

Государственный научный центр
Российской Федерации
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера СО РАН

А.А. Иванов, А.Н. Карпушов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО
ПЕРЕХОДА ПЛАЗМЫ В ГДЛ
ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ МГД-УСТОЙЧИВОСТИ
ПРИ ИНЖЕКЦИИ АТОМАРНЫХ ПУЧКОВ

ИЯФ 96-2

НОВОСИБИРСК

1996

**Моделирование динамического
перехода плазмы в ГДЛ
через границу МГД-устойчивости
при инжекции атомарных пучков**

А.А. Иванов, А.Н. Карпушов

ГНЦ РФ “Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН”
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

В настоящей работе, с использованием простейшей модели энергобаланса и упрощенного критерия МГД-устойчивости, рассмотрен динамический переход плазмы через границу устойчивости при инжекции атомарных пучков в газодинамическую ловушку (ГДЛ). Проведено сравнение расчетных параметров плазмы на границе устойчивости с экспериментальными данными. Развитый подход может использоваться для оптимизации условий нагрева плазмы на установке ГДЛ и в Водородном прототипе нейтронного источника.

**Simulation of plasma dynamical transition
across the MHD-stability boundary
under neutral beam injection in the GDT device**

The State Research Center of Russian Federation
“Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS”
630090 Novosibirsk, Russia, E-mail: ivanov@inp.nsk.su

Abstract

This paper presents the results of simulation of plasma dynamical transition across the MHD-stability boundary under neutral beam injection into a gas-dynamic trap (GDT). The model used involves a simplified set of plasma energy balance equations and the MHD-stability criterion. The predicted plasma parameters on the stability boundary are compared with the experimental data. The developed approach is applicable to optimization of plasma heating in the GDT device and a Hydrogen Prototype of the GDT-based neutron source as well.

1 Введение

Поведение мишенной плазмы в газодинамической ловушке (ГДЛ) при нагреве атомарными пучками качественно отличается в режимах с благоприятной и неблагоприятной кривизной силовых линий в расширителях-стабилизаторах. В случае, когда кривизна в расширителях была неблагоприятной, наблюдались нарушения симметрии профиля плотности плазмы, сопровождавшиеся сбросами плотности. В качестве примера на рис.1 приведен профиль линейной плотности плазмы, измеренный по ослаблениям нагретых пучков. Несмотря на то, что в течение первых 600 мкс инъекции источник плазмы был включен и имела место торцевая стабилизация, линейная плотность в сечении шнура испытывала резкие хаотические изменения. После отключения источника, в течение последующих 100 – 200 мкс, профиль плотности сильно уширялся, а плотность падала. Температуры плазмы также резко снижались, по-видимому, из-за сильного взаимодействия с лимитерами.

Когда кривизна силовых линий в расширителях была благоприятной, поведение мишенной плазмы заметно отличалось от описанного выше. Возмущение профиля плотности при инъекции с длительностью 1.2 мс были меньше и не сопровождались столь значительными сбросами плотности. Тем не менее, поведение мишенной плазмы при большой мощности инъекции (≥ 200 кВт) проявляло черты, характерные для МГД-неустойчивых режимов удержания. Это проявлялось прежде всего в смещениях плазменного столба и уширении профиля плотности в течение нагрева. При этом плотность плазмы в гало, опиравшемся вдоль силовых линий на лимитеры, возрастала при длительности инъекции 1.2 мс в 3 – 5 раз. Значительное возрастание плотности периферийной плазмы, контактирующей с проводящими лимитерами, может приводить к появлению дополнительного механизма стабилизации [1, 2, 3]. Вместе с тем, это сопровождалось значительным ростом потерь энергии из мишенной плазмы. Так, например, температура плазмы была в несколько раз меньшей ожидавшейся из вычислений, основанных на балансных уравнениях. О появлении дополнительных потерь свидетельствовала также характерная, с тенденцией к насыщению, зависимость максимальной температуры от захваченной мощности, пред-

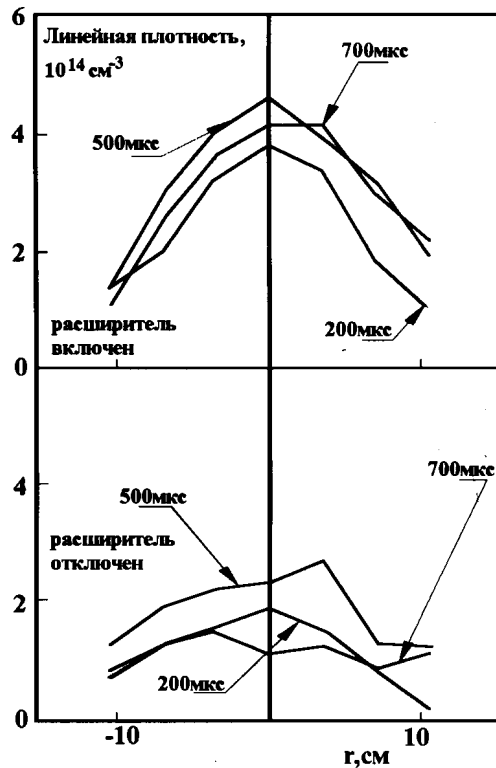


Рис. 1: Поведение линейной плотности плазмы в ГДЛ при инъекции атомарных пучков.

ставленная для одной из серий выстрелов с различным количеством инжекторов на рис.2. Величина магнитного поля в центре была равна 1.5 кЭ, пробочное отношение – $R_m = 25$, длительность инъекции – 1.2 мс.

Временное поведение температуры в выстрелах с различной инжектированной мощностью было различным. Так при мощности нагрева ~ 100 кВт, которая получалась при работе двух инжекторов с отключенными перезарядными мишенями, температура плазмы нарастала в течении всего импульса. При увеличении мощности рост температуры плазмы прекращался на более ранних стадиях (рис.3).

На рис.4 приведены типичные временные зависимости электронной температуры и полной энергии мишенной плазмы при инъекции 250 мкс пучков. При анализе этих данных обращает на себя внимание резкое снижение темпа нагрева, происходящее через 70÷100 мкс после начала инъекции. Это указывает на возрастание в процессе нагрева поперечных потерь, которые не учитывались в этих уравнениях. Для определения основных каналов потерь энергии из мишенной плазмы и популяции быстрых ионов были проведены специальные измерения, позволившие выявить значительное возрастание потерь по сравнению с ожидаемыми в процессе нагрева. Возможной причиной этих аномалий может быть потеря МГД-устойчивости плазмы в процессе накопления быстрых ионов. Простейшая модель "динамического" перехода плазмы в ГДЛ через границу устойчивости рассмотрена ниже.

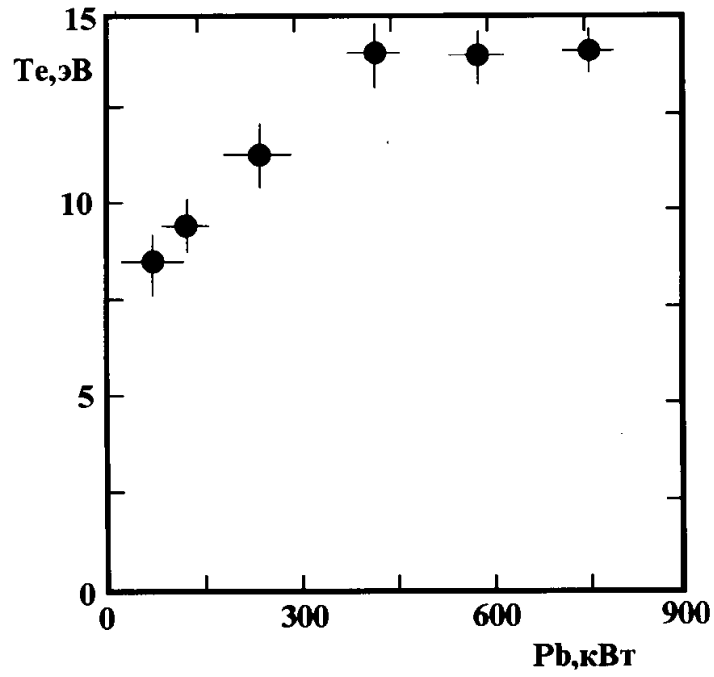


Рис. 2: Зависимость максимальной температуры плазмы от поглощенной мощности атомарных пучков.

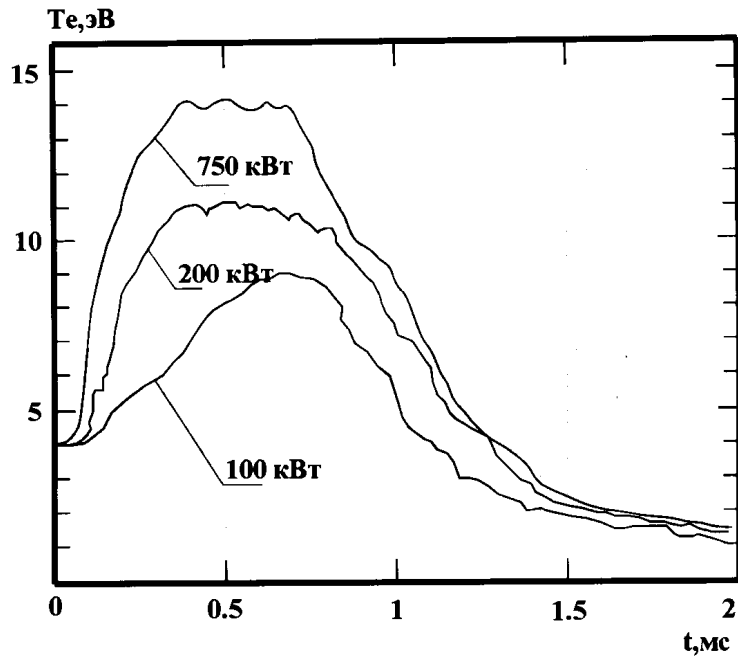


Рис. 3: Временное поведение температуры в выстрелах с различной захваченной мощностью.

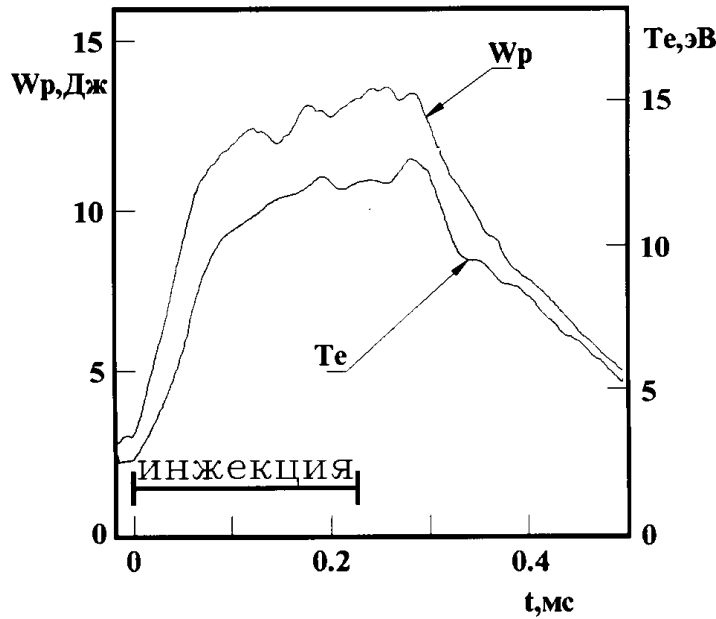


Рис. 4: Временные зависимости электронной температуры и полной энергии мишенной плазмы при инжекции.

2 Потеря МГД-устойчивости мишенной плазмы при нагреве

Прежде всего отметим, что МГД-устойчивость плазмы в ГДЛ обеспечивается потоком вытекающей через пробки мишенной плазмы [4]. Популяция быстрых ионов в центральной части находится в области с неблагоприятной кривизной силовых линий и вносит лишь дестабилизирующий вклад в устойчивость. В этом случае, если энергосодержание в быстрых ионах растет быстрее, чем в плазме, то наступает момент, когда система достигает границы устойчивости. Время, когда происходит потеря устойчивости, зависит от мощности инжекции, а также соотношения между временами перезарядки, торможения и времени энергетических потерь из мишенной плазмы. При анализе МГД-устойчивости плазмы при нагреве рассматривалась устойчивость моды жесткого смещения $m = 1$. Считалось, что остальные моды должны быть подавлены эффектами конечного ларморовского радиуса ионов.

Для моды $m = 1$ возмущение энергии плазмы в параксиальном приближении при смещении ξ_0 в центральной плоскости ловушки [5, 6] имеет вид:

$$\delta W = -\pi H_{min} \xi_0^2 \int \psi d\psi \int \frac{dl}{H^2 r} \kappa \frac{\partial(P_{\parallel} + P_{\perp})}{\partial \psi}$$

Для оптимального профиля силовых линий, когда средняя неблагоприятная кривизна в центральной части ловушки минимальна, $r(z) = r_0 \sqrt{1 - \frac{R-1}{R} \frac{2z}{l_m}}$, величина $\kappa/H^2 r$ постоянна и равна $1/4l_m^2 H_{min}^2$ (предполагается, что $R_m \gg 1$). Реальное поле ловушки близко к оптимальному. В результате выражение для возмущенной энергии приобретает вид:

$$\delta W = -\pi \xi_0^2 / 4l_m^2 H_{min} \cdot \int dl \int d\psi (P_{\parallel} + P_{\perp})$$

Для изотропной мишенной плазмы $P_{\parallel} + P_{\perp} = 2P = const$ и величина возмущения энергии связана с энергосодержанием плазмы следующим соотношением:

$$\delta W = -\xi_0^2 W_p / 3l_m^2 . \quad (1)$$

Для быстрых ионов аналогичный расчет довольно сложен и, вообще говоря, может быть сделан только численно. Нами при анализе экспериментальных данных использовалась простейшая модель функции распределения быстрых ионов вида: $f(\psi, \varepsilon, \mu) = A(\psi)\delta(\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot \delta(\mu - \mu_0)$, где $\mu_0 = \varepsilon_0 \sin(\theta)^2 / H_{min}$ (θ - угол инжекции). Выражение для возмущения энергии быстрых частиц в этом приближении имеет вид:

$$\delta W = -\xi_0^2 W_f / 4l_m^2 \cdot \frac{\ln \frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta} - \cos\theta}{\cos\theta + 0.5 \sin^2\theta \ln \frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta}}$$

В диапазоне питч-углов 45 ± 10 градусов, что соответствует измеренной ширине углового распределения быстрых ионов, с хорошей точностью можно положить:

$$\delta W = -\xi_0^2 W_f / 4l_m^2 . \quad (2)$$

Используя коэффициенты пропорциональности между возмущением энергии в желобковом возмущении и энергосодержанием мишенной плазмы и быстрых ионов, получаем, что критерий МГД-устойчивости нарушается при

$$W_f > \frac{4}{3} W_p \cdot (Q_0 - 1) , \quad (3)$$

Здесь Q_0 – запас устойчивости для мишенной плазмы, определяемый как абсолютная величина отношения средней (с весом давления плазмы) кривизны силовых линий в расширителях к средней кривизне в центральной части ловушки. Отметим, что таким образом определенный запас устойчивости вычисляется без учета вклада в давление быстрых ионов.

3 Модель нагрева плазмы

Поскольку граничное условие устойчивости определяется энергосодержаниями мишенной плазмы и быстрых ионов, процесс динамического перехода через границу устойчивости в процессе нагрева можно описывать, пользуясь простейшими уравнениями энергетического баланса. Для конкретных условий экспериментов на установке ГДЛ, можно учитывать только потери энергии из основной плазмы из-за вытекания через пробки, пренебрегая радиационными потерями, а также считать плотность плазмы постоянной. Для быстрых ионов можно пренебрегать перезарядкой, поскольку в практически интересных случаях потеря устойчивости наступает раньше, чем перезарядка начинает играть существенную роль в энергобалансе. Переходя к безразмерным переменным, запишем редуцированную систему уравнений энергобаланса

мишенной плазмы и быстрых ионов:

$$\frac{d\tilde{W}_f}{d\tilde{t}} = \tilde{P}_b - \frac{\tilde{W}_f \kappa}{\tilde{T}^{3/2}}; \quad (4)$$

$$\frac{d\tilde{W}_p}{d\tilde{t}} = \frac{\tilde{W}_f \kappa}{\tilde{T}^{3/2}} - \tilde{W}_p \tilde{T}^{1/2}. \quad (5)$$

Входящие в уравнения (4), (5) величины энергосодержания мишенной плазмы и быстрых ионов, нормированы на начальное энергосодержание мишенной плазмы $W_p(0)$, безразмерное время τ нормировано на начальное время энергетических потерь через пробки τ_{\parallel}^E , κ представляет собой отношение τ_{\parallel}^E к начальному времени торможения быстрых ионов на электронах τ_{Fe} , $\tilde{P}_b = P_b \tau_{\parallel}^E / W_p(0)$. Температура плазмы (температуры ионов и электронов считаются одинаковыми) нормирована на свое начальное значение. Предполагается, что время торможения меняется с температурой $\propto \tilde{T}^{3/2}$, а время энергетических потерь из мишенной плазмы $\propto 1/\tilde{T}^{1/2}$ (заметим, что в случае постоянной плотности $\tilde{T} = \tilde{W}_p$). Момент времени, когда неравенство (3) начинает выполняться в процессе накопления быстрых частиц, соответствует переходу через границу устойчивости. Например, условие устойчивости состояния, когда энергосодержания быстрых ионов и мишенной плазмы перестают меняться, имеет вид $\tilde{P}_b^{4/3} \leq \kappa 4(Q_0 - 1)/3$.

Для более точного моделирования экспериментальной ситуации уравнения (4)–(5) были дополнены уравнением для плотности плазмы и, кроме того, считалось, что захваченная мощность пропорциональна плотности плазмы. Это усложнение не приводило к появлению новых безразмерных параметров, поскольку времена истечения плазмы из ловушки и время энергетических потерь пропорциональны друг другу. Полученная таким образом система уравнений решалась численно для реальных экспериментальных условий.

Для оценки запаса устойчивости в экспериментах с инжекцией принималось, что потеря устойчивости происходит в момент, когда производная энергосодержания мишенной плазмы по времени достигает максимума и начинает падать. Сравнение мощности нагрева электронов и производной энергосодержания плазмы, представленных на рис.5, показывает, что в этот момент они начинают заметно отличаться. Поскольку мощность потерь в пробки при этом пренебрежимо мала, можно заключить, что возникает дополнительный канал потерь энергии из мишенной плазмы. Развитие крупномасштабных возмущений, сопровождавшихся возрастанием потерь энергии из мишенной плазмы, регистрировалось по временному ходу энергосодержания плазмы в процессе нагрева. Характерная осциллограмма, иллюстрирующая появление возмущений на определенной фазе нагрева, приведена для одного из выстрелов установки на рис.4.

Отметим, что наблюдаемые при инжекции потери энергии из мишенной плазмы, колебания центра тяжести плазменного шнура с амплитудой до трех сантиметров, а также заметные возмущения профиля плотности плазмы не приводили к гибели быстрых ионов. Принимая, что потеря устойчивости происходит в момент максимума

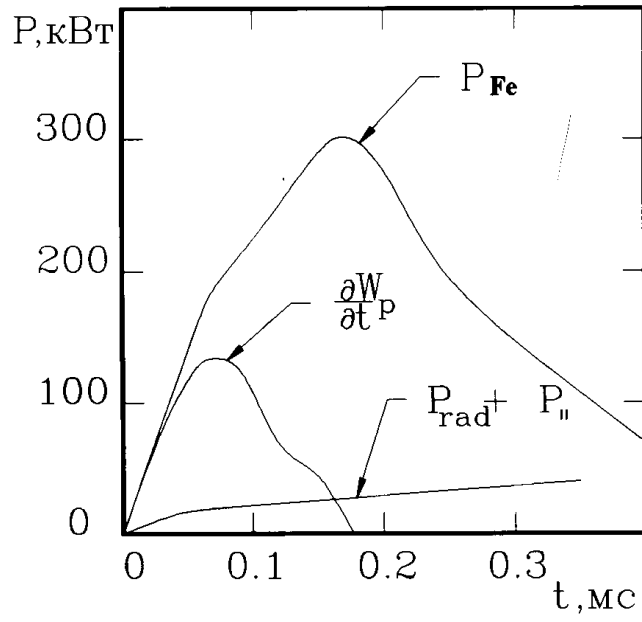


Рис. 5: Энергобаланс мишенной плазмы при инжекции.

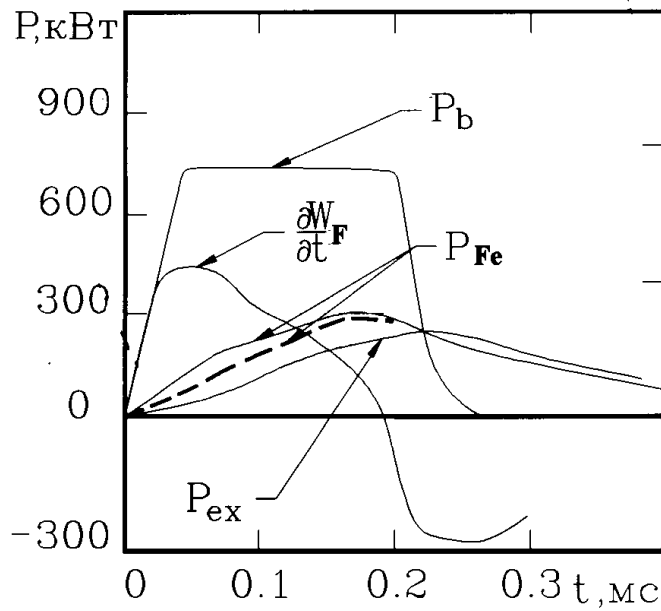


Рис. 6: Энергобаланс быстрых ионов при инжекции.

производной энергосодержания мишенной плазмы, по соотношению энергосодержаний мишенной плазмы и быстрых ионов в этот момент можно оценить величину запаса устойчивости Q_0 . При анализе данных принималось, что неустойчивой становится мода жесткого смещения $m = 1$.

В качестве примера, рассмотрим данные для серии выстрелов, представленных на рис.5—6. В момент максимума производной $\partial W_p/\partial t$ энергосодержание мишенной плазмы $W_p = 8$ Дж, быстрых ионов $W_b = 22.5$ Дж, что соответствует запасу устойчивости $Q_0 = 3.1$.

Анализ данных, приведенных на рис.7 для выстрелов с различной мощностью и длительностью нагрева, дает значение запаса устойчивости $Q_0 = 2.8 \pm 0.7$. Измерения, результаты которых приведены на данном рисунке, проводились в диапазоне захватываемых мощностей от 200 кВт до 1.3 МВт, длительности инжекции 0.2–1.2 мс и максимальном энергосодержании в быстрой компоненте до 150 Дж. Соотношение между энергосодержаниями (W_p/W_f) на момент максимума W_p и на границе устойчивости заметно отличались: а именно, в первом случае энергосодержание в плазме было несколько меньше при близких значениях W_f , чем во втором. Это, возможно, указывает на появление некоторого дополнительного механизма стабилизации, связанного, по-видимому, с уширением профиля плотности и усилением взаимодействия плазмы с лимитерами.

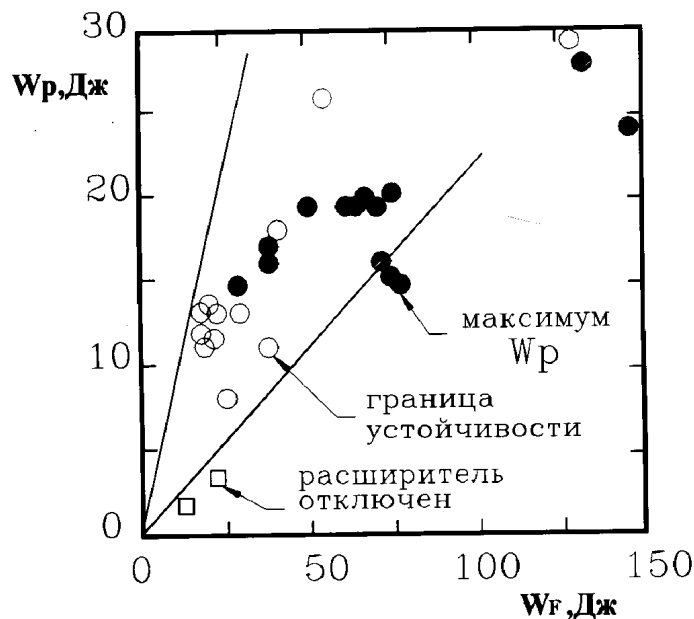


Рис. 7: Энергосодержание быстрых ионов и мишенной плазмы на границе МГД-устойчивости.

Максимальная температура плазмы, полученная при инжекции в ГДЛ, стабилизированную расширителем, несколько увеличивалась (с 15 до 20–25 эВ) при уменьшении мощности инжекции и увеличении как длительности так и начальной плотности плазмы. Температура плазмы увеличивалась также (при прочих неизменных усло-

виях) при увеличении магнитного поля в ловушке. Все это также косвенно указывает на ограничение температуры и энергосодержания плазмы в процессе нагрева, связанное с переходом системы в неустойчивое состояние. Были проведены численные расчеты временного поведения параметров плазмы при нагреве с использованием системы уравнений (4), (5). Считалось, что когда плазма достигает границы МГД-устойчивости, рост температуры прекращается в результате сильного возрастания поперечных потерь. Результаты этих расчетов удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными при значении запаса устойчивости $Q_0 = 3$.

4 Численный анализ

Более полная система уравнений, описывающая эволюцию параметров плазмы и быстрых ионов при нагреве имела вид:

$$\frac{dW_f}{dt} = P_b - P_{ex} - P_{fe} \quad (6)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = -q_{\parallel} \quad (7)$$

$$\frac{dW_p}{dt} = P_{fe} - P_{\parallel} \quad (8)$$

Уравнение (6) описывает энергобаланс быстрых ионов. Уравнения (7) и (8) описывают баланс вещества и энергии в мишенной плазме. В уравнениях использованы следующие обозначения: P_b - захватываемая в плазме мощность; P_{ex} - мощность перезарядных потерь; $P_{fe} = \frac{W_f}{\tau_{fe}}$ - мощность, передаваемая от быстрых ионов электронам мишенной плазмы, τ_{fe} - время торможения; $q_{\parallel} = \frac{N_p}{\tau_{\parallel}^n}$ - продольные потери частиц через пробки, τ_{\parallel}^n - время истечения вещества из ловушки; $P_{\parallel} = \frac{W_p}{\tau_{\parallel}^E}$ - продольные потери энергии, где τ_{\parallel}^E - время продольных потерь энергии.

В соответствии с [4] принималось, что:

$$q_{\parallel} = \frac{0.61N_p}{LR_m} \sqrt{\frac{T_e}{m_p}} \quad P_{\parallel} = \frac{3.64N_p T_e}{LR_m} \sqrt{\frac{T_e}{m_p}}; \quad (9)$$

$$\tau_{\parallel}^n(t) = \tau_{\parallel}^n(0) \left(\frac{T_p(0)}{T_p(t)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \tau_{\parallel}^E(t) = \tau_{\parallel}^E(0) \left(\frac{T_p(0)}{T_p(t)} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

где $\tau_{\parallel}^n(0)$, $\tau_{\parallel}^E(0)$ и $T_p(0)$ — относятся к моменту начала инжекции.

Зависимость времени торможения быстрых ионов от параметров плазмы имеет вид:

$$\tau_{fe}(t) = \frac{3m_i T_e^{\frac{3}{2}}}{8\sqrt{2\pi} e^4 \lambda \sqrt{m_e n_e}} \quad (11)$$

$$\tau_{fe}(t) = \tau_{fe}(0) \left(\frac{T_p(t)}{T_p(0)} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{N_p(0)}{N_p(t)}, \quad (12)$$

$N_p(0)$ — полное число частиц в ловушке на момент начала инжекции.

При вычислении параметров мишенной плазмы при нагреве пренебрегалось поперечными и радиационными потерями.

Система уравнений (6)—(8) может быть приведена к виду (ср. (5)):

$$\frac{d\tilde{W}_f}{d\tilde{t}} = \tilde{P}_b \tilde{n} - \kappa \tilde{W}_f \tilde{n} \tilde{T}^{-\frac{3}{2}} - \rho \tilde{W}_f \quad (13)$$

$$\frac{d\tilde{n}}{d\tilde{t}} = -\tilde{n} \tilde{T}^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

$$\frac{d\tilde{T}}{d\tilde{t}} = \kappa \tilde{W}_f \tilde{n} \tilde{T}^{-\frac{3}{2}} - \alpha \tilde{n} \tilde{T}^{\frac{3}{2}} \quad (15)$$

где $\tilde{n} = \frac{n_p(t)}{n_p(0)}$ – безразмерная плотность плазмы, $\tilde{T} = \frac{T_p(t)}{T_p(0)}$ – безразмерная температура, $\tilde{W}_f = \frac{W_f(t)}{3n_p(0)T_p(0)V}$ – энергосодержание в быстрых ионах, отнесенное к начальному энергосодержанию мишенной плазмы; $\tilde{t} = \frac{t}{\tau_{\parallel}^n(0)}$ – безразмерное время; $\tilde{P}_b = \frac{P_b \tau_{\parallel}^n(0)}{3n_p(0)T_p(0)V}$ – безразмерная захваченная в плазму мощность; $\kappa = \frac{\tau_{\parallel}^n(0)}{\tau_{fe}(0)}$ – отношение времени продольного истечения к времени торможения на момент начала нагрева; $\rho = \frac{\tau_{\parallel}^n(0)}{\tau_{ex}}$ – безразмерная частота перезарядки; $\alpha = \frac{\tau_{\parallel}^n(0)}{\tau_{\parallel}^E(0)} - 1 \simeq 1$ – отношение времен продольных потерь вещества и энергии.

В уравнении (13) предполагается, что мощность, захваченная в плазму, пропорциональна ее плотности, а время перезарядки быстрых ионов постоянно в процессе нагрева.

Для решения уравнений (13)—(15) использовались начальные условия $\tilde{n}(0) = 1$, $\tilde{T}(0) = 1$ и $\tilde{W}_f(0) = 0$.

Задачей численного анализа нагрева плазмы являлось определение оптимальных условий нагрева для достижения максимальных параметров плазмы T_p , W_p и W_f без потери МГД-устойчивости. Условия нагрева характеризовались безразмерными параметрами κ , ρ и \tilde{P}_b . Численное решение уравнений (13)—(15) проводилось до нарушения критерия устойчивости (3).

На рис.8 и 9 показаны зависимости максимальных значений T_p , W_p и W_f во время нагрева для $Q_0 = 3$ и $Q_0 = 10$ без учета перезарядки. Счет прекращался либо при нарушении критерия устойчивости, либо когда \tilde{t} превышало 0.5. Значение $\tilde{t} = 0.5$ соответствовало окончанию инжекции в типичных условиях эксперимента. На графиках показаны области, в которых нарушается критерий МГД-устойчивости (Unstable), а также области, в которых вплоть до $\tilde{t} = 0.5$ критерий устойчивости выполнялся (Stable). Сплошной линией (MHD-limit) показана граница между этими двумя областями. Штриховая, штрих-пунктирная и пунктирная линии проведены, соответственно, через максимумы \tilde{T}_p , \tilde{W}_p и \tilde{W}_f . Безразмерная мощность инжекции в вычислениях предполагалась постоянной.

Исходные параметры выбирались применительно к условиям экспериментов на установке ГДЛ. Плотность плазмы на момент начала нагрева составляла $0.2 - 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, электронная температура – $2 - 5$ эВ, энергия инжекции – $5 - 17$ кэВ,

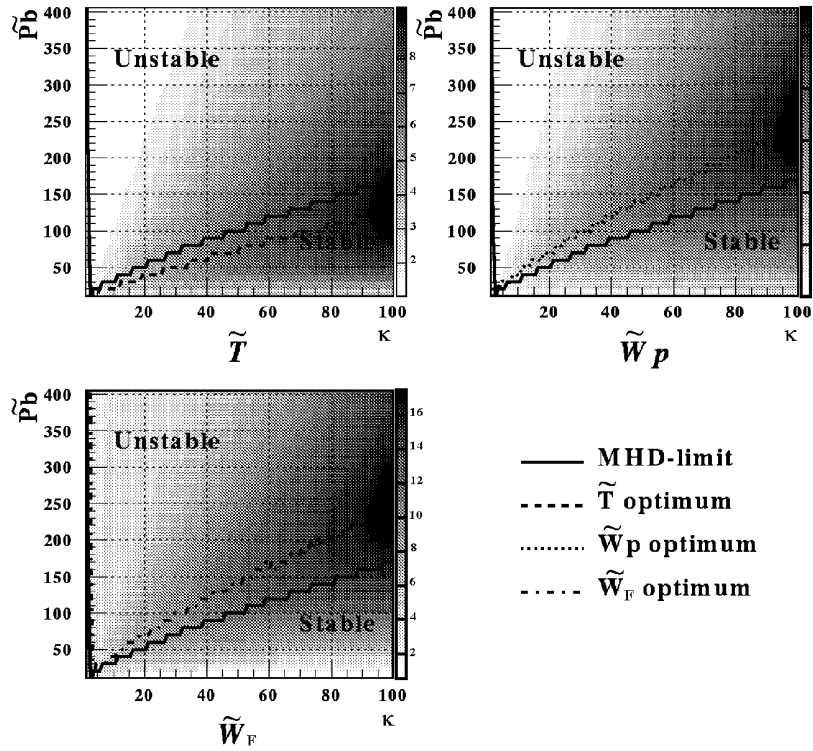


Рис. 8: Максимальные значения параметров плазмы при $Q_0 = 3$.

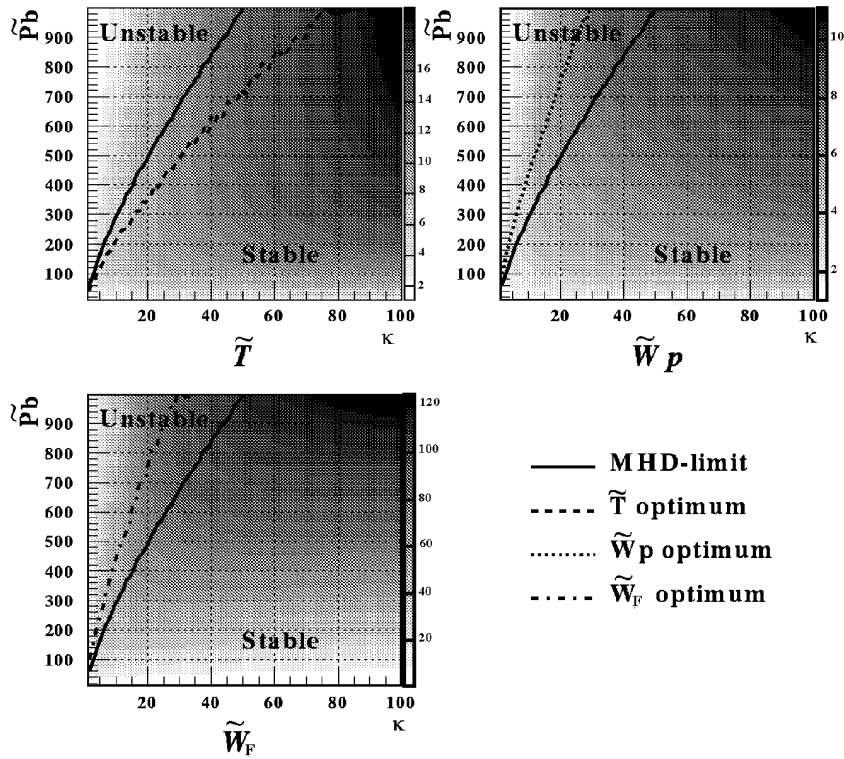


Рис. 9: Максимальные значения параметров плазмы при $Q_0 = 10$.

захваченная в плазме мощность – 100 – 1500 кВт, длительность инжекции до 1.2 мс. При этих параметрах κ находится в диапазоне 1 – 100, а \tilde{P}_b от 10 до 1000.

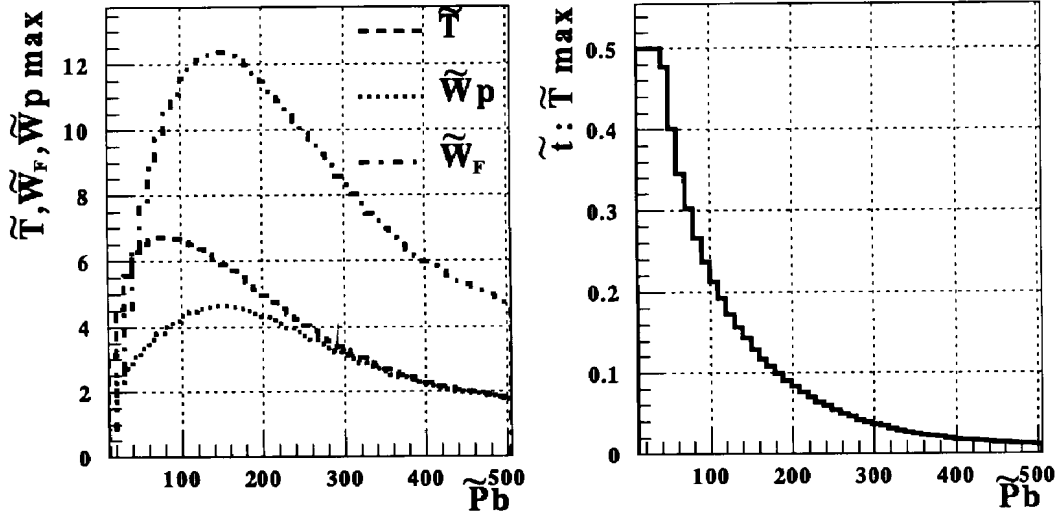


Рис. 10: Максимальные значения параметров плазмы при $Q_0 = 3$ и $k = 50$.

При типичных параметрах эксперимента $\tau_{\parallel}^n(0) \simeq 2.5$ мс и $\tau_{fe}(0) \simeq 50$ мкс, $\kappa \simeq 50$. Рисунки 10 и 11 иллюстрируют зависимости параметров плазмы от мощности инжекции при $\kappa = 50$. Также показано время (в единицах \tilde{t}), когда достигается максимум температуры плазмы.

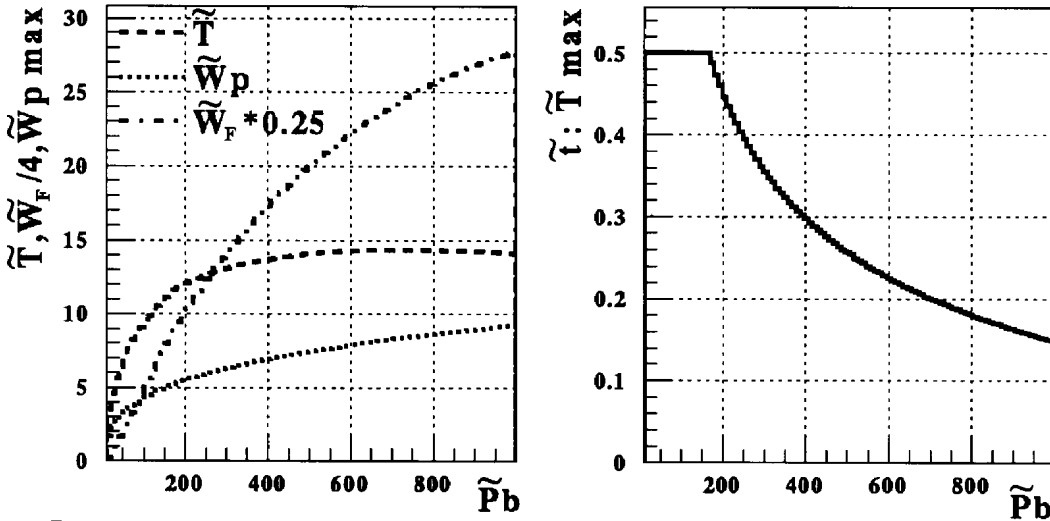


Рис. 11: Максимальные значения параметров плазмы при $Q_0 = 10$ и $k = 50$.

При $Q = 3$ температура плазмы имеет максимум при $\tilde{P}_b \sim 80$, а энергосодержания в плазме и быстрых ионах — при $\tilde{P}_b \sim 160$. При $Q = 10$ в области $\tilde{P}_b < 1000$ параметры плазмы непрерывно растут в течении всего импульса нагрева.

При фиксированной мощности инжекции \tilde{P}_b с ростом κ (уменьшением начального времени торможения) растут параметры плазмы рис.12, 13.

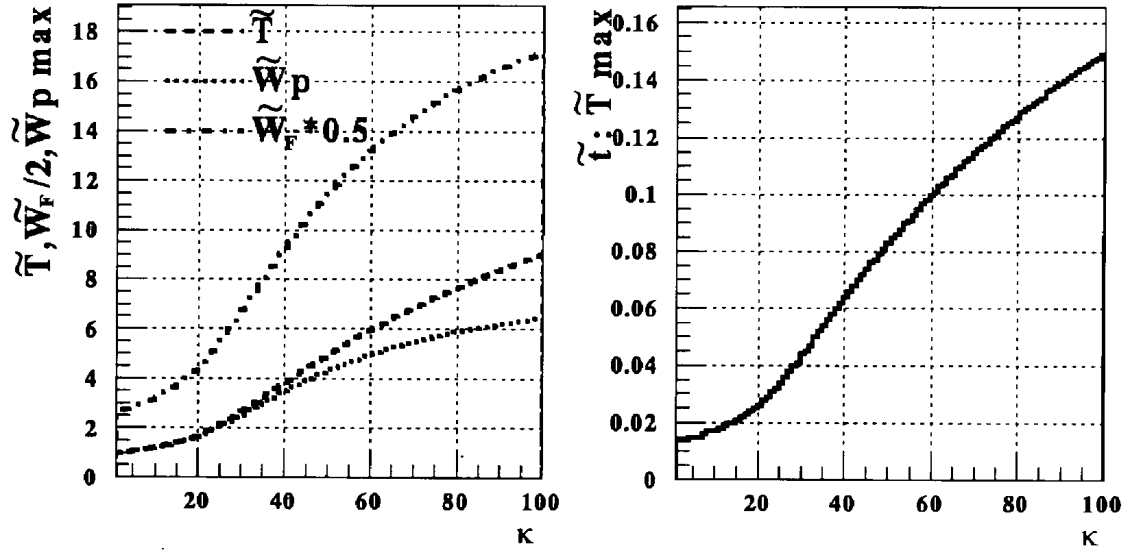


Рис. 12: Максимальные значения параметров плазмы при $Q_0 = 3$ и $\tilde{P}_b = 200$.

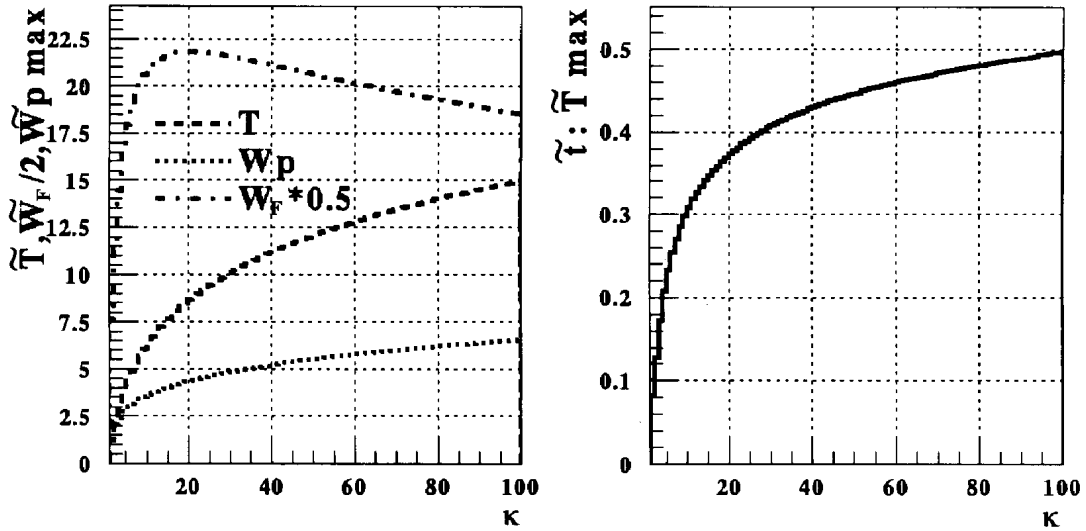


Рис. 13: Максимальные значения параметров плазмы при $Q_0 = 10$ и $\tilde{P}_b = 200$.

5 Выводы

В настоящей работе, с использованием простейшей модели энергобаланса плазмы при нагреве и упрощенного критерия МГД-устойчивости, рассмотрен динамический переход через границу устойчивости. Сравнение экспериментальных данных с расчетами дает значение запаса устойчивости, близкое к измеренному другими способами. Это дает основание надеяться на правильность исходных предположений, используемых при анализе. Данный метод может применяться для оптимизации условий нагрева на установке ГДЛ и в Водородном прототипе нейтронного источника [7].

Авторы выражают свою благодарность П.А.Багрянскому за помощь и полезные обсуждения.

Литература

- [1] *A.W.Modvik, R.A.Breun, S.N.Golovato, N.Hershkowitz, B.McVey, D.Smatlak, and L.Yujiri.* Modification of the macroscopic stability of a tandem mirror by partial line-tying // *Phys. Rev. Lett.* – 1982 – **v.48** – P.742.
- [2] *A.W.Molvik, J.D.Barter, D.A.Buchenauer, T.A. Casper, D.L.Correll, G.Dimonte, S.Falabella, J.H.Foote, P.A.Pincosy.* Stable operation of an effectively axisymmetric neutral beam driven tandem mirror // *Nuclear Fusion* —1990 – **30** – P.815.
- [3] *H.L.Berk, I.A.Kotelnikov.* Effect of limiter end loss in finite Larmor radius theory // *Physics Letters A* – 1993 – **181** – P.315.
- [4] *Мурюв В.В., Рютюв Д.Д.* В сб. Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. т.8 М.: ВИНТИ, 1988, с.77.
- [5] *M.N.Rosenbluth and C.L.Longmire.* Stability of plasmas confined by magnetic fields // *Annals of Physics* – 1957. – **v.1**– P.120.
- [6] *M.D.Kruskal and C.R.Oberman.* On the Stability of Plasma in Static Equilibrium // *Phys. Fluids* – 1958 – **v.1**, No.4 – P.265.
- [7] *A.I.Gorbovsky, V.V. Mishagin, V.N. Lev, V.Y. Kremyansky, A.V. Sitnikov, K.K. Schreiner, M.V. Tauber, G.F. Abdrashitov, A.V. Anikeev, E.D. Bender, P.A. Bagryansky, A.A. Ivanov, A.N. Barpushov, A.M. Kudryavtsev, I.A. Kotelnikov, E.P. Kruglyakov, I.M. Lansky, A.A. Pod'minogin, V.M. Panasyuk, S.D. Kravchenko, V.N. Bocharov, S.G. Konstantinov, O.K. Myskin, A.I. Rogozin, D.D. Ryutov, Yu.S. Popov, V.I. Volosov, Yu.N. Yudin, and Yu.A. Tsidulko, H. Kumpf, K. Noack, G. Otto, St. Krahl, V. Robouch.* Hydrogen prototype of a plasma neutron source // Preprint Budker INP 95-90, Novosibirsk (1995).

А.А. Иванов, А.Н. Карпушов

**Моделирование динамического перехода плазмы в ГДЛ
через границу МГД-устойчивости
при инжекции атомарных пучков**

ИЯФ 96-2

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 19.01.1996 г.

Сдано в набор 22.01.1996 г.

Подписано в печать 22.01.1996 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.5 печ.л., 1.2 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 2

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринтере ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.