

## О ГИДРОМАГНИТНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ СТЕЛЛАРАТОРОВ ТИПА "ВОСЬМЕРКИ" СПИТЦЕРА ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ ПЛАЗМЫ

*А. Б. Михайловский, В. Д. Шафранов*

Исследуется гидромагнитная устойчивость тороидальных ловушек круглого сечения без продольного тока, впервые предложенных Спитцером. Показано, что такие ловушки гидромагнитно устойчивы при давлениях плазмы, превосходящих давление эффективного полоидального магнитного поля.

Вакуумное магнитное поле тороидальных ловушек круглого сечения без продольного тока, впервые предложенных Спитцером [1], характеризуется отсутствием магнитной ямы и нулевым широм и потому, как было показано в [2], не удовлетворяет требованиям гидромагнитной устойчивости. Это обстоятельство способствовало установлению точки зрения, что такие системы непригодны для целей управляемого термоядерного синтеза. Следует однако иметь в виду, что такая точка зрения могла бы быть обоснована лишь на основе анализа интегральных характеристик реального магнитного поля, получающегося после наполнения ловушки плотной и горячей плазмой, а не вакуумного поля ловушки.

Фактически такой анализ уже был начат в работе [3]; где были рассмотрены эффекты, характерные для плазмы с давлением, сравнимым с давлением эффективного полоидального магнитного поля. При таком давлении становится важным учет смещения центров магнитных поверхностей. Это смещение влечет за собой значительное углубление средней магнитной ямы. Однако, в отличие от случая очень малого давления, средняя магнитная яма теперь уже не является мерой устойчивости, так как наиболее опасные возмущения с ростом давления перестают быть чисто желобковыми, важную роль начинает играть так называемая "баллонность" возмущений. В [3] было показано, что при учете углубления магнитной ямы и баллонных эффектов критерий устойчивости систем круглого сечения оказывается точно таким же, как и в случае вакуумного поля. Тем самым, из [3] следует, что для выяснения возможностей бестоковых ловушек круглого сечения необходим анализ устойчивости таких ловушек при давлениях плазмы, значительно превышающих давление эффективного полоидального поля.

В [4] было показано, что при столь большом давлении плазмы необходимо учитывать не только смещение центров магнитных поверхностей, но и искажение их формы, обусловленное конечным давлением плазмы. Это искажение формы магнитных поверхностей существенно модифицирует критерий устойчивости при  $\beta_J \gtrsim (R/\sigma_0)^{2/3}$ , где  $\sigma_0$  — малый и большой радиусы тора,  $\beta_J$  — отношение давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля.

К сожалению, в [4] были допущены вычислительные погрешности, вследствие чего создавалась видимость некоторой дестабилизации при  $\beta_J \gtrsim (R/\sigma_0)^{2/3}$ . Однако после исправления ошибки в вычислениях [4] выяснилось, что плазма с  $\beta_J \gtrsim (R/\sigma_0)^{2/3}$  более устойчива, чем при меньших  $\beta_J$ . Подробно этот вопрос будет разобран в другой работе. Здесь же мы лишь отметим, что в рассмотренном в [4] случае параболического профиля давления,  $p = p_0(1 - \sigma^2/\sigma_0^2)$ , и нулевого шира,  $\mu' = 0$ , критерий устойчивости, вытекающий из общего критерия Мерсье [5], имеет вид:

$$1 + \frac{3}{2} k^2 \sigma^2 \beta_J^3 > 1/q^2, \quad (1)$$

где  $q = \sigma B_z / RB_\theta$ ,  $k = 1/R$ ,  $B_z, B_\theta$  — тороидальное и полоидальное магнитное поле,  $\beta_J = p_0 \sigma^2 / \sigma_0^2 B_\theta^2$ ,  $\sigma$  — текущая радиальная координата.

Эффект стабилизации при больших  $\beta_J$  становится качественно наглядным, если его рассмотреть для случая предельного по равновесию давления и возмущения, локализованного вблизи сепаратрисы. Баллонный эффект остается квадратичным по кривизне, тогда как глубина магнитной ямы в этом случае линейна по кривизне.

При взгляде на критерий (1) можно поставить вопрос о выводе аналогичного критерия устойчивости для бестоковых ловушек. Рассмотрим простейшую модель бестоковой ловушки круглого сечения — прямой винтовой шнур, магнитная ось которого имеет шаг  $2\pi h$  и радиус

$r_0$ . Анализ, аналогичный [4], приводит к следующему критерию устойчивости:

$$-1 + \frac{25}{16} k_0^2 a^2 \beta_\theta^3 > 1, \quad (2)$$

где  $k_0 = r_0/R^2$ ,  $R = (r_0^2 + \pi^2)^{1/2}$ ,  $\beta_\theta = p_0/B_z^2 a^2 \kappa_0^2$ ,  $\kappa_0 = \pi/R^2$ . Следует иметь в виду, что величина  $\beta_\theta$  (аналогичная  $\beta_J$  для токамака) ограничена сверху условием малости смещения,  $k_0 a \beta_\theta < 1$ . Отличие коэффициента  $25/16$  в (2) от  $3/2$  в (1) связано с учетом шира, который при условии отсутствия продольного тока также обусловлен конечным давлением плазмы.

Критерий (2) теряет силу при малых  $a/a_0$  (вблизи магнитной оси). Для получения критерия устойчивости вблизи оси следует учитывать эффекты, зависящие от более высоких степеней параметра  $\beta_\theta$ . Для этого можно воспользоваться решением уравнений равновесия при винтовой симметрии [6] и критерием устойчивости, приведенным в [7]. Тогда вместо (2) в приближении  $k_0 a \beta_\theta \ll 1$

$$-1 + \frac{1}{4} k_0^4 a^4 \beta_\theta^5 > 0. \quad (3)$$

Критерии (2) и (3) качественно согласуются между собой при  $a/a_0 \sim k_0 a \beta_\theta$ .

Наш анализ свидетельствует о принципиальной возможности гидромагнитно устойчивого удержания плазмы достаточно большого давления в бестокowych тороидальных ловушках круглого сечения. В этом отношении обсуждаемый тип ловушек может представлять определенный интерес для проблемы управляемого термоядерного синтеза. В отличие от токамаков такие ловушки должны быть свободны от всех разновидностей токовых неустойчивостей, в том числе — от винтовой. В отличие от стеллараторов с некруглым сечением они проще в конструктивном отношении.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
29 июня 1973 г.

### Литература

- [1] L.Spitzer. Phys. Fluids, 1, 253, 1958.
- [2] J.Johnson et al. Phys. Fluids, 1, 281, 1958.
- [3] V.D.Shafranov. Nuclear Fusion, 8, 253, 1968.
- [4] В.Д.Шафранов, Э.И.Юрченко. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1971, Vienna, v.II, p. 519.
- [5] C.Mercier. Nuclear Fusion, Supplement, 2, 801, 1962.
- [6] Э.И.Юрченко. ЖТФ, 43, 489, 1973.
- [7] Л.С.Соловьев, В.Д.Шафранов, Э.И.Юрченко. Междунар. конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Новосибирск, т. 1, IAEA, 1969, 175, Vienna.