Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 2, стр. 80 - 82 25 января 1991 г.

ВЛИЯНИЕ РАДИАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПЕРЕХОД В РЕЖИМ УЛУЧШЕННОГО УДЕРЖАНИЯ В ТОКАМАКЕ

В.А.Рожанский, М.Б.Тендлер)*

Ленинградский политехнический институт
195251, Ленинград
**) Королевский технологический институт, Стокгольм.*

Поступила в редакцию 12 декабря 1990 г.

Показано, что при наличии достаточного количества "банановых" частиц в пристеночной плазме токамака или специально приложенной радиальной разности потенциалов произвольной полярности существует резко изменяющееся вблизи периферии радиальное электрическое поле. Большая величина связанного с ним полоидального вращения и его шир могут подавлять как аномальный так и неоклассический перенос, вызывая переход в режим улучшенного удержания ($L-H$-переход).

В последнее время появился ряд прямых экспериментальных указаний на связь между радиальным электрическим полем и процессами переноса. В токамаке $D\mathrm{III}-D$ обнаружено резкое (в несколько раз) увеличение скорости полоидального вращения при $L-H$-переходе [1]. Создание в пристеночной области сильного отрицательного радиального поля с помощью заряженного электрода на токамаке ССТ [2] и положительного на токамаке TEXT [3] вызывало $L-H$-переход .

Предлагаемый в работе механизм возникновения сильного радиального поля связан с учетом в уравнении сохранения продольного момента (или в эквивалентном условии амбиполярности радиального потока частиц) дополнительных слагаемых, обусловленных пространственной инерцией при аномальном переносе в радиально неоднородном электрическом поле и аномальной вязкостью.

Известно, что в рамках неоклассической теории скорость полоидального вращения находится из условия обращения в нуль полоидальной ионной вязкости, усредненной по магнитной поверхности - $<\vec{B}\cdot(\nabla\cdot\overleftrightarrow{\pi})>^{(\mathrm{NEO})}=0$. Неоклассическое значение скорости полоидального вращения ионов имеет вид[1)]

$$v_P^{(\mathrm{NEO})}=v_0^{(\mathrm{NEO})}+u_{pi},$$

$$v_0^{(\mathrm{NEO})}=-\frac{cE_r}{B}=-\frac{cT_i}{eB}\left(\frac{d\ln n}{dr}+k_T\frac{d\ln T_i}{dr}\right), \tag{1}$$

$$u_{pi}=\frac{c}{eBn}\frac{d(nT_i)}{dr},\quad v_p^{(\mathrm{NEO})}=(1-k_T)\frac{c}{eB}\frac{dT_i}{dr},$$

где n - концентрация, T_i - ионная температура, k_T - численный коэффициент, зависящий от параметра столкновительности (в банановом режиме $k_T=-0{,}17$). При отклонении v_p от $v_p^{(\mathrm{NEO})}$ происходит временная релаксация скорости полоидального вращения с характерным временем $\tau\sim\nu_i^{-1}$ [4,5](ν_i - ионная частота столкновений) к значению (1), причем в процессе релаксации продольная вязкость уравновешивается продольной инерцией, пропорциональной $\partial v_p/\partial t$.

[1)] Так как во всех экспериментах проекция средней скорости тороидального вращения вдоль $\vec{B}$ на полоидальное направление мала (по-видимому, из-за аномальной косой вязкости), то его вкладом в v_p пренебрегаем.

При учете же реального аномального переноса дополнительные слагаемые в уравнении продольного баланса сил появляются и в стационарном случае:

$$< nm_i\vec{B}\cdot(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u} >= - < \vec{B}\cdot(\nabla\cdot\overleftrightarrow{\pi}) >^{(AN)} - < \vec{B}\cdot(\nabla\cdot\overleftrightarrow{\pi}) >^{(\mathrm{NEO})}, \tag{2}$$

где $\vec{u}$ - гидродинамическая скорость ионов. Для простоты полагаем магнитные поверхности близкими к окружностям, $B_t = B_0/(1+\epsilon\cos\vartheta)$, $B_p = \theta(r)B_t$, $\epsilon = r/R \ll 1$. В отличие от стандартной неоклассики учтем в (2) аномальную скорость радиального переноса частиц $u_r(u_r \sim D d\ln n/dr)$. Член с аномальной вязкостью имеет вид

$$- < \vec{B}\cdot(\nabla\cdot\overleftrightarrow{\pi}) >^{(\mathrm{AN})} = < B\,\nabla_\perp\cdot(n\eta\,\nabla_\perp u_{\|}(\vartheta)) >, \tag{3}$$

где η - коэффициент аномальной вязкости. Выражая продольную гидродинамическую скорость ионов из дрейфового кинетического уравнения, подставляя $u_{\|}(\vartheta)$ в (2) и (3) и усредняя по магнитной поверхности, получим выражения для первых двух членов в (2). При наличии аномального переноса неоклассическая вязкость в банановом режиме содержит дополнительные слагаемые типа пространственной инерции [6]. Выражение для $< \vec{B}\cdot(\nabla\cdot\overleftrightarrow{\pi}) >^{(\mathrm{NEO})}$ можно получить по аналогии со случаем изменения v_p во времени [4,5], для которого соответствующий механизм был предложен в [7]. При $|v_p| < \theta c_s$, где $c_s = (2T_i/m_i)^{1/2}$, $u_{\|}(\vartheta) = -2\epsilon v_p\cos\vartheta/\theta + \theta v_p$ и уравнение (2) приводится к виду

$$-nm_i(1+2q^2)B_0\theta u_r\frac{dv_p}{dr} = -(1+2q^2)\frac{\theta B_0}{r}\frac{d}{dr}\left(rn\eta\frac{dv_p}{dr}\right) +$$

$$+\frac{nm_i\sqrt{\epsilon}B_0u_r}{\theta}\frac{dv_p}{dr} + \frac{1,1B_0nm_i\nu_i\sqrt{\epsilon}}{\theta}(v_p - v_p^{(\mathrm{NEO})}), \tag{4}$$

где $q = \epsilon/\theta$ - запас устойчивости. Из (4) имеем

$$\frac{dv_p}{dr} + \alpha(r)(v_p - v_p^{(\mathrm{NEO})}) = \frac{\beta(r)}{m_i\Gamma(r)r}\frac{d}{dr}\left(rn\eta\frac{dv_p}{dr}\right). \tag{5}$$

Здесь $\Gamma = nu_r$ - радиальный поток частиц,

$$\alpha(r) = \frac{1,1\nu_i}{u_r}\left[1 + \frac{1+2q^2}{q^2}\epsilon^{3/2}\right]^{-1}, \quad \beta(r) = \left[1 + \frac{q^2}{(1+2q^2)\epsilon^{3/2}}\right]^{-1}. \tag{6}$$

Величины $\alpha(r)$ и $\beta(r)$ являются, вообще говоря, функциями v_p. Величина $\alpha(a)$ (a - малый радиус) может быть выражена через время удержания частиц τ_p : $\alpha(a) = 2n(a)\tau_p\nu_i/\bar{n}a$, где $\bar{n}$ - средняя концентрация. Несмотря на то, что $\alpha(a) \gg a^{-1}$, первый и второй члены в (5) могут быть одного порядка при резком изменении v_p. (На токамаке DIII $- D$, например, в H-режиме скорость полоидального вращения вблизи стенки изменяется с масштабом L_{v_p} ~1 см). При $\eta/m_i \sim D$ последний член в (5) порядка $v_p\epsilon^{-3/2}L_n/L_{v_p}$, где L_n - масштаб изменения концентрации.

Из (5) видно, что возможны два типа профилей полоидального вращения вблизи стенки. Первый - плавный профиль v_p, когда первый и третий члены в (5) несущественны и скорость v_p совпадает с $v_p^{(\mathrm{NEO})}$ всюду вплоть до сепаратрисы. Такой профиль соответствует L-режиму удержания. Во втором случае неоклассическая ионная вязкость уравновешивается пространственной инерцией и аномальной вязкостью и шир v_p вблизи сепаратрисы велик. При этом шир подавляет развитие турбулентности в соответствии с механизмом [8] и уменьшает радиальный перенос, что типично для H-режима. Инерционный член в (5) приводит к росту v_p от периферии к центру (при $\alpha(r) = \text{const}$ экспоненциальному) с масштабом $L_{v_p} = \alpha^{-1} \ll a$, а аномальная вязкость - к пространственной релаксации v_p к значению $v_p^{(\text{NEO})}(r)$. Соотношение между ними зависит от параметра $L_n \epsilon^{-3/2}/L_{v_p}$ (в режиме плато L_n/L_{v_p}, так как отсутствует третье слагаемое в (4)). Конкретный профиль v_p может быть построен из (5).

Переход в H-режим может вызываться следующими причинами: 1) наличие достаточного количества банановых частиц вблизи сепаратрисы приводит к возникновению отрицательного электрического поля, препятствующего проникновению ионных бананов за сепаратрису. Соответствующее значение $v_p(a) \sim \sqrt{\epsilon}\theta c_s$ [9,7]. 2) Специально созданное в пристеночной области сильное электрическое поле, например, с помощью заряженного электрода [2,3]. 3) Появление в пристеночной области резкого градиента концентрации и температуры (большого $dv_p^{(\text{NEO})}/dr$). Во всех этих случаях в соответствии с (5) возникает резко изменяющееся v_p, что должно приводить к подавлению турбулентности.

При скоростях вращения $|v_p| \gtrsim \theta c_s$, которые в соответствии с (5) могут возникать в пристеночной области, в двух последних членах (4) появляются множители $\sim \exp(-v_0^2/\theta^2 c_s^2)$, соответствующие экспоненциальному уменьшению числа запертых частиц, а величина $u_{\|}(\vartheta)$ нелинейно связана с v_p. Этот случай будет проанализирован в отдельной работе.

Литература

1. Groebner R. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, 64, 3015.
2. Taylor R.J. et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 2365.
3. Weynants R.R. et al. Proc. 17 Eur. Conf. on Cont. Fus. and Plasma Heating, Amsterdam, 1990, 14B-1, 287.
4. Егоров С.М., Рожанский В.А., Кутеев Б.В. Письма в ЖТФ, 1987, 13, 569.
5. Shaing K.C., Hirshman S.P. Phys. Fluids, 1989, B1, 705.
6. Tendler M., Rozhansky V. Bull. Am. Soc., 1989, 812; Proc. 17 Eur. Conf. on Cont. Fus. and Plasma Heating, Amsterdam, 1990, 14B-2, 744.
7. Hinton F., Robertson J.A. Phys. Fluids, 1984, 27, 1243.
8. Biglari H. et al. Phys. Fluids, 1990, B2, 1.
9. Hazeltine R.D. Phys. Fluids, 1989, B1, 2031.