

ПЕРЕХОД ОТ КИНЕТИЧЕСКОГО  
К ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМУ РЕЖИМУ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ  
В ПРОБКОТРОНЕ

В. В. Мирнов, М. С. Пеккер  
(Новосибирск)

1. Введение. В [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  $\lambda/R$  по отношению к рассеянию на угол порядка угла конуса потерь удовлетворяет неравенству

$$(1.1) \quad \lambda/R \ll L.$$

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

В [1, 2] проанализирована 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\*\*. Немаквелловский 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 высокоэнергетических ионов может нарушаться условие (1.1).

Некоторые аналитические расчеты с учетом вклада хвостовых ионов в мощность ядерного энерговыделения были выполнены в [3] в предположении, что число ионов  $\delta n$  в высокоэнергетической части спектра мало по сравнению с числом ионов  $n$ , принадлежащих низкоэнергетической 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 аналитических 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  $\theta$ ) УФП с граничным условием, соответствующим обращению функции распределения в нуль при углах  $\theta$ , 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 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) происходят на масштабах  $\lambda/R$  вблизи пробок. Для основной массы ионов этот масштаб в силу неравенства (1.1) 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 хвостовых частиц, длины пробега которых  $\lambda(v) \geq LR$ , отклонения

\* 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.

\*\* В [2] это обстоятельство учитывалось приближенно введением численного фактора  $\xi = 1,5-2$ .

формы функции распределения от максвелловской распространяются на всю ловушку. Для этих частиц фактически осуществляется режим удержания, характерный для «классических» пробкотронов; в дальнейшем будем называть его кинетическим.

Из сказанного видно, что переходным между газодинамическим и кинетическим режимами является случай, когда для основной массы ионов  $\lambda(v_{Ti})/R \approx L$ . 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  $z$ .

Цель данной работы — численное интегрирование УФП, позволяющее 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, позволяющей 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 рассмотрено умеренное значение пробочного отношения  $R = 2$ , не учитываются столкновения ионов с электронами, не учитывается наличие амбиполярного потенциала в пробке и соответственно этому гиперболическая поверхность, на которой должно ставиться граничное условие, заменена поверхностью конуса.

**2. Постановка задачи.** В соответствии со сказанным выше будем считать, что функция распределения зависит от переменных  $v, \theta, z, t$ , где  $z$  — координата вдоль силовых линий,  $v$  — модуль скорости ионов,  $\theta$  — 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. Будем предполагать, что силовые линии магнитного поля симметричны 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 ( $z = L/2 - 0$ ), 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  $\theta$  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  $z = L/2$  записываются в виде

$$F(\pi - \theta, v, L/2) = F(\theta, v, L/2), \quad \theta_0 \leq \theta \leq \pi/2, \\ F(\theta, v, L/2) = 0, \quad \pi \geq \theta \geq \pi - \theta_0.$$

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

$$F(\theta, v, 0) = F(\pi - \theta, v, 0), \quad \partial F / \partial z|_{z=0} = 0.$$

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

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

$$(2.1) \quad \frac{\partial f}{\partial t} + v \cos \theta \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{1}{v^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{\partial W}{\partial v} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right\} + \frac{\dot{N}(z)}{2\pi v^2} \delta(v - \bar{v}) \delta\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right), \\ W = \frac{1}{2v} \frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{\partial^2 G}{\partial v^2} v^3 f \right) - v \tilde{H}, \quad P = A \frac{\partial f}{\partial \theta} + B \frac{\partial f}{\partial v} + Cf,$$

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

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

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

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

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

Этот вид удобен для построения консервативной разностной схемы, сохраняющей энергию и число частиц [8, 9]. Через  $\dot{N}$  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 (2.1) 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 (2.1) к безразмерному виду. Для этого введем безразмерную функцию распределения  $F$  и переменные  $u, \tau, x$  согласно равенствам:

$$f = f_0 F, \quad v = v_0 u, \quad t = t_0 \tau, \quad z = xL/2.$$

Подставляя эти выражения в (2.1), получим

$$(2.2) \quad \frac{f_0}{t_0} \left( \frac{\partial F}{\partial \tau} + \frac{2v_0 t_0}{L} u \cos \theta \frac{\partial F}{\partial x} \right) = \Gamma f_0^2 \frac{1}{u^2} \left\{ \frac{\partial W}{\partial u} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right\} +$$

$$+ \frac{\dot{N}}{2\pi v_0^2 u^2} \delta \left( u - \frac{\bar{v}}{v_0} \right) \delta \left( \theta - \frac{\pi}{2} \right).$$

Неопределенные пока параметры обезразмеривания выберем из условия, чтобы коэффициенты перед слагаемыми в (2.2) обращались в единицу. Таким образом, приходим к системе равенств:

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

из которых можно найти значения параметров  $f_0, v_0, t_0$ . Уравнение Фоккера — Планка в новых переменных принимает вид

$$(2.3) \quad \frac{\partial F}{\partial \tau} + u \cos \theta \frac{\partial F}{\partial x} = \frac{1}{u^2} \left[ \frac{\partial W}{\partial u} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right] + \frac{\delta(u - \bar{u}) \delta \left( \theta - \frac{\pi}{2} \right)}{2\pi u^2},$$

где  $\bar{u} = \bar{v}/v_0$ .

Для численного решения уравнения (2.3) введем равномерную разностную сетку по  $x, u, \theta, \tau$  ( $0 \leq x \leq 1, 0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq u \leq u_0, \tau \geq 0$ ):

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

$$\theta_j = j\delta \theta, \quad j = 0, 1, \dots, J; \quad \tau_n = n\delta \tau, \quad n = 0, 1, \dots$$

Вводя соответствующие сеточные функции, легко построить разностную схему, сохраняющую число частиц и энергию:

$$(2.4) \quad \frac{(F^{n+1} - F^n)_{i,j,k}}{\delta \tau} + u_i \cos \theta_j \left\{ \frac{(F_{k+1}^n - F_k^n)_{i,j}}{2\delta x} [1 - \text{sign}(\cos \theta_j)] + \right.$$

$$+ \frac{(F_k^n - F_{k-1}^n)_{i,j}}{2\delta x} [1 + \text{sign}(\cos \theta_j)] \Big\} = \frac{1}{u_i^2} \left\{ \left( \frac{W_{i+1}^n - W_i^n}{\delta x^2} - \frac{W_i^n - W_{i-1}^n}{\delta x^2 u_{i-1/2}^2} \right)_{j,k} + \frac{(P_{j+1/2}^n - P_{j-1/2}^n)_{i,k}}{\delta \theta} \right\} + S_{i,j,k}$$

(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 (2.2). Используя разностное уравнение (2.4), можно построить неявную схему по переменным  $u$  и  $\theta$ . При этом, однако, схема остается явной по переменной  $x$ , что накладывает ограничения на шаг сетки по  $\tau$ ,  $\delta\tau < \delta x/u_0$ .

Расчеты проводились на ЭВМ БЭСМ-6 и ПС-2000. Приведенные ниже результаты получены на БЭСМ-6. Число точек по переменным  $u$  и  $\theta$  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].

**3. Переход от кинетического к газодинамическому удержанию ионов в пробкотроне.** После введения переменных  $F$ ,  $u$ ,  $\tau$ ,  $x$  единственным (помимо пробочного отношения  $R$ ) безразмерным параметром в уравнении (2.3) и граничных условиях 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 (2.3) 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 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  $q$ , 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  $v$  и умножая результат на площадь сечения  $S$  центральной части ловушки, получим выражение для потока частиц через пробку:

$$q_r = \frac{nS}{\sqrt{2\pi R}} \sqrt{\frac{T}{m_i}}$$

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  $q = LS\dot{N}/2$ . Вычисляя  $n$  и  $T$  по полученным из численного счета значениям функции распределения

$$(3.1) \quad n = f_0 v_0^3 \int F(u, 1) du = f_0 v_0^3 I_0(1);$$

$$(3.2) \quad T = f_0 \frac{2v_0^5}{3n} \int \frac{m_i u^2}{2} F(u, 1) du = \frac{1}{3} m_i v_0^2 \frac{I_2(1)}{I_0(1)},$$

получим выражение

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

\* Поскольку функция распределения может отличаться от максвелловской, температура вводится равенством  $(3/2)nT = E$ , где  $E$  — энергия единицы объема. Энергия направленного движения плазмы как целого при  $R \gg 1$  мала по сравнению с ее тепловой энергией ( $\sim nT/R^2$ ).

График изменения этой величины в зависимости от параметра  $\bar{u}$  представлен кривой 1 на фиг. 1. Видно, что при малых значениях ( $\bar{u} < 1$ ) отношение  $q_r/q$  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

$$(3.3) \quad \tau \approx \tau_{ii},$$

где  $\tau_{ii} = T^{3/2} \sqrt{m_i} / (\sqrt{2} \Lambda e^4 n)$ .

Подставляя сюда значения  $n$  и  $T$  из (3.1), (3.2), приходим к зависимости

$$q_h/q = I_0^{7/2} / I_2^{3/2}.$$

Зависимость этого отношения от параметра  $\bar{u}$  представлена кривой 2 на фиг. 1. Из графика можно сделать вывод, что при  $\bar{u} > 1$  время жизни ионов в системе хорошо описывается формулой (3.3).

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  $\bar{u}$  (фиг. 2, 3, кривые 1—4 соответствуют  $\bar{u}_1 = 1,6$ ,  $\bar{u}_2 = 2,1$ ,  $\bar{u}_3 = 2,82$ ,  $\bar{u}_4 = 3,67$ ). Представляет интерес проследить, как с изменением величины  $\bar{u}$  меняется параметр газодинамичности  $RL/\lambda$ . Если определить среднюю длину свободного пробега иона в виде \*

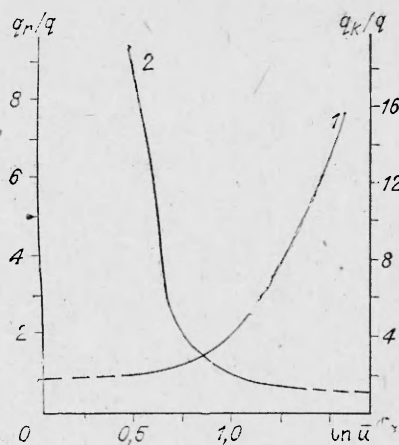
$$\lambda = 1/n\sigma, \text{ где } \sigma = e^4 \Lambda / T^2,$$

то, используя (3.1), (3.2), можно получить выражение

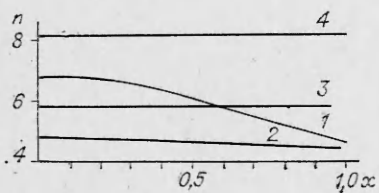
$$\frac{RL}{\lambda} = \frac{9}{2\pi} R \frac{I_0^3}{I_2^2}.$$

График правой части этого равенства в зависимости от  $\bar{u}$  представлен на фиг. 4. Сопоставляя его с кривыми на фиг. 1, приходим к выводу, что переход от газодинамического к кинетическому режиму удержания происходит при значениях  $RL/\lambda \approx 1-2$ .

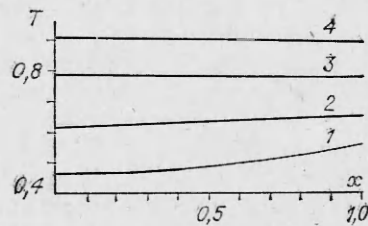
Важной характеристикой магнитной ловушки является отношение температуры ионов к энергии, выносимой из системы в расчете на один ион. Количество энергии, поступающее в систему и уходящее из нее с



Фиг. 1

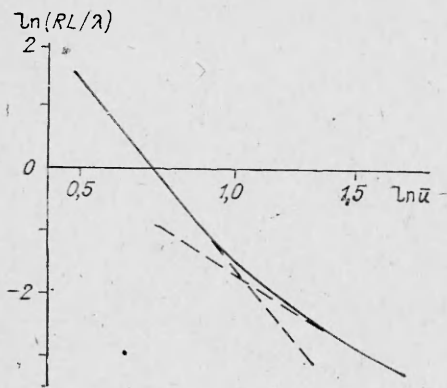


Фиг. 2

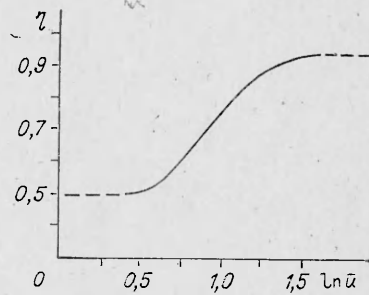


Фиг. 3

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



Фиг. 4



Фиг. 5

одним ионом, составляет  $m_i \bar{v}^2/2$ . Отношение температуры ионов (3.2) к этой величине равно

$$\eta = \frac{2T}{m\bar{v}^2} = \frac{2}{3} \frac{1}{\bar{u}^2} \frac{I_2}{I_0}.$$

Изменение коэффициента  $\eta$  в зависимости от  $\bar{u}$  иллюстрируется фиг. 5 (в газодинамическом режиме  $\eta = 1/2$ , в кинетическом  $\eta \approx 1$ ).

Следует отметить, что использование обычных разностных схем, т. е. схем, не сохраняющих 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 неконсервативных схем, нарушается баланс между стоками и притоками частиц и энергии из реальных источников и для уменьшения этих потерь приходится неоправданно уменьшать шаги разностной сетки [13]. В нашем случае такое обстоятельство является очень важным, так как 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, не сохраняющей энергию разностной схемы при численном решении уравнения Фоккера — Планка. Запишем уравнения баланса между поступлением энергии частиц и продольными потерями из ГДЛ:

$$(3.4) \quad LSN/2 = q_{rx} - \frac{m\bar{v}^2}{2} q_r = 2Tq_r + A \frac{mh_v^2 n^2 SL}{r^{3/2}}.$$

Здесь последнее слагаемое во втором уравнении описывает фиктивный сток энергии;  $h_v$  — шаг разностной схемы по  $v$ ;  $A$  — численный коэффициент. Из анализа уравнений (3.4) видно, что при  $h_v/\bar{v} > B/\sqrt{LR/\lambda}$  уравнение Фоккера — Планка вообще не имеет стационарных численных решений ( $B$  — численный коэффициент). При использовании же консервативных схем (схем, сохраняющих энергию и число частиц) отсутствуют такие недостатки.

В заключение отметим, что быстродействия и оперативной памяти ЭВМ БЭСМ-6 не хватает для получения физически интересных результатов для ГДЛ с  $R = 20-50$ . В [14] была рассмотрена возможность решения этой задачи на многопроцессорной ЭВМ ПС-2000 (описание ЭВМ ПС-2000 см. в [15])\* . Счет одного варианта задачи (ГДЛ с  $R = 2$ ) занимает на 8-процессорном варианте ПС-2000 3,75 мин, а на БЭСМ-6 (программа на языке АЛЬФА-6 с оптимизированной трансляцией) — 51,2 мин 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  $x$  равно 8, а по  $u$  и  $\theta$  — соответственно 41 и 25.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мирнов В. В., Рютов Д. Д. Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы.— Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, вып. 11.
2. Мирнов В. В., Рютов Д. Д. Газодинамическая ловушка.— Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1980, 1(5).
3. Нагорный В. П., Мирнов В. В. Кинетика высокоэнергетичных ионов в газодинамической ловушке. Новосибирск: Препринт ИЯФ 82-155, 1982.
4. Futch A. H., Holdren J. P. et al. Multispecies Fokker — Planck calculations for D—T and D<sup>3</sup>—He mirror reactors.— Plasma Phys., 1972, vol. 14, p. 211.
5. Killen J. Computer models of magnetically continued plasmas.— Nucl. Fus., 1976, vol. 16, p. 841.
6. Чураев Р. С., Чуянов В. А. Расчет утечки ионов из ловушки с магнитными пробками. М.: Препринт ИПМ АН СССР, 1975, № 33.
7. Потапенко И. Ф., Чуянов В. А. О полностью консервативных разностных схемах для системы уравнений Ландау.— ЖВММФ, 1979, т. 19, № 2.
8. Пеккер М. С. Полностью консервативная разностная схема для двумерного уравнения Фоккера — Планка. Новосибирск: Препринт ИЯФ 80—38, 1980.
9. Бобылев А. В., Потапенко И. Ф., Чуянов В. А. Законы сохранения и полностью консервативные схемы для кинетических уравнений типа Ландау (Фоккера — Планка).— ДАН, 1980, т. 255, № 6.
10. Яненко Н. П. Метод дробных шагов для решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967.
11. Будкер Г. И. Термоядерные реакции в системе с магнитными пробками. К вопросу о непосредственном преобразовании ядерной энергии в электрическую.— В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. 3. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
12. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961.
13. Волосов В. И., Пеккер М. С. О точности численных расчетов потерь плазмы из открытых магнитных ловушек.— ЧММСС, 1979, т. 10, № 1.
14. Дагман Г. Э., Пеккер М. С. Применение ЭВМ ПС-1000 для решения уравнения Фоккера — Планка, описывающего удержание плазмы в открытых магнитных ловушках. Новосибирск: Препринт ИЯФ 81-81, 1981.
15. Трапезников В. А., Пранчишвили И. В. и др. Экспедиционные геофизические вычислительные комплексы на базе ЭВМ ПС-2000.— Приборы и системы управления, 1981, № 2.

Поступила 6/XII 1983 г