

УДК 533.932, 533.951.7, 621.039.626

ТРАНСПОРТНЫЕ БАРЬЕРЫ И САМООРГАНИЗАЦИЯ ПЛАЗМЫ*К.А. Разумова, С.Е. Лысенко, Н.Н. Тимченко**НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

На основе представлений о самоорганизации плазмы в токамаке предлагается метод анализа характеристик турбулентного механизма, ответственного за перенос тепла по радиусу. Показано, что тепловой поток переносится преимущественно низкими модами МГД-неустойчивости. Чем больше поток, создаваемый в результате искажений профиля давления внешними факторами, тем шире спектр мод и тем меньше номер моды нижней границы спектра. Обсуждается роль мод с низкими полоидальными номерами в процессе формирования транспортных барьеров. Предлагается нетрадиционное объяснение формирования режимов с улучшенным удержанием.

Ключевые слова: токамак, удержание плазмы, самоорганизация, турбулентность.

TRANSPORT BARRIERS AND SELF-ORGANIZATION OF PLASMAS*K.A. Razumova, S.E. Lysenko, N.N. Timchenko**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

Based on the pressure profile conservation phenomenon in a tokamak, the method of the analysis of the turbulent modes characteristics responsible for the heat flux is suggested. Within this approach it is shown that heat fluxes are transferred mostly by low-number modes. The stronger flux induced by the pressure profile distortions is excited by the lower number modes. The role of the low-number modes in the internal transport barriers formation is discussed. The nontraditional interpretation of the improved confinement including the H-mode and advanced tokamak regimes is proposed.

Key words: tokamak, plasma confinement, self-organization, turbulence.

DOI: 10.21517/0202-3822-2016-39-4-78-85

ВВЕДЕНИЕ

Исследования последних десятилетий [1, 2] показали, что плазма токамака всегда турбулентна и самоорганизована [3]. В ней сохраняется наиболее устойчивый профиль плотности энергии (давления p_c). Под термином «сохранение профиля» имеется в виду то, что при временном воздействии на плазму внешних факторов, искажающих $p_c(r)$, по окончании этого воздействия профиль $p_c(r)$ восстанавливается. Во время существования фактора, искажающего $p_c(r)$, в плазме возникает такая турбулентность и, соответственно, такие тепловые потоки, которые уменьшают искажения $p_c(r)$ настолько это возможно при данной мощности воздействия. Эти потоки приводят к выносу тепла из плазмы, т.е. к ухудшению удержания. В процессе воздействия профиль $p_c(r)$ остаётся искажённым ровно настолько, сколько нужно для выноса из плазмы потока тепла, искажающего $p_c(r)$. Реально, так как механизм срабатывает быстро (для T-10 это сотни микросекунд), искажения $p_c(r)$ невелики и не видны на фоне погрешностей измерений. Возникла проблема правильного физического описания поведения такой системы. Было естественно начать с рассмотрения развития наиболее опасных неустойчивостей, но их очень много, они все не только нелинейны, но, развиваясь в одном и том же объёме плазмы, должны сильно влиять друг на друга. Задача становится слишком запутанной. Теоретики попытались ввести в эту задачу элементы статистического рассмотрения (Х. Гарбе [4], В.П. Пастухов и др. [5]), но получили сложные уравнения, которые могут решаться только в виде модельных задач. В.П. Пастухов существенно упростил задачу тем, что стал рассматривать только результирующую pressure-driven турбулентность, не вникая в то, как подпитывает её конгломерат исходных неустойчивостей. Наиболее простой, формальный подход реализовал К.С. Дябилин [6]. Он рассматривал плазму как неравновесную термодинамическую систему и, используя уже хорошо развитую в других областях науки методику для решения таких задач, нашёл для статистики Больцмана—Гиббса профиль логарифмической производной $k_0 = 1/p_c(r) \times dp_c(r)/dr$, соответствующий минимуму свободной энергии, т.е. минимуму турбулентной активности. Для описания динамики процесса восстановления профиля при малых отклонениях К.С. Дябилин использовал хорошо известное уравнение Смолуховского, описывающее релаксацию свободной энергии к минимуму при малых отклонениях. Сделав небольшой логический переход, К.С. Дябилин получил уравнение энергобаланса для плазмы

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla \cdot \left[\frac{\theta p}{\xi} \nabla \ln(p/p_c) \right], \quad (1)$$

где $\theta \propto p_0 \beta_0 / q_L^\alpha \propto p_0^2 / (B_0^2 q_L^\alpha)$, θ появляется из обычного уравнения термодинамики $F = -\theta S + E$ (F — свободная энергия; S — энтропия; E — энергия системы), θ характеризует энергонапряжённость системы и имеет размерность температуры; β — отношение давления плазмы к давлению продольного магнитного поля, $\beta = 8\pi r / B_0^2$; q_L — запас устойчивости, рассчитанный для края плазмы; степень $\alpha \sim 1$; p_0 — давление в центре плазмы.

Соответствующий радиальный поток тепла имеет вид

$$\Gamma = (\theta / \xi) p (\nabla p / p - |k_0|). \tag{2}$$

θ иногда называют «магнитной температурой», она не зависит от радиуса, ξ определяется диссипацией плазмы и зависит от характера турбулентного переноса, ξ может быть функцией радиуса и времени, θ/ξ имеет размерность коэффициента диффузии (m^2/c).

Уравнения, полученные К.С. Дябилиным, позволяют анализировать физические процессы в плазме, ранее непонятные [7]. Типичный вид функции k_0 для разряда с $q_L = 3,5$ показан на рис. 1. Он соответствует $p_c(r)$, близкому к экспериментальному. Однако k_0 при $r/a = 1$ стремится к бесконечности, так как К.С. Дябилин для простоты выбрал граничное условие $p_c(r) = 0$ на границе плазмы, что эквивалентно бесконечно поглощающей стенке. Это, конечно, абстракция. Граничные условия могут быть сложными и разными для лимитерных и диверторных токамаков. Самое правильное — экспериментально исследовать $p_c(r)$ на краю и рассчитать из этого профиля k_0 на краю. Как показывают расчёты, граничные условия влияют только на узкий слой пограничной плазмы и для рассматриваемой здесь задачи не существенны, но, конечно, могут быть важны для некоторых других задач.

Когда внешние воздействия отклоняют реальный профиль $k = 1/p(r) \times dp(r)/dr$ от k_0 на величину, необходимую, чтобы сбросить на стенку мощность, вводимую в плазму, несовпадение k и k_0 приводит к росту свободной энергии в виде развивающейся турбулентности, которая создаёт радиальный поток. Рост энергии, заключённой в турбулентности, должен приводить к увеличению транспортной способности плазмы (теплопроводности). Таким образом, транспортный коэффициент должен зависеть от величины плотности радиального теплового потока.

Цель работы — используя логику уравнения Дябилина, качественно найти физическую связь между самоорганизацией, формированием внутренних и внешних барьеров и режимов с улучшенным удержанием.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ, ОТВЕТСТВЕННОЙ ЗА РАДИАЛЬНЫЙ ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК

Эксперименты [8] показывают, что для различных токамаков в широком диапазоне режимов в плазме развивается одинаковый турбулентный механизм (рис. 2). Он изменяется только при очень высоких вкладах мощности нагрева, когда возбуждаются крупномасштабные МГД-неустойчивости с низкими полоидальными номерами m и внутренние срывы. Последние разрушают

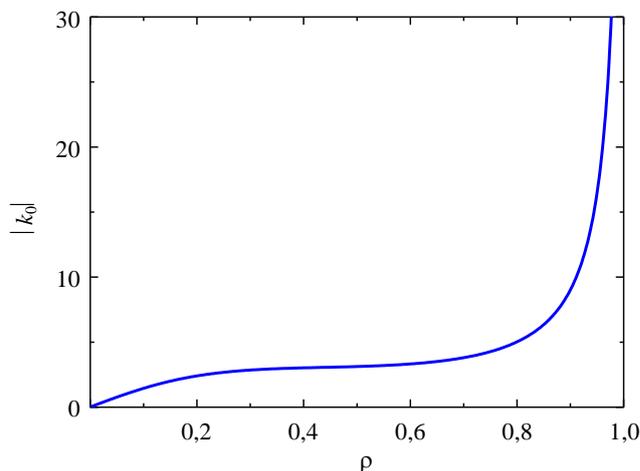


Рис. 1. Радиальная зависимость логарифмического градиента самоогласованного профиля давления $k_0 = \nabla p / p$ в разряде с $q_L = 3,5$

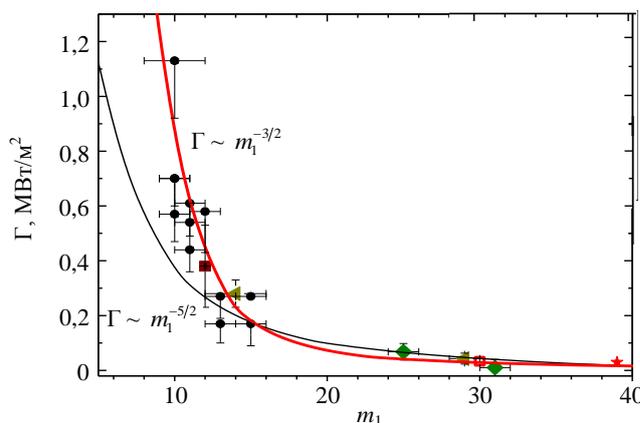


Рис. 2. Взаимосвязь нижнего номера моды, ограничивающего турбулентный спектр m_1 , и плотности теплового потока перед барьером для различных токамаков; m_1 находится из сравнения ширины транспортного барьера и ширины зоны без рациональных поверхностей с низким номером моды ($\Gamma_{Эп}$). Чем ниже m_1 , тем шире спектр и тем больший поток может пройти через плазму: —, — — разные степенные зависимости ($-3/2$ и $-5/2$) потока от m_1 ; ● — DIII-D; ◀ — RTP; ■ — JT-60; ◆ — T-10; ◻ — MAST; ★ — KSTAR

структуру рациональных поверхностей и, следовательно, влияют на механизм турбулентности. В конечном итоге внутренние срывы могут взять на себя функцию сброса энергии, но механизм этот слишком грубый и легко приводит к полному развалу плазменной структуры — потере самоорганизации.

Надо обратить внимание на то, что в используемом нами термодинамическом подходе поток энергии связывается через транспортный коэффициент не с производной профиля давления, как в обычной диффузионной модели, а с разностью производных для реального и самосогласованного профилей $k - k_0$. В обычном случае мы рассматриваем только характеристики сформировавшегося самосогласованного профиля. В нашем подходе — динамику энергетических потерь как механизм, поддерживающий этот профиль. Транспортный коэффициент в обычной диффузионной модели растёт с ростом радиуса, так как профиль p_c колоколообразный. В термодинамическом подходе картина оказывается другой. При деформации профиля давления, например, в результате вклада мощности дополнительного нагрева увеличивается свободная энергия и раскачивается некоторый спектр мод турбулентности. Мы полагаем, что каждая мода быстро доходит до своего насыщения, энергия, которую способна переносить по радиусу данная мода турбулентности, тем меньше, чем выше m . Тогда нижняя мода m_1 в возбуждённом турбулентном спектре должна зависеть от величины переносимого потока Γ . Это и демонстрирует рис. 2 [8], где нанесены точки для разных установок и методов нагрева. Этот факт говорит об универсальности рассматриваемой турбулентности.

Для анализа характера турбулентного спектра и величины нижнего номера моды m_1 мы используем здесь, как хорошо проверенную в экспериментах на токамаках [9—11] гипотезу о механизме образования внутренних барьеров (ITB) в зонах без рациональных поверхностей с низкими значениями m и n ($q = m/n$), в так называемых «зазорах» (гар или Гэп), где для низких значений m нет рациональных поверхностей. Сравнивая измеренную экспериментально ширину барьера Δ_{ITB} с расчётной величиной δ_{gap} , которая пропорциональна $(m_1 dq/dr)^{-1}$, мы находим нижнюю граничную моду m_1 . Такой метод, конечно, надо считать оценкой, а не измерением, так как мы не знаем корреляционной длины для рассматриваемых мод, но существование сильной зависимости между плотностью потока Γ и величиной m_1 делает его полезным. Надо подчеркнуть, что на кривую $\Gamma \sim m_1^{-3/2}$ (см. рис. 2) хорошо легла точка с установки KSTAR, полученная другим более точным методом — по полоидальному числу островов, измеренных диагностикой ECE imaging вблизи внешнего барьера [13].

На рис. 3 показан пример расчёта полоидального номера моды m_1 для омического режима на установке RTP [14]. Видно, что Δ_{ITB} , определённый на радиусе $q = 1$ при измеренном dq/dr , соответствует δ_{gap} для $m_1 \approx 30$, однако при таком m_1 видны Гэпы и на более высоких q (больших радиусах), а очевидных барьеров там не видно, поэтому можно предположить, что m_1 увеличивается с радиусом. Тогда турбулентный спектр должен сужаться, а транспортный коэффициент падать к периферии плазмы.

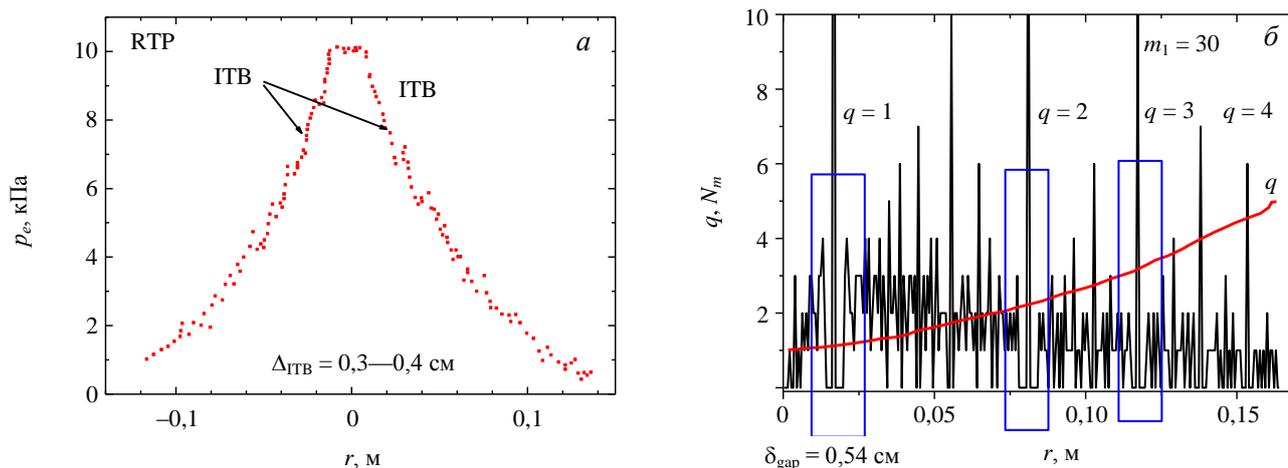


Рис. 3. Токамак RTP: *a* — профиль электронного давления в омическом режиме; *b* — профиль запаса устойчивости q и плотность рациональных магнитных поверхностей при $m_1 = 30$; \square — зоны Гэпов

Итак, при небольших Γ , например, в омическом (ОН) режиме нижняя граница спектра турбулентных мод $m_1 \approx 30$, а с ростом Γ может уменьшиться до $m_1 \approx 10$ [3], увеличивая при этом транспортную способность плазмы. Таким образом, мы видим, что транспортная способность плазмы растёт с ростом плотности потока. Но с ростом радиуса Γ убывает как $1/r$ и, следовательно, транспортный коэффициент θ/ξ падает, что противоречит обычной диффузионной модели.

Мы уже отмечали, что турбулентный механизм одинаков для всех токамаков. Нас в данном случае не интересует, какие именно неустойчивости подпитывают эту результирующую турбулентность, но мы знаем её основные черты: это МГД-турбулентность, ячейки которой связаны с рациональными поверхностями. Она генерируется искажениями профиля давления таким образом, чтобы возникающие потоки энергии приближали систему к самосогласованному состоянию.

Н-МОДА

Интенсивный нагрев центральной зоны плазмы и сильное охлаждение её края приводят к искажению профиля давления, которое должно корректироваться турбулентным потоком. В соответствии с изложенной идеологией сильное увеличение теплового потока означает, что величина m_1 уменьшается. Для низших мод может существовать Гэп около периферийной рациональной поверхности с невысокими номерами m_1 , а значит, может возникнуть ГТВ или Н-мода (ЕТВ). Из уравнения (2) видно, что пинчевой (против градиента) поток $\theta/\xi k_{\theta\rho}$ растёт на периферии (см. рис. 1). Это значит, что для протекания одинакового Г здесь нужен бóльший ∇p . Уменьшение θ/ξ увеличивает этот эффект, поэтому мы вправе ожидать транспортный барьер с хорошо выраженным ∇p (более эффективным, чем во внутренних участках плазмы).

На рис. 4 представлены расчёты плотности рациональных магнитных поверхностей (RMS) для разряда с Н-модой в лимитерном токамаке TEXTOR, где профили температуры и плотности были измерены с высокой точностью [15]. В этом случае ширина транспортного барьера составила $\Delta_{\text{ГТВ}} = 2,5$ см и m_1 находилось между 15 и 25. Гэп формируется за счёт низкого dq/dr и низкого номера моды m_1 . На рис. 5 показан профиль плотности плазмы в Н-моду на токамаке DIII-D с дивертором [16]. Здесь $\Delta_{\text{ГТВ}} = 3,5$ см относится к $m_1 \sim 20$. Эти результаты подтверждают идею, что Н-моду можно интерпретировать как

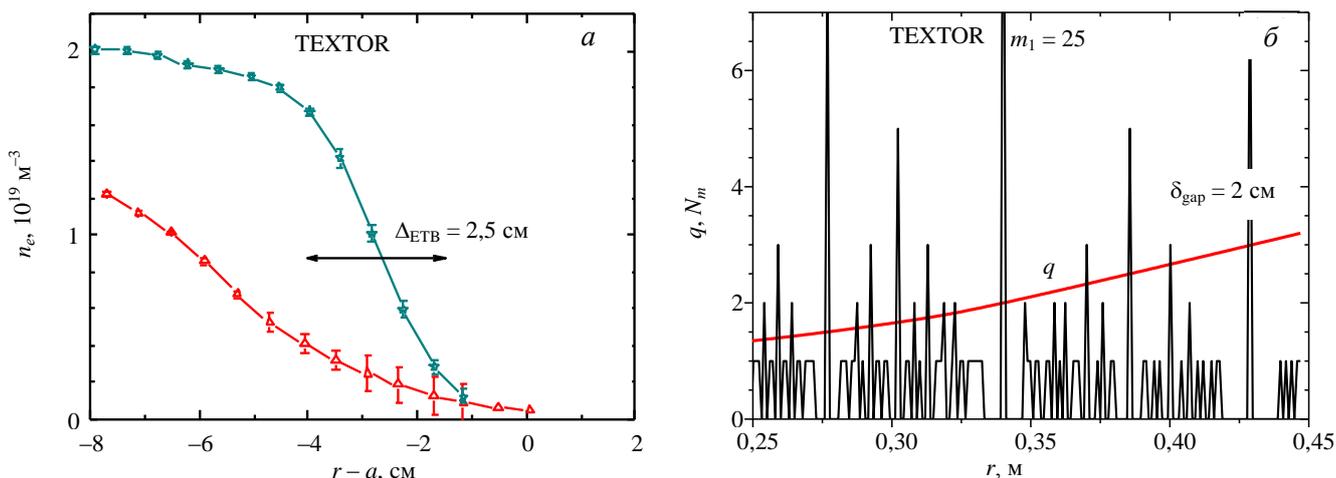


Рис. 4. Токамак TEXTOR: *a* — профиль плотности плазмы в зоне ЕТВ (\star), для сравнения показан профиль в разряде с L-модой (\triangle); *б* — результаты расчёта плотности рациональных поверхностей N_m для $m_1 = 25$ и запаса устойчивости q

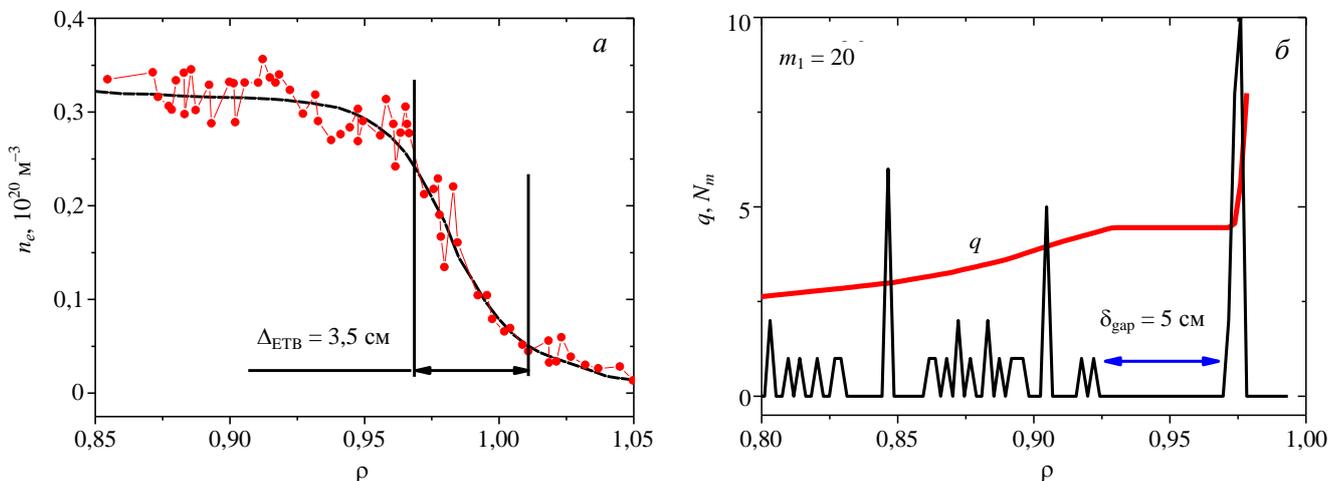


Рис. 5. Токамак DIII-D: *a* — профиль концентрации плазмы в зоне ЕТВ (\bullet — лазерные измерения и сглаженная кривая); *б* — профиль запаса устойчивости q и плотности рациональных поверхностей

барьер, формируемый в Гэпе при относительно малых номерах m_1 . Это утверждение поддерживается также простой логикой: маловероятно, чтобы одинаковые явления — внутренний и внешний барьеры — объяснялись различными физическими причинами.

Как уже отмечалось, количество островков на внутренней стороне барьера находится в хорошем соответствии с расчётной величиной m_1 [17]. Специфика кривой на рис. 2 приводит к тому, что небольшие изменения Γ влияют на изменение числа островков в полоидальном направлении.

Итак, характеристики для внешнего барьера ложатся на ту же зависимость, что и для внутреннего, кроме того, простая логика говорит о том, что маловероятно, чтобы два одинаковых явления на разных радиусах объяснялись разными физическими механизмами.

СОХРАНЕНИЕ ПРОФИЛЯ ЛОГАРИФМИЧЕСКОЙ ПРОИЗВОДНОЙ ДАВЛЕНИЯ k ВНУТРИ БАРЬЕРА

Сохраняется ли профиль k внутри ГТВ, где ∇p намного выше, чем в окружающей плазме? Как показано в [6], самоорганизация приводит к сохранению логарифмической производной профиля давления (при этом $p(r)$, конечно, тоже сохраняется), поэтому профиль k может сохраняться и при других абсолютных значениях ∇p . Однако барьеры обычно имеют ширину порядка 1 см, и профиль давления или его производную измерить на таком участке невозможно. Для таких измерений надо иметь очень широкие барьеры.

Существуют режимы работы токамака, в которых при большой мощности нагрева создан такой профиль $q(r)$, при котором производная dq/dr мала на большом участке плазмы. Так как $\delta_{\text{Gap}} \propto (m_1 dq/dr)^{-1}$, а m_1 уменьшается с ростом мощности (см. рис. 2), это создаёт условия, когда тепло должно переноситься низкими модами, для которых существуют широкие Гэпы, не пропускающие этот поток. Он реализуется только высокими модами, и транспортный коэффициент падает. Широкие Гэпы, возникающие около разных рациональных поверхностей, смыкаются, и получается режим с широким участком повышенного удержания, именуемый режим advanced tokamak, как бы сплошной барьер.

На рис. 6 и 7 представлены экспериментальные результаты JET и DIII-D для режимов улучшенного удержания [18, 19]. Расчёты плотности RMS для DIII-D показали, что для средних радиусов в зоне

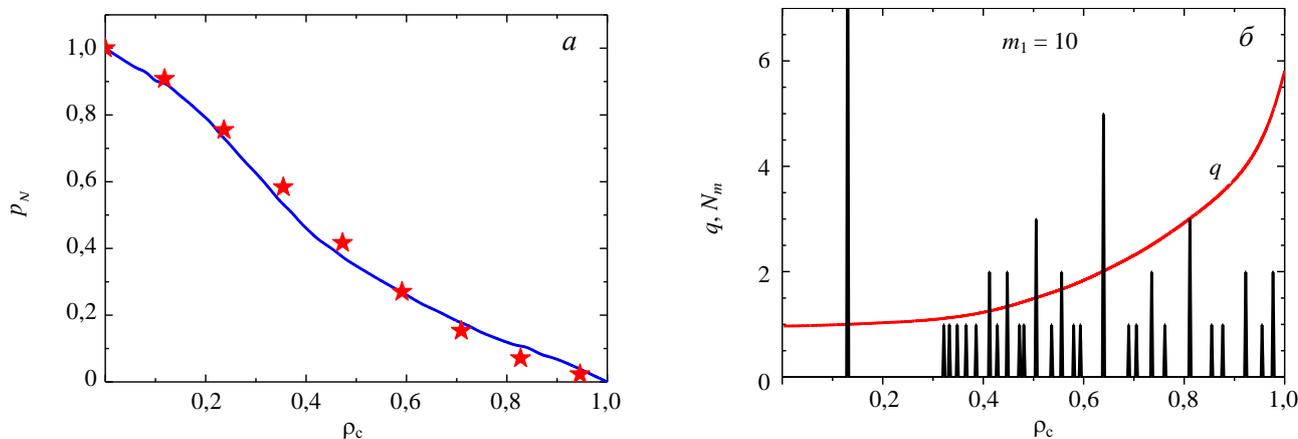


Рис. 6. JET (режим advanced tokamak, № 75 225): *a* — экспериментальный нормированный профиль давления плазмы (* — аппроксимационная формула для самосогласованного профиля давления), $p_c \sim (1 - \rho_c^{3/2})^3$; *б* — результаты расчёта запаса устойчивости q и плотности рациональных поверхностей для $m_1 = 10$

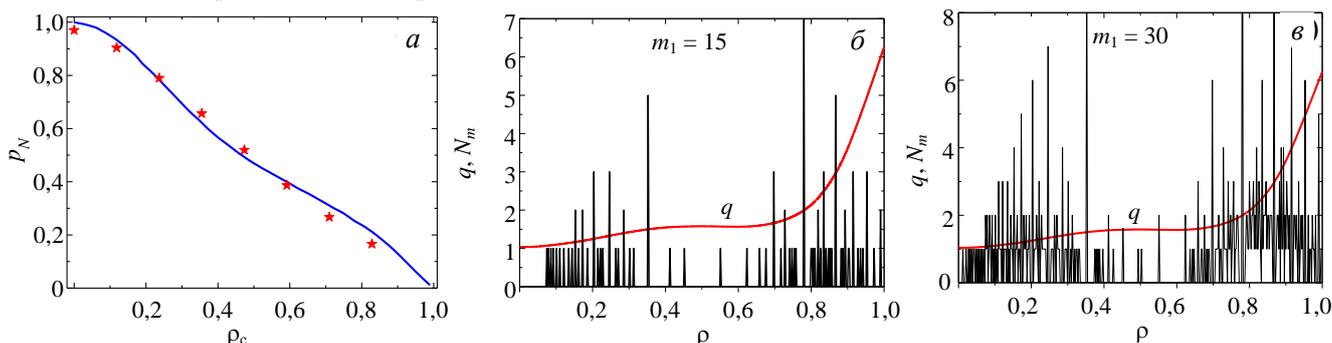


Рис. 7. DIII-D (режим advanced tokamak, № 87 977): *a* — экспериментальный нормированный профиль давления плазмы (* — аппроксимационная формула для самосогласованного профиля давления); *б*, *в* — расчёт плотности RMS при $m_1 = 15$ и $m_1 = 30$ соответственно

улучшенного удержания толстая кривая на рис. 2 при экспериментальной мощности нагрева даёт $m_1 \cong 15$, при этом (см. рис. 7, б) Гэпы получаются очень широкими и смыкаются между собой. Плотность теплового потока изменяется с радиусом, а это значит, что ширина турбулентного спектра и величина m_1 тоже изменяются с радиусом. В центральной зоне m_1 падает и Гэпы растут. Это приводит к уширению зоны улучшенного удержания к центру плазмы. Гэпы становятся уже при увеличении номера моды: они очень узкие при $m_1 > 30$ и практически пропадают при $m_1 \geq 60$ (см. рис. 7, в). Поэтому пониженная теплопроводность внутри областей улучшенного удержания может быть связана с высокими номерами мод — $m_1 > 30$, которые в этом случае определяют перенос. Звездочки на этих рисунках соответствуют аппроксимации самосогласованного профиля давления. Мы видим хорошее соответствие экспериментального профиля самосогласованному, и можем заключить, что и внутри барьера профиль давления остаётся самосогласованным, но с другим транспортным коэффициентом, соответствующим $m_1 > 30$, как в ОН, где обычно раскачивается такой спектр. Измеренная в таком режиме теплопроводность оказывается близкой к омической.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рациональные магнитные поверхности (RMS) являются каналами, трансформирующими свободную энергию в турбулентность. Структура RMS играет важную роль в турбулентном транспорте, интенсивность которого прямо связана со спектральным диапазоном возбуждаемых мод. Существование режимов, где моды с номерами ниже некоторой величины m_1 не представлены в спектре в силу существования Гэпов, приводит к уменьшению транспортной способности и локальному росту ∇p — транспортному барьеру. Анализ результатов, полученных на разных токамаках, показывает, что увеличение плотности радиального потока приводит к уменьшению нижнего номера моды в турбулентном спектре (см. рис. 2). Таким образом, мы видим, что, когда плазма должна переносить большой поток, в ней развивается дополнительная турбулентность с более низкими m , т.е. при увеличении мощности нагрева растёт теплопроводность плазмы и ухудшается энергетическое время жизни, что мы хорошо знаем из скейлингов. Однако для низких m уширяются Гэпы около рациональных поверхностей с низкими модами, и возникает возможность образования барьера, в котором перенос тепла реализуется только высокими модами турбулентности, для которых нет Гэпа. Снижение транспортного коэффициента приводит к росту ∇p в зоне Гэпа. Вне неё транспорт по-прежнему определяется широким спектром мод.

Качественно схема связи между возбуждаемыми модами и образование ИТВ в Гэпах показаны на рис. 8. Появление Гэпов является причиной снижения роли мод с низкими m в тепловом потоке. Белые кружки на этом рисунке соответствуют участкам плазмы, где рациональные поверхности с данным m отсутствуют, а голубые кружки соответствуют затруднённому контакту между модами. Фиолетовые кружки представляют моды, у которых хороший контакт с соседней рациональной поверхностью. Для мод высоких номеров тепловой контакт всегда хороший. Под хорошим контактом между модами на соседних RMS мы понимаем условие, когда корреляционные длины неустойчивостей с данным номером m таковы, что области возмущения перекрываются.

Итак, как уже говорилось, отсутствие на каком-то участке рациональных поверхностей с низкими m приводит к тому, что на этих участках снижается транспортная способность и растёт ∇p . При достаточно плоском профиле $q(r)$ может возникнуть цепочка Гэпов и ИТВ. Такой режим называется advanced tokamak или режим hybrid.

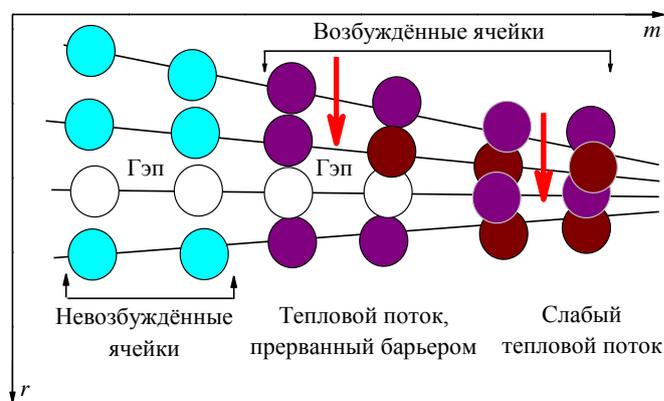


Рис. 8. Схематическое изображение взаимодействия турбулентных мод, по горизонтальной оси отложены номера мод, радиус плазмы направлен вниз: ● — возбуждённые моды; ● — невозмущённые моды; ○ — отсутствующие рациональные поверхности

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Потоки, которые поддерживают самоорганизованный профиль давления, определяются турбулентностью, аккумулярованной на рациональных магнитных поверхностях. Транспортный коэффициент растёт с ростом плотности теплового потока в противоречии с обычной диффузионной моделью. Этим процессом определяются практически все энергетические потери плазмы, кроме радиационных потерь и относительно малых неоклассических потерь. Неоклассический поток, вообще говоря, должен суммироваться с потоком уравнения (2).

На базе термодинамического подхода к самоорганизации плазменного давления мы можем качественно описать поведение плазмы как в L-моде, так и в режиме с транспортными барьерами, включая режим advanced tokamak.

По всей вероятности, существование H-моды объясняется таким же механизмом, что и внутренние барьеры — образованием Гэпа на внешней магнитной поверхности с невысокими m и n .

Работа выполнена при финансовой поддержке Росатома, контракт № Н.4х.44.9Б.16.1021. Моделирование и обработка данных токамака Т-10 выполнены С.Е. Лысенко при поддержке РНФ, проект № 14-22-00193.

REFERENCES

1. **Weisen H., Behn R., Furno I. et al.** Profile consistency features in shaped sawtoothed Ohmic TCV plasmas. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1998, vol. 40, p. 1803.
2. **Razumova K.A., Andreev V.F., Eliseev L.G. et al.** Tokamak plasma self-organization — synergetics of magnetic trap plasmas. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 083024.
3. **Dnestrovskij Yu.N.** Self-organization of hot plasmas. — Springer, 2015.
4. **Garbet X., Abiteboul J., Strugarek A. et al.** Thermodynamics of neoclassical and turbulent transport. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2012, vol. 54, p. 055007.
5. **Pastukhov V.P., Chudin N.V.** An effective model of plasma turbulent convection of the tokamak central region. — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 2009, vol. 90, № 10, p. 722 (in Russian).
6. **Dyabilin K.S., Razumova K.A.** Interpretation of the tokamak self-consistent pressure profiles. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 053023.
7. **Dyabilin K.S., Razumova K.A.** Explanation of self-consistent pressure profiles in tokamak with the help of thermodynamic approach. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2015, vol. 41, p. 747 (in Russian).
8. **Razumova K.A., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E.** The mechanisms, determinative the radial flows of heat in the tokamak plasma. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2016, vol. 42, p. 787 (in Russian).
9. **Joffrin E., Challis C.D., Conway G.D. et al.** Internal transport barrier triggering by rational magnetic flux surfaces in tokamaks. — Nucl. Fusion, 2003, vol. 43, p. 1167.
10. **Razumova K.A., Andreev V.F., Bel'bas I.S. et al.** The formation of internal transport barrier and MHD activity in experiments with control of density of rational magnetic surfaces. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2013, vol. 39, p. 779 (in Russian).
11. **De Vries P.C., Joffrin E., Brix M. et al.** Internal transport barrier dynamics with plasma rotation in JET. — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 075007.
12. **Razumova K.A., Donné A.J.H., Andreev V.F. et al.** Reduced core transport in T-10 and TEXTOR discharges at rational surfaces with low magnetic shear. — Nucl. Fusion, 2004, vol. 44, p. 1067.
13. **Yun G.S., Lee W., Choi M.J. et al.** Two-dimensional visualization of growth and burst of the edge-localized filaments in KSTAR H-mode plasmas. — Phys. Rev. Lett., 2011, vol. 107, p. 045004.
14. **De Baar M.R., Hogewij G.M.D., Lopes Cardozo N.J.** Bifurcated states of ohmically heated tokamak plasmas. — Phys. Rev. Lett., 1999, vol. 82, p. 89.
15. **Soldatov S.V., Kramer-Flecken A., Kantor M. et al.** Turbulence, flows and edge localized mode (ELM) dynamics in limiter H-mode plasmas in TEXTOR. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2010, vol. 52, p. 085001.
16. **Callen J.D., Groebner R.J., Osborne T.H. et al.** Analysis of pedestal plasma transport. — Nucl. Fusion, 2010, vol. 50, p. 064004.
17. **Lee J.E., Yun G.S., Kim M. et al.** Toroidal mode number transition of the edge localized modes in the KSTAR plasmas. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 113035.

18. **Garcia J., Giruzzi G. and JET EFDA Contributors.** On the different physical mechanisms for accessing hybrid scenarios on JET. — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 043023.
19. **Lazarus E.A., Navratil G.A., Greenfield C.M. et al.** Higher fusion power gain with profile control in DIII-D tokamak plasmas. — Nucl. Fusion, 1997, vol. 37, p. 7.

AUTHORS

Razumova K.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;
razumova_KA@nrcki.ru

Lysenko S.E. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Lysenko_SE@nrcki.ru

Timchenko N.N. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;
Timchenko_NN@nrcki.ru

Received 6 June 2016
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2016, vol. 39, issue 4, pp. 78—85.