

01;04

СТАБИЛИЗАЦИЯ КИНЕТИЧЕСКИХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ В АМБИПОЛЯРНОМ РЕАКТОРЕ НА D-3He

© А.Н.Ляхов, В.И.Хвесюк

В связи с успешными экспериментальными исследованиями на установках "Гамма-10" и НІЕІ [1,2] 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 бета. Поэтому представляется важным детальный анализ таких систем.

Одной из проблем будущего амбиполярного реактора может стать раскачка кинетических неустойчивостей высокоэнергетичными продуктами реакции синтеза: протонами и альфа-частицами (энергии соответственно 14.7 и 3.6 МэВ). К настоящему времени выполнен анализ раскачки неустойчивостей альфа-частицами в дейтерий-тритиевой плазме [3,4]. В данной работе представлены предварительные результаты численного исследования таких неустойчивостей в центральной ячейке амбиполярного реактора с D-3He плазмой. Используемый метод позволяет определить спектр колебаний, радиальную структуру собственных мод и инкременты нарастания различных мод.

Центральная секция амбиполярного реактора моделировалась бесконечным плазменным цилиндром с резкой границей радиуса r_p , окруженным проводящей стенкой радиуса r_s . Плазма содержит два равновесных сорта ионов — дейтерий и гелий-3 и электроны. Параметры плазмы брались из результатов кинетических расчетов плазмы D-3He реактора [5]:

$$T_{fuel} = 70 \text{ кэВ}, \quad \beta_{\Sigma} = 0.7, \quad e\varphi = 3T_{fuel}, \quad P_{fus} = 2 \text{ МВт/м}^3.$$

Магнитное поле принималось равным $B_0 = 4.7 \text{ Тл}$. Учитывалось диамагнитное ослабление магнитного поля $B = B_0 \sqrt{1 - \beta_{\Sigma}}$, $\beta_{\Sigma} = \frac{8\pi}{B_0^2} (n_e T_e + n_i T_i + p_{\perp\alpha})$. Величина $p_{\perp\alpha}$ (суммарное перпендикулярное давление продуктов реакции синтеза) входила в расчеты через циклотронную частоту $\Omega_{zs} = \frac{e_s B}{m_s c}$ (здесь $s = e, D, 3He$).

Сначала определялись спектр колебаний плазмы и собственные моды колебаний. Для этого искалось решение волнового уравнения:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} K \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (1)$$

Здесь K — тензор диэлектрической проницаемости холодной плазмы. Переход от цилиндрического (r, θ, z) к винтовому $(+, -, ||)$ базису $(E_{+,-} = E_r \pm iE_\theta)$ [6] позволил диагонализировать тензор K и записать собственные моды колебаний уравнения (1) в виде линейной комбинации функций Бесселя $J_\lambda(|k_r|r)$:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\nu &= E_\nu J_\lambda(|k_r|r) \exp[i(k_z z + m\theta - \omega t)], \\ \nu &= (+, -, ||), \quad \lambda = (m+1, m-1, m). \end{aligned} \quad (2)$$

Из граничных условий $B_r(r_s) = 0$, $B_r(r_p - 0) = B_r(r_p + 0)$ следует глобальное дисперсионное соотношение:

$$\frac{J'_m(|k_r|r_p)}{J_m(|k_r|r_p)} + \frac{\alpha m}{k_z} + \sigma \frac{|k_r|}{k_z} \cdot \frac{L'_m(k_z r_p)}{L_m(k_z r_p)} = 0, \quad (3)$$

где $L_m(k_z r_p) = K'_m(k_z r_s) I_m(k_z r) - I'_m(k_z r_s) K_m(k_z r)$. Здесь k_z — параллельный волновой вектор, I_m, K_m — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода, I'_m — производная по аргументу, m — азимутальный номер моды, $\alpha = \frac{G}{A}$, где $A = \frac{\omega^2}{c^2} K_\perp - k_z^2$, $G = \frac{\omega^2}{c^2} K_x$.

Из решения дисперсионного уравнения (3) определяется спектр колебаний D-3He плазмы. Обнаружено три ветви колебаний: альфвеновская с $\omega < \Omega_d$, гибридная с $\Omega_D < \omega < \Omega_{He}$ и быстрая магнитозвуковая волна. Для любых значений k_z, m можно однозначно определить ω и k_r для каждой ветви колебаний. Любая мода полностью определяется заданием ветви колебаний ($A_{m,n}$ — альфвеновская, $F_{m,n}$ — быстрая, $H_{m,n}$ — гибридная) и двух целых чисел m и n , где m — азимутальный номер моды, а n — радиальный номер моды, равный числу нулей собственной функции уравнения (1) на интервале $0 - r_s$.

После определения вида радиальной зависимости собственных мод и собственных частот из (3) рассчитывались инкременты нарастания колебаний для каждой моды [7]:

$$\gamma = \frac{\int_0^{r_p} r dr \mathbf{E}^* \cdot K^A \cdot \mathbf{E}}{\int_0^{r_p} r dr \mathbf{E}^* \cdot \frac{\partial K^H}{\partial \omega} \cdot \mathbf{E}}. \quad (4)$$

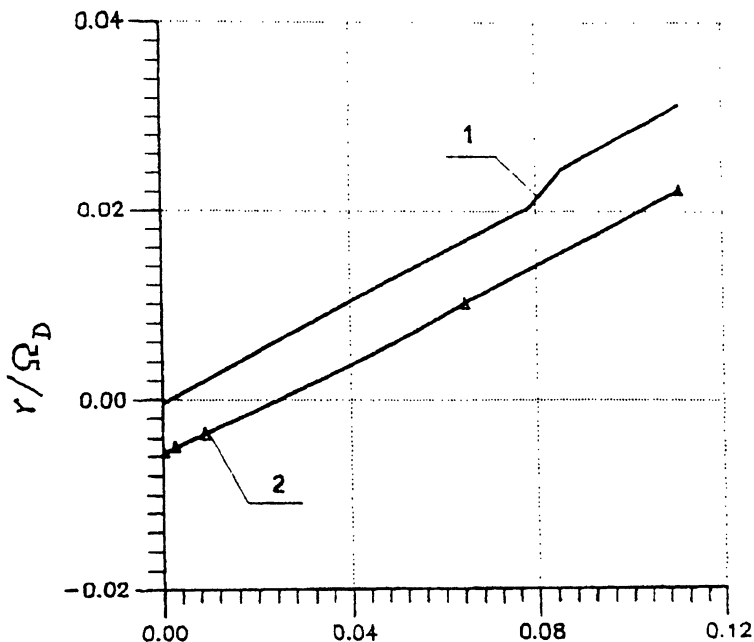


Рис. 1. Зависимость инкрементов неустойчивости от суммарного β шлаков, для магнитозвуковой моды $F_{-1,0}$ (1) и альфвеновской моды $A_{-1,0}$ (2).

Здесь индексы A и H означают антиэрмитову и эрмитову части тензора диэлектрической проницаемости. Тензор K^H использовался в (1). E^* означает комплексно сопряженную величину. Для K^A использовалось следующее выражение [4]:

$$K^A = -\frac{2\pi^2}{k\omega^2} \sum_{s=e,d,3He,\alpha,p} \omega_{ps}^2 \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} P(\nu_{\perp}, \nu_{\parallel}) \times \left(l\Omega_s \frac{\partial f_s}{\partial \nu_{\perp}} + k_z \nu_{\perp} \frac{\partial f_s}{\partial \nu_{\parallel}} \right) \Bigg|_{\nu_{\parallel} = \frac{\omega - l\Omega_s}{k_z}}. \quad (5)$$

Вид тензора P хорошо известен [8]. Он также преобразовывался к винтовому базису. Матрицы перехода приведены в [6]. Функции распределения ионов горячего и электронов считались максвелловскими. Разложения функций Бесселя по малому аргументу в выражении для P не проводилось. В выражениях (4) и (5) проводилось прямое численное интегрирование. Для альфа-частиц и протонов использовались

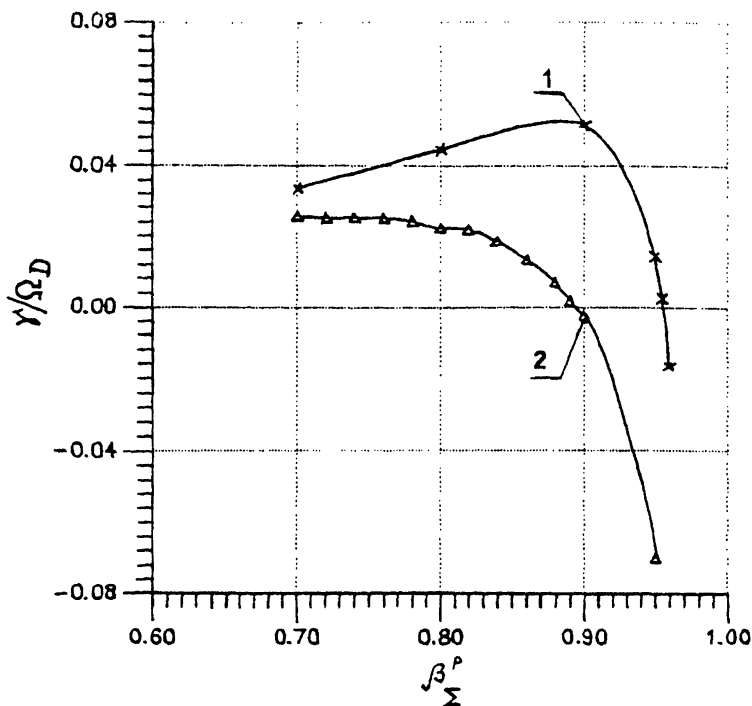


Рис. 2. Зависимость инкрементов неустойчивости для магнитозвуковой моды $F_{-1.0}$ (1) и альфвеновской моды $A_{-1.0}$ (2) от суммарного β плазмы.

функции распределения, полученные из решения уравнения Фоккер-Планка методом разложения по полиномам Лежандра [3].

Результаты расчетов показали, что в плазме центральной ячейки будут раскачиваться неустойчивости на альфвеновской и магнитозвуковой ветвях колебаний. Максимальные значения инкрементов достигаются для мод $A_{-1.0}$ и $F_{-1.0}$. Для вышеприведенных параметров плазмы они составляют соответственно $\frac{\gamma^A}{\Omega_D} = 0.0287$ и $\frac{\gamma^F}{\Omega_D} = 0.0314$. Неустойчивым оказывается относительно узкий диапазон длин волн $k_z = 0.1-0.2 \text{ см}^{-1}$. При $k_z < 0.1 \text{ см}^{-1}$ оказывается большим затухание, связанное с эффектом конечного ларморовского радиуса, а при $k_z > 0.2 \text{ см}^{-1}$ — циклотронное затухание на дейтерии. Гибридные колебания оказываются устойчивыми. Столь высокие значения инкрементов приведут к большому рассеянию продуктов реакции в конус потерь [3] и, следовательно, к снижению эффективности нагрева плазмы альфа-частицами и протонами.

Рассмотрим влияние накопления продуктов реакции D-3He в плазме на инкремент неустойчивости γ . На рис. 1 показана зависимость инкрементов неустойчивостей от β шлаков. Видно, что снижение β шлаков, допустим путем селективной откачки продуктов синтеза, позволяет резко уменьшить инкременты неустойчивостей, вплоть до их полного подавления. Это связано, в частности, с тем, что снижается энергосодержание "источника" неустойчивостей.

Другой путь подавления неустойчивостей заключается в увеличении суммарного β плазмы. На рис. 2 показана зависимость инкрементов от β_{Σ} . При $\beta_{\Sigma} \approx 0.88$ стабилизируются альфвеновская, а при $\beta_{\Sigma} \approx 0.95$ и магнитозвуковая неустойчивости. Дополнительный анализ выявил возможный механизм, отвечающий за подавление этих мод при высоких β . Это уменьшение магнитного поля из-за диамагнетизма, приводящее к возрастанию ларморовского радиуса ионов. Как следствие, резко возрастает затухание мод, связанное с эффектами конечного ларморовского радиуса. С другой стороны, уменьшение поля в плазме приводит к уменьшению циклотронной частоты, и, как следствие, резко возрастает затухание на аномальном эффекте Доплера из-за сдвига резонанса $l = -1$ в область низких энергий.

Еще раз отметим, что подавление кинетических неустойчивостей в амбиполярном реакторе на D-3He возможно при: а) практически полной откачке продуктов синтеза; б) повышении общего β плазмы до 0.9.

Выполнение работы финансировалось Международным научным фондом, грант № J5Y100.

Список литературы

- [1] Tamano T. // Transaction of Fusion Technology. 1995. V. 27. P. 111-117.
- [2] Sakai O., Noda K. et al. // Transactions of Fusion Technology. 1995. V. 27. P. 417-423.
- [3] Hansen J.D., Ott E. // Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 150-161.
- [4] Ho S.K., Nevins W., Smith G., Miley G. Phys. Fluids. 1988. V. 31. P. 1656-1672.
- [5] Golovin I.N., Khvesyuk V.I., Semenov D.V. // Transactions of Fusion Technology. 1995. V. 27. P. 402-406.
- [6] Тимофеев А.В. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 407-411.
- [7] Kaufman A.N. // Phys. Fluids. 1971. V. 14. P. 387-397.
- [8] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. 2-е изд. М.: Высш. шк., 1988. 424 с.

Научно-исследовательский институт
энергетического машиностроения
Москва

Поступило в Редакцию
4 января 1996 г.