

## РАЗЛЕТ ПЛАЗМЕННОГО ОБЛАКА В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. М. Бахрах, Е. В. Губков, В. А. Жмайло,  
В. А. Терехин

(Москва)

Описывается численное решение двумерной газодинамической задачи о разлете плазменного облака в однородном на бесконечности магнитном поле. Возмущение поля и деформация облака учитываются самосогласованно.

Рассматриваются условия устойчивости такого течения.

1. В экспериментах типа «Аргус» [1] (т. е. при ядерных взрывах малой мощности на высотах  $\sim 500$  км) образуется плазменное облако, разлетающееся со средней скоростью 100 км/сек. Вопрос о торможении и превращениях энергии при расширении такого облака в пустом пространстве, в котором имеется однородное магнитное поле, рассматривался в [2-4]. Двумерный характер данной задачи в этих работах учитывался приближенно.

Ниже приводятся результаты численного решения двумерной осесимметричной задачи о разлете плазменного облака в однородном магнитном поле. Движение облака описывается уравнениями газодинамики; в качестве граничного условия задается давление магнитного поля  $P = H^2 / 8\pi$ . Изменение магнитного поля вне облака описывается в квазистационарном приближении [5]. В соответствии с этим приближением решалось уравнение Лапласа для потенциала магнитного поля  $\varphi$  ( $H = -\text{grad } \varphi$ ) со «сверхпроводящим» граничным условием на границе облака

$$(1.1) \quad \Delta\varphi = 0 \\ (\mathbf{n}\nabla\varphi)|_{S(t)} = 0, \quad \varphi|_{r \rightarrow \infty} = 0$$

где  $S(t)$  — поверхность, которая определяет границу облака плазмы в момент времени  $t$ ;  $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности  $S(t)$ .

В качестве начальных значений газодинамических величин использовалось автомодельное решение задачи о разлете газового шара в пустоту [6]

$$(1.2) \quad \rho(r, 0) = \rho_0 \\ p(r, 0) = p_0(1 - r^2/R_0^2), \quad 0 \leq r \leq R_0 \\ v_r(r, 0) = v_0(r/R_0)$$

Начальное распределение  $\varphi$  вне шара бралось из решения задачи о возмущении магнитного поля вне сверхпроводящего шара, помещенного в однородное магнитное поле [7]

$$(1.3) \quad \varphi = (H_0 r) (1 + 1/2 R_0^3 / r^3)$$

2. Система уравнений газодинамики с начальным условием (1.2) и граничным условием  $P|_{S(t)} = H^2 / 8\pi$  решалась по методике [8]. На каждом временном шаге по газодинамике методом установления [9] решалось уравнение Лапласа (1.1). Решение нестационарной задачи

$$(2.1) \quad \frac{1}{\kappa} \frac{\partial\varphi}{\partial\tau} = \Delta\varphi, \quad (\mathbf{n}\nabla\varphi)|_{S(t)} = 0, \quad \varphi|_{r \rightarrow \infty} = 0$$

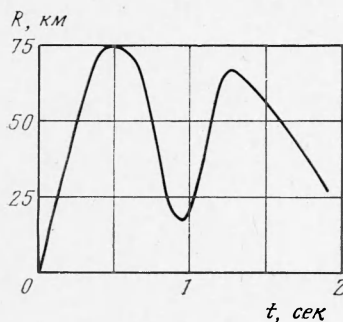
при больших значениях коэффициента теплопроводности  $\kappa = \text{const}$  сходится к решению уравнения Лапласа (1.1).

В расчете в качестве начальных параметров плазменного облака были взяты плотность  $\rho_0 = 0.24 \cdot 10^{-9}$  г/см<sup>3</sup>, начальный радиус облака  $R_0 = 10^5$  см, скорость границы  $v_0 = 0.32 \cdot 10^8$  см/сек. Облако плазмы тормозилось магнитным полем напряженностью  $H_0 = 0.5$  э.

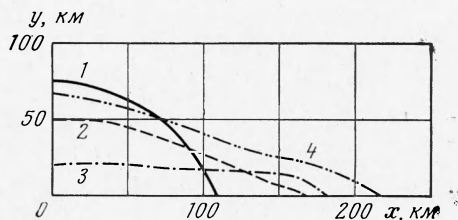
Проведенные расчеты показали, что учет двумерности течения приводит к движению границы облака плазмы, которое в [2,3] не рассматривалось. Это движение характеризуется тем, что после торможения облака в направлении, перпендикулярном невозмущенному магнитному полю, возникает сжатие плазменного облака. С момента времени  $t \sim 1$  сек снова начинается разлет. В дальнейшем изменение размера облака в направлении, перпендикулярном  $H_0$ , имеет колебательный характер с за-

тухающей амплитудой (см. фиг. 1). Форма границы плазменного облака в различные моменты времени представлена на фиг. 2 (кривая 1 —  $t = 0.35$ , 2 — 0.69, 3 — 0.9, 4 — 1.31 сек). Ось  $x$  совпадает с направлением невозмущенного поля.

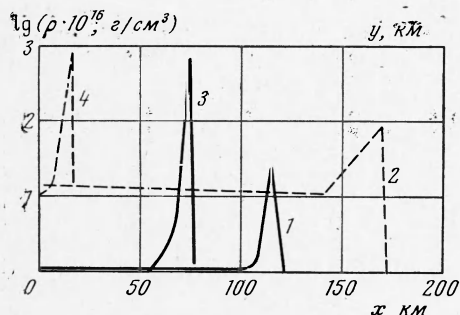
Профили микроскопических характеристик плазмы в различные моменты времени представлены на фиг. 3—4. Кривые 1, 2 — профили величин вдоль оси  $x$  в моменты



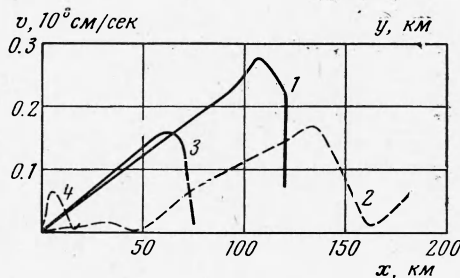
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

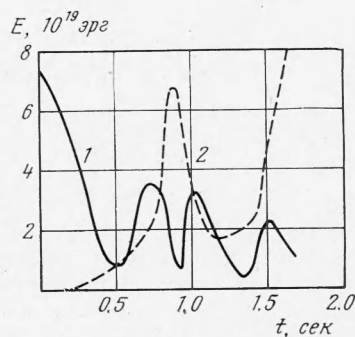


Фиг. 4

времени  $t = 0.4$  сек (кривая 1) и  $t = 0.9$  сек (кривая 2). Кривые 3, 4 — профили величин вдоль оси  $y$  в моменты времени  $t = 0.4$  сек (кривая 3) и  $t = 0.9$  сек (кривая 4). Распределение плотности по радиусу оказывается существенно неоднородным. За время 0.1 сек около границы облака образуется «корочка», толщина которой 1 км, а средняя концентрация частиц в ней  $10^8 \div 10^9$  1/см<sup>3</sup>.

Интегральные энергетические характеристики разлетающегося облака в различные моменты времени приведены на фиг. 5 (кривая 1 — кинетическая энергия облака, кривая 2 — внутренняя энергия облака). Для полного анализа баланса энергии в задаче необходимо учитывать электромагнитное излучение в волновой зоне. Однако такая задача достаточно сложна из-за наличия двух существенно различающихся характерных скоростей.

3. Для оценки границ устойчивости такого течения воспользуемся следующей моделью. Однородная плазма занимает полупространство и движется с постоянным ускорением  $a$  перпендикулярно однородному магнитному полю  $H_0$ , которое вытесняется движущейся плазмой. Эта модель применима в исследуемом случае, если рассматривать возмущения границы с характерными длинами волн  $\lambda \sim 2\pi/k \ll L$  (где  $L$  — толщина корочки), ускорение  $|a| \sim \Delta v / \Delta t \sim 10^8$  см/сек<sup>2</sup> (см. фиг. 1). Очевидно, что картина развития неустойчивости в рассматриваемой модели аналогична появлению желобковой неустойчивости при удержании плазмы в однородном гравитационном поле [10]. Желобковая неустойчивость развивается с инкрементом, который



Фиг. 5

определяется из решения следующего дисперсионного уравнения:

$$(3.1) \quad \omega^2 = -|k|a + (kv_A)^2, \quad v_A = H/\sqrt{4\pi\rho}$$

где  $\rho$  — плотность движущейся плазмы.

Из (3.1) следует, что рассматриваемое движение плазмы наиболее неустойчиво относительно возникновения колебаний с  $k \perp H_0$ . Время нарастания колебаний с  $\lambda \sim L = 10^5$  см составляет  $\sim 10^{-1}$  сек. Эта оценка показывает необходимость более детального анализа вопроса о развитии желобковой неустойчивости в рассматриваемой задаче.

В заключение авторы благодарят А. И. Барченкова, Г. В. Жарову, С. А. Кучая, В. Г. Рогачева и В. П. Стаценко за ценные советы и помощь в работе.

Поступила 17 XII 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Операция «Аргус». М., Атомиздат, 1960.
2. Райзер Ю. П. О торможении и превращениях энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле. ПМТФ, 1963, № 6, стр. 19.
3. Пилипенко В. А. О форме границы свободно разлетающейся плазмы в магнитном поле. ПМТФ, 1967, № 2, стр. 126.
4. Roukey J. W. Expansion of a plasma snell into a vacuum magnetic field. Phys. Fluids, 1969, vol. 12, No. 7.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., Физматгиз, 1959.
6. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
7. Батыгин В. В., Топтыгин И. Д. Сборник задач по электродинамике. М., «Наука», 1970.
8. Баталова М. В., Бахрах С. М., Винокуров О. А., Загускин В. Л., Иванова Л. Н., Калманович А. И., Шиндерман И. Д. Комплекс «Сигма» для расчета задач двумерной газодинамики. Тр. Всес. семинара по численным методам механики вязкой жидкости. Новосибирск, «Наука», 1969, стр. 283—288.
9. Марчук Г. И. Метод расщепления для решения задач математической физики. Сб. «Численные методы решения задач механики сплошных сред». М., ВЦ АН СССР, 1969.
10. Трубников Б. А. Введение в теорию плазмы. М., МИФИ, 1969.

УДК 538.4

#### ДИФФУЗИЯ ПОТОКА ПРИ МАГНИТНОЙ КУМУЛЯЦИИ В УЗКИХ ПОЛОСТЯХ

Е. Н. Биченков, Е. П. Маточкин

(Новосибирск)

Получено уравнение диффузии потока при сжатии однородного магнитного поля в плоской щели. Проведены расчеты для быстрой и медленной накачки полости начальным током, а также для постоянного, линейного возрастающего и возрастающего пропорционально  $\sqrt{t}$  начального тока. Показано, что даже для больших магнитных чисел Рейнольдса потери потока значительны; потери потока существенно зависят от времени накачки и слабо зависят от формы импульса тока накачки.

1. Сжатие магнитного потока внутри проводящего контура называют магнитной кумуляцией. При этом индуктивность цепи  $L$  уменьшается, а ток  $I$  и магнитное поле  $B$  возрастают. Энергия магнитного поля

$$U = \frac{1}{2} LI^2 = \frac{L_0}{L} \left( \frac{LI}{L_0 I_0} \right)^2 = \frac{1}{2} L_0 I_0^2 = \lambda F^2 U_0$$