

## Движение отдельных заряженных частиц в магнитном поле с винтовой симметрией

В. М. Балебанов, Б. И. Волков, В. Б. Гласко, А. Л. Грошев,  
 В. В. Кузнецов, А. Г. Свешников, Н. Н. Семашко

В настоящей работе рассматривается возможность стабилизации плазмы в ловушке с магнитными пробками при помощи винтовых стеллараторных обмоток. В отличие от тороидального стелларатора, где стабилизация возникает из-за того, что существует преобразование поворота и шаг силовых линий зависит от радиуса, в ловушке с магнитными пробками с открытыми концами стабилизация может возникнуть только как результат дрейфа частиц. Будем называть дрейф частиц «полезным» [1], если он приводит к стабилизации. (Направление дрейфа при этом противоположно направлению вращения частиц.)

Рассмотрим движение частиц в магнитном поле, образованном током  $I$ , идущим по трехзаходной спиральной обмотке радиусом  $a$  и шагом  $L$ . Пусть, кроме того, имеется однородное продольное поле напряженностью  $H_0$ . Влиянием пробок пренебрежем, считая, что ловушка может быть сделана достаточно длинной. Можно надеяться, что частицы, инжектированные в таком поле внутри сепаратрисы [2], не будут уходить на боковые стенки вдоль силовых линий. В дальнейшем будем рассматривать преимущественно частицы, инжектированные внутри сепаратрисы.

Исследование в дрейфовом приближении уравнений движения показывает, что действительно в центральной области частицы двигаются по поверхностям, которые при малых ларморовских радиусах  $R_L$  почти совпадают с магнитными поверхностями, замыкающимися вокруг оси. При больших  $R_L$  поверхности движения повернуты по отношению к магнитным поверхностям на  $60^\circ$ , но остаются замкнутыми.

Точные уравнения движения также дают области, в которых может находиться частица [3]. В случае винтовой симметрии оказывается, что в зависимости от начальных условий эти области могут иметь радиальные щели или же быть замкнутыми вокруг оси (рис. 1).

Знак азимутального дрейфа частиц может быть определен, если известна зависимость магнитного поля от координат. Такая зависимость дана в работе [2]. Если в этой зависимости ограничиться одной гармоникой, а при разложении функции Бесселя — первым членом ряда, то в цилиндрической системе координат квадрат

поля запишется в виде

$$H^2 = H_0^2 \left[ 1 + 6a\gamma \left( \frac{r}{a} \right)^3 \cos 3(\varphi - \alpha z) + 36\gamma^2 \left( \frac{r}{a} \right)^4 \right].$$

Здесь  $\alpha = \frac{2\pi a}{L}$ ,  $\gamma = \frac{2I}{H_0 a}$ .

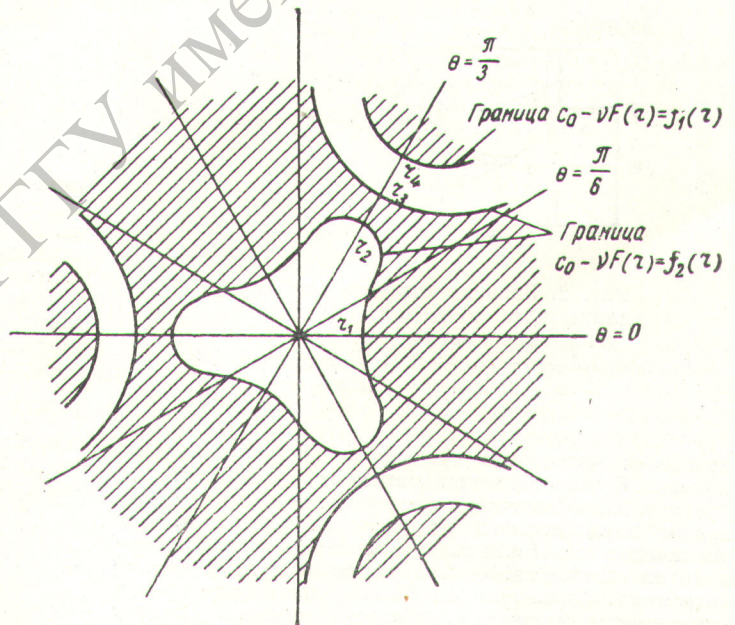


Рис. 1. Области абсолютного удержания плазмы (заштрихована запрещенная область);  $\theta = \varphi - \alpha z$ ;  $v = \cos \theta$ .

Из приведенного выражения видно, что при малых радиусах поле на некоторых азимутах нарастает по радиусу, а на других спадает. Поэтому частицы, движущиеся внутри сепаратрисы и обходящие ось системы, должны испытывать знакопеременный азимутальный дрейф. Знак полного дрейфа можно определить, решив уравнения движения частицы в таком поле.

Движение частицы исследовалось как в дрейфовом приближении, где получена аналитическая зависимость



дрейфа частицы от параметров поля, так и путем численного интегрирования точных уравнений движения. Решение дрейфовых уравнений показывает, что зависимость угла дрейфа частицы от угла инжекции  $\psi_{и}$  (рис. 2) аналогична зависимости, полученной в работе [4] для гофрированного поля. Однако в случае винтового поля положение точки перехода от «полезного»

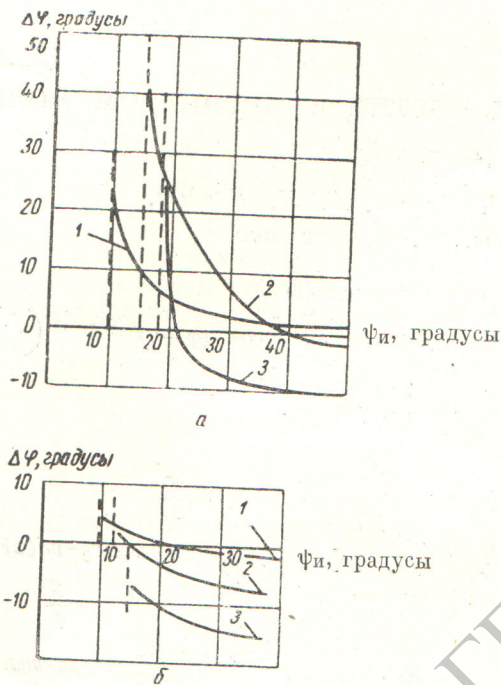


Рис. 2. Зависимость угла дрейфа на длине шага винтовой обмотки от угла инжекции  $\psi_{и}$  при  $\gamma = 0,5$ ,  $r_0 = 0,2$  ( $a - R_L = 0,2$ ;  $b - R_L = 0,1$ ):  
1 -  $a = 2$ ; 2 -  $a = 1,3$ ; 3 -  $a = 1$ .

дрейфа к «вредному» зависит от шага спиральной обмотки. С увеличением шага эта точка сдвигается влево (см. рис. 2, а). Сдвиг влево происходит также при уменьшении ларморовского радиуса (см. рис. 2, б). При увеличении тока  $I$  или радиуса инжекции  $r_0$  точка перехода не сдвигается, однако крутизна кривых сильно возрастает. Левая граница области «полезного» дрейфа определяется отражением от максимума поля. (Следует заметить, что кривые рис. 2 построены для инжекции в минимуме поля.) Левая граница смещается вправо с ростом  $\gamma$ ,  $r_0$  и  $a$ .

Расчеты движения частиц на быстродействующей вычислительной машине показали, что дрейфовая теория дает правильный характер зависимости полного дрейфа от параметров поля и от условий инжекции. Однако численно значения дрейфа, вычисленные на машине, несколько отличаются от значений, полученных

в дрейфовом приближении. Это, по-видимому, связано с тем, что при рассматриваемых значениях ларморовского радиуса ( $\frac{R_L}{a} = 0,2$ ) точность дрейфовых уравнений недостаточна.

Численное интегрирование уравнений движения было проведено также в ряде случаев, когда имело место

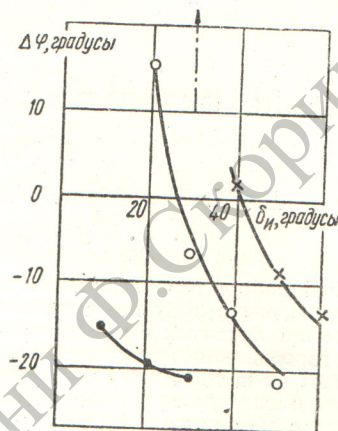


Рис. 3. Зависимость угла дрейфа от угла инжекции частицы  $\delta_{и}$  при большом  $R_L$  вблизи сепаратрисы ( $r_0 = 0,7$ ,  $R_L = 0,2$ ,  $a = 1$ ,  $\gamma = 0,08$ ; стрелка указывает выход на стенку):  
● -  $\phi_0 = 0$ ; ○ -  $\phi_0 = 30^\circ$ ; × -  $\phi_0 = 60^\circ$ .

отражение частиц от максимума поля. Точки инжекции выбирались вблизи сепаратрисы как внутри, так и вне ее. Полный дрейф при этом имел в большинстве случаев отрицательный знак. В некоторых вариантах наблюдался уход частиц на боковую стенку (рис. 3).

Вычисления показывают, что в поле с винтовой симметрией внутри сепаратрисы «полезный» дрейф имеет место только для частиц с большими ларморовскими орбитами в узком интервале углов инжекции. При переходе к меньшим ларморовским орбитам ( $\frac{R_L}{a} \leq 0,4$ ) область «полезного» дрейфа исчезает. Это указывает на то, что при малых ларморовских орбитах эффекта стабилизации не должно быть.

Поступило в Редакцию 13/III 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V. Valebanov et al. J. Nucl. Energy, 5, 205 (1963).
2. А. И. Морозов, Л. С. Соловьев. «Ж. техн. физ.», 30, 271 (1960).
3. В. М. Балебанов и др. Доклад № 10/211, представленный на Международную конференцию по физике плазмы и управлению термоядерному синтезу. Зальцбург, МАГАТЭ, 1961.
4. А. И. Морозов, Л. С. Соловьев. «Ж. техн. физ.», 30, 261 (1960).