

МОДЕЛЬ H-РЕЖИМА В ТОКАМАКЕ

А.М. Стефановский

Предложена модель возникновения и поведения во времени H-режима в токамаке. Основную роль в этих процессах играет плазма, расположенная в диверторных каналах и вблизи X-точки сепаратриссы. Повышение плотности этой плазмы выше некоторой критической может приводить к частичной стабилизации потенциальных колебаний на краю плазменного шнура и вследствие этого к уменьшению коэффициентов переноса и возникновению H-режима.

H-режим работы токамака, после первого наблюдения на ASDEX в 1982 году¹, исследовался затем на многих установках. К настоящему времени по этому вопросу накоплен уже обширный экспериментальный материал и существует несколько гипотез по поводу физики перехода разряда в H-режим. Однако, во многих случаях согласие с экспериментом остается далеко не полным². В предлагаемой ниже модели возникновения и поведения H-режима во времени решающая роль принадлежит плазме, расположенной в диверторных каналах и вблизи X-точки сепаратриссы (см. рис. 1а). Повышение плотности плазмы в этих зонах разряда выше некоторой критической может приводить к частичной стабилизации потенциальных колебаний на краю плазменного шнура, уменьшению коэффициентов переноса и возникновению перехода в H-режим.

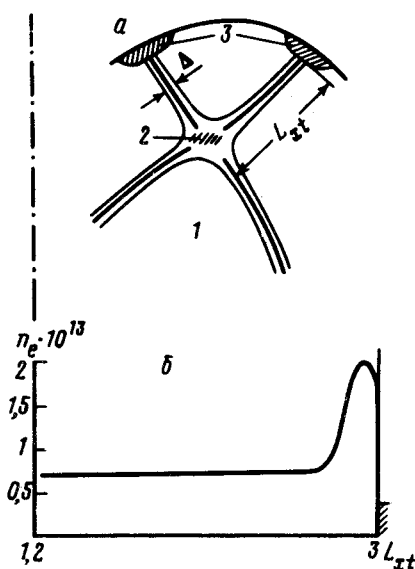


Рис. 1. а – Геометрия диверторной конфигурации: 1 – основная плазма, 2 – X-зона, 3 – диверторные пластины; б – распределение плотности плазмы вдоль диверторного канала: INTOR, $\bar{n}_e = ?$, $P_n = 80$ МВт, $F_i = 5 \cdot 10^{22}$ ион/с, 1, 2, 3 – то же, что и для а

Приближенно, для средней плотности плазмы \bar{n}_x в указанных выше зонах разряда имеем:

$$L_{xt} \frac{d\bar{n}_x}{dt} = \frac{F_i}{2\pi R \Delta \nu} - \left[\frac{n_t v_t}{4} - \eta \frac{n_t v_t}{4} \left(1 - \exp\left(-\frac{n_t \Delta_3}{\nu_0} \langle \sigma v \rangle_i\right) \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь L_{xt} – расстояние от X-точки до диверторных пластин, R – большой радиус токамака, ν – удвоенное число X-точек магнитной конфигурации и Δ – полоидальная ширина диверторного канала (Δ_3 – его эффективный размер по ионизации). F_i – полный поток заряженных частиц из основной плазмы, n_t и v_t – плотность и скорость ионов плазмы близки пластин, ν_0 – скорость атомов водорода, покидающих пластины, η – коэффициент отраже-

ния ионов в виде атомов (в расчетах принят равным 1, но может быть и больше и меньше) и $\langle \sigma v \rangle_i$ — скоростной коэффициент ионизации атомов водорода вблизи пластин. Температура плазмы вблизи пластин $T_t = T_{et} = T_{it}$ определяется соотношением (пренебрегаем излучением основной плазмы) Δ_3 :

$$\frac{P_h}{2\pi R \nu \Delta} \approx \frac{n_t v_t}{4} \left[(3 \div 4) T_t + \frac{1 + \beta_i}{1 - \beta_e} T_t \right] + \eta \frac{n_t v_t}{4} \left(1 - \exp\left(-\frac{n_t \Delta^3}{v_0} \langle \sigma v \rangle_i\right) \right) \times \\ \times (2T_t + J_i + W_r), \quad (2)$$

где P_h — мощность нагрева плазмы, β_e и β_i — коэффициенты вторичной электронной эмиссии для электронов и ионов, J_i — потенциал ионизации атома водорода и W_r — приведенная радиационная "цена" акта ионизации.

Из выражений (1) и (2) видно, что увеличение потоков тепла и частиц из диверторной плазмы при переходе от омического к режиму с дополнительным нагревом происходит, в основном, за счет увеличения плотности n_t , т. к., например, при увеличении F_i в два раза за счет T_t поток энергии должен возрасти в 8 раз, чего в эксперименте не наблюдается. Видно, также, что полное число частиц, теряемых из плазмы в диверторном канале (при заданной T_t) имеет максимум при $n_t^0 = \frac{v_0}{\Delta_3 \langle \sigma v \rangle_i}$. Если F_i больше этого предельного потока, то средняя

плотность \bar{n}_x будет расти вплоть до достижения нового равновесия, когда число теряемых частиц сравняется с F_i . Эта эволюция хорошо видна на рис. 2, где "оптимальная" по потерям плотность n_t^0 и "максимальная" плотность потока теряемых частиц $f_i = n_t^0 v_t / 4$ для водорода и дейтерия показаны в зависимости от T_t . Экспериментально потоки энергии из плазмы измеряются легче, т. к. просто равны мощности нагрева. Поэтому на рис. 2 показаны и расчетные потоки энергии из диверторного канала, соответствующие условиям, когда потери частиц, максимальны. Они имеют иллюстративный характер, хотя и достаточно хорошо определяют "энергетические пороги" для режимов с инжекцией нейтралов (2 — 2,4 МВт для DIII-D и ASDEX и 5 МВт для JET). Определяющими для интересующего нас эффекта являются потоки частиц, а не энергии, которые играют лишь второстепенную роль. Напомним, что переход в H-режим на DIII-D наблюдался при инжекции нейтралов с мощностью 2,4 МВт, при ECR-нагреве при мощности только 0,75 МВт и даже в OH-режиме с низким q под влиянием пилообразных колебаний ⁵.

Весьма важным для рассматриваемого механизма является и распределение плотности плазмы вдоль диверторного канала. Полученное численным образом на основе гидродинамики одно из них показано на рис. 1 б ⁴. Однако, при не очень высоких плотностях ($\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$) гидродинамическое приближение вряд ли достаточно и постепенно распределение плотности в диверторном канале должно выравниваться. Время такого выравнивания, оцененное по $L_{xt}^2 B_t^2 / B_\theta^2 D_{||}$ или по L_{xt}^2 / D_B оказывается порядка десятков миллисекунд, что хорошо соответствует эксперименту ⁵. (Здесь B_t и B_θ — тороидальное и полоидальное магнитные поля в зоне дивертора, $D_{||}$ и D_B — продольный и боровский коэффициенты диффузии).

Указанный выше механизм увеличения плотности плазмы в X-зоне очевидно коррелирует с такими экспериментальными фактами возникновения H-режима, как зависимость "пороговой мощности R_h " от сорта ионов ($v_0 \sim m_i^{-1/2}$), от числа X-точек магнитной конфигурации, от направления тороидального дрейфа ионов (F_i в одном направлении больше, чем в противоположном), от влияния внешнего лимитера (при его приближении к сепаратриссе F_i уменьшается из-за частичного перехвата потока). При малой величине L_{xt} ($< \Delta_3$) лишь малая доля отраженных от пластин атомов захватывается в канале и накопление плазмы уменьшается.

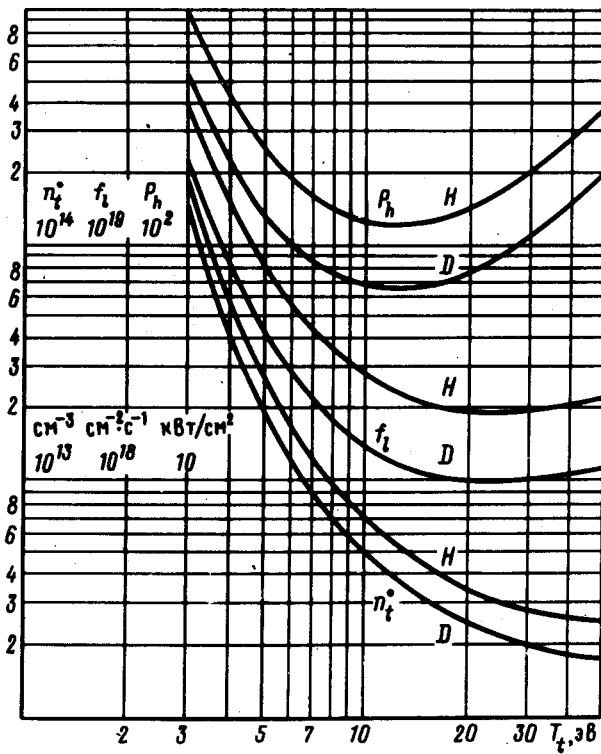


Рис. 2. Зависимость "оптимальной" по потерям плотности плазмы n_t^0 , "максимальной плотности потока горячих частиц" $f_e = n_t^0 v_t / 4$ и соответствующая этим условиям удельная горячая мощность $p_h = P_h / 2\pi R v \Delta$

Увеличение плотности плазмы в X -зоне, как уже говорилось, может приводить к стабилизации потенциальных колебаний за счет электронных токов нейтрализации в X -зоне и диверторных каналах. Подобный эффект экспериментально наблюдался в ⁶, где также приведены оценки условий стабилизации колебаний, но для ловушки пробочной конфигурации, когда потенциалы колебаний нейтрализуются электронными токами, текущими на торцевые стенки камеры. Для токамака достаточно рассмотреть токи, текущие вдоль X -зоны, т. е. почти вдоль магнитного поля, но учесть влияние кулоновских столкновений и колебаний (введем v^*). При этом интересующая нас мнимая часть плотности тока j_x имеет вид:

$$j_x = \frac{e^2 n_x E_{\parallel}}{i \omega m (1 + (v^*/\omega)^2)}, \quad (3)$$

где E_{\parallel} и n_x — продольное поле колебаний и плотность электронов в X -зоне и ω — частота рассматриваемых колебаний. Условие стабилизации:

$$\frac{n_x}{n_b} \geq \frac{1}{n_b} \frac{dn_b}{dr} (2\pi q)^2 \frac{2\rho_e^2 R}{S_x (m + nq)} (1 + (v^*/\omega)^2). \quad (4)$$

Здесь ρ_e — ларморовский радиус электронов, m и n — волновые числа колебаний, S_x — полоидальное сечение X -зоны проводимости и n_b — плотность плазмы на краю шнура. В условиях ⁶ даже весьма малой плотности бесстолкновительной, холодной плазмы ($n_x/n_b \sim 10^{-3}$) оказывалось достаточным для подавления колебаний. Для токамака $n_x/n_b \approx 1$,

т. е. величина $(\nu^*/\omega)^2$ порядка 10^2 перед переходом в H -режим и около 10 после перехода. В H -режиме F_i существенно уменьшается и n_x начинает падать. Однако $(\nu^*/\omega)^2$ в H -режиме мало и условие (4) попрежнему выполняется пока n_x не уменьшится ниже границы стабилизации (4). Поэтому развитие событий после установления H -режима зависит от относительной скорости увеличения градиента давления плазмы на границе шнура и уменьшения n_x . Если наиболее быстро уменьшается плотность X -плазмы, то в какой-то момент времени условие стабилизации взрывным (из-за увеличения ν^*) образом нарушается и возникает вспышка EL -моды. При этом часть плазмы из основного шнура выбрасывается в диверторный канал, плотность плазмы в нем (и в X -зоне) увеличивается и если условие (4) вновь удовлетворяется, то H -режим возникает вновь. При малом превышении F_i над $F_{i\text{кр}}$ (минимальном потоке когда выполняется (4)) и малой величине L_{xt} такие вспышки будут происходить часто и с небольшой амплитудой (дополнительный поддув газа в дивертор в этом режиме должен способствовать его устойчивости). При увеличении разности $F_i - F_{i\text{кр}}$ и L_{xt} может наступить новое качество: в обширной зоне вблизи стабилизированного слоя возникает плазма с предельным по устойчивости dp/dr . Нарушение устойчивости в любой точке зоны распространяется по всей зоне наподобие ударной волны и приводит к возникновению "гигантской" вспышки EL -моды. Но, как и в первом варианте, из-за повышения n_x вновь возникает L - H -переход. В третьем случае, который наблюдается только при наличии примесей, энергия плазмы не растет из-за радиационных потерь даже при увеличении плотности, поэтому dp/dr на краю остается меньше критического. Если плотность n_x тоже меняется слабо (например из-за $\eta > 1$), то такой вариант, как правило, кончается тепловым коллапсом и переходом в L -режим.

Как видно из предыдущего, седловая точка сепаратриссы является важной лишь для образования зоны достаточной проводимости. Но такая зона подобно "marfe" может образоваться и вблизи внутреннего лимитера. Если такая зона имеет достаточно высокое значение параметра $n_x / [1 + (\nu^*/\omega)^2]$ то нейтрализация потенциалов возмущений может осуществляться через нее. И тогда образование H -режима возможно и без сепаратриссы ⁷.

Из предложенной выше модели H -режима следует, что для управления характеристиками H -режима требуется осуществление весьма тонкой регулировки плотности плазмы в X -зоне и диверторных каналах.

Литература

1. Wagner F. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1408.
2. Keilhacker M. Sp. Issue of Pb. Phys. and Contr. Fus., 1987, 29, № 10 A, 1401.
3. Стефановский А.М. Препринт ИАЭ-2540, 1975 г.
4. US FED-INTOR Activity, 1982, 1, Impurity control Physics, 33.
5. Barrel K.H. et al. DIII-D presentation on Tokamak H-Mode Workshop. San-Diego, Oct., 1987.
6. Бабыкин М.В. и др. ЖЭТФ, 1964, 47, 1631.
7. Sengoku S. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 450.