

## О СТОЛКНОВЕНИИ БЫСТРЫХ ПЛОТНЫХ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ В ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКЕ

В.Г.Белан, А.И.Иванов, Ю.В.Скворцов

Оцениваются параметры плазмы, полученной столкновением быстрых плотных плазменных струй в ловушке типа "тэта-пинч с остроугольными полями на торцах".

Быстрая плотная струя плазмы, втекая в продольное магнитное поле, способна вытеснить его полностью. Сталкивая струи в открытой магнитной ловушке, можно заполнить большую часть ее объема плазмой при  $\beta = 1$ .

Будем считать, что при таком столкновении торможение определяется только кулоновскими соударениями [1]. Поэтому ловушка должна иметь достаточно протяженный участок слабонеоднородного поля. Кроме того, необходимо, чтобы граница плазмы при  $\beta = 1$  была устойчива. Этим требованиям удовлетворяет ловушка с геометрией поля типа "прямой тэта-пинч с остроугольными полями у торцов" [2]. Предполагается, что размеры области с остроугольными полями малы по сравнению с длиной системы. Такая ловушка аксиально симметрична, изменение ее длины слабо влияет на магнитогидродинамическую устойчивость, а струи могут инжектироваться через торцы. Если после столкновения струй плазма будет сжиматься лайнерами (один цилиндрический, сжимающий продольное поле, и два кольцевых для сжатия полей остроугольных [3]), то просто рассчитываются и параметры системы электромагнитного разгона, поскольку энергия передается в основном длинному центральному лайнеру. При инжекции лайнеры неподвижны и невозмущенное магнитное поле везде направлено вдоль лайнера.

Существующие компрессионные коаксиальные инжекторы могут создавать потоки плазмы с энергосодержанием  $Q \sim (0,1 - 1,0)$  МДж и поступательной энергией ионов  $W > 1$  кэВ [4]. Инжекторы этого типа допускают изменение в широких пределах энергии  $W$  и числа ионов  $N$  при  $Q = NW = \text{const}$  и сохранении высокой эффективности передачи энергии потоку от конденсаторной батареи (до 50%). Два независимых параметра, например,  $Q$  (обеих струй) и  $W$ , однозначно определяют состояние плазмы в ловушке после столкновения: температуру  $T$ , плотность  $n$ , радиус плазменного шнура  $r$  на участке с однородным полем  $B$  и длину системы  $l$ . Эти зависимости легко найти, считая, что заданы значения параметров  $f = \Delta r/r \ll 1$  и  $g = \Delta r/r_i \gg 1$ , где  $\Delta r$  — ширина зазора между лайнером и плазмой, а  $r_i = M \langle v \rangle / eB$  — ларморовский радиус иона, определяемый средней скоростью иона поперек продольного поля  $\langle v \rangle = (\pi k T / 2 M)^{1/2}$ . Тогда можно написать:

$$f r = g \left( \frac{\pi k T M}{2} \right)^{1/2} \frac{1}{e B} \quad (1)$$

При кулоновском торможении

$$l = \frac{F \epsilon_0^2 (kT)^2}{e^4 n}. \quad (2)$$

С учетом торможения потоков как на ионах, так и на электронах, [1]  $F \approx 20$ . Введем эффективность инжекции частиц  $\eta_N$  и энергии  $\eta_T$  (из-за электронного охлаждения [5]  $\eta_T < \eta_N$ ). По определению

$$\pi r^2 l n = \eta_N Q/W, \quad (3)$$

$$Q_p + \Delta Q_B = \eta_T Q, \quad (4)$$

где  $Q_p$  и  $\Delta Q_B$  — энергия плазмы и изменение энергии магнитного поля ловушки после столкновения. Если магнитный поток в зазоре между плазмой и центральным лайнером сохраняется, то

$$\Delta Q_B = (2/3) Q_p [1 - 1/(1+f)^2]$$

и при  $Q_p = 3\eta_N kTQ/W$  из (4) следует, что

$$kT = \frac{\eta_T}{\eta_N} \frac{W}{5 - 2/(1+f)^2}, \quad (5)$$

а из (1) — (3) и условия равновесия  $B^2 = 4\mu_0 n kT$  получаем:

$$r = \frac{1}{(\pi F)^{1/2}} \left( \frac{\eta_N Q}{W} \right)^{1/2} \frac{W}{kT} \frac{e^2}{\epsilon_0 W},$$

$$B = \pi \left( \frac{F}{2} \right)^{1/2} \frac{g}{f} \left( \frac{W}{\eta_N Q} \right)^{1/2} \left( \frac{kT}{W} \right)^{3/2} \left( \frac{\epsilon_0^2 M W^3}{e^6} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

$$n = \frac{\pi^2 F}{8} \left( \frac{g}{f} \right)^2 \frac{W}{\eta_N Q} \left( \frac{kT}{W} \right)^2 \frac{\epsilon_0^2 M W^2}{\mu_0 e^6},$$

$$l = \frac{8}{\pi^2} \left( \frac{f}{g} \right)^2 \frac{\eta_N Q}{W} \frac{\mu_0 e^2}{M}.$$

В рассматриваемом приближении длина  $l$  оказалась не зависящей от  $F$ , а радиус  $r$  не зависит от  $f$  и  $g$ . Если  $f \ll 1$ , то не зависит от  $f$  и поле до инжекции  $B_0 \approx 2fB$ . Учитывая, что согласно (5)  $kT/W \sim \eta_T/\eta_N$ , имеем:

$$r \sim \eta_N^{3/2}/\eta_T, \quad B \sim \eta_T^{3/2}/\eta_N^2, \quad n \sim \eta_T^2/\eta_N^3, \quad l \sim \eta_N.$$

При  $f = 0,1$ ,  $g_r = 10$ ,  $Q = 300$  кДж,  $W = 1,5$  кэВ и  $\eta_T = \eta_N = 1/2$  для дейтериевой плазмы  $r = 0,12$  м,  $l = 0,5$  м,  $B = 3,3$  Тл,  $n = 3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ ,  $kT = 0,5$  кэВ.

Если удастся достичь энергий  $W \approx 12$  кэВ, то после столкновения таких струй ловушка будет сразу заполнена плазмой с температурой  $kT \approx 4$  кэВ. В этом случае целесообразно, чтобы  $\Delta r$  было больше максимального ларморовского радиуса заряженных продуктов реакции. Пусть их энергия, масса и заряд равны  $W_r$ ,  $M_r$  и  $Ze$ . Тогда

$$f r = g_r \frac{(2 W_r M_r)^{1/2}}{Z e B},$$

где  $g_r > 1$ , и (1) заведомо выполнено. Выражения для  $T$  и  $r$  останутся прежними ( $T$  определяется из баланса энергии, а  $r$  — с помощью (2) и (3), которые не изменяются), а для остальных параметров принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} B &= (2 \pi F)^{1/2} \frac{g_r}{f} \left( \frac{W}{\eta_N Q} \right)^{1/2} \frac{kT}{W} \left( \frac{\epsilon_0^2 M_r W_r W^2}{Z^2 e^6} \right)^{1/2}, \\ n &= \frac{\pi F}{2} \left( \frac{g_r}{f} \right)^2 \frac{W}{\eta_N Q} \frac{kT}{W} \frac{\epsilon_0^2 M_r W_r W}{\mu_0 Z^2 e^6}, \\ l &= \frac{2}{\pi} \left( \frac{f}{g_r} \right)^2 \frac{\eta_N Q}{W} \frac{kT}{W} \frac{W}{W_r} \frac{\mu_0 (Z e^2)^2}{M_r}. \end{aligned} \quad (7)$$

По сравнению с (6) изменилась и зависимость от  $\eta_N$  и  $\eta_T$ . В соответствии с (5) и (7)

$$B \sim \eta_T / \eta_N^{3/2}, \quad n \sim \eta_T / \eta_N^2, \quad l \sim \eta_T.$$

Однако, если  $\eta_N = \eta_T = \eta$ , то в обоих случаях (для форплазмы и термоядерной плазмы)

$$B \sim 1/\eta^{1/2}, \quad n \sim 1/\eta, \quad l \sim \eta.$$

При  $Q = 10$  МДж,  $W = 12$  кэВ,  $g_r = 1,5$ ,  $f = 0,2$  и  $\eta_N = \eta_T = 0,5$  для равнокомпонентной дейтерий-третиевой плазмы  $r = 35$  мм,  $l = 0,55$  м,  $B = 62$  Тл,  $n = 1,4 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ,  $kT = 4$  кэВ. Сжимая такую плазму нарастающим магнитным полем в два раза по радиусу (обычный тэта-пинч) можно достичь температуры  $kT \approx 10$  кэВ и  $n r > 10^{19} \text{ с/м}^{-3}$ , при общем энергосодержании системы около 30 МДж.

## Литература

- [1] В.М.Алипченков, И.К.Конкашбаев, Т.В.Рыльцева, Ф.Р.Улинич. Физика плазмы, **4**, 1051, 1978.
- [2] I.J.Spalding. Nuclear Fusion, **8**, 161, 1968.
- [3] В Turchi. Imploiding liner fusion sysion systems in cusp-ended theta pinch geometry. NRL mem. rep. 3094, 1975.
- [4] В.И.Васильев, А.М.Житлухин, В.Г.Соловьева, Ю.В.Скворцов, Н.М.Умрихин. Исследование возможностей и оптимизация мощных электродинамических ускорителей плазмы. Препринт ИАЭ-2745, 1976.
- [5] И.К.Конкашбаев, И.С.Ландман, Ф.Р.Улинич. ЖЭТФ, **74**, 956, 1978.
-