

Дно оказывается более охлажденным (за счет сгребания холодного вещества окружающей среды), чем стенка. Средняя величина давления на дне составляет 10^7 Па, плотности — $0,16$ кг/м³.

Таким образом, результаты экспериментально-численного исследования разлета плазменного сгустка обнаружили ряд существенных явлений и позволили представить следующую картину разлета. Вылетающая из ускорителя плазма образует две, резко различающиеся области, примыкающие друг к другу:

1. Головная часть, представляющая собой оболочку массой $\approx 0,2$ массы сгустка, внутри которой по токовой перемычке идет ток, составляющий около 20% разрядного. Эта часть разлетается под действием магнитного и газового давлений. Головная часть имеет тенденцию к образованию острия в центре сгустка.

2. Хвостовая часть, представляющая собой струю плазмы переменного сечения, движется в осевом направлении.

Поступила 6 IX 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Комельков В. С., Модзалевский В. И. Формирование плазменной струи в воздухе при атмосферном давлении. — ЖТФ, 1971, т. 41, № 5.
2. Кузнецов А. П., Плешанов А. С. Численное исследование МГД-течения Прандтля — Майера. — «Магнит. гидродинамика», 1976, № 4.

УДК 533.95

О БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ РАЗЛЕТЕ ИОНИЗОВАННОГО ОБЛАКА В ОДНОРОДНУЮ ЗАМАГНИЧЕННУЮ ПЛАЗМУ

А. И. Голубев, А. А. Соловьев, В. А. Терехин

(Москва)

Введение. В ряде лабораторных экспериментов [1—3] и активных экспериментов в космосе [4, 5] образуется облако плазмы, расширяющееся со скоростью $u_0 \sim 10^7$ — 10^8 см/с. Окружающая разреженная среда находится в однородном магнитном поле H_0 и ионизуется рентгеновским и ультрафиолетовым излучением, выходящим из облака.

В работах [6—9] рассмотрена задача о торможении облака плазмы при расширении в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле; показано, что характерный радиус торможения облака R_0 определяется из соотношения $R_0 = (Nm_1 u_0^2 / H_0^2)^{1/3}$ (N — полное число ионов в облаке, m_1 — масса ионов облака).

При наличии внешней плазмы необходимо учитывать ее влияние на движение ионов облака. Простые энергетические оценки показывают [10], что если разлетающиеся ионы интенсивно взаимодействуют с окружающей плазмой, то характерное расстояние, на котором тормозится облако, есть $R_* = (3N/4\pi n_*)^{1/3}$ (n_* — концентрация ионов окружающей плазмы). Если $R_0 \ll R_*$, то влияние внешней плазмы на движение облака пренебрежимо мало, поэтому при интерпретации экспериментальных результатов можно пользоваться

ся данными работ [6—9]. Условие $R_0 \ll R_*$ выполняется, если альфвеновское число Маха $M_A = u_0/v_A \ll 1$ ($v_A = H_0/\sqrt{4\pi n_* m_2}$ — альфвеновская скорость во внешней плазме, m_2 — масса ионов внешней плазмы).

Задача о цилиндрическом взрыве в разреженной плазме для $M_A > 1$ решалась в работе [11] на основе уравнений [12]. Использование этих уравнений для описания движения плазмы в экспериментах [1—5] предполагает ряд ограничений и оговорок. Во-первых, потому что при $M_A > 1$ во внешней плазме образуется ударная волна [11], а общепринятых соотношений на фронте бесстолкновительной ударной волны в плазме, аналогичных классическим условиям Рэнкина — Гюгонио, сейчас нет. Во-вторых, параметры этих экспериментов таковы, что ларморовский радиус ионов облака зачастую оказывается больше R_* . Поэтому использовать уравнения Чью — Гольдбергера — Лоу для описания течения на масштабах $\sim R_*$ нельзя, а именно эти масштабы представляют наибольший интерес при исследовании механизма взаимодействия разлетающегося облака с окружающей плазмой.

В данной работе численно решается задача о цилиндрическом взрыве в разреженной плазме на основе одномерной гибридной модели [13—15], в которой движение ионов описывается уравнением Власова, а электронная компонента описывается как безмассовая жидкость. Предполагается, что вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H}_0 направлен вдоль оси симметрии; скорости частиц перпендикулярны \mathbf{H}_0 . Конечно, в такой постановке (цилиндрический взрыв) нельзя получить количественного описания результатов экспериментов [1—5], в которых начальное энерговыделение сосредоточено в точке; однако качественная картина возникающего течения и механизм взаимодействия разлетающегося облака с замагниченной внешней плазмой могут быть исследованы достаточно подробно.

1. Описание модели и постановка задачи. В рамках гибридной модели движение ионов плазмы описывается уравнением Власова

$$(1.1) \quad \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}_\perp} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = 0,$$

где f_α — функция распределения ионов сорта α . Индексом α будем различать ионы разлетающегося облака ($\alpha = 1$) и ионы плазмы среды ($\alpha = 2$). Средние характеристики движения ионов определяются формулами

$$(1.2) \quad n_i^j = \sum_\alpha \int d\mathbf{v} \cdot f_\alpha, \quad \mathbf{u}_i^j = \frac{1}{n_i^j} \sum_\alpha \int d\mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot f_\alpha).$$

В дальнейшем будем считать, что плазма ионизована однократно, поэтому условие локальной электронейтральности плазмы имеет следующий вид:

$$(1.3) \quad n_e = n = \sum_\alpha \int d\mathbf{v} \cdot f_\alpha.$$

Электронная компонента плазмы описывается как безмассовая жидкость, поэтому уравнение движения для нее есть

$$(1.4) \quad -e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \times \mathbf{H}] \right) + m_e \nu (\mathbf{u} - \mathbf{v}_e) - \frac{1}{n_e} \nabla p_e = 0,$$

где ν — частота столкновений электронов с ионами (классическая или аномальная [14]); p_e — электронное давление.

Уравнения (1.1)—(1.4) совместно с уравнением для электронного давления p_e

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \cdot \nabla) p_e = & -\gamma_e p_e \operatorname{div} \mathbf{v}_e + (\gamma_e - 1) \sigma^{-1} j^2 + (\gamma_e - 1) (\operatorname{grad} k \times \\ & \times \operatorname{grad} \frac{p_e}{n}) + k \Delta \frac{p_e}{n} = 0 \end{aligned}$$

(σ и k — проводимость и электронная теплопроводность соответственно [14], $\gamma_e = 5/3$) и уравнениями Максвелла

$$(1.5) \quad \text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} e \sum_{\alpha} \int d\mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot f_{\alpha}) - \frac{4\pi}{c} en_e \mathbf{v}_e \equiv \frac{4\pi}{c} \mathbf{j},$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

в которых опущен ток смещения, образуют полную систему уравнений для описания движения разреженной плазмы.

Если ограничиться исследованием течений плазмы с $\beta_e = 8\pi n_e T_e / H^2 \ll 1$, то систему (1.1)–(1.5) можно привести к виду

$$(1.6) \quad \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m_{\alpha}} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{v}} = 0;$$

$$(1.7) \quad \mathbf{F} = \frac{e[(\mathbf{v} - \mathbf{u}) \cdot \mathbf{H}]}{c} + \frac{[\text{rot } \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}]}{4\pi n} + \frac{e\eta_m}{c} \text{rot } \mathbf{H};$$

$$(1.8) \quad \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot} \left\{ [\mathbf{u} \cdot \mathbf{H}] - \eta_m \cdot \text{rot } \mathbf{H} - \frac{c}{4\pi en} [\text{rot } \mathbf{H} \cdot \mathbf{H}] \right\},$$

где $\eta_m = c^2/4\pi\sigma$ — магнитная вязкость ($\sigma = e^2 n / m_e \nu$).

В качестве начальных функций распределения ионов в задаче о цилиндрическом взрыве могут быть взяты следующие:

$$(1.9) \quad f_1(\rho, v_{\rho}, v_{\Phi}, t = 0) = \frac{N\delta(\rho)}{\pi \rho u_0^2} v_{\rho} \delta(v_{\Phi}),$$

$$(0 \leq v_{\rho} \leq u_0),$$

где N — полное число ионов облака, приходящихся на единицу длины вдоль оси симметрии ($[N] = \text{см}^{-1}$),

$$(1.10) \quad f_2 = n_* \delta(v_{\rho}) \delta(v_{\Phi}).$$

Выбранная в виде (1.9) начальная функция распределения ионов облака обеспечивает совпадение решения кинетического уравнения при $t \rightarrow 0$ с асимптотическим решением задачи о разлете газового цилиндра в пустоту [16], а газодинамические характеристики среды, полученные по (1.10), совпадают с начальными данными задачи о взрыве в среде без противодействия [11]. Отметим, что при цилиндрическом взрыве характерный радиус торможения R_* , введенный выше, определяется формулой $R_* = \sqrt{N/\pi n_*}$.

Решение поставленной задачи зависит только от расстояния до оси цилиндра ρ , поэтому система уравнений (1.6)–(1.8) существенно упрощается. Вводя компоненту A_{Φ} векторного потенциала электромагнитного поля, получаем вместо (1.8)

$$(1.11) \quad \frac{\partial A_{\Phi}}{\partial t} + \frac{u_{\rho}}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho A_{\Phi}) = \eta_m \left\{ \frac{\partial^2 A_{\Phi}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_{\Phi}}{\partial \rho} - \frac{A_{\Phi}}{\rho^2} \right\},$$

при этом

$$(1.12) \quad A_{\Phi}(\rho, t = 0) = H_0 \rho / 2.$$

Единственная компонента вектора напряженности магнитного поля

$H_z = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho A_\varphi)$. Для кинетического уравнения (1.6) система характеристик имеет вид

$$(1.13) \quad \frac{d\rho}{dt} = v_\rho,$$

$$\frac{dv_\rho}{dt} = \frac{v_\varphi^2}{\rho} + \frac{eH_z}{m_\alpha c} (v_\varphi - u_\varphi) - \frac{1}{nm_\alpha} \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{H_z^2}{8\pi},$$

$$\rho \left(v_\varphi + \frac{eA_\varphi}{m_\alpha c} \right) = P_\alpha(0) = \text{const.}$$

Значение обобщенного импульса $P_\alpha(0)$ определяется начальными условиями (1.9), (1.10), (1.12).

Диссипативные процессы, обязанные конечной проводимости плазмы, не играют существенной роли, если магнитные числа Рейнольдса велики ($\text{Re}_m \gg 1$). Характерный пространственный масштаб в рассматриваемой задаче — ларморовский радиус ионов R_H , масштаб скорости — u_0 . Используя для оценок проводимости формулу Бунемана [17], получаем для $t \geq R_*/u_0$ следующую оценку для $\text{Re}_m = \frac{u_0 R_H}{\eta_m}$: $\text{Re}_m \sim \sim M_A u_0 m_i / c m_e$. Поэтому для $M_A \geq 1$ можно положить в (1.11) $\eta_m = 0$, что и делалось при численном решении системы (1.11)–(1.13).

2. Механизм передачи энергии от облака окружающей плазмы.

На ранней стадии разлета $t \ll \Omega_\alpha^{-1}$ можно считать, что ионы облака разлетаются свободно, т. е. для $\rho < u_0 t$

$$(2.1) \quad f_1(\rho, v_\rho, v_\varphi, t) = n_* \left(\frac{R_*}{u_0 t} \right)^2 \delta \left(v_\rho - \frac{\hat{r}}{t} \right) \delta(v_\varphi).$$

Ионы окружающей плазмы неподвижны, т. е. их функция распределения совпадает с (1.10).

В области $\rho < u_0 t$ образуется двухскоростное течение ионов. Электроны же из-за малой массы совершают дрейфовое движение. Скорость электронов вдоль радиуса определяется из соотношения

$$(2.2) \quad v_{\rho e} = u_\rho = \frac{\hat{r}}{t} \left\{ 1 + \left(\frac{u_0 t}{R_*} \right)^2 \right\}^{-1}, \quad \rho < u_0 t.$$

Для больших значений радиуса ρ $v_{\rho e} = u_\rho = 0$.

Уравнение для компоненты A_φ векторного потенциала электромагнитного поля (1.11) с u_ρ , определяемой формулой (2.2), и $\eta_m = 0$ имеет следующее решение:

$$(2.3) \quad A_\varphi(\rho, t) = \begin{cases} 0, & 0 < \rho < R_1(t), \\ H_0 \frac{\rho}{2} \left[1 + \left(\frac{R_*}{u_0 t} \right)^2 - \left(\frac{R_*}{\rho} \right)^2 \right], & R_1(t) < \rho < R(t), \\ H_0 \frac{\rho}{2}, & \rho > R(t), \end{cases}$$

где $R_1(t) = u_0 t \{ 1 + (u_0 t / R_*)^2 \}^{-1}$; $R(t) = u_0 t$.

Таким образом, на границе одно-и двухскоростного течения $R(t) = u_0 t$ имеется скачок вектора напряженности магнитного поля ΔH_z , равный

$$\Delta H_z = H_z - H_0 = H_0 (R_* / u_0 t)^2.$$

Из области $\rho < R_1(t)$ магнитное поле полностью вытесняется. В области $R_1 < \rho < R$ формируется однородное магнитное поле с напряженностью, изменяющейся во времени по следующему закону:

$$(2.4) \quad H_z = H_0 \{1 + (R_*/u_0 t)^2\}.$$

Полученный результат имеет простую интерпретацию. В силу малого ларморовского радиуса, электроны плазмы облака и внешней плазмы не перемешиваются. Граница раздела электронов $R_1(t)$ при свободном разлете ионов облака может быть найдена из соотношения

$$N = 2\pi \int_0^{R_1} d\rho \rho n_e = \pi R_1^2 n_* \left\{1 + \left(\frac{R_*}{u_0 t}\right)^2\right\},$$

которое вытекает из условия локальной электронной нейтральности плазмы. При разлете облака все электроны внешней плазмы, которые приходят в движение, в момент времени t находятся в цилиндрическом слое, ограниченном радиусами $R_1(t)$ и $R(t)$. Концентрация электронов в этой области $n_e = n_* \{1 + (R_*/u_0 t)^2\}$. Поскольку магнитное поле «вморожено» в электронную компоненту плазмы (1.4), $H_z = H_0 n_e / n_*$ ($R_1 < \rho < R$), что и дает формулу (2.4). Магнитный поток, связанный с электронами плазмы облака, равен нулю. Поскольку к моменту времени t эти электроны расширятся до радиуса $R_1(t)$, при $\rho < R_1$ $H_z = 0$. В области $\rho > R$ магнитное поле, очевидно, не возмущается.

Следует отметить, что при $t \rightarrow 0$ в решении (2.4) имеется особенность ($H_z|_{t \rightarrow 0} \sim H_0 (R_*/u_0 t)^2$), связанная с используемым приближением $\eta_m = 0$. Очевидно, что диссипативными эффектами пренебрегать нельзя, если

$$(2.5) \quad \Delta R(t) = R(t) - R_1(t) = \left(\int_0^t \eta_m(t') dt' \right)^{1/2},$$

т. е. если размер области «сжатого» поля ΔR меньше расстояния, на которое проникает магнитное поле вследствие конечной проводимости плазмы. Можно оценить время t_0 , начиная с которого, решение (2.3) применимо. Используя формулу Бунемана для проводимости, из (2.5) получаем $t_0 \ll (R_*/u_0)(R_* \omega_{pi}/c)^{-1/2}$. Для параметров экспериментов [1-5] $u_0 t_0 / R_* \ll 1$.

На рассматриваемой стадии разлета (в первом приближении по M_A^{-2}) возникает только вихревое электрическое поле \bar{E}_φ , отличное от нуля в области $R_1 < \rho < R$,

$$E_\varphi = H_0 \{(R_*/u_0 t)^2 (\rho/ct)\}.$$

За время $\Omega_2 t \ll 1$ ионы мало смещаются от своего начального положения ρ_0 , поэтому, используя сохранение компоненты $P_2 = \rho(v_\varphi + eA_\varphi/m_2 c)$ обобщенного импульса (1.13) и выражение для A_φ (2.3) получаем

$$(2.6) \quad v_\varphi(t) = \begin{cases} \Omega_2 \frac{\rho_0}{2}, & 0 < \rho_0 < R_1, \\ \Omega_2 \frac{\rho_0}{2} \left[\left(\frac{R_*}{\rho_0}\right)^2 - \left(\frac{R_*}{u_0 t}\right)^2 \right], & R_1 < \rho_0 < R, \\ 0, & \rho_0 > R. \end{cases}$$

Можно также показать, что на рассматриваемой стадии, радиальная ком-

понента скорости v_p существенно меньше v_Φ . Исходя из (2.6), оценим долю переданной энергии от разлетающегося облака к ионам среды посредством описанного выше механизма

$$\frac{W_2}{W_0} = \frac{2\pi}{W_0} \int_0^\infty d\rho_0 \rho_0 \frac{n_* m_2 v_\Phi^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{m_2}{m_1} \left(\frac{\Omega_* R_*}{u_0} \right)^2 \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{R}{R_*} \right)^2 \right] - \frac{R^2}{R_*^2 + R^2} \right\},$$

где $W_0 = m_1 N u_0^2 / 4$ — начальная энергия ионов облака.

Таким образом, доля переданной энергии определяется величиной параметра $\delta = (R_* \Omega_* / u_0)^2$. Условием интенсивного взаимодействия разлетающегося облака с окружающей плазмой является выполнение неравенства $\delta \geq 1$.

3. Обсуждение результатов численного расчета. Переходя в исходных уравнениях и начальных условиях (1.9)–(1.13) к безразмерным переменным и функциям: $t = t' / \Omega_*$, $\rho = \rho' u_0 / \Omega_*$, $v = u_0 v'$, $f_\alpha = (n_* / u_0^2) f'_\alpha$, $n_\alpha = n_* n'_\alpha$, $E = (u_0 H_0 / c) E'$, можно убедиться, что решение задачи будет зависеть от следующих безразмерных параметров:

$$\delta = (R_* \Omega_* / u_0)^2, \quad \gamma = m_1 / m_2, \quad M_A = u_0 / v_A.$$

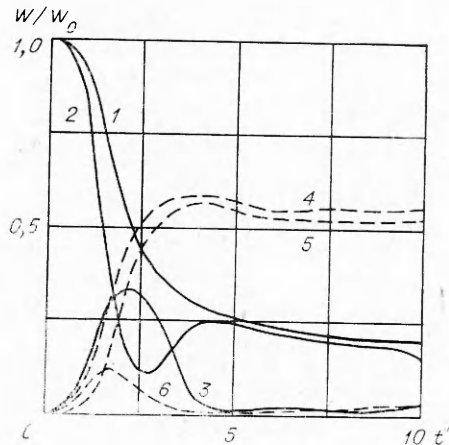
Решение кинетического уравнения для ионов моделировалось с помощью метода частиц в ячейке [18]. Число моделирующих частиц изменялось в пределах 10^3 – 10^4 . Для контроля точности решения использовался закон сохранения полной энергии системы

$$\frac{d}{dt} \left(\sum_\alpha W_\alpha + 2\pi \int_0^\infty d\rho \rho \frac{H_z^2}{8\pi} \right) = 0,$$

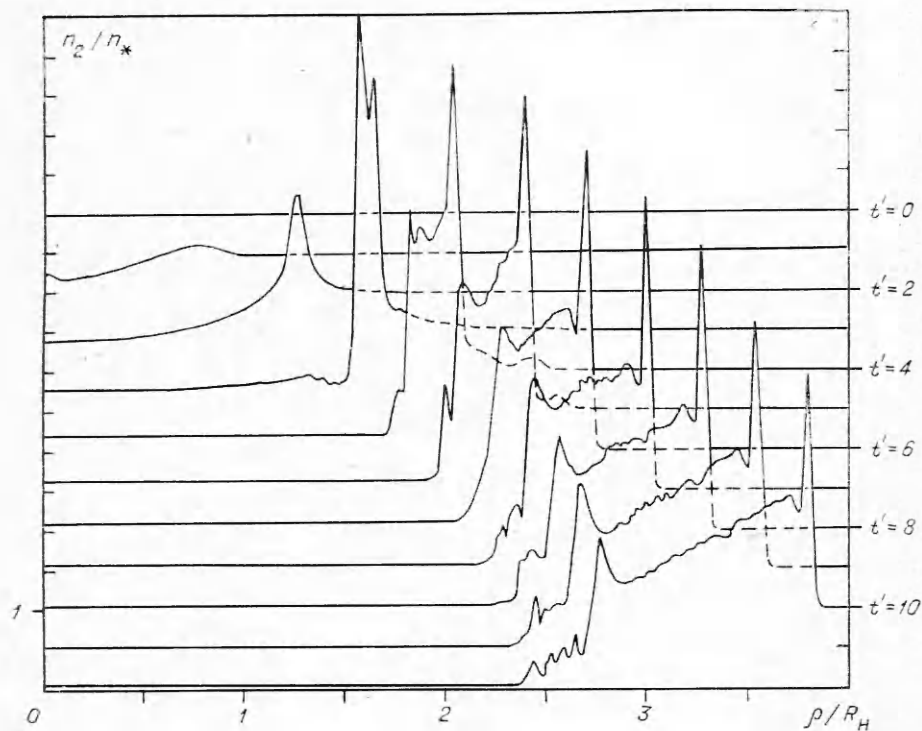
который выполнялся с точностью до 1%.

Результаты расчетов для значений параметров $\delta = \gamma = 1$; $M_A = 10$ представлены на фиг. 1–6. На фиг. 1 приведены зависимости от времени интегральных энергетических характеристик плазмы (в единицах полной энергии взрыва):

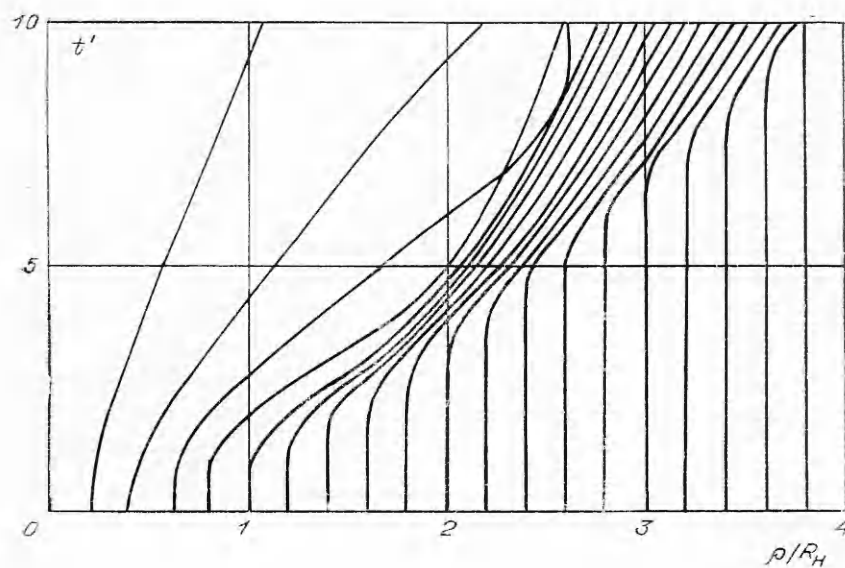
$$W_\alpha^p = 2\pi \int_0^\infty d\rho \rho \int_{-\infty}^{+\infty} dv_p \int_{-\infty}^{+\infty} dv_\Phi \frac{m_\alpha v_p^2}{2} f_\alpha$$



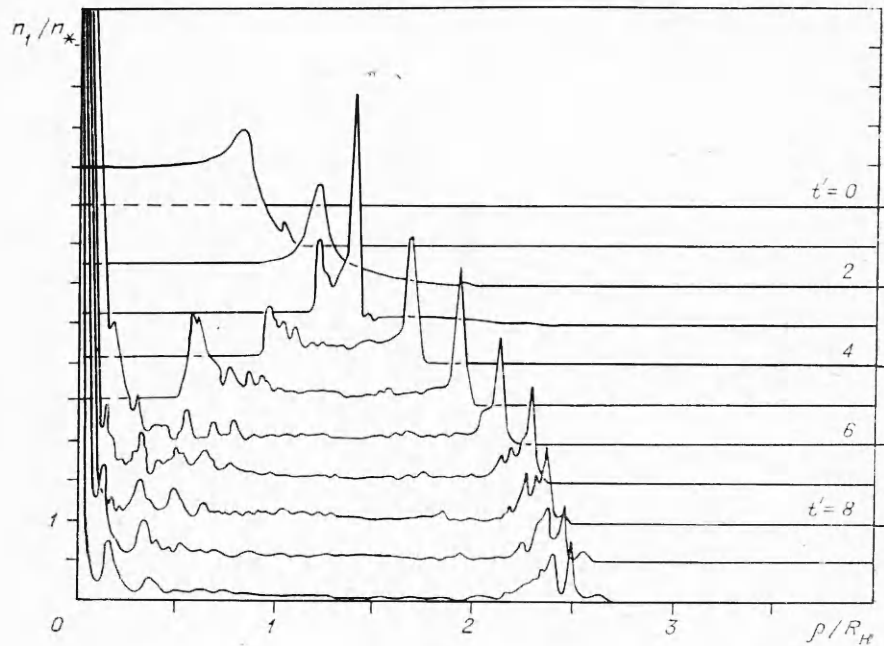
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

(кривые 2 и 5 для $\alpha = 1$ и 2 соответственно),

$$W_{\alpha}^{\varphi} = 2\pi \int_0^{\infty} d\rho\rho \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{\rho} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{\varphi} \frac{m_{\alpha} v_{\varphi}^2}{2} f_{\alpha}$$

(кривые 3 и 6 для $\alpha = 1$ и 2),

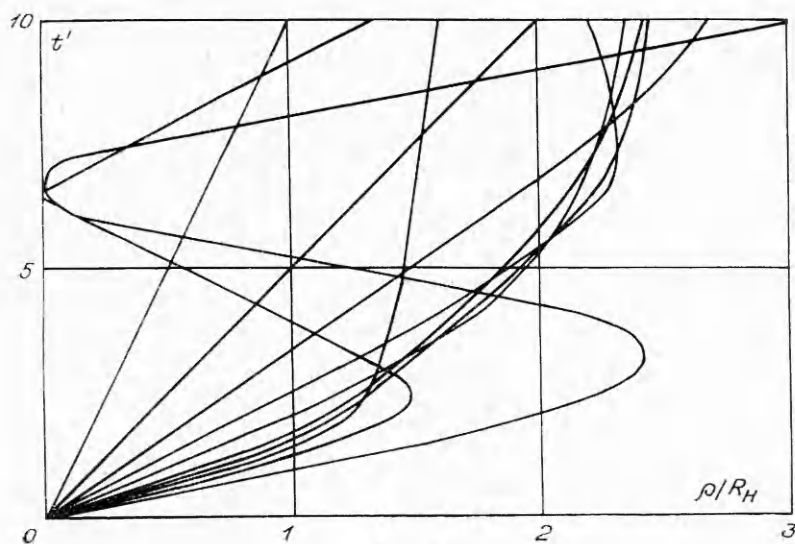
$$W_{\alpha} = W_{\alpha}^{\tilde{c}} + W_{\alpha}^{\varphi}$$

(кривые 1 и 4 для $\alpha = 1$ и 2).

Видно, что к моменту времени $t' = 5$ разлетающееся облако теряет $\sim 75\%$ от своей полной энергии, причем $\sim 20\%$ энергии переходит в энергию магнитного поля. В дальнейшем обмен энергией практически прекращается, почти вся кинетическая энергия ионов сосредоточена в радиальном движении.

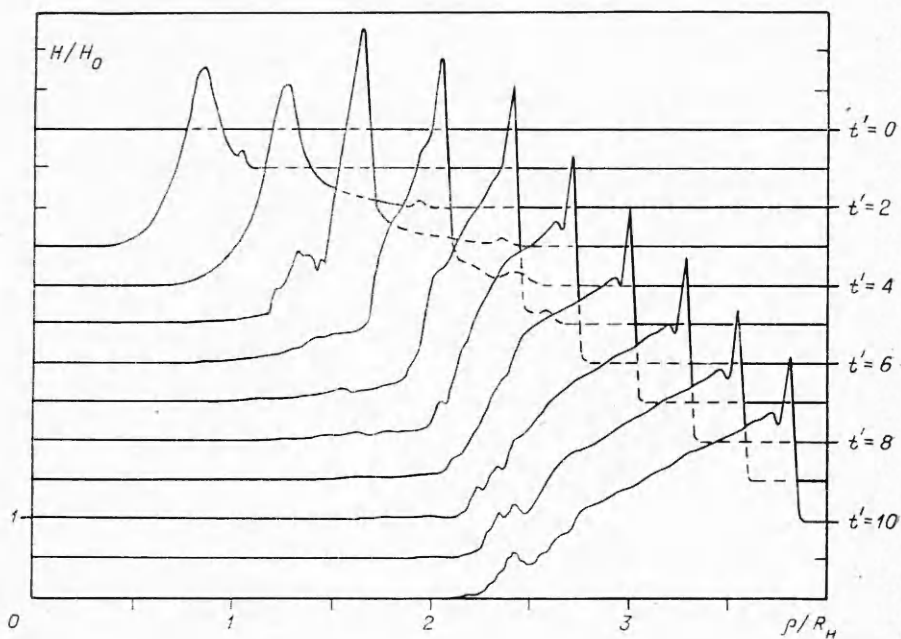
Пространственно-временная картина распределения плотности ионов среды n_2' иллюстрируется фиг. 2. На ранней стадии $t' \leq 1$ в окрестности точки $\rho' = 1$, где скорость v_{φ} максимальная (2.6), формируется область повышенной концентрации плазмы. С течением времени ($t' > 5$) образуется устойчивая форма профиля концентрации. Резкий передний фронт движется по закону $\sim \sqrt{t'}$. Область повышенной концентрации монотонно расширяется. Возникающее течение плазмы дополнительно иллюстрируется фиг. 3, на которой приведены траектории моделирующих частиц.

Распределение концентрации ионов облака показано на фиг. 4. Если $\delta \leq 1$, то максимальная скорость движения ионов среды для $t' \leq 1$ меньше, чем скорость движения ионов облака на переднем фронте. Поэтому основная часть ионов облака попадает в область, где магнитное поле



Фиг. 5

возмущено незначительно. Двигаясь в ней по ларморовским окружностям, они к моменту $t' \approx \pi$ разворачиваются и начинают двигаться к центру, образуя там в моменты времени $t' > 2\pi$ область высокой концентрации. Та часть ионов, которая имеет скорость порядка скорости движения области сжатого поля, формирует уплотнение на переднем фронте облака. Описанная выше картина движения наглядно иллюстрируется на фиг. 5, где построены траектории частиц, моделирующих плазму облака.



Фиг. 3

Пространственно-временная картина изменения магнитного поля представлена на фиг. 6. Наличие резкого градиента магнитного поля на переднем фронте приводит к скачку потенциала $\Delta\Phi'$ поляризационного электрического поля $E'_\rho = -\frac{1}{M_A^2 n'} \frac{\partial (\bar{H}'_z)^2}{\partial \rho'}$. Так как на переднем фронте $H'_z \sim n'$, то $\Delta\Phi'$ оценивается по формуле $\Delta\Phi' \simeq M_A^{-2} (n'_2 - i)$, где n'_2 — концентрация внешней плазмы за фронтом. При $t' \geq 5$ $\Delta\Phi' \leq 0,02$, в то время как скорость фронта $u'_\Phi \simeq 0,3$. Следовательно, $\frac{1}{2} m'_2 (u'_\Phi)^2 > \Delta\Phi'$ и отражения ионов от скачка потенциала на фронте нет; возникающее в окружающей среде течение носит существенно односкоростной характер. Следует заметить, что при больших значениях M_A , согласно [19], должны появиться отраженные ионы. Это приведет к более сложной картине течения во внешней плазме. В последующих работах предполагается исследовать решение рассматриваемой задачи в этой области значений параметра M_A .

Получена 20 IX 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Friedman H. W., Patrick R. M. Momentum transfer in plasma flows at high Alfvén Mach numbers.—«Phys. Fluids», 1971, vol. 14, N 9, p. 1889.
2. Pumsby P. T., Paul J. W. M., Beaulieu J. Shock wave studies using laser produced driving plasma.—«Bull. Amer. Phys. Soc.», 1971, vol. 16, N 10, p. 1191.
3. Cheung A. Y., Goforth R. R., Koopman D. W. Magnetically induced collisionless coupling between counterstreaming laser-produced plasmas.—«Phys. Rev. Lett.», 1973, vol. 31, N 7, p. 429.
4. Операция «Аргус». М., Атомиздат, 1960.
5. Операция «Морская звезда». М., Атомиздат, 1964.
6. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле.— ПМТФ, 1963, № 6.
7. Пилипенко В. А. О форме границы свободно разлетающейся плазмы в магнитном поле.— ПМТФ, 1967, № 2.
8. Poukey J. W. Expansion of a plasma shell into a vacuum magnetic field.— «Phys. Fluids», 1969, vol. 12, N 7, p. 1452.
9. Бахрах С. М., Губков Е. В., Жмайло В. А., Терехин В. А. Разлет плазменной облака в однородном магнитном поле.— ПМТФ, 1974, № 4.
10. Colgate S. A. The phenomenology of the mass motion of a high altitude nuclear explosion.—«J. Geophys. Research», 1965, vol. 70, N 13, p. 3161.
11. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах.— «Труды МИ АН СССР», 1973, № СХІХ.
12. Chew G. F., Goldberger M. L., Low F. E. The Boltzmann equation and the one — fluid hydromagnetic equations in the absence of particle collisions.— «Proc. Roy. Soc.», 1956, vol. A236, p. 112.
13. Forslund D. W., Freidberg J. P. Theory of laminar collisionless shocks.— «Phys. Rev. Lett.», 1971, vol. 27, N 18, p. 1189.
14. Chodura R. A. Hybrid-fluid-particle model of ion heating in high-mach-number shock waves.— «Nucl. Fusion», 1975, vol. 15, p. 55.
15. Sgro A. G., Nielson C. W. Hybrid model studies of ion dynamics and magnetic field diffusion during pinch implosion.— «Phys. Fluids», 1976, vol. 19, N 1, p. 126.
16. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
17. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Нелинейная теория плазмы.— В кн.: Вопросы теории плазмы. М., Атомиздат, 1973.
18. Морз Р. Моделирование многомерной плазмы с помощью метода частиц в ячейке.— В кн.: Вычислительные методы в физике плазмы. М., «Мир», 1974.
19. BisKamp, Welter H. Numerical studies of magnetosonic collisionless shock waves.— «Nucl. Fusion», 1972, vol. 12, N 6, p. 663.