и электронной температуры вполне удовлетворительно согласуются с расчетными значениями.

Анализ результатов расчетов при различных начальных параметрах показывает, что длительность первой фазы и плотность популяции горячих ионов весьма чувствительна к

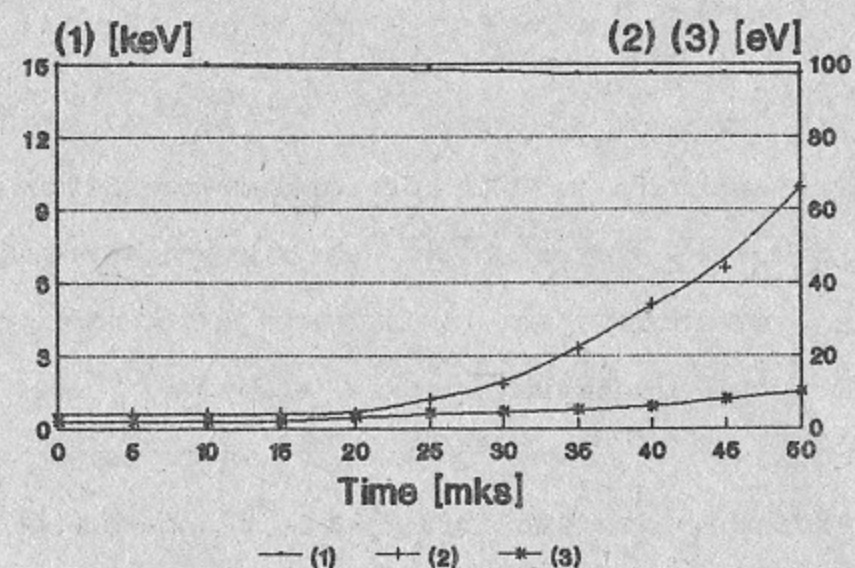
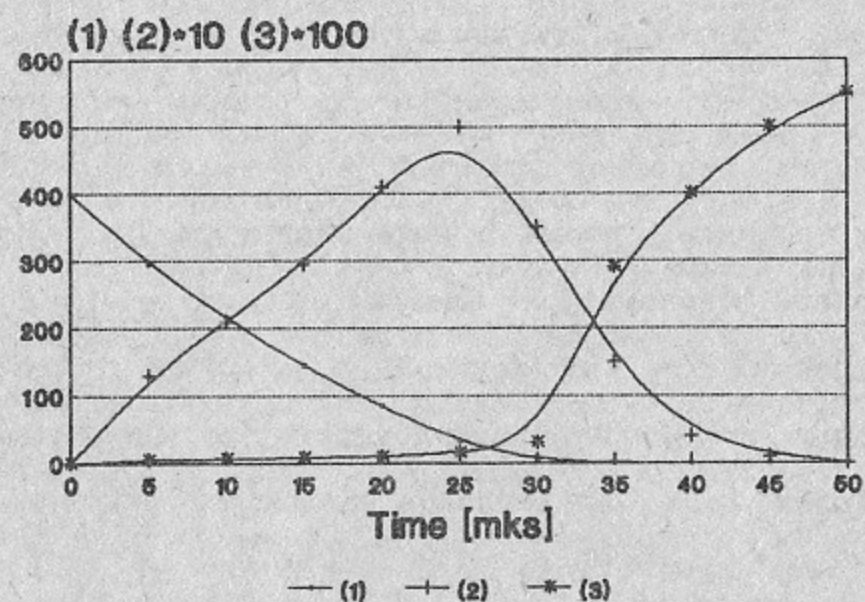


Рис. 4. Временные зависимости следующих величин:

- а) (1) n_{v0} ; (2) n_{vi} ; (3) n_{hi} ; - в единицах 10^{12} cm^{-3} .
 б) (1) E_{hi} ; (2) E_e ; (3) E_{vi} ;

условиям взаимодействия. Так при снижении плотности потока быстрых атомов в 1.5 раза максимальная концентрация холодной плазмы, образующейся в результате ионизации, достигала только $n_{wi} \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ и, соответственно, концентрация горячих ионов не превышала $n_{hi} \leq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Увеличение средней энергетической цены иона до 50 эВ приводит к увеличению ионизационной фазы до $\tau_1 \approx 35$ мкс и, соответственно, уменьшению максимальной плотности холодной плазмы до $n_{wi} \approx 2.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, что снижает плотность стартовой популяции горячих ионов до $n_{hi} \approx 1.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. Время ионизационного выгорания также возрастает при уменьшении продольного размера области взаимодействия и понижении начальной плотности водорода.

Далее была проанализирована возможность создания стартовой плазмы в конечном пробкотроне установки АМБАЛ-М. В расчетах предполагалось, что продольная длина области взаимодействия составляет $L_{sc1} \approx 100$ см. Анализ проводился для вариантов ионизации напускаемого водорода как чисто инжекционным способом, так и с помощью ЭЦР нагрева.

На рис.5 приведены результаты расчетов для расчетной плотности потока быстрых атомов $j_b = 0.8$ экв. А/см². Как видно из рисунка ионизационная фаза происходит за время $\tau_1 \approx 90$ мкс. Понижение плотности потока быстрых атомов до $j_b = 0.4$ экв. А/см² приводит к возрастанию длительности до $\tau_1 \approx 200$ мкс. Учитывая модельный характер расчетов, можно ожидать, что такая большая длительность ионизационной фазы в условиях эксперимента не приведет к развитию ионизационной лавины и накоплению достаточного количества как холодной мишенной так и горячей плазмы. Одной из возможных причин

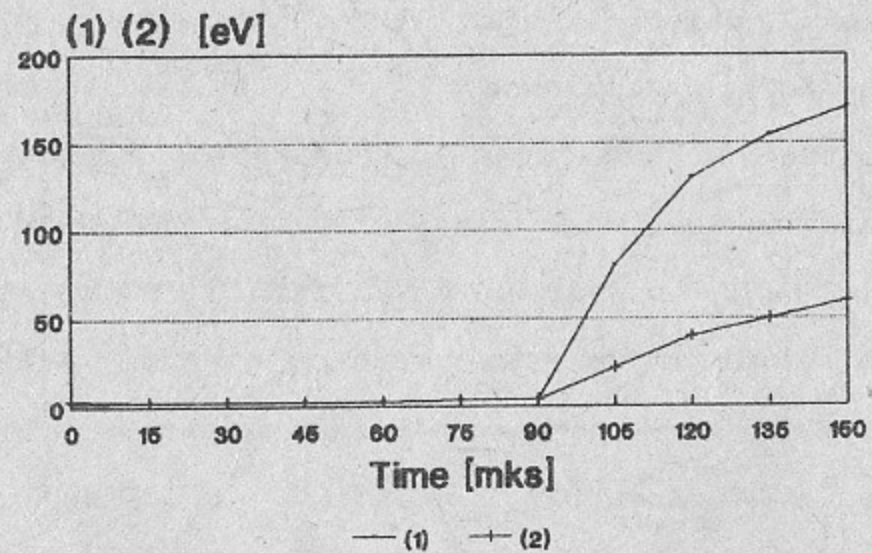
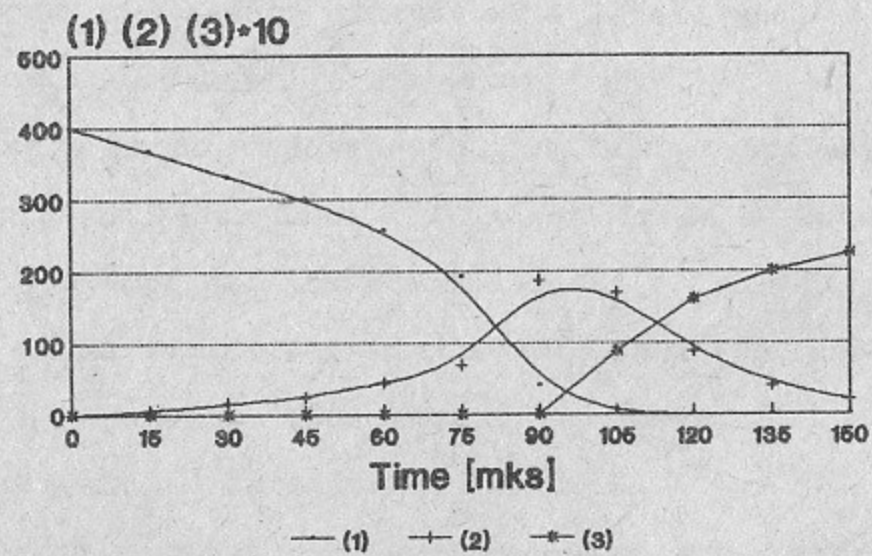


Рис. 5 Временные зависимости концентраций и температур для условий конечного пробкотрона АМБАЛ-М:

а) (1) $-n_{vo}$; (2) $-n_{vi}$; (3) $-n_{hi}$; - в единицах 10^{12} см^{-3} .

б) (1) $-E_e$; (2) $-E_{vi}$;

является развитие МГД неустойчивости в холодной плазме пробкотрона, которое для плазмы с температурой $T_1 \approx 2$ эВ развивается за время $\tau_{mgd} \approx 90$ мкс. Поэтому для надежного достижения желаемого результата необходима плотность потока быстрых атомов $j_b \geq 0.8$ экв. А/см².

Существует возможность снижения длительности ионизационной фазы, связанная с использованием в качестве инжектируемого газа гелия. Гелий имеет более высокое, чем у водорода отношение сечений обдирки и перезарядки. Время истечения гелия заметно больше, чем водорода, вследствие различия масс и энергий атомов. Напускаемый гелий находится в атомарном состоянии и поэтому атом гелия, в отличие от франк-кондоновского атома водорода, имеет малую начальную энергию. Несмотря на более высокий потенциал ионизации атома гелия, энергетическая цена иона гелия сравнима с ценой иона водорода, которая включает энергию, затрачиваемую на развал молекулы. Выполненные с соответствующей заменой коэффициентов расчеты по ионизации гелия пучком с $j_b = 0.8$ экв. А/см² показали, что ионизационная фаза для аналогичных условий с водородным газом составила $\tau_1 \approx 60$ мкс, т.е. уменьшилась на 30 мкс.

Другая возможность снижения времени ионизационной фазы заключается в использовании ЭЦР нагрева. На рис. 6 представлены результаты расчета ионизации водорода при одновременном включении инжекции с плотностью потока быстрых атомов $j_b = 0.8$ экв. А/см² и ЭЦР нагрева с объемной плотностью $w = 15$ Вт/см³. Видно, что добавление ЭЦР мощности заметно изменяет поведение плотности теплой плазмы на начальной

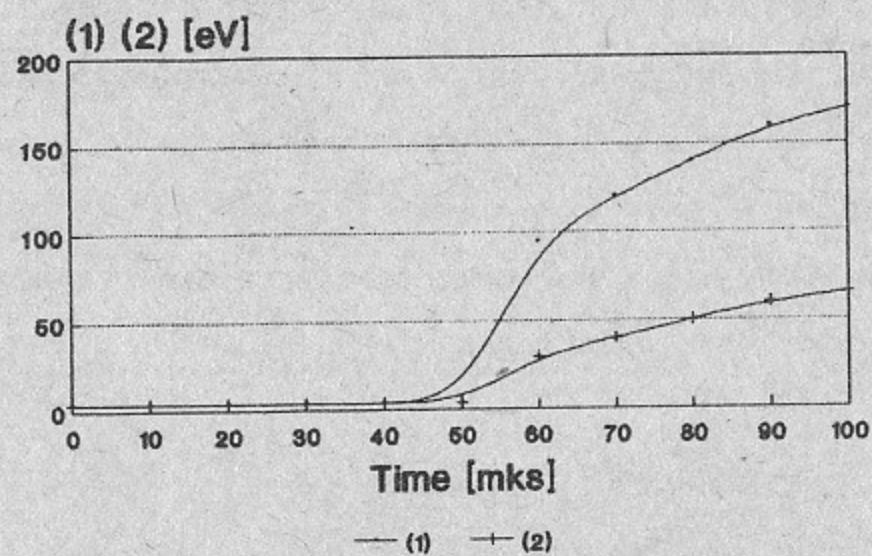
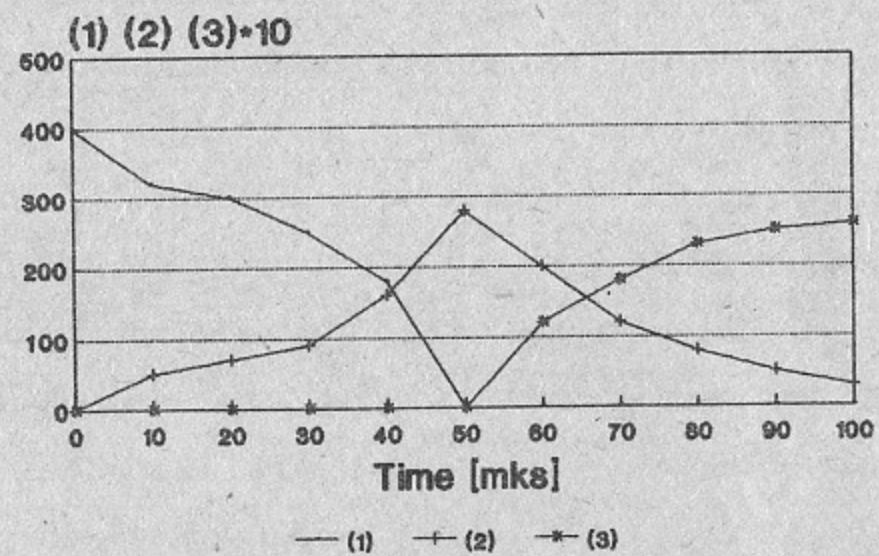


Рис. 6 То же, что и на Рис. 5, но с дополнительным введением ЭЦР мощности с объемной плотностью $w \approx 15 \text{ Вт/см}^3$:
 а) (1) $-n_{v0}$; (2) $-n_{v1}$; (3) $-n_{h1}$; - в единицах 10^{12} см^{-3} .
 б) (1) $-E_e$; (2) $-E_{v1}$;

стадии - в течении первых 10 мкс наблюдается линейный рост плотности холодной плазмы, который заканчивается на уровне СВЧ отсечки $n_0 \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а далее сохраняется вся картина, связанная с развитием ионизационной лавины. Дополнительно проведенные расчеты показали, что начальный темп роста плотности холодной плазмы прямо пропорционален объемной плотности мощности ЭЦР нагрева. Повышение плотности холодной плазмы при СВЧ нагреве приводит, естественно, к сокращению длительности ионизационной фазы до 50 мкс и позволяет перейти к инжекции пучков с умеренной плотностью потока быстрых атомов.

Для сравнения с результатами экспериментов по ионизации водорода с помощью ЭЦР нагрева на установке СВИПП [10] были проведены расчеты вариантов с относительно малой плотностью газа. При плотности атомов водорода $n_0 = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и объемной плотности СВЧ нагрева $w \approx 5 \text{ Вт/см}^3$ электронная температура стабилизируется на уровне 10 эВ, а при плотности $n_0 = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ электронная температура возрастает, стабилизируясь на уровне 130 эВ через 10 мкс после начала нагрева при существенно меньшей плотности плазмы, что иллюстрируется на рис. 7. Данные результаты согласуются с экспериментами на установке СВИПП [10] и представляют интерес для возможного эксперимента на установке АМБАЛ-М по созданию диска горячих электронов за счет непосредственной ионизации водорода.

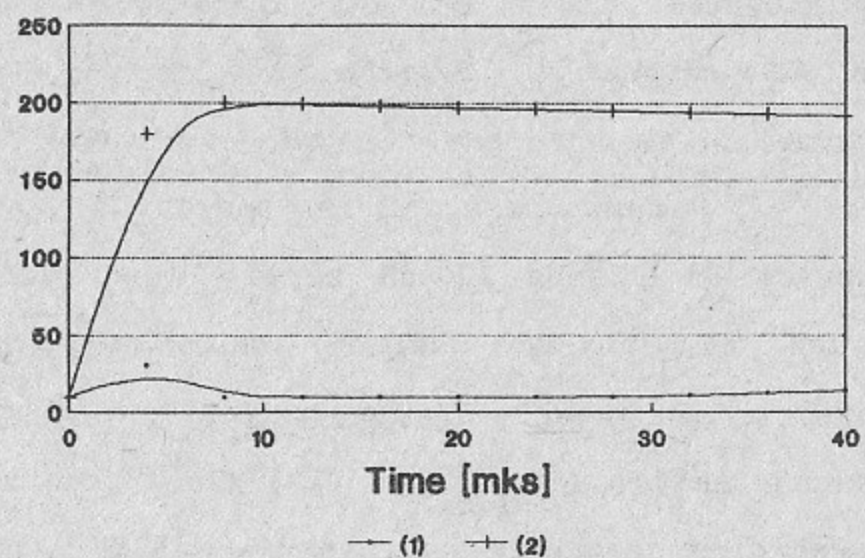
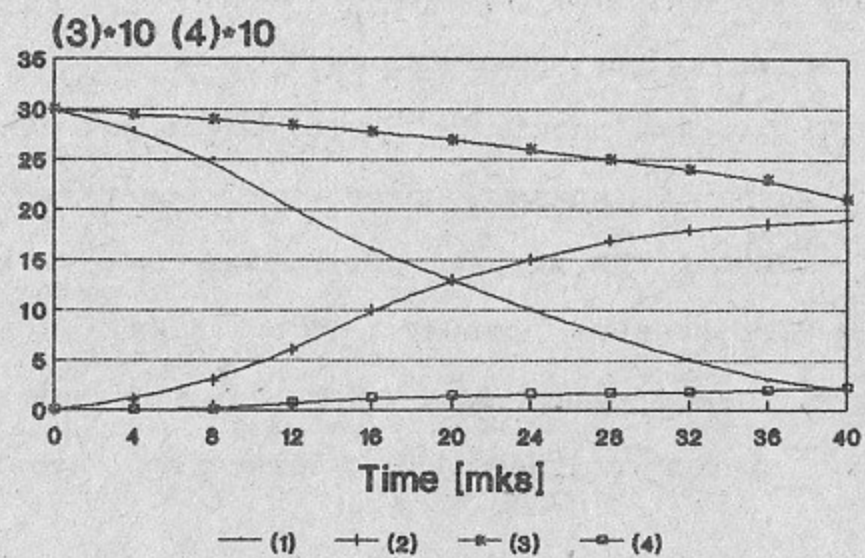


Рис. 7 Временные зависимости концентраций и температур при ионизации СВЧ нагревом ($w = 5 \text{ Вт/см}^3$):

а) (1), (3) - $n_{\nu 0}$; (2), (4) - $n_{\nu 1}$; - в единицах 10^{12} см^{-3} .

б) (1) - E_e для $n_{\nu 0}(0) = 3 \cdot 10^{13}$; (2) - E_e для $n_{\nu 0}(0) = 3 \cdot 10^{12}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты расчетов являются безусловно обнадеживающими, поскольку позволяют рассчитывать на получение в конечном пробкотроне установки АМБАЛ-М ионно-горячей плазмы с высокой электронной температурой. Особенностью создаваемой непосредственно в пробкотроне плазмы является оторванность от торцов. Это, в частности, открывает возможности для достижения высокой электронной температуры и позволяет проводить «чистые» эксперименты по изучению МГД активности горячей плазмы, как самой по себе, так и с диском «горячих» электронов, с последующим сравнением с расчетными моделями.

Модель допускает естественное пространственное развитие методом ячеек. При этом в каждой ячейке решается приведенная выше система уравнений, дополненная членами, учитывающими баланс частиц и энергии между ячейками. В случае создания пространственной модели можно ожидать интересных результатов по анализу влияния вакуумных условий и специфике «длинных» систем с участками локальной инжекции.

Авторы выражают благодарность А. А. Иванову, А. М. Кудрявцеву и Г. И. Шульженко за многочисленные полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Димов Г. И., Лысянский П. Б. Препринт ИЯФ 86-102, Новосибирск, 1986.
2. Глявин М. Ю., Нусинович Г. С. и др. ВАНТ, сер. Тероядерный синтез, 1990, N4, с. 65
3. Atomic Data for Controlled Fusion Research, ORNL, Oak

- Ridge, Tennessee 37830, ORNL-5206, vol.1, 1977.
4. Алиновский Н.И., Нестерихин Ю.Е., Пахтусов Б.К. ЖТФ, т.39, N1, с. 139.
 5. NRL Plasma Formulary, NRL, Washington, DC 20375, NRL-Publication 0084-4040, 1987.
 6. Барнет К., Харрисон М. Прикладная физика атомных столкновений. Плазма М.: Энергоатомиздат, 1987, с.346.
 7. Simonen T.S. et al. Summary of TMX-U Results: 1984, LLNR, Livermore, CA, UCID-20274, 1984
 8. Kariya T., Saito T. et al. Phys. Fluids, 1988, v.31, p.1815.
 9. Давыденко В.И., Шульженко Г.И. Препринт ИЯФ 89-134, Новосибирск, 1989.
 10. Бочаров В.Н., Завадский Н.А. и др. ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 1985, N3, с.64.

В.И.Давыденко, С.В.Кузьмин

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОЗДАНИЯ СТАРТОВОЙ ПЛАЗМЫ
В УСТАНОВКЕ АМБАЛ-М

Препринт
№91-48

Работа поступила - 29 апреля 1991 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 29.04.1991 г.
Формат бумаги 60x90 I/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 учетно-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 48.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90