

"АНТИСИММЕТРИЧНАЯ" АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА

A.A. Сковорода

В работе сообщается о возможности создания локально-вложенной классической амбиполярной зеркальной ловушки с антисимметричной относительно центра зависимостью квадрупольной составляющей магнитного потенциала вдоль оси.

Известны¹ негативные последствия применения обычных квадрупольных ловушек с $\min B$ в качестве концевых пробкотронов (КП) в схеме амбиполярной ловушки (АЛ). Значительная невложенность и расщепление дрейфовых оболочек приводят к повышенным поперечным переносам и продольным токам в однородной части АЛ. Для уменьшения этих явлений и для автоматического выполнения условия "глобальной" вложенности^{1,2} рассматривают-ся и практически создаются АЛ с симметричной относительно центра $z = 0$ зависимостью мультипольной составляющей g магнитного потенциала вдоль оси Z : $g(z) = g(-z)$. В параксиальном приближении (ПП) магнитное поле квадрупольной ловушки может быть описано в цилиндрических координатах r , ϕ , z магнитным потенциалом Φ ¹:

$$\Phi = \int^z B_0 dz + \left(-\frac{1}{4} \frac{dB_0}{dz} + g \cos 2\phi \right) r^2, \quad (1)$$

где B_0 , g — магнитное поле на оси: \hat{z} квадрупольная составляющая — независимые функции z . В ряде работ^{1,3} получено условие локальной ортогональности (вложенности):

$$[\mathbf{b} \nabla B] \nabla (\mathbf{b} \nabla B) = 0, \quad (2)$$

где B — модуль магнитного поля, $\mathbf{B} = b\mathbf{B}$. Анализ (2) в ПП для симметричных g проводился в работах¹⁻³.

Приведем основные результаты этого анализа. Для одиночной ловушки по заданной зависимости $B_0(z)$ (имеется один минимум) можно найти необходимую зависимость $g(z)$, обеспечивающую устойчивость и локальную ортогональность ловушки. Несмотря на инженерную сложность конструирования таких магнитных систем задача решена в принципе. Для АЛ, зависимость $B_0(z)$ которой имеет несколько минимумов, удается найти решение только с $g \neq 0$ вдоль всей центральной части и делающее КП МГД неустойчивыми. Устойчивость всей такой ловушки, в отличие от классической АЛ, обеспечивается центральной частью, а не КП. Это существенно ограничивает длину центральной части АЛ. Таким образом, проведенный анализ не дает принципиального решения задачи создания локально-вложенной классической АЛ.

В настоящей работе сообщается о возможности создания локально-вложенной классической АЛ с антисимметричной зависимостью $g(z) = -g(-z)$.

Запишем условие (2) в приближении малой мультипольности, когда можно представить магнитный потенциал в виде $\Phi(r, \phi, z) = \Phi^0(r, z) + \epsilon \Phi^1(r, \phi, z)$, где $\epsilon \ll 1$. Получим

$$\Phi_{z\phi}^1 \Phi_{zzr}^0 - \Phi_{zz\phi}^1 \Phi_{zr}^0 = 0, \quad (3)$$

где индексы снизу обозначают дифференцирование. Можно указать широкий класс функций Φ , удовлетворяющих (3) для всех r, ϕ . В частности, используя (1) в ПП можно получить

$$g(z) = \pm \alpha \frac{dB_0}{dz}, \quad (4)$$

где α — произвольная положительная константа. Легко показать, что это решение антисимметрично и образует МГД неустойчивые конфигурации. Дрейфовые оболочки замкнуты, если $\alpha < 1/4$, и имеют в центральном сечении вид эллипса с отношением осей $\sqrt{(\alpha + \frac{1}{4}) / (\alpha - \frac{1}{4})}$.

Численные расчеты дрейфового движения частиц в модельных магнитных полях с небольшими пробочными отношениями (≤ 3), показали хорошую вложенность при выполнении (4).

Используем решение (4) в центральной части АЛ. Для этого в ПП рассчитаем зависимость $g(z)$ (уравнение 49, ³) для ортогональности в КП АЛ (области 1, 2) и затем сошьем их в центре (области 3, 4) решением (4) (см. рис. 1). На рис. 1 показан пример такого конструирования. Поле КП (область 1) моделировалось простейшей функцией (см. подписи к рис. 1). Переходная область 2 аппроксимировалась полиномом, константы в котором подбирались так, чтобы рассчитываемое решение $g(z)$ удовлетворяло условиям на границе: $g(z_2) = \alpha B'_0(z_2)$, $g'(z_2) = \alpha B''_0(z_2)$ ¹. Поле в переходном участке 3 также аппроксимировалось полиномом так, чтобы $B''_0(z_3) = 0$. Это позволяло помешать однородный участок поля произвольной длины (область 4) в центр АЛ. Величина α и пробочное отношение в центральном пробкотроне подбирались из условия совпадения ортогональных магнитных поверхностей³ в центральном и крайних пробкотронах.

На рис. 2 показаны расчеты проекций дрейфовых траекторий частиц в центральном и крайнем сечении АЛ. Кривая 2 получена для иона, удерживаемого в центральном пробкотроне, пробочное отношение которого 9,62 — велико. Видно, что при больших пробочных отношениях (~ 10) появляется невложенность, но она меньше или порядка ларморовского радиуса иона и поэтому не может вызвать значительных переносов.

¹) Штрихи обозначают производную по z .

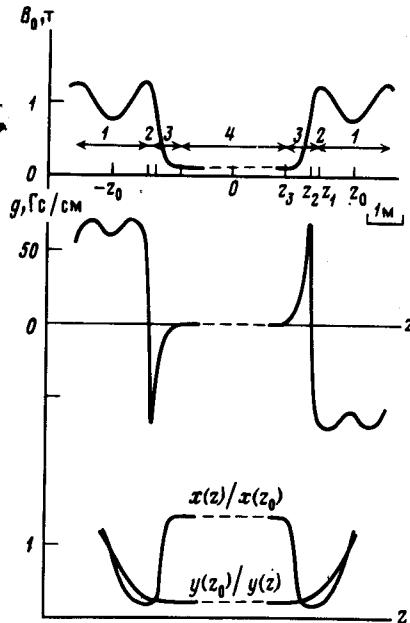


Рис. 1

Рис. 1. "Антисимметрическая" АЛ: $x(z)$, $y(z)$ – положение силовых линий в плоскостях XOZ , YOZ . Поле в области 1: $B_0(z) / B_0(0) = 1 - \nu \cos(\pi z/L)$; $\nu = 0,25$; $L = 100$ см

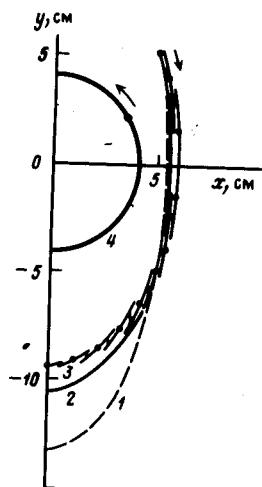


Рис. 2

Рис. 2. Проекции дрейфовой траектории иона водорода в АЛ вдоль силовых линий: 1 – сечение магнитной поверхности плоскостью $z = 0$; 2 – проекция на плоскость $z = 0$ для иона с энергией 1 кэВ; продольная скорость $v_{||} = 10^8$ см/с; 3 – тоже с $v_{||} = 2 \cdot 10^8$ см/с; 4 – проекция и сечение магнитной поверхности плоскостью $z = z_0$ для ионов с энергией 10 кэВ и $v_{||} = 4 \cdot 10^7$ см/с. Стрелки указывают направление дрейфа. Точки на кривых отмечают пересечение частиц с плоскостями

Заметим, что расщепления дрейфовой оболочки при этом практически нет. Кривая 4 получена для иона, удерживаемого в КП, и иллюстрирует хорошую вложенность. Кривая 3 получена для иона, удерживаемого потенциалом в КП. Ион совершает колебания практически между точками $(-z_0, z_0)$. Потенциал в расчеты вводился модельно, как зеркальная стенка, расположенная в точке минимума на силовой линии. Видно появление расщепления дрейфовой оболочки, которое существенно меньше ларморовского радиуса иона и определяется несовпадением магнитных поверхностей в центре и в КП (в приведенном расчете это несовпадение составило 10%). При более тщательном расчете это несовпадение может быть устранено. Однако, это может оказаться излишним, так как число частиц, испытывающих это малое расщепление, экспоненциально мало, что приводит к появлению лишь малых продольных токов. Как показали расчеты, описанная картина слабо меняется, если между областями 2 и 3 помещается небольшая область, которая неортогональна, но позволяет сделать аналитическими зависимости $B_0(z)$ и $g(z)$.

Таким образом, в предлагаемой системе могут быть устраниены неоклассические потери, продольные токи и мультипольная составляющая в центральном пробкотроне АЛ. Это позволяет, в частности, не ограничивать длины центрального пробкотрона.

Литература

1. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Кн. Вопросы теории плазмы, вып. 13, М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Catto P.J., Hazeltine R.D. Phys. Fl., 1981, 24, 1663.
3. Панов Д.А. Физика плазмы, 1983, 9, 184.

Поступила в редакцию
20 октября 1984 г.