01; 04

К ВОПРОСУ О НЕУСТОЙЧИВОСТИ НА ЗАПЕРТЫХ ЧАСТИЦАХ В ОТКРЫТЫХ СИСТЕМАХ

А.Г. Захаров, В.И. Хвесюк

В связи с успешными экспериментальными исследованиями на установках ТМХ, ТМХ-U, ГАММА-10 оправдан интерес к исследованию возможности создания малорадиоактивного термоядерного реактора на основе амбиполярных ловушек. Эти системы имеют ряд важных достоинств, в частности в них достижимо необходимое для D^3He синтеза высокое значение $\beta=8\pi P/B^2$. Поэтому представляется важным проведение детального анализа подобных систем.

Одной из проблем удержания плазмы в открытых системах является возможность раскачки неустойчивости на запертых частицах электростатической природы. Возникновение этой неустойчивости наблюдалось в экспериментах [1]. В данной работе представлены предварительные результаты ее численного исследования. Используемый метод позволяет определить спектр колебаний, инкременты нарастания различных мод, а также аксиальную структуру каждой моды, что важно для идентификации этого вида неустойчивостей в эксперименте.

Опубликованные к настоящему времени теоретические работы [2] посвящены главным образом анализу общей системы уравнений и не касались вопросов изучения этих неустойчивостей применительно к конкретным системам с фиксированными значениями параметров.

Исходная система уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial f_{e,i}}{\partial t}+\vec{v}\vec{\nabla}f_{e,i}+\frac{e}{M_{e,i}}\left(\vec{E}+\frac{1}{c}[\vec{v},\vec{B}]\right)\frac{\partial f_{e,i}}{\partial\vec{v}}=0, \tag{1}$$

$$div\,\vec{E}=4\pi en\left[\int f_e d\vec{v}-\int f_i d\vec{v}\right], \tag{2}$$

где $f_\alpha=F_\alpha(\mathcal{E},\mu,\psi)$, $\mathcal{E}$ – полная энергия частицы, μ – магнитный момент, ψ – потоковая координата.

Пространственная неоднородность $f_{e,i}$ учитывается как в осевом, так и в радиальном направлениях магнитной системы.

При решении кинетического уравнения для ионов использовалась следующая функция распределения:

$$F_i=n\exp\left[-\frac{M_i\mathcal{E}_i}{T_i}\right]\left(\frac{\mu B_{max}}{\mathcal{E}_i}-1\right)Q_i(\psi), \tag{3}$$

$\mathcal{E}_i=\frac{v^2}{2}+\vec{g}\vec{r}$, $\vec{g}$ – поле силы тяжести.

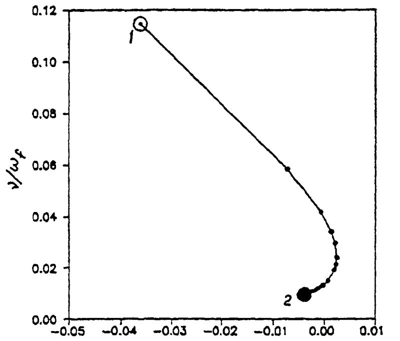

Рис. 1.

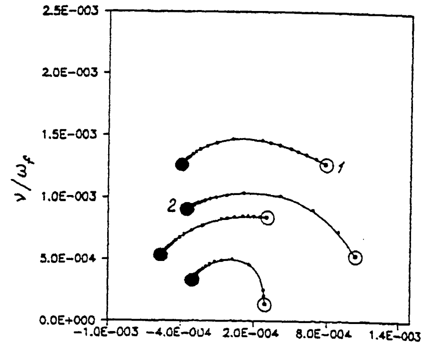

Рис. 2.

1 – B_{max} = 20.2 Тл, 2 – B_{max} = 200 Тл, ω, γ – частота и инкремент колебаний, $\omega_f \sim \dfrac{\omega_{ci}\rho_i}{L_m}$ – характерная частота (инкремент) желобковой моды возмущения, где L_m – длина изменения поля в пробке, ρ_i – ларморовский радиус ионов.

Функция распределения электронов принималась в виде

$$F_e = n\exp\left[-\frac{M_e\mathcal{E}_e}{T_e}\right]Q_e(\psi), \tag{4}$$

где $\mathcal{E}_e = \dfrac{v^2}{2} + \dfrac{e}{M_e}\Phi$, Ф – электрический потенциал, зависящий только от осевой координаты. Выражения (3) и (4) справедливы при условии, что T_e существенно меньше средней энергии ионов.

Возмущение электростатического потенциала предполагалось в виде

$$\varphi = \varphi_0(z)\exp(-i\omega t + im\theta), \qquad m \gg 1.$$

При решении (1) использовались два стандартных упрощения: а) переход к плоской геометрии $\psi \to x + \dfrac{v_y}{\omega_c}$ (ω_c – циклотронная частота, $\varphi = \varphi_0(z)\exp(ik_y y)$; б) замена реального азимутального дрейфа в неоднородном магнитном поле на дрейф в эффективном „гравитационном" поле ($M_i g$), где $g \simeq T_i x/L^2$.

Интегрируя кинетическое уравнение (1) в предположении, что искомые частоты колебаний лежат в области $\omega\tau_b \ll 1$ (τ_b – баунс-период), $|\omega| > \omega_{dr}$, и отбрасывая дифференциальный член в уравнении Пуассона, получаем уравнение квазинейтральности в виде [3]:

$$\sum_{\alpha=i,e}\frac{e^2}{M_\alpha}\int\frac{B}{v_{\parallel}}d\mu\, d\mathcal{E}\left\{\left[\left(\varphi_0 - J_0\left(\overline{\varphi_0 J_0}\right)\right)\frac{\partial F_\alpha}{\partial\mathcal{E}} + \varphi_a\left(1-J_0^2\right)\frac{1}{B}\frac{\partial F_\alpha}{\partial\mu}\right]-\right.$$

$$-\frac{1}{\omega}\left[\bar{\omega}_{dr}\bar{\varphi}\frac{\partial F_\alpha}{\partial \mathcal{E}}+\bar{\varphi}\frac{k_y}{\omega_{c\alpha}}\chi F_\alpha\right]-\frac{\bar{\omega}_{dr}\bar{\varphi}}{\omega^2}\frac{k_y}{\omega_{c\alpha}}\chi F_\alpha\Big\}=0, \tag{5}$$

где $\chi=\frac{\partial \ln F}{\partial r}$, $m\omega_{dr}=\frac{ck_y M_i g}{eB}$, $J_0\,(k_\perp\rho)$ – функция Бесселя, $\bar{\xi}=\oint\xi v_z^{-1}dl/\oint v_z^{-1}dl$ – усредненная вдоль траектории частицы величина.

Решение основано на представлении $B(z)$ в виде кусочно-постоянной функции. При этом $\varphi(z)$ также является кусочно-постоянной. Таким образом, уравнение (5) сводится к системе линейных алгебраических уравнений для амплитуд возмущения на отдельных участках. Количество определяемых мод зависит от выбранного числа участков с постоянным B.

Расчеты проводились для цепочки ловушек, состоящей из центральной секции и двух стабилизирующих ячеек („якорей"). Центральная ячейка имеет длину L=30 м. Магнитное поле B_0=10 Тл и R=2 (B_{max}=20 Тл). Якорь длиной L_k=16 м имеет поле в центре 12 Тл.

На рис. 1, 2 представлены некоторые результаты расчетов для различных значений B_{max} в крайней пробке (от 20.2 до 200 Тл). Это позволяет изучить влияние на параметры неустойчивости относительной доли пролетных частиц. Во всех расчетах значение интеграла устойчивости желобковых мод [4]

$$W=-\int\frac{1}{B^2}\,\frac{\partial(P_\perp+P_\parallel)}{\partial\psi}\,\frac{\partial B}{\partial\psi} \tag{6}$$

было равно +1.

В данных расчетах изучалось поведение пяти аксиальных мод. Одна из них (рис. 1) соответствует пробной функции работы [2]. Остальные моды обнаружены впервые. Они имеют близкие частоты и инкременты (рис. 2). Причем их инкременты на порядок, а характерные частоты на два порядка меньше, чем для первой моды.

Аксиальная структура указанных мод следующая. Первая примерно постоянна в центральной ячейке, снижается в переходной области магнитного поля и спадает до нуля в якоре. Остальные – локализованы в узкой области нарастания поля вблизи пробки центральной ячейки. Интересным фактом является то, что эти моды наблюдаются также и в случае простой ловушки без якорей.

Важным результатом является обнаружение режимов со стабилизированной первой модой возмущения, полученных при определенных соотношениях значения интеграла (6) и параметров системы.

В заключение авторы выражают благодарность В.В. Арсенину за многочисленные полезные обсуждения и советы в ходе выполнения работы.

Список литературы

[1] Gerver M.J., Golovato S.N., Irby J.H., Kesner J. // Phys. Fluids B. 1989. V. 1. N 3. P. 608–614.

[2] Берк Г.Л., Розенблют М.Н., Уонг Г.В., Антонсен Т.М., Болдуин Д.Е. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. В. 1. С. 176–183.

[3] Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. М.: Атомиздат, 1971. 312 с.

[4] Kruskal M.D., Oberman C.R. // Phys. Fluids. 1958. V. 1. N 4. P. 275–280.

Поступило в Редакцию
3 июля 1992 г.