Вычислительные технологии **Том 9, № 6, 2004**

ОБ АЛГОРИТМЕ РАСЧЕТА НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ*

В. М. Ковеня
Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия
e-mail: kovenya@ict.nsc.ru

Т. В. Козлинская
Новосибирский государственный университет, Россия

Economical difference scheme of predictor-corrector type is constructed for a numerical solution of plasma physics equations. The numerical calculations of plasma heating in a modelling facility are carried out.

Введение

Для численного решения сильно нелинейных задач необходимы алгоритмы, обладающие большим запасом устойчивости и позволяющие адекватно описывать решения на большие промежутки времени [1]. Такого рода алгоритмы могут быть основаны на схемах типа предиктор-корректор, где необходимый запас устойчивости создается на этапе предиктор, а консервативность схемы восстанавливается на этапе корректор, что позволяет обеспечивать выполнение разностных законов сохранения. В работах [2, 3] предложена схема предиктор-корректор для численного решения уравнений газовой динамики. В ней на этапе предиктор применялась схема расщепления по физическим процессам. В настоящей работе в качестве базовой выбрана эта схема. Для получения второго порядка аппроксимации по всем переменным на этапе корректор исходные уравнения аппроксимированы симметричными операторами, а для сохранения монотонности в нее введен сглаживающий оператор второго порядка малости подобно [4]. Проведенные тестовые расчеты подтвердили достаточную точность схемы и ее экономичность.

Во второй части работы построена схема типа предиктор-корректор для численного решения уравнения физики плазмы в двухтемпературном приближении [5, 6]. Как и в [2], она реализуется на дробных шагах скалярными прогонками, а на этапе корректор явно и аппроксимирует исходные уравнения со вторым порядком. На основе проведенных расчетов нагрева и движения плазмы в установке с единой магнитной ячейкой получены оценки нагрева плазмы и распределения полей, подобные результатам экспериментов на установке ГОЛ-3 [5, 6].

---

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 02-01-01029) и Министерства образования РФ (грант № Е 02-1.0-25).

1. Физико-математическая модель

Нагрев и движение плазмы в магнитной системе экспериментально исследовались на установке ГОЛ-3 [5, 6]. Быстрый нагрев плазмы осуществляется релятивистским электронным пучком высокой мощности. В гофрированном магнитном поле это приводит к появлению периодического продольного изменения плазменного давления. Градиент давления инициирует движение плазмы по направлению к середине каждой магнитной ячейки. Эксперименты показали, что происходит быстрая термализация направленной энергии движения плазмы. Поскольку на начальной стадии нагрева температура ионов плазмы мала и длина свободного пробега ионов много меньше длины одной ячейки, численное моделирование динамики двухкомпонентной плазмы может быть проведено в гидродинамическом приближении. Динамика плазмы описывается уравнениями неразрывности и движения в приближении замагниченной плазмы и уравнениями энергии для электронов и ионов, которые в рамках одномерного движения могут быть представлены в безразмерном виде в следующей форме [5, 6]:

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial \rho}{\partial t} + v\frac{\partial \rho}{\partial z} + B\rho\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{v}{B}\right) = 0,\\
&\frac{\partial v}{\partial t} + v\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{A_0}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = 0,\\
&\frac{\partial p_i}{\partial t} + v\frac{\partial p_i}{\partial z} + a_i\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{v}{B}\right) = \frac{\partial}{\partial z}\left(\tilde{\xi}_i\frac{\partial T_i}{\partial z}\right) + A_1\left(p - 2p_i\right),\\
&\frac{\partial p}{\partial t} + v\frac{\partial p}{\partial z} + a\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{v}{B}\right) = \frac{\partial}{\partial z}\left(\tilde{\xi}_e\frac{\partial T}{\partial z}\right) + F_0,
\end{aligned}
\tag{1}
$$

где $p_i = \rho T_i$, $p_e = \rho T_e$, $p = p_i + p_e$; $\gamma = 5/3$; $l = \gamma - 1$; $a = \gamma B p$, $a_i = \gamma B p_i$; $\tilde{\xi}_i = K_i \xi_i T_i^{5/2}/l$, $\tilde{\xi}_e = K_e \xi_e T_e^{5/2}/(l\zeta)$ — коэффициенты теплопроводности как функции температур T_i и T_e; $A_0 = c_0^2 M_p/(v_0^2 M)$, $A_1 = 1.3014 \cdot 10^{-3} Z_{\text{eff}}^2 M_p(\tilde{T}_e^{3/2} M l)$ — безразмерные параметры; c_0 — ионно-звуковая скорость волн в плазме; $F_0 = \tilde{Q}_0/l + \dfrac{\partial}{\partial z}\left(\left(\tilde{\xi}_i - \tilde{\xi}_e\right)\dfrac{\partial T_i}{\partial z}\right)$ описывает изменение энергии в компонентах плазмы, а $\tilde{Q}_0$ — нагрев плазмы электронами пучка. Вывод уравнений и механизм взаимодействия плазмы приведены в [6]. Представим систему уравнений (1) в векторном виде:

$$
\frac{\partial f}{\partial t} + \Omega f = F,
\tag{2}
$$

где

$$
f = \begin{pmatrix} \rho \\ v \\ p_i \\ p \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ F_0 \end{pmatrix},
$$

$$
\Omega = \begin{pmatrix}
v\dfrac{\partial}{\partial z} & B\rho\dfrac{\partial}{\partial z}\dfrac{1}{B} & 0 & 0 \\
0 & v\dfrac{\partial}{\partial z} & 0 & \dfrac{A_0}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial z} \\
0 & a_i\dfrac{\partial}{\partial z}\dfrac{1}{B} & v\dfrac{\partial}{\partial z} - \dfrac{\partial}{\partial z}\tilde{\xi}_i\dfrac{\partial}{\partial z}\dfrac{1}{\rho} + 2A_1 & -A_1 \\
0 & a\dfrac{\partial}{\partial z}\dfrac{1}{B} & 0 & v\dfrac{\partial}{\partial z} - \dfrac{\partial}{\partial z}\tilde{\xi}_e\dfrac{\partial}{\partial z}\dfrac{1}{\rho}
\end{pmatrix}.
$$

Решение задачи (2) будем искать в области $0 \leq z \leq L,\ t > 0$. Граничные условия на концах системы определяются свободным вытеканием плазмы через торцевые магнитные пробки и задаются в виде [5, 6]

$$\frac{\partial \rho T_{e,i}}{\partial z}|_{z=0,L} = 0, \frac{\partial v}{\partial z}|_{z=0,L} = 0, T_{e,i}|_{z=0,L} = \max(T_{0e,i},\ 0.05T_{e,i}^{\max}). \tag{3}$$

Начальные условия соответствуют заполнению системы однородным потоком с параметрами $T_{0e,i} = 1\,\text{эВ},\ n_0 = 10^{15}\,\text{см}^{-3},\ v_0 = 0$.

2. Разностная схема для уравнений газовой динамики

Численный метод решения системы уравнений (2) опишем вначале для уравнений газовой динамики в квазиодномерном приближении

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \Omega f = F, \tag{4}$$

где

$$f = \begin{pmatrix} \rho \\ v \\ p \end{pmatrix}, \quad \Omega = \begin{pmatrix} v\dfrac{\partial}{\partial z} & B\rho\dfrac{\partial}{\partial z}\dfrac{1}{B} & 0 \\ 0 & v\dfrac{\partial}{\partial z} & \dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial}{\partial z} \\ 0 & \gamma Bp\dfrac{\partial}{\partial z}\dfrac{1}{B} & v\dfrac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix}.$$

Система уравнений (4) — частный случай уравнений (2) при $p_i = p,\ A_0 = 1,\ F = 0,\ \tilde{\xi}_i = \tilde{\xi}_e = 0$, а под B понимается площадь поперечного сечения канала. Очевидно, при $B = 1$ уравнения (4) есть система одномерных нестационарных уравнений газовой динамики.

Численное решение задачи (4) будем отыскивать в области $\Pi = \{z_0 \leq z \leq z_1,\ 0 \leq t \leq T^0\}$. Введем в Π расчетную сетку с постоянными шагами h и τ. Аппроксимируем оператор Ω разностным оператором Ω_h:

$$\Omega = \begin{pmatrix} v^n\Lambda & B\rho^n\Lambda\dfrac{1}{B} & 0 \\ 0 & v^n\Lambda & \dfrac{1}{\rho^n}\bar{\Lambda} \\ 0 & \gamma Bp^n\Lambda\dfrac{1}{B} & v^n\Lambda \end{pmatrix}.$$

Здесь $\Lambda = \begin{cases} \Lambda_-, & \text{если } v \geq 0, \\ \Lambda_+, & \text{если } v < 0, \end{cases}$ $\bar{\Lambda} = \begin{cases} \Lambda_+, & \text{если } v \geq 0, \\ \Lambda_-, & \text{если } v < 0, \end{cases}$ а $\Lambda_\pm f_j = \pm(f_{j\pm1} - f_j)/h$ — аппроксимация первой производной с учетом знака скорости v^n с порядком $O(h)$. Следуя работам [2, 3], представим оператор Ω_h в виде суммы операторов $\Omega_h = \Omega_{1h} + \Omega_{2h}$, где

$$\Omega_{1h} = \begin{pmatrix} v^n\Lambda & B\rho^n\Lambda\dfrac{1}{B} & 0 \\ 0 & v^n\Lambda & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \Omega_{2h} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \dfrac{1}{\rho^n}\bar{\Lambda} \\ 0 & \gamma Bp^n\Lambda\dfrac{1}{B} & v^n\Lambda \end{pmatrix}. \tag{5}$$

Разностная схема типа предиктор-корректор

$$\frac{f^{n+1/4}-f^n}{\tau\alpha}+\Omega_{1h}f^{n+1/4}=0,\quad \frac{f^{n+1/2}-f^{n+1/4}}{\tau\alpha}+\Omega_{2h}f^{n+1/2}=0; \tag{6}$$

$$\frac{f^{n+1}-f^n}{\tau}+\Omega_h f^{n+1/2}=0 \tag{7}$$

аппроксимирует исходные уравнения с порядком $O(\tau^m+\tau h+h^k)$, где $m=2$ при $\alpha=0.5+O(\tau)$ и $m=1$ при $\alpha\neq 0.5$, а k — порядок аппроксимации оператора Ω_h на этапе корректор. Для повышения точности расчета оператор Ω на этапе корректор аппроксимируем симметричным оператором со вторым порядком. Если уравнения газовой динамики на этом этапе аппроксимировать в дивергентной форме по схеме

$$\frac{U^{n+1}-U^n}{\tau}+\Lambda W^{n+1/2}=F^{n+1/2}, \tag{8}$$

то разностная схема (6), (8) аппроксимирует исходные уравнения с порядком $O(\tau^2+h^2)$ при $\alpha=0.5+O(\tau)$. Здесь

$$U=\begin{pmatrix} B\rho\\ B\rho v\\ BE\end{pmatrix},\quad W=\begin{pmatrix} B\rho v\\ B(\rho v^2+p)\\ Bv(E+p)\end{pmatrix},\quad F=\begin{pmatrix} 0\\ \dfrac{p\Lambda B}{B}\\ 0\end{pmatrix}.$$

В силу симметричной аппроксимации вектора W схема немонотонна и для устранения осцилляций в нее на этапе корректор вводится сглаживающий оператор второго порядка малости подобно [4]:

$$\Lambda af=\frac{(af)_{j+1}-(af)_{j-1}}{2h}-\frac{h}{2}\left(b_{j+1/2}\Lambda_+f_j-b_{j-1/2}\Lambda_-f_j\right), \tag{9}$$

где $b_{j\pm1/2}=(b_{j\pm1}+b_j)/2,\ b_j=\varepsilon^2|a_j|\,f_j,\ d=|a_{j+1}-a_j|+|a_j-a_{j-1}|$, а $\varepsilon=0,$ если $d=0,$ иначе $\varepsilon=(a_{j+1}-2a_j+a_{j-1})/d$.

Разностные схемы (6), (7) или (6), (8) на дробных шагах реализуются трехточечными скалярными прогонками, а на этапе корректор явно [2] и в линейном приближении безусловно устойчивы при $\alpha\geq 0.5$. Тестирование схем проведено на решении двух задач: задаче о распаде произвольного разрыва и течении в канале переменного сечения. Для первой задачи начальные и краевые условия задавались в виде

$\rho(x,\ 0)=1,\ u(x,\ 0)=0,\ p(x,\ 0)=1$ при $4\leq x\leq 0,$
$\rho(x,\ 0)=0.125,\ u(x,\ 0)=0,\ p(x,\ 0)=0.1$ при $0<x\leq 6,$
$\rho(-4,\ t)=1,\ u(-4,\ t)=0,\ p(-4,\ t)=1,\ \rho(6,\ t)=0.125,\ u(6,\ t)=0,\ p(6,\ t)=0.1$

На рис. 1 приведены результаты расчетов по схеме второго порядка со сглаживанием на момент времени $t=2.5$ на сетке, содержащей 200 узлов по z, при $\alpha=0.505$ со сглаживанием решения в правой части схемы (7) или (8).

Видно, что ударная волна размазывается на 2–3 узла, а контактный разрыв — на ~ 6 узлов. Схема правильно передает скорость движения ударной волны и волны разрежения. Расчеты проведены при числе Куранта $k=1$.

Для задачи, описывающей квазиодномерное течение в канале, существует стационарное решение, которое находилось численно методом установления. В начальный момент

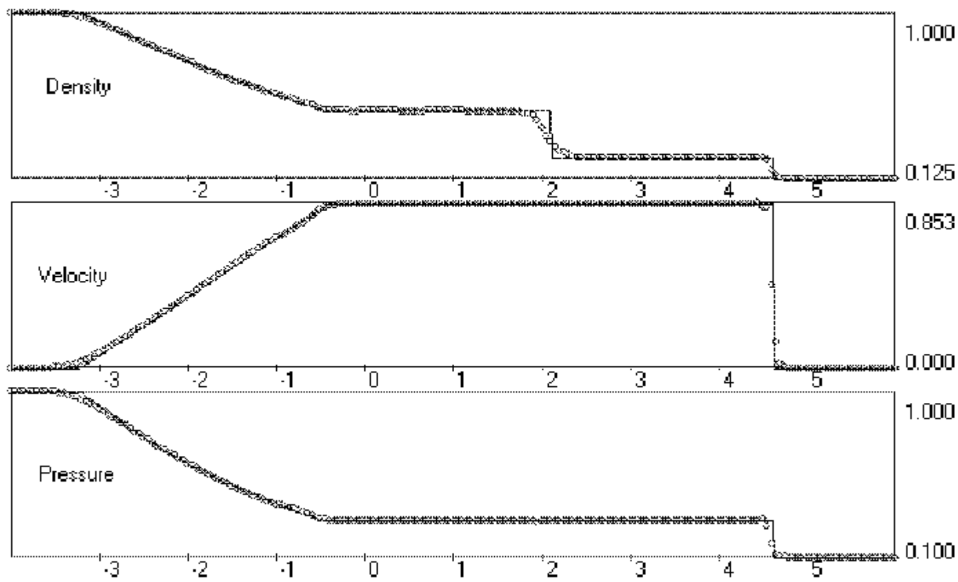

Рис. 1.

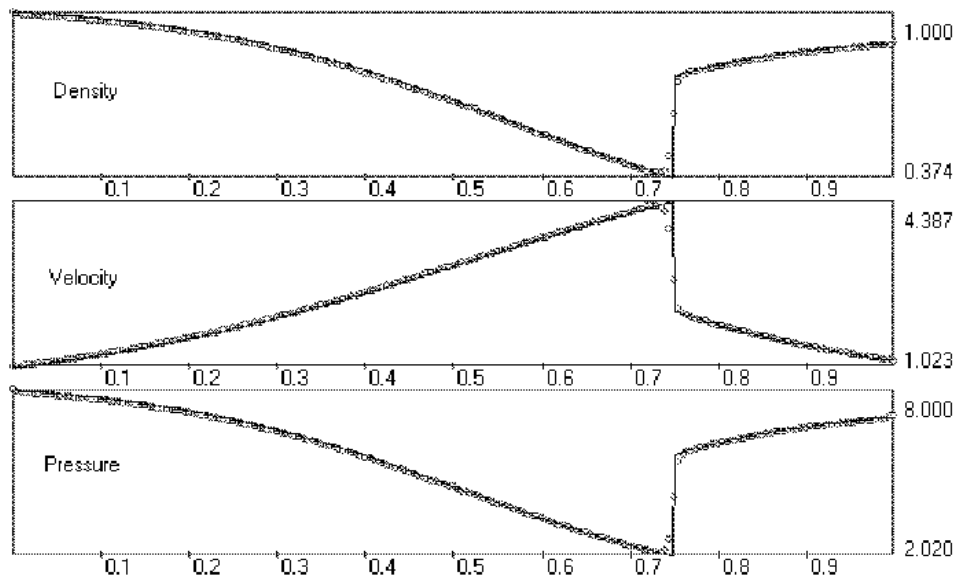

Рис. 2.

при $t = 0$ в канале переменного сечения, задаваемого по формуле $B(x) = 0.5 + 0.5(1 - 2x)^2$, $\;0 \le x \le 1$, задавались значения функций на входе ($x = 0$) и выходе ($x = 1$) из канала, удовлетворяющие точному решению

$$\begin{pmatrix} \rho \\ u \\ p \end{pmatrix}_{x=0} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1.0237 \\ 8 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \rho \\ u \\ p \end{pmatrix}_{x=1} = \begin{pmatrix} 0.8835 \\ 1.1586 \\ 7.0315 \end{pmatrix},$$

которое содержит разрыв газодинамических величин. На рис. 2 приведены точное (сплошная линия) и численное (значки ($\circ$)) решения после установления по схеме второго порядка (6), (8) со сглаживанием на расчетной сетке, содержащей 200 узлов.

Как показывают результаты расчетов, предложенная схема позволяет с достаточной точностью получать решение стационарных и нестационарных задач при наличии разрывов и других особенностей течения.

3. Разностная схема для уравнений физики плазмы

Подобно (3) представим разностный оператор Ω_h в виде суммы Ω_{1h} и Ω_{2h}, где

$$\Omega_{1h} = \begin{pmatrix} v\Lambda & B\rho\Lambda\dfrac{1}{B} & 0 & 0 \\ 0 & v\Lambda & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\Omega_{2h} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dfrac{A_0}{\rho}\bar{\Lambda} \\ 0 & a_i\Lambda\dfrac{1}{B} & v\Lambda - \Lambda\tilde{\xi}_i\Lambda\dfrac{1}{\rho} + 2A_1 & -A_1 \\ 0 & a\Lambda\dfrac{1}{B} & 0 & v\Lambda - \Lambda\tilde{\xi}_e\Lambda\dfrac{1}{\rho} \end{pmatrix}; \tag{10}$$

а $\Lambda a\Lambda$ — аппроксимация вторых производных симметричным оператором. С учетом введенных обозначений разностная схема

$$\frac{f^{n+1/4} - f^n}{\tau\alpha} + \Omega_{1h} f^{n+1/4} = 0, \quad \frac{f^{n+1/2} - f^{n+1/4}}{\tau\alpha} + \Omega_{2h} f^{n+1/2} = 0,$$
$$\frac{f^{n+1} - f^n}{\tau} + \tilde{\Omega}_h f^{n+1/2} = F^{n+1/2} \tag{11}$$

аппроксимирует систему уравнений (2) с порядком $O(\tau^m + \tau h + h^2)$, где $m = 2$ при $\alpha = 0.5 + O(\tau)$. Здесь $\tilde{\Omega}_h$ — аппроксимация уравнений симметричными разностями. Для устранения осцилляций в него подобно (9) добавлены сглаживающие члены. В линейном приближении при $F = 0$ схема (11) безусловно устойчива. На дробных шагах она реализуется скалярными трехточечными прогонками, а на этапе корректор — явно. Действительно, на первом дробном шаге система разностных уравнений

$$\frac{\rho^{n+1/4} - \rho^n}{\tau\alpha} + v^n\Lambda\rho^{n+1/4} + B\rho^n\Lambda\frac{1}{B}v^{n+1/4} = 0,$$
$$\frac{v^{n+1/4} - v^n}{\tau\alpha} + v^n\Lambda v^{n+1/4} = 0,$$
$$\frac{p_i^{n+1/4} - p_i^n}{\tau\alpha} = 0, \quad \frac{p^{n+1/4} - p^n}{\tau\alpha} = 0$$

может быть решена независимо для каждой компоненты вектора $f^{n+1/4}$. На втором дробном шаге разностные уравнения

$$\frac{\rho^{n+1/2} - \rho^{n+1/4}}{\tau\alpha} = 0,$$

$$\frac{v^{n+1/2} - v^{n+1/4}}{\tau\alpha} + \frac{A_0}{\rho^n}\bar{\Lambda}p^{n+1/2} = 0,$$

$$\frac{p_i^{n+1/2} - p_i^{n+1/4}}{\tau\alpha} + a_i^n \Lambda\left(v^{n+1/2}/B\right) + v^n \Lambda p_i^{n+1/2} = \Lambda \tilde{\xi}_i^n \Lambda\left(p_i^{n+1/2}/\rho^n\right) + A_1(2p_i^{n+1/2} - p^{n+1/2}),$$

$$\frac{p^{n+1/2} - p^{n+1/4}}{\tau\alpha} + a^n \Lambda\left(v^{n+1/2}/B\right) + v^n \Lambda p^{n+1/2} = \Lambda \tilde{\xi}_e^n \Lambda\left(p^{n+1/2}/\rho^n\right)$$

решаются в такой последовательности: исключая $v^{n+1/2}$ из уравнения для полного давления, получим разностное уравнение относительно $p^{n+1/2}$ в виде

$$\left[I + \tau\alpha v^n \Lambda - \tau^2\alpha^2 a^n \Lambda \frac{A_0}{B\rho^n}\bar{\Lambda} - \tau\alpha\Lambda\tilde{\xi}_e\bar{\Lambda}\frac{1}{\rho^n}\right] p^{n+1/2} = p^{n+1/4} - \tau\alpha a^n \Lambda \frac{v^{n+1/2}}{B}.$$

Его решение может быть получено скалярной трехточечной прогонкой, после чего явно вычисляется $v^{n+1/2}$. Новое значение $p_i^{n+1/2}$ определяется скалярной прогонкой из уравнения энергии для p_i при уже известных значениях $p^{n+1/2}$ и $v^{n+1/2}$. Значение плотности на слое $n + 1/2$ переносится с предыдущего шага.

4. Моделирование нагрева плазмы

С целью проверки механизма нагрева плазмы в рамках предложенной модели (2) проведены расчеты в модельной установке ГОЛ-3 с одиночной магнитной ячейкой. В начальный момент времени при $t = 0$ в канале $L = 12.3$ задавались невозмущенные значения искомых величин $\rho = 1$, $v = 0$, $T_i = T_e = 0.001$. Внешнее магнитное поле задавалось по формуле $B = 2 + \cos(2(x - 1.5\pi))$ для $1.5\pi \le x \le 2.5\pi$, иначе $B = 3$. Система предполагалась открытой, допускающей свободное вытекание плазмы на границах канала и удовлетворяющей краевым условиям (3). Численное решение уравнений (2) находилось по схеме предиктор-корректор (11) с порядком $O(\tau^2 + h^2)$ при $\alpha = 0.505$ и со сглаживанием решения на этапе корректор по формуле (9). Расчетная сетка содержала 400 узлов по координате z. Измельчение шагов сетки по пространству в 2–4 раза не приводило к изменению результатов расчетов. Выше отмечалось, что разностная схема (11) безусловно устойчива при отсутствии внешних сил. Однако для ненулевой правой части $F \ne 0$ (при наличии внешних источников Q), значение которой вычисляется явно на этапе корректор, разностная схема может терять свойство безусловной устойчивости. В этом случае временной параметр τ определяется из устойчивости схемы по правой части. За счет влияния F электронная температура резко возрастает ($\sim$ 1000) и источниковый член в уравнении энергии становится определяющим, значительно превосходящим конвективные и другие члены уравнения. Численные расчеты проведены при значении $k \sim (0.01 - 0.1)$, допускаемом устойчивостью схемы. На рис. 3, 4 представлены распределения скорости, плотности, электронной и полной температуры в моменты времени $t = 2$ и $t = 4$ соответственно.

В соответствии с теорией и экспериментальными данными, полученными в установке ГОЛ-3 (см. [5, 6]), нагрев плазмы электронным пучком происходит неравномерно из-за неравномерности распределения магнитного поля: температура значительно повышается по краям пробкотрона и в меньшей степени в центре ямы. Неоднородность давления приводит к ускорению плазмы к центру ячейки. При $t > 4$ два потока сталкиваются и, как следует из эксперимента и теории, они проходят друг через друга.

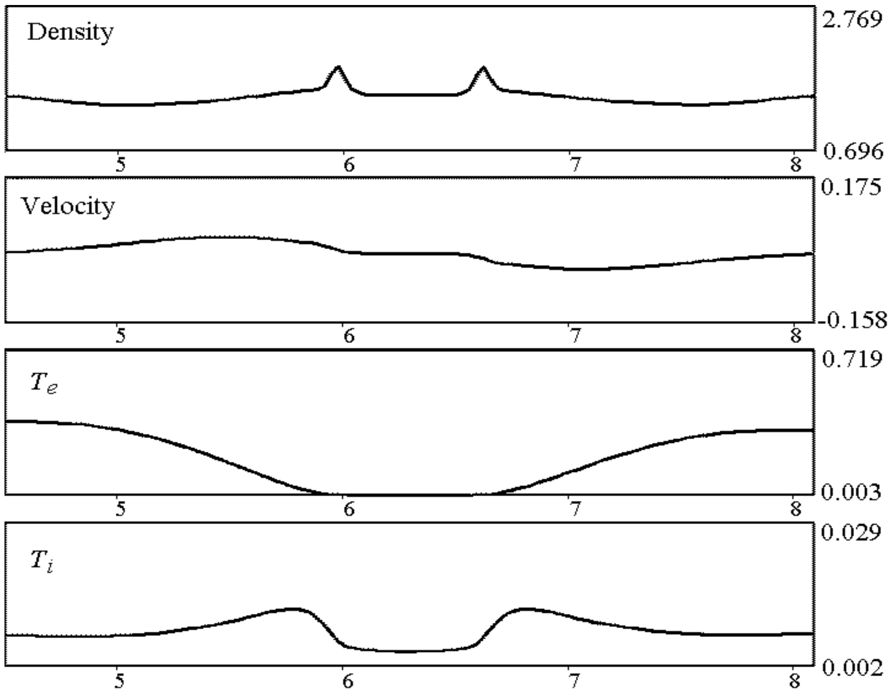

Рис. 3.

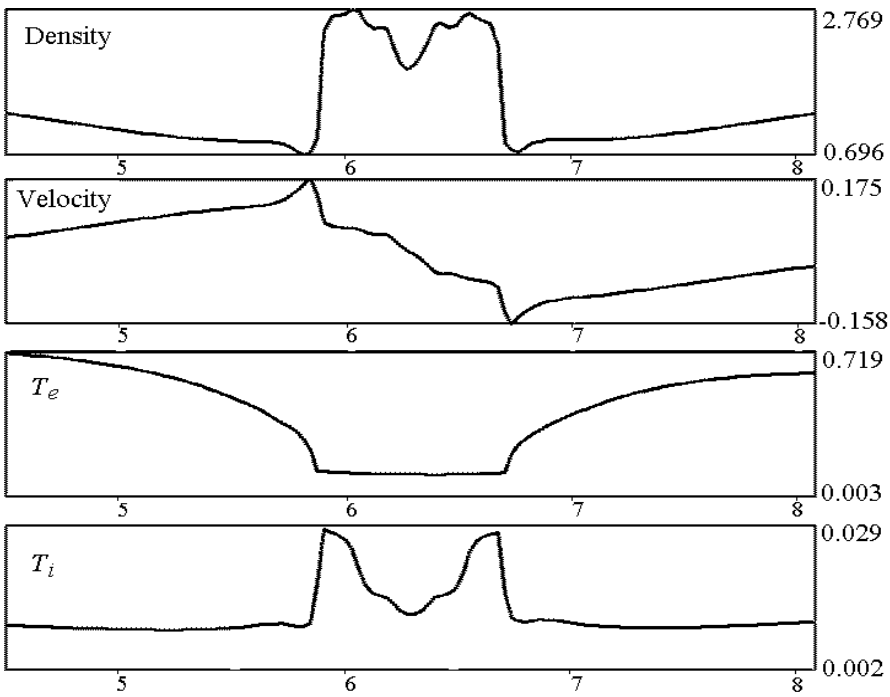

Рис. 4.

В рамках односкоростной модели (1) проведенные численные расчеты дали следующие результаты. При решении задачи за счет нагрева плазмы электронным пучком происходит существенный рост электронной температуры ($\sim$ 1000 раз), причем ее возрастание максимально вне магнитной ямы (см. рис. 3). Ионная же температура возрастает почти в 10 раз и достигает максимального значения на границах магнитной ямы. За счет ускорения плазмы к центру магнитной ямы плотность возрастает в зоне ямы до значений порядка 2.8 от начального и уменьшается вне ямы. Полное давление целиком определяется электронным давлением (температурой), оно возрастает на концах системы больше, чем в центре ямы. Вплоть до времени $t = 4$ численное решение качественно и количественно близко к полученному в эксперименте [5, 6]. Однако для $t > 4$ из расчетов следует, что два потока плазмы сталкиваются в центре ямы, что сопровождается резким возрастанием температур и давлений. Для таких времен расчета односкоростная модель перестает быть справедливой, и для расчета таких течений необходимо использовать многопотоковые модели.

Список литературы

[1] Ковеня В.М. Разностные методы решения многомерных задач: Курс лекций. Новосибирск: Изд-во НГУ, 2004. 146 с.

[2] Ковеня В.М., Лебедев А.С. Модификация метода расщепления для построения экономичных разностных схем // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1994. Т. 34, № 6. С. 886–897.

[3] Козлинская Т.В. Схема предиктор-корректор для численного решения уравнений газовой динамики // Прогр. и тез. докл. IV Всерос. конф. молодых ученых по мат. моделированию и информ. технологиям, 30.10 — 5.11 2003 г., Красноярск. С. 29.

[4] Ковеня В.М., Лебедев А.С. Численное исследование отрывного течения в ближнем следе. Новосибирск, 1987 (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние; № 14–87. 48 с.)

[5] Астрелин В.Т., Бурдаков А.В. Численное моделирование коллективного ускорения ионов плазмы в ячейках многопробочной ловушки ГОЛ-3 // Тез. докл. XXXI конф. по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2004. С. 102.

[6] Arzhannikov A.V., Astrelin A.V., Burdakov A.V. et al. Recent results on the GOL-3-II facility // Trans. of Fusion Technology. 1999. Vol. 35, N 1T. P. 112–120.

Поступила в редакцию 29 сентября 2004 г.