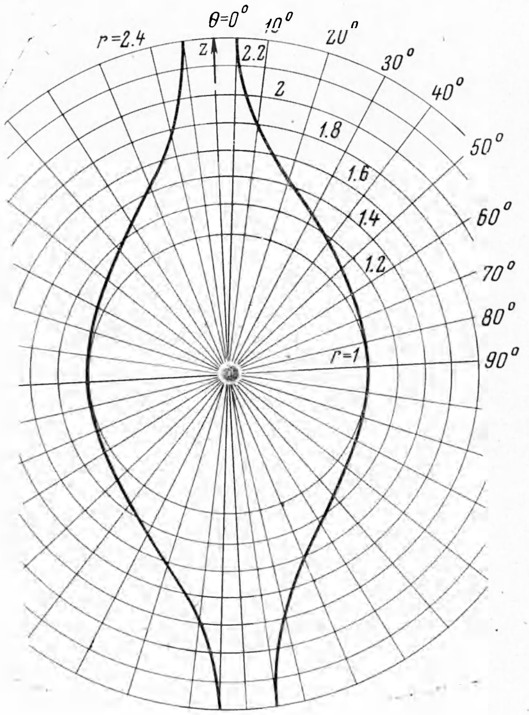
О ФОРМЕ ГРАНИЦЫ СВОБОДНО РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. А. Пилипенко *(Москва)*

В работе [1] был рассмотрен ряд физических процессов, возникающих при расширении плазмы в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле. Рассмотрение было проведено в предположении сферичности границы плазма — магнитное поле. Чтобы учесть несферичность, представляет интерес приближенная оценка формы границы облака. Из условия равенства давлений свободного потока плазмы полностью вытесняющей при разлете из точки магнитное поле, и внешнего магнитного поля оценивается форма границы плазменного облака к моменту его торможения.



1. Пусть из точки O (фигура) происходит свободный разлет плазмы с общей массой M. В элемент телесного угла $d\Omega$ летит масса $^1/_4\ M/\pi d\Omega$. Приближенно будем считать, что плазма, попавшая в конус с телесным углом $d\Omega$, никак не связана с остальной плазмой. Объем этого конуса равен $^1/_3 R^3\ d\Omega$, где R — расстояние от точки O до рассматриваемого участка границы. Примем, что плотность плазмы в конусе равна

$$\rho = {}^3/_4\ M\ /\ \pi R^3 \qquad (1.1)$$

Внешнее магнитное поле B_0, однородное и направленное по оси z (фигура) до начала разлета, будет деформироваться разлетающейся плазмой, полностью вытесняющей его из занимаемого ею объема. Магнитное поле производит давление на плазму, равное $B^2(\theta)\ /\ 8\ \pi$. Для величины $B(\theta)$ возьмем ее значение из хорошо известной задачи о магнитном поле, существующем вокруг сверхпроводящего шара, который находится в однородном внешнем поле B_0. На границе этого шара

$$B(\theta) = {}^3/_2\ B_0 \sin\theta \qquad (1.2)$$

Приравняем давление потока плазмы давлению магнитного поля

$$2\ \rho v^2 \cos^2\psi = {}^1/_8\ B^2(\theta)\ /\ \pi \qquad (1.3)$$

Здесь $v = \sqrt{2E/M}$ — скорость разлетающейся плазмы, E — энергия, выделившаяся в точке O, ψ — угол между нормалью к границе и радиусом R. Воспользуемся известной из дифференциальной геометрии формулой

$$\cos^2\psi = R^2\ /\ (R^2 + R'^2) \qquad (R = R(\theta),\quad R' = dR/d\theta) \qquad (1.4)$$

2. Подставляя в (1.3) значения ρ, $B(\theta)$, $\cos\psi$ и v из (1.1), (1.2), (1.4), получим

$$dr\ /\ d\theta = -\sqrt{1\ /\sin^2\theta r - r^2}, \qquad r = R\ /\ R_0, \quad R_0 = ({}^{32}/_3\ E\ /\ B_0{}^2)^{1/3} \qquad (2.1)$$

Это уравнение решалось численно при условии $r(90°) = 1$, которое следует из соображений симметрии. Результаты расчета приведены на фигуре.

3. Определим асимптотическое поведение r при $\theta \to 0$. Для этого пренебрежем вторым членом под знаком квадратного корня в (2.1). Получаем $r \sim |\ln {}^1/_2\theta|^{2/3}$, т. е. видно, что r довольно медленно стремится к бесконечности при $\theta \to 0$.

Автор благодарит Ю. П. Райзера за полезное обсуждение.

Поступила 31 V 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. О торможении и превращении энергии плазмы, расширяющейся в пустом пространстве, в котором имеется магнитное поле. ПМТФ, 1963, № 6.