произвольным может быть также угол, образованный осью тела и свободной поверхностью. Все это следует из свойств решения задачи теории «тонких тел» [*]).

В случае проникания, очевидно, следует положить $\sigma = 0$. Решения уравнения (12) при $\sigma = 0$ стремятся к $u = 1$ при конечном t, причем на прямой $u = 1$ плоскости u, t интегральные кривые имеют точку возврата. Таким образом, при $\sigma = 0$ эти решения становятся при увеличении t непригодными, ибо для этих решений перестает выполняться исходная предпосылка теории, требующая малости $u\,(u \ll 1)$; вдоль этих решений u делается величиной порядка единицы. Вместе с тем поведение каверны вблизи тела для случаев $\sigma > 0$ и $\sigma = 0$ одинаково, так как одинаковы асимптотики $u\,(t)$ при $u \to 0$ [см. (12)].

Автор приносит признательность Г. В. Логвиновичу за полученную от него информацию.

Поступила 13 VII 1959

ЛИТЕРАТУРА

1. Франкль Ф. И., Карпович Е. А. Газодинамика тонких тел. М.— Л., 1948.

ОДИН КЛАСС ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ МАГНИТОГАЗОДИНАМИКИ

Д. В. Шарикадзе (Тбилиси)

Уравнения, характеризующие нестационарные течения газа, находящегося в магнитном поле и обладающего бесконечно большой проводимостью и центральной симметрией, имеют вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial r}\left(p + \frac{h^2}{2}\right) + \frac{mh^2}{\rho r} = 0 \quad \left(h = \frac{H}{\sqrt{4\pi}}\right) \tag{1}$$

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial t} + u\frac{\partial \ln \rho}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{Nu}{r} = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial \ln p}{\partial t} + u\frac{\partial \ln p}{\partial r} + k\frac{\partial u}{\partial r} + kN\frac{u}{r} = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial \ln h}{\partial t} + u\frac{\partial \ln h}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial r} + (N - m)\frac{u}{r} = 0 \tag{4}$$

где u — скорость газа, ρ — плотность, p — давление, H — напряженность магнитного поля, всегда перпендикулярная скорости движения газа, k — коэффициент адиабатичности, $N = 0$, $m = 0$ — для одномерного течения, $N = 1$, $m = 0$ — для цилиндрически-симметричного течения, когда $H = H_z(r, t)$, и $N = 1$, $m = 1$ для цилиндрически-симметричного течения, когда $H = H_\varphi(r, t)$.

Пусть давление зависит только от времени $p = p\,(t)$, а напряженность поля

$$H = \sqrt{4\pi}\, r^{-m} f(t) \quad \text{или} \quad h = r^{-m} f(t) \tag{5}$$

Подставляя эти значения p и h в уравнение (1), получим

$$r = ut + F\,(u) \tag{6}$$

Вводя новые независимые переменные t, u вместо t, r и учитывая (6), получим

$$\rho = \varphi_1(u)\, r^{-N} (t + F')^{-1}, \qquad p = \varphi_2(u)\, r^{-kN} (t + F')^{-k}, \qquad h = \varphi_3(u)\, r^{-(N+m)} (t + F')^{-1}$$

Для того, чтобы выполнялось требование $p = p(t)$ и $h = r^{-m} f(t)$, необходимо допустить, что

$$F\,(u) = -ut_0, \qquad \varphi_2 = Au^{kN}, \qquad \varphi_3 = Bu^N$$

Тогда решение основной системы будет иметь вид:

$$\rho = \varphi_1(u)\,(t - t_0)^{-(N+1)}, \qquad p = A\,(t - t_0)^{-k(N+1)}, \qquad h = Br^{-m}(t - t_0)^{-(N+1)}$$

где A и B — постоянные.

Поступила 19 VI 1959