

8

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР



В.В.Мирнов, М.С.Пеккер.

ПЕРЕХОД ОТ КИНЕТИЧЕСКОГО К
ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМУ РЕЖИМУ
УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В ПРОБКОТРОНЕ

ПРЕПРИНТ 83-13

Новосибирск

Введение

В работах [1,2] была рассмотрена возможность использования ловушки с магнитными пробками для удержания термоядерной плазмы в столкновительном режиме, когда длина системы L и пробочное отношение R настолько велики, что длина свободного пробега ионов λ/R по отношению к рассеянию на угол порядка угла конуса потерь удовлетворяет неравенству:

$$\lambda/R \ll L$$

Такой случай прямо противоположен условиям удержания плазмы в "классическом" пробкотроне, работающем в режиме редких столкновений ($\lambda/R \gg L$). Придерживаясь терминологии, введенной в [1,2], мы будем в дальнейшем называть рассматриваемую систему газодинамической ловушкой (ГДЛ)*.

Авторы работ [1,2] проанализировали возможность создания стационарного термоядерного реактора с нейтральной инжекцией на участке однородного магнитного поля. Были найдены оптимальные параметры реактора для различных значений коэффициента усиления Q . При расчетах предполагалось, что функция распределения ионов является максвелловской. На самом деле, в области высоких энергий она может существенно отличаться от максвелловской. Немаксвелловский характер хвостовой части функции распределения связан с наличием источника при больших энергиях, а также с тем обстоятельством, что из-за зависимости сечения столкновения от энергии для высокоэнергетичных ионов может нарушаться условие (1).

Некоторые аналитические расчеты с учетом вклада хвостовых ионов в мощность ядерного энерговыделения были выполнены в работе [3] в предположении, что число ионов δn в высокоэнергетичной части спектра мало по сравнению с числом ионов n , принадлежащих низкоэнергетичной максвелловской части функции распределения. При вариации значений параметра $\delta n/n$ выяснилось, что в оптимальных с точки зрения реактора вариантах это отношение перестает быть малым. Поскольку точность аналитичес-

* Название системы связано с тем, что функция распределения ионов по скоростям всюду в ловушке за исключением областей около пробок близка к максвелловской, а продольное течение описывается уравнениями газовой динамики.

ких расчетов в этом случае становится недостаточной, возникает вопрос о численном решении кинетического уравнения Фоккера-Планка (УФП) для нахождения функции распределения ионов и последующей оптимизации параметров реактора на основе ГДЛ.

Численные решения УФП для "классического" бесстолкновительного режима удержания плазмы в пробкотроне хорошо известны [4-7]. В приближении прямоугольной магнитной ямы функция распределения не зависит от координаты Z . Она определяется стационарным решением двумерного (в переменных V и θ) УФП с граничным условием, соответствующим обращению функции распределения в нуль при углах θ , лежащих внутри конуса потерь.

В противоположном предельном случае, когда большая часть ионов удерживается в газодинамическом режиме, конус потерь заполнен и функция распределения по форме близка к максвелловской. Зависимость от координаты Z входит в функцию распределения только через такие макроскопические параметры как плотность, температура, направленная скорость, и может быть найдена из МГД-уравнений. Искажения максвелловской формы функции распределения (появление незаполненного конуса для частиц, летящих к центру ловушки) происходит на масштабах λ/R вблизи пробок. Для основной массы ионов этот масштаб в силу неравенства (I) мал по сравнению с L . Но так как длина свободного пробега растет с энергией сталкивающихся частиц, он становится большим при переходе к хвостовой части функции распределения. Для малого количества частиц, длины пробега которых $\lambda(V) \geq LR$ отклонения формы функции распределения от максвелловской распространяются на всю ловушку. Для этих частиц фактически осуществляется режим удержания, характерный для "классических" пробкотронов. Мы в дальнейшем будем называть его кинетическим.

Из сказанного видно, что переходным между газодинамическим и кинетическим режимами является случай, когда $\lambda(V_{Ti})/R = L$. При этом зависимость формы функции распределения от координаты Z является существенной. Для нахождения этой зависимости кроме решения УФП в пространстве скоростей необходимо также решать задачу по координате Z .

Целью данной работы являлось построение схемы численного интегрирования УФП, позволяющей проследить выход по времени на

стационарное решение трехмерной функции распределения $f(t, z, v, \theta)$. Расчет подобной задачи на обычной ЭВМ связан с большой затратой машинного времени, поэтому кроме варианта программы для БЭСМ-6 был написан второй вариант программы, позволяющий решать задачу на ЭВМ ПС-2000 с использованием параллельных процессоров. Поскольку на этом этапе главным была проверка работы программы, мы остановились на максимально упрощенном варианте физической постановки задачи, в котором:

- 1) рассмотрено умеренное значение пробочного отношения $R = 2$,
- 2) не учитываются столкновения ионов с электронами,
- 3) не учитывается наличие амбиполярного потенциала в пробке и, соответственно этому, гиперболическая поверхность, на которой должно ставиться граничное условие, заменена поверхностью конуса.

В первом параграфе работы УФП приводится к виду, удобному для численного интегрирования и ставятся граничные условия. Во втором параграфе с помощью результатов численных расчетов прослежен переход от кинетического режима удержания ионов к газодинамическому.

§ I. Постановка задачи

В соответствии со сказанным выше будем считать, что функция распределения зависит от переменных (V, θ, Z, t) , где Z - координата вдоль силовых линий, V - модуль скорости ионов, θ - угол между направлением магнитного поля и скоростью частицы. Для определенности примем, что точка $Z = 0$ соответствует центру ловушки, а точки $Z = \pm L/2$ - пробкам. Относительно геометрии силовых линий магнитного поля будем предполагать, что она симметрична относительно центра системы, так что задачу можно рассматривать на интервале $0 \leq Z \leq L/2$

Будем считать также, что масштаб области перехода от однородного магнитного поля ловушки к пробке мал по сравнению с длиной системы, а движение ионов через эту область происходит без столкновений. В этом случае можно полагать, что силовые линии образуют прямоугольную магнитную яму с "точечными" пробками и учитывать наличие пробок с помощью определенных граничных условий, налагаемых на функцию распределения при $Z = L/2$.

Сформулируем эти граничные условия.

В точках, принадлежащих центральной части ловушки и непосредственно прилегающих к пробке ($z = \frac{L}{2} - 0$), выделим частицы, векторы скоростей которых лежат внутри конуса потерь и вне его. Запертые частицы, лежащие вне конуса потерь, отражаются от магнитного потенциала и, соответственно, их функция распределения должна быть симметрична по углу θ относительно точки $\theta = \pi/2$. Ионы, лежащие внутри половинки конуса обращенной к пробке, не испытывая отражений улетают из ловушки, поэтому во второй половинке конуса, обращенной назад, функция распределения равна нулю. Таким образом, граничные условия в точке $z = \frac{L}{2}$ записываются в виде:

$$F(\pi - \theta, v, \frac{L}{2}) = F(\theta, v, \frac{L}{2}) \quad \theta_0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$$

$$F(\theta, v, \frac{L}{2}) = 0 \quad \pi \geq \theta \geq \pi - \theta_0$$

Граничное условие в точке $z = 0$ вытекает из симметрии функции распределения относительно центра ловушки

$$F(\theta, v, 0) = F(\pi - \theta, v, 0)$$

$$\left. \frac{\partial F}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$$

Условия равенства нулю потоков частиц в пространстве скоростей в точке $v = 0$ и на линиях $\theta = 0, \pi$ являются третьим и четвертым граничным условием.

Уравнение Фоккера-Планка, учитывающее столкновения ионов с ионами, запишем в виде:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cos \theta \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{1}{v^2} \left\{ \frac{\partial W}{\partial v} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right\} + \frac{N(z)}{2\pi v^2} \delta(v - \bar{v}) \delta(\theta - \frac{\pi}{2})$$

$$W = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{\partial^2 G}{\partial v^2} v^3 f \right) - v^2 \tilde{H} f$$

$$P = A \frac{\partial f}{\partial \theta} + B \frac{\partial f}{\partial v} + c f \quad (2)$$

$$A = \frac{1}{2} \sin \theta \left(\frac{1}{v} \frac{\partial G}{\partial v} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \theta^2} \right), \quad B = v \sin \theta \frac{\partial^2}{\partial v \partial \theta} \left(\frac{G}{v} \right)$$

$$c = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial B}{\partial v} - \sin \theta \frac{\partial H}{\partial \theta} \right)$$

$$G = \Gamma \int f(\bar{v}') |\bar{v} - \bar{v}'| d\bar{v}', \quad \Gamma = \frac{4\pi e^4 \Lambda}{m_i^2}$$

$$H = 2\Gamma \int f(\bar{v}') |\bar{v} - \bar{v}'|^{-1} d\bar{v}'$$

$$\tilde{H} = \Gamma \int (v^2 - v'^2) |\bar{v} - \bar{v}'|^{-3} f(\bar{v}') d\bar{v}'$$

Этот вид удобен для построения консервативной разностной схемы, сохраняющей энергию и число частиц [8,9]. Через N здесь обозначено число ионов, рождающихся в единице объема в единицу времени, через \bar{v} - скорость этих частиц. Предполагается, что инжекция ведется при одной энергии перпендикулярно магнитному полю. Следует отметить, что в уравнении (2) для упрощения расчетов опущено слагаемое, учитывающее наличие составляющей электрического поля вдоль силовых линий магнитного поля. При больцмановском распределении электронов это поле выражается через градиент электронного давления, поэтому законность такого упрощения налагает ограничения на величину электронной температуры $T_e \ll T_i$.

Приведем уравнение (2) к безразмерному виду. Для этого введем безразмерную функцию распределения F и переменные u, τ, X согласно равенствам:

$$f = f_0 \cdot F, \quad v = v_0 u, \quad t = t_0 \tau, \quad z = \frac{x L}{2}$$

Подставляя эти выражения в (2), получим:

$$\begin{aligned} \frac{f_0}{t_0} \left(\frac{\partial F}{\partial \tau} + \frac{2v_0 t_0}{L} u \cos \theta \frac{\partial F}{\partial X} \right) = \Gamma f_0^2 \frac{1}{u^2} \left\{ \frac{\partial W}{\partial u} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right\} + \\ + \frac{N}{2\pi v_0^2 u^2} \delta(u - \frac{\bar{v}}{v_0}) \delta(\theta - \frac{\pi}{2}) \end{aligned} \quad (3)$$

Неопределенные пока параметры обезразмеривания выберем из условия, чтобы коэффициенты перед слагаемыми в (3) обращались в единицу. Таким образом, приходим к системе равенств:

$$t_0 = \frac{L}{2v_0}, \quad f_0 = \frac{2v_0}{\Gamma L}, \quad N \Gamma L^2 / 4v_0^5 = 1, \quad (4)$$

из которых нетрудно найти значения параметров f_0, v_0, t_0 .
Уравнение Фоккера-Планка в новых переменных принимает вид:

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} + u \cos \theta \frac{\partial F}{\partial x} = \frac{1}{u^2} \left[\frac{\partial W}{\partial u} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \theta} + \frac{\delta(u - \bar{u}) \delta(\theta - \pi/2)}{2\pi u^2} \right] \quad (5)$$

где $\bar{u} = \bar{v}/v_0$.

Для численного решения уравнения (5) введем равномерную разностную сетку по x , u , θ , τ ($0 \leq x \leq 1$, $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq u \leq u_0$, $\tau \geq 0$)

$$x_k = k \delta x, \quad k = 0, 1, \dots, K; \quad u_i = i \delta u, \quad i = 0, 1, \dots, I;$$

$\theta_j = j \delta \theta, \quad j = 0, 1, \dots, J; \quad \tau_n = n \delta \tau, \quad n = 0, 1, \dots$ Вводя соответствующие сеточные функции, легко построить разностную схему, сохраняющую число частиц и энергию:

$$\begin{aligned} & \frac{(F_{k+1}^n - F_k^n)_{i,j,k}}{\delta \tau} + u_i \cos \theta_j \left\{ \frac{(F_{k+1}^n - F_k^n)_{i,j}}{2 \delta x} [1 - \text{sign}(\cos \theta_j)] + \right. \\ & \left. + \frac{(F_k^n - F_{k-1}^n)_{i,j}}{2 \delta x} [1 + \text{sign}(\cos \theta_j)] \right\} = \frac{1}{u_i^2} \left\{ \left(\frac{W_{i+1}^n - W_i^n}{\delta x} \right)_{j,k} + \right. \\ & \left. + \frac{(P_{j+1/2}^n - P_{j-1/2}^n)_{i,k}}{\delta \theta} \right\} + S_{i,j,k} \quad (6) \end{aligned}$$

(Вид сеточных функций $W_{i,j}^n$ и $P_{i,j+1/2}^n$ см. в [8,9]). Здесь

$S_{i,j,k}$ - разностная аппроксимация источника в (6). Используя разностное уравнение (6), легко построить неявную схему по переменным u и θ . При этом, однако, схема остается явной по переменной x , что накладывает ограничения на шаг сетки по τ ; $\delta \tau < \delta x / u_0$.

Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6 и ПС-2000. Приведенные ниже результаты получены на БЭСМ-6. Число точек по переменным u и θ было равно, соответственно, 51 и 25, а по x варьировалось от 8 до 32. Область интегрирования по u была порядка трех тепловых скоростей ионов. В расчетах мы пользовались схемой стабилизирующей поправки [10].

§ 2. Переход от кинетического к газодинамическому удержанию ионов в пробкотроне

После введения переменных F , u , τ , x единственным (помимо пробочного отношения R) безразмерным парамет-

ром в уравнении (5) и граничных условий остается величина \bar{u} , от которой параметрически зависит функция распределения, а, следовательно, и значения плотности, температуры^{**} и других макроскопических параметров. Если пробочное отношение R фиксировано и является величиной порядка единицы, то все коэффициенты в уравнении (5) и граничных условиях оказываются величинами порядка единицы и, очевидно, что переход от кинетического к газодинамическому режиму должен происходить при значениях $\bar{u} \sim 1$. При этом область $\bar{u} < 1$ соответствует газодинамическому режиму, а $\bar{u} > 1$ - кинетическому. Ниже мы приведем результаты численных расчетов, иллюстрирующие переход от кинетического удержания к газодинамическому с выходом на соответствующие асимптотики при больших и малых значениях параметра \bar{u} .

Построим отношение потока частиц, покидающих ловушку в единицу времени, к асимптотическим значениям соответствующих потоков в предельных газодинамическом и кинетическом случаях. При чисто газодинамическом удержании функция распределения ионов около пробки близка к максвелловской с вырезанной половинкой конуса [2]. Интегрируя ее с весом \bar{v} и умножая результат на площадь сечения S центральной части ловушки, получим выражение для потока частиц через пробку:

$$q_2 = \frac{n S}{\sqrt{2\pi} R} \sqrt{\frac{T}{m_i}} \quad (7)$$

где n и T - значения плотности и температуры на краю ловушки. С другой стороны, в рассматриваемой стационарной задаче число ионов, уходящих из ловушки в единицу времени, всегда постоянно и равно:

$$q = L S \dot{N} / 2$$

Вычисляя n и T по полученным из численного счета значениям функции распределения

$$n = f_0 v_0^3 \int F(\bar{u}, 1) d\bar{u} = f_0 v_0^3 I_0(1) \quad (8)$$

$$T = f_0 \frac{2 v_0^5}{3 n} \int \frac{m_i u^2}{2} F(\bar{u}, 1) d\bar{u} = \frac{1}{3} m_i v_0^2 \frac{I_2(1)}{I_0(1)}, \quad (9)$$

^{**} Поскольку функция распределения может отличаться от максвелловской, температура вводится равенством $3/2 n T = E$, где E - энергия единицы объема.

приходим к следующему выражению

$$\frac{q_c}{q} = \frac{\sqrt{I_0(1)I_2(1)}}{R \sqrt{6\pi}} \quad (10)$$

График изменения этой величины в зависимости от параметра \bar{u} представлен на рис.1. Видно, что при малых значениях $\bar{u} < 1$ отношение q_c/q перестает зависеть от \bar{u} и стремится к единице.

Рассмотрим теперь асимптотику, относящуюся к кинетическому режиму. Известно [11], что в этом случае время жизни ионов в системе может быть оценочно найдено по формуле

$$\tau = \tau_{ii}, \quad \text{где} \quad \tau_{ii} = T^{3/2} \sqrt{m_i} / (\sqrt{2} \Lambda e^4 n) \quad (11)$$

Подставляя сюда значения n и T из (8), (9), приходим к следующей зависимости

$$\frac{q_c}{q} \sim \frac{I_0^{7/2}}{I_2^{3/2}} \quad (12)$$

Зависимость этого отношения от параметра \bar{u} представлена на рис.1. Из графика можно сделать вывод, что при $\bar{u} > 1$ время жизни ионов в системе хорошо описывается формулой (11).

Приведенные кривые показывают, что численные расчеты функции распределения дают разумные величины в смысле выхода на соответствующие асимптотики при больших и малых значениях параметра \bar{u} . Найденные значения функции распределения позволяют построить профили плотности $n(x)$ и температуры $T(x)$ при различных значениях параметра \bar{u} . Эти кривые представлены на рис.2,3. Представляет интерес проследить, как с изменением величины \bar{u} меняется параметр газодинамичности $R L / \lambda$. Если определить среднюю длину свободного пробега иона следующим образом[§]

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}, \quad \text{где} \quad \sigma = \frac{e^4 \Lambda}{T^2} \quad (13)$$

то, используя (8), (9), нетрудно получить выражение

$$\frac{R L}{\lambda} = \frac{q}{2\pi} R \frac{I_0^3}{I_2} \quad (14)$$

[§] Отметим, что при таком определении значение длины свободного пробега близко к введенному в [12].

График правой части этого равенства в зависимости от \bar{u} представлен на рис.3. Сопоставляя его с кривыми на рис.1, приходим к выводу, что переход от газодинамического к кинетическому режиму удержания происходит при значениях $R L / \lambda \approx 1+2$.

Важной характеристикой магнитной ловушки является отношение температуры ионов к энергии, выносимой из системы в расчете на один ион. Количество энергии, поступающей в систему и уходящей из нее с одним ионом, составляет $m_i \bar{v}^2 / 2$. Отношение температуры ионов (9) к этой величине равно:

$$\zeta = \frac{2 T}{m \bar{v}^2} = \frac{2}{3} \frac{1}{\bar{u}^2} \frac{I_2}{I_0} \quad (15)$$

Изменение коэффициента ζ в зависимости от \bar{u} иллюстрируется на рис.4. Видно, что в газодинамическом режиме он равен одной второй, а в кинетическом близок к единице.

Следует отметить, что использование обычных разностных схем, т.е. схем несохраняющих одновременно число частиц и энергию, для численного решения уравнений Фоккера-Планка весьма ограничено. Это связано с тем, что из-за фиктивных потерь, связанных с применением этих схем, нарушается баланс между стоками и притоками частиц и энергии из реальных источников, и для уменьшения этих потерь приходится неоправданно уменьшать шаг разностной сетки [13]. В нашем случае это обстоятельство является очень важным, т.к. расчет газодинамической ловушки сводится к решению трехмерного уравнения Фоккера-Планка, что требует больших затрат машинного времени и большого ресурса оперативной памяти.

На примере чисто газодинамического удержания покажем, к каким ограничениям на шаг сетки по V привело бы использование обычной несохраняющей энергию разностной схемы при численном решении уравнения Фоккера-Планка. Запишем уравнения баланса между поступлением энергии частиц и продольными потерями из ГД. Имеем:

$$\begin{aligned} L S N / 2 &= q_c \\ \frac{m \bar{v}^2}{2} q_c &= 2 T q_c + A \frac{m h_v^2 n^2 S L}{T^{3/2}} \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь последнее слагаемое во втором уравнении описывает фиктивный сток энергии; h_v — шаг разностной схемы по V .

A - численный коэффициент. Из анализа уравнений (16) легко видеть, что при

$$\frac{h\nu}{V} > B/\sqrt{\frac{LR}{\lambda}} \quad (17)$$

уравнение Фоккера-Планка вообще не имеет стационарных численных решений (B - численный коэффициент). Использование же консервативных схем (схем, сохраняющих энергию и число частиц) лишено таких недостатков.

В заключении хотелось бы сказать, что быстродействия и оперативной памяти ЭВМ БЭСМ-6 не хватает для получения физически интересных результатов для ГДД с $R = 20+50$. В работе [14] была рассмотрена возможность решения этой задачи на многопроцессорной ЭВМ ПС-2000 (описание ЭВМ ПС-2000 см в [15])^{*}. Счет одного варианта задачи (ГДД с $R = 2$) занимает на 8-процессорном варианте ПС-2000 3,75 минуты, а на БЭСМ-6 (программа на языке АЛФА-6 с оптимизированной трансляцией) - 51,2 минуты без учета процессорного времени, затраченного на обработку обмена с дисками. Реально процессорное время счета на БЭСМ-6 вдвое больше.

^{*} В этих расчетах число точек по X было равно 8, а по u и θ , соответственно, 41 и 25.

Л и т е р а т у р а :

1. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма ЖТФ, 1979, т.5, с.678.
2. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Вопросы атомной науки и техники, серия I(5), (1980).
3. Нагорный В.П., Мирнов В.В. Препринт ИЯФ №154, 1982.
4. Futch A.H., Holdren J.R., Killeen I., Mirin A.A. *Plasma Phys.*, 1972, v. 14, p. 211.
5. Killeen I. *Nucl. Phys.*, 1976, v. 16, p. 841.
6. Чураев Р.С., Чуянов В.А. Препринт ИПМ АН СССР № 33, 1975.
7. Поталенко И.Ф., Чуянов В.А. ЖВМ, 1979, т.19, с.458.
8. Пеккер М.С. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 38, 1980.
9. Volosov V.I., Pekker M.S. *Nucl. Fus.*, 1981, v. 21, p. 1275.
10. Яненко Н.Н. Метод дробных шагов для решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, Изд. "Наука", АН СССР Сиб.Отделения 1967 г.
11. Будкер Г.И. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, М., Изд. АН СССР, 1958, т.3, с.3.
12. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. Физматгиз, 1961, с.56.
13. Волосов В.И., Пеккер М.С. Сб. Численные методы механ. сплошн, среды, 1979, т.10, с.45.
14. Дагман Г.Э., Пеккер М.С. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 81, 1981.
15. Трапезников В.А., Прангишвили И.В., Новохатский А.А., Рязанов В.В. Приборы и системы управления, 1981, № 2, с.29.

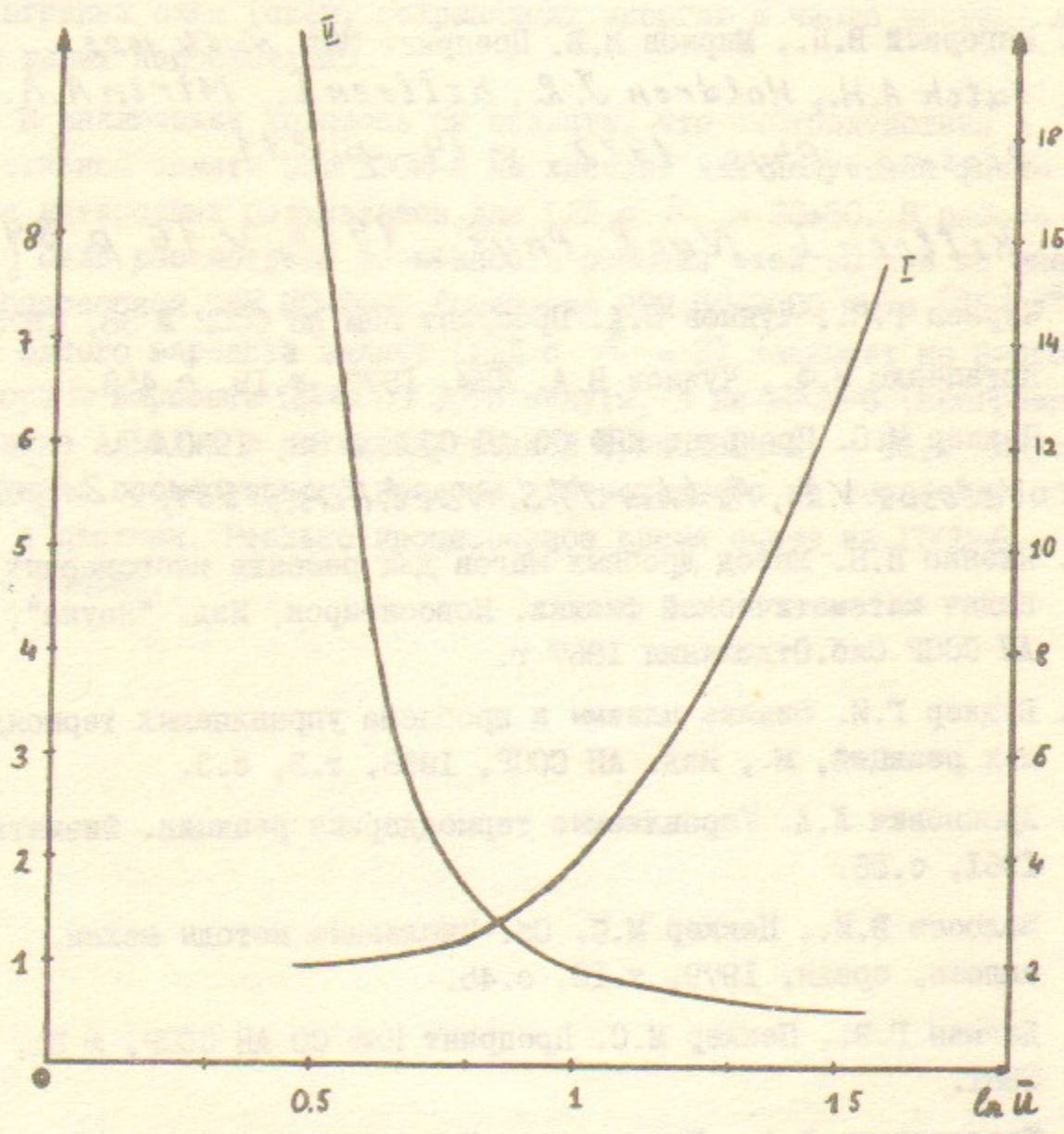


Рис.1. Кривые I и II иллюстрируют зависимость величин $\frac{\rho_r}{\rho}$ и $\frac{\rho_e}{\rho}$ от параметра \bar{u} .

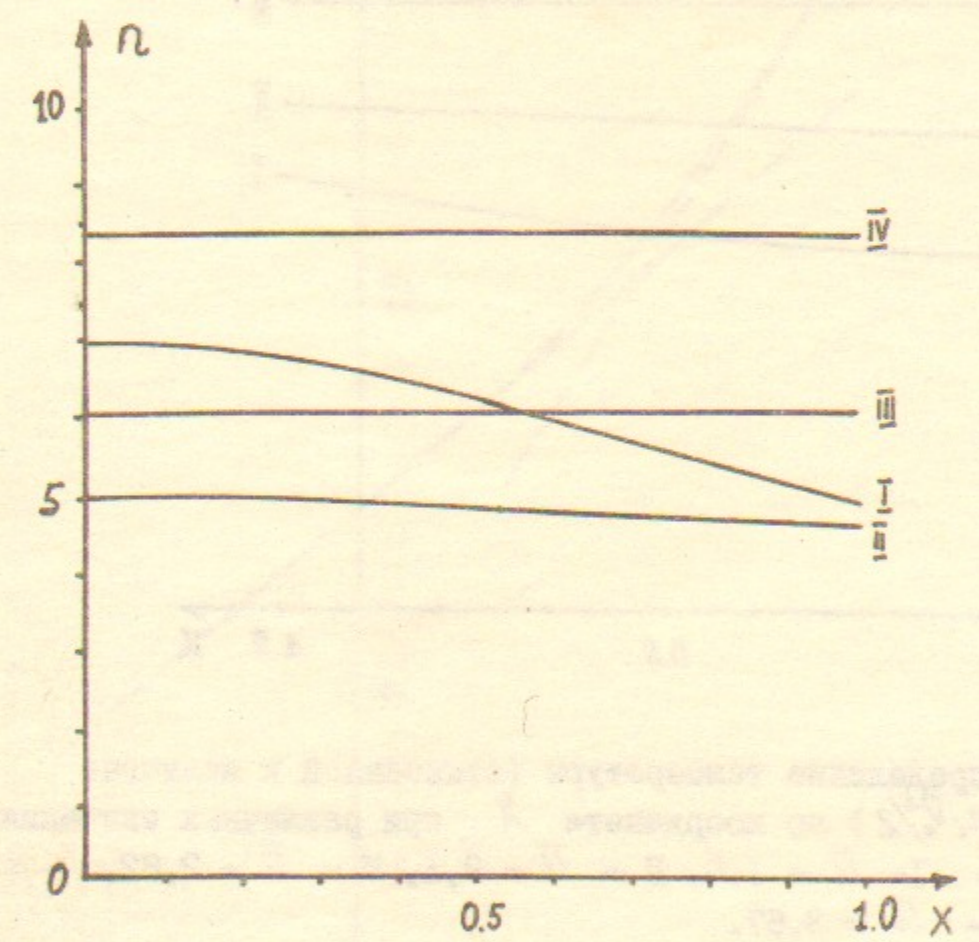


Рис.2. Профили плотности плазмы (обезразмеренной на величину $f_0 V_0^3$) при различных значениях \bar{u} . I- $\bar{u} = 1,5$ II- $\bar{u} = 2,1$, III- $\bar{u} = 2,82$, IV- $\bar{u} = 3,67$.

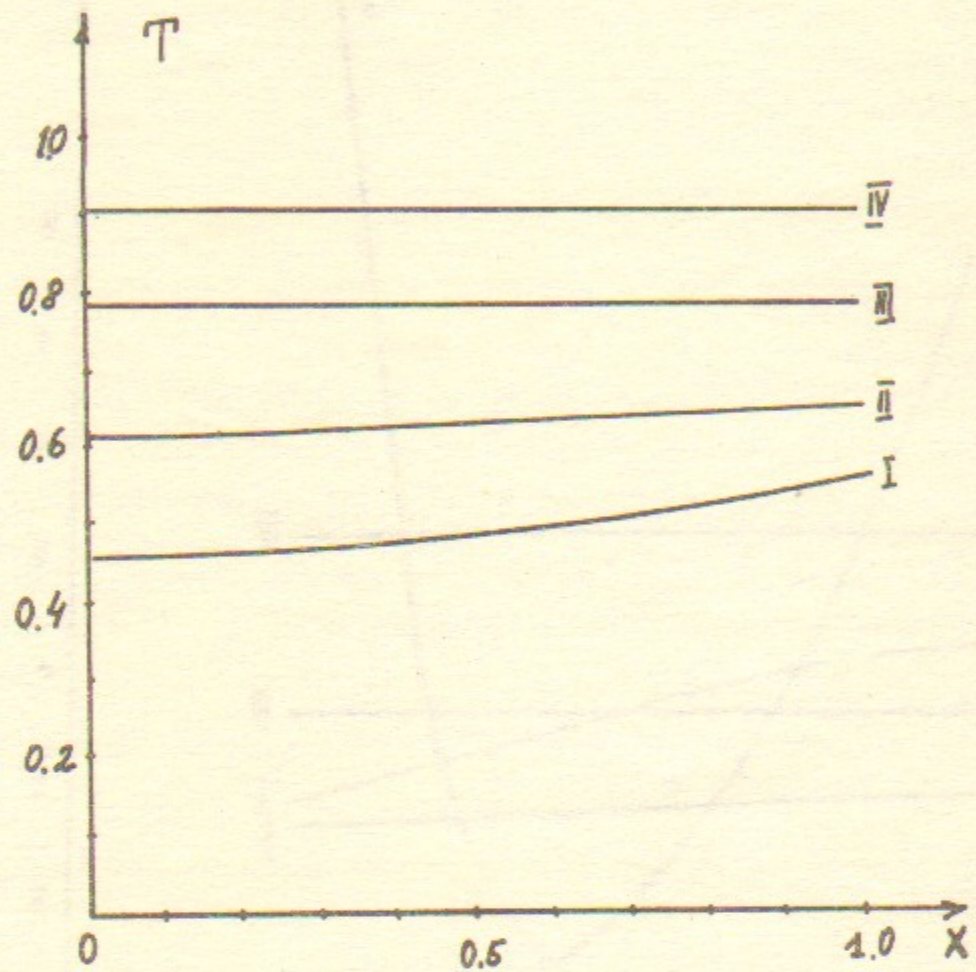


Рис.3. Распределение температуры (отнесенной к величине $m \cdot \bar{V}_0^2 / 2$) по координате X при различных значениях \bar{u} . I - $\bar{u} = 1,6$, II - $\bar{u} = 2,1$, III - $\bar{u} = 2,82$, IV - $\bar{u} = 3,67$.

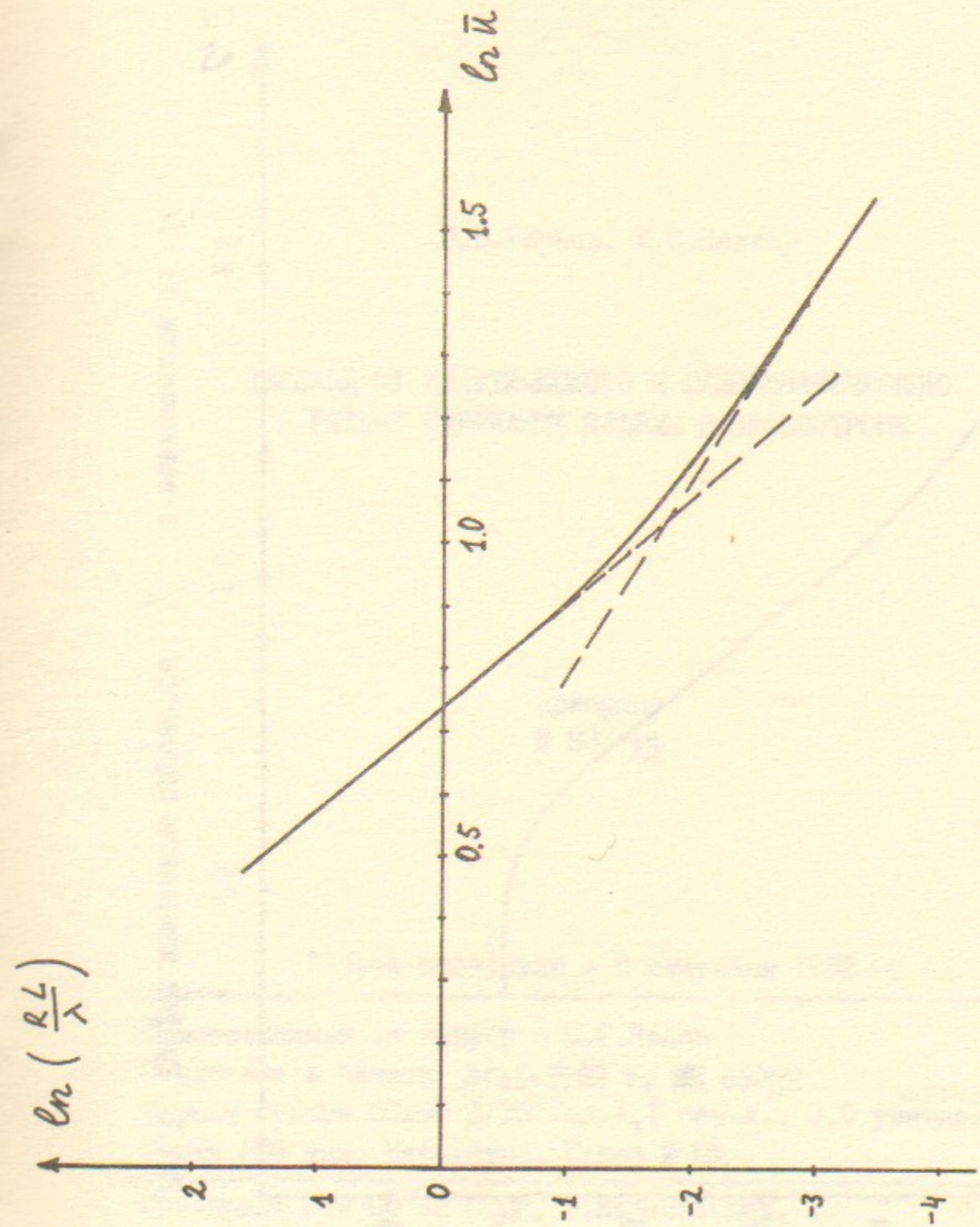


Рис.4. Изменение параметра газодинамичности $R \cdot L / \lambda$ в зависимости от \bar{u} .

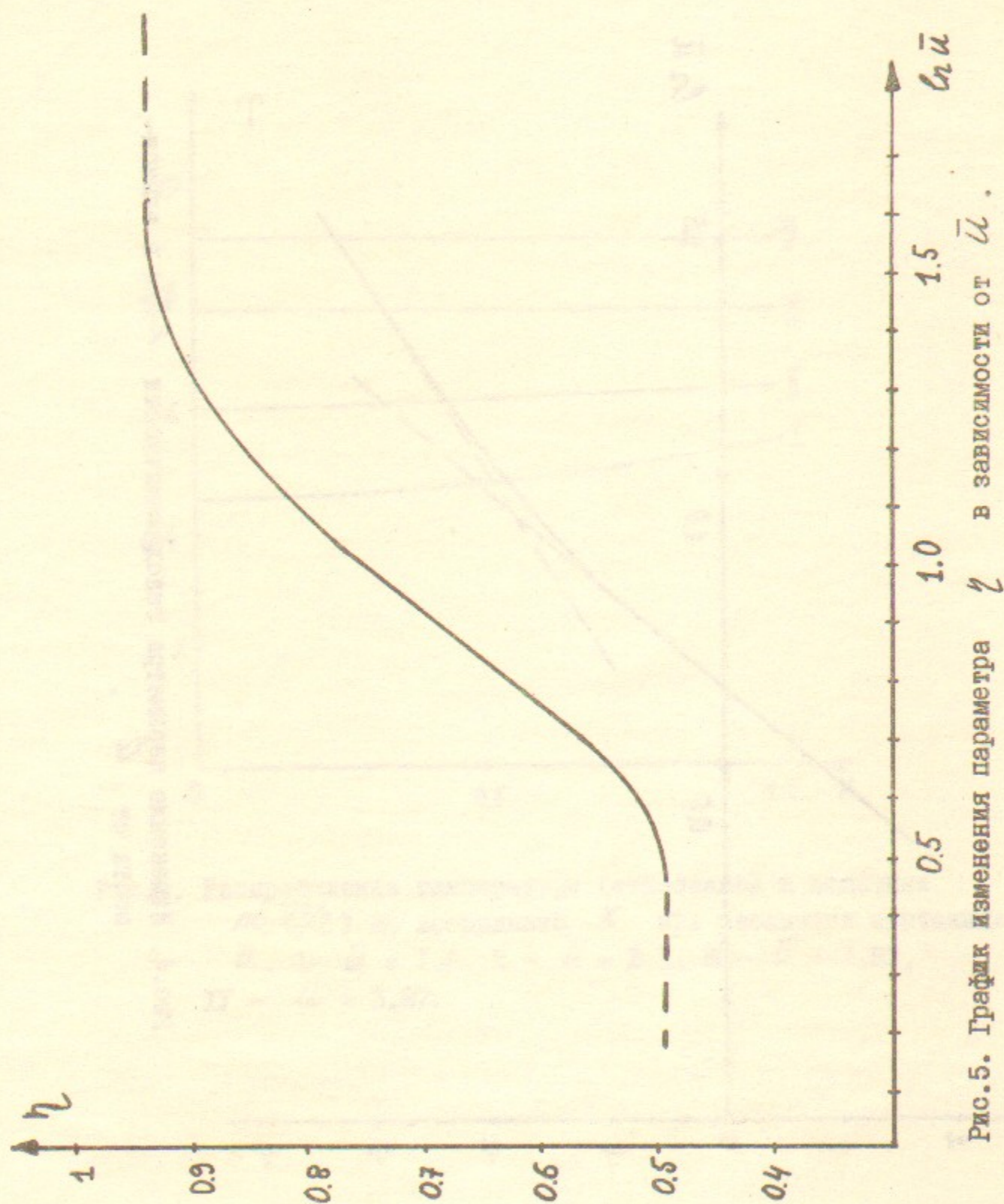


Рис.5. График изменения параметра η в зависимости от \bar{u} .

В.В.Мирнов, М.С.Пеккер

ПЕРЕХОД ОТ КИНЕТИЧЕСКОГО К ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМУ
РЕЖИМУ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В ПРОБКОТРОНЕ

Препринт
№ 83-13

Работа поступила - 8 сентября 1982 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
 Подписано к печати 24.1-1983 г. МН 03022
 Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,1 печ.л., 0,9 учетно-изд.л.
 Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 13.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90