Письма в ЖЭТФ, том 51, вып. 11, стр. 566 – 568 *10 июня 1990 г.*

О СТРУКТУРЕ ПОТОКА ЭНЕРГИЧНЫХ ИОНОВ НА СТЕНКУ ТОКАМАКА ПРИ ВСПЫШКАХ МГД АКТИВНОСТИ

С.В.Путвинский

Показано, что термоядерные частицы, теряемые из плазмы при вспышках МГД мод, выходят на стенку в виде отдельных струй с узким распределением по энергии и питч-углам.

В экспериментах на токамаке TFTR [1, 2], в которых исследовались потери ДД-тритонов на стенку камеры, была обнаружена корреляция потерь частиц со вспышками МГД колебаний в разрядах с большой МГД активностью плазмы. Поток частиц в пике потерь на порядок превышает средний уровень прямых потерь в спокойной плазме. В тех же работах было высказано предположение, что выброс частиц связан с аномальными потерями пролетных частиц, которые накапливаются в плазме между вспышками МГД возмущений. В настоящей работе проанализирована пространственная структура потока и энергетические спектры теряемых термоядерных ионов с большой шириной банановой траектории, $\Delta r_b \approx a$, при развитии в плазме одной или нескольких МГД мод.

В фазовом пространстве энергичной частицы существует область (конус) прямых потерь, из которой частица, двигаясь по дрейфовой траектории, выходит на первую стенку токамака. Одной из границ области прямых потерь является граница, разделяющая запертые (банановые) и пролетные частицы движущиеся навстречу плазменному току. При переходе через эту границу, образующую сепаратрисную поверхность в фазовом пространстве [3], отрицательно пролетные частицы превращаются в банановые, имеющие примерно вдвое большее радиальное отклонение от магнитной поверхности, чем пролетные, и поэтому выходящие на стенку. Если характеризовать траекторию значением полной скорости V, питч-угла $\chi_G = V_\parallel / V$ и радиальной координатой в момент выхода частицы на стенку R_G (расстояние от главной оси тора), то сепаратрисная граница – это некоторая поверхность $\chi_G = \chi^s_G(R_G, V)$. Поскольку каждая точка границы представляет собой сепаратрисную траекторию, то положение границы должно быть чувствительно к возмущениям магнитного поля приводящим к образованию вблизи сепаратрисы стохастического слоя.

Рассмотрим плазму с круглыми магнитными поверхностями, движение частиц будем описывать дрейфовыми уравнениями, а возмущения будем считать стационарными. Основанием для последнего предположения является малость периода движения термоядерных частиц τ_b по сравнению с периодом возмущений или периодом вращения плазмы. В этом случае уравнения движения частиц будут выглядеть следующим образом:

$$\dot\rho = - V_{dr} \sin\vartheta + V_\parallel \tilde B_\rho / B_T ,$$

$$\dot\vartheta = V_\parallel / qR_0 - (V_{dr}/\rho)\cos\vartheta + V_\parallel \tilde B_\vartheta / B_T ,$$

$$\dot\varphi = V_\parallel / R_0 .$$

Здесь V_{dr} – скорость тороидального дрейфа, $V_\parallel$ – проекция скорости вдоль магнитного поля, R_0 – большой радиус тора, $\tilde B$ – возмущение полоидального магнитного поля. Используется тороидальная система координат $(\rho, \vartheta, \varphi)$, где ρ – расстояние от магнитной оси. Выбрав в качестве независимой переменной $\tau = \varphi/q$, последнюю систему уравнений для пролетных частиц можно записать в гамильтоновом виде с каноническими переменными "радиальная" координата $y = 1 - \rho^2/\rho_s^2 - \Delta^2/2$, и полоидальный угол ϑ, и Гамильтонианом H:

$$H = H_0 + \psi_0(y)\cos(m\vartheta - nq_s\tau), \tag{1}$$

$$H_0 = y + \Delta^2 + \frac{s}{2}(y^2 + y\Delta^2) - 2\Delta(2\cos^2(\vartheta/2) - \frac{1}{2}(y + \Delta^2/2)\cos\vartheta)^{1/2},$$

где

$$\Delta = \frac{q_s V}{\epsilon^{1/2}\rho_s \omega_{i0}}; \qquad \epsilon = \rho_s/R_0; \qquad q_s = q(\rho_s).$$

Нормировочный радиус ρ_s выбран так, что $V_{\|}(\rho_s, \vartheta = \pi) = 0$, ψ_0 – амплитуда возмущений магнитного потока нормированная на $\pi\rho_s^2 B_T/q_s$, $s = q'/q_s$.

Оценивая с помощью критерия Чирикова [4] ширину стохастического слоя, который всегда существует вблизи сепаратрисы, $H_0 = 0$, можно получить, что при больших амплитудах возмущений происходит насыщение роста стохастической зоны, $H_0 \cong H_0^m$, и при дальнейшем росте амплитуды возмущений ψ_0 ее ширина меняется экспоненциально мало. Ширина стохастической зоны, H_0^m, определяется следующим неравенством:

$$\frac{m}{nq_s} - 1 \leqslant - sH_0^m + \frac{\Delta}{\sqrt{2H_0^m}}.$$

Зависимость H_0^m от $m/nq - 1$ показана на рис. 1. Максимальная ширина стохастической зоны,

$$H_0^m \approx \left(\frac{\Delta}{\sqrt{2s}}\right)^{2/3},$$

соответствует резонансным сепаратрисным траекториям, у которых x-точка расположена вблизи резонансных магнитных поверхностей, $m/nq_s - 1 < (s\Delta^2/2)^{1/3}$. Таким образом, можно ожидать, что при возбуждении в плазме одной или нескольких МГД мод с большой амплитудой, поток частиц будет представлять собой отдельные струи, имеющие 'узкое' распределение по питч-углам вблизи $\chi = \chi_G$.

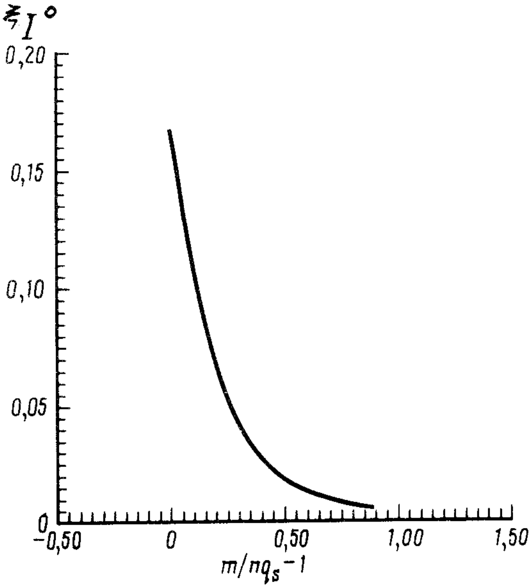

Рис.1

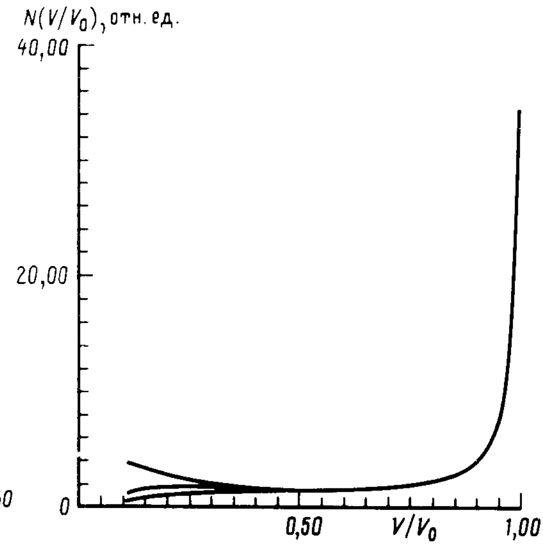

Рис.2

Рис. 1. Зависимость максимальной ширины стохастической зоны H_0^m от $m/ng_s - 1$

Рис. 2. Скоростные спектры теряемых частиц. Различные кривые соответствуют разным значениям V_* $1 - V_* = 0{,}1$, $2 - V_* = 0{,}2$, $3 - V_* = 0{,}3$

Энергетические спектры выбрасываемых частиц можно оценить, используя кинетическое уравнение, описывающие стационарную функцию распределения частиц, устанавливающуюся между вспышками МГД активности

$$\frac{1}{\tau_s V^2} \frac{\partial}{\partial V}(V^3 + V_*^3)f + D(H_0)\frac{\partial^2 f}{\partial H_0^2} + Q(H_0)\frac{\delta(V - V_0)}{V^2} = 0, \qquad (2)$$

где $Q(H)$ – источник частиц, $V_* = (3\sqrt{\pi} m_e/4m_i)^{1/3} V_{Te}$. В уравнении (2) оставлены основные слагаемые, описывающие кулоновское торможение на ионах и электронах плазмы, стохастическую диффузию частиц в радиальном направлении и источник термоядерных ионов (в качестве радиальной координаты используется переменная H_0). Нас будет интересовать энергичная часть спектра частиц $V_* < V < V_0$, и поэтому в (2) можно пренебречь малым кулоновским рассеянием на ионах плазмы. Будем считать, что в момент вспышки коэффициент диффузии в стохастической зоне, $H < H_0^m$, меняется скачком от некоторой малой величины D_0 до величины D_1, $D_1 \gg D_0$. В первый момент после изменения коэффициента диффузии стационарный поток частиц, $\Phi_0 = D_0 \partial f/\partial H$, возрастет в D_1/D_2 раз, а затем начнет спадать из-за уменьшения градиента $\partial f/\partial H$ с характерным временем $\tau_1 = (H_0^m)^2/D_1$. Как следует из (2), за это время из стохастической зоны выпадет на стенку полное число частиц равное

$$\Delta N_1 = \frac{\partial f}{\partial H}\frac{(H_0^m)^2}{2} \sim \frac{(V/V_0)^{4/3}}{\dfrac{(V^3 + V_*^3)}{(V_0^3 + V_*^3)} \ln\left\{\dfrac{(V_0^3 + V_*^3)}{(V^3 + V_*^3)}\right\}}.$$

Зависимость ΔN_1 от скорости частиц показана на рис. 2. Различные кривые соответствуют разным значениям V_*. Видно, что в спектре теряемых частиц преобладают частицы с энергией близкой к энергии рождения частиц.

Таким образом, рассмотренный механизм потерь, связанный со вспышками МГД активности в плазме должен приводить к потокам частиц на стенку в виде отдельных струй с узким распределением частиц по питч-углам. Спектр частиц состоит в основном из энергичных частиц с энергией близкой к энергии рождения. Экспериментальное измерение структуры потока термоядерных частиц на стенке может дать информацию о структуре возбуждаемых в плазме МГД мод.

Литература

1. *Zweben S.J.* Nucl. Fusion, 1989; **29**, 825.
2. *Strachan J.D. et al.* Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., IAEA, Vienna, 1989, **1**, 257.
3. *Путвинский С.В.* Физика плазмы, 1989, **15**, 131.
4. *Chirikov B.V.* Phys. Reports, 1979, **52**, 263.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
28 апреля 1990 г.