

# Курс лекций: Физико-технические основы токамака-реактора ИТЭР

Владимир Юрьевич Сергеев

проф., д.ф.м.н., кафедра физики плазмы

физико-технический факультет СПбГПУ

# Содержание лекции № 3-7 «Фундаментальные транспортные процессы»

- 3.1. Физические механизмы удержания.
- 3.2. Столкновительный перенос.
- 4.1. Неоклассический перенос.
- 5.1. Различные режимы удержания и скейлинги.
- 6.1. Микронеустойчивости. Электронная дрейфовая волна.
- 6.2. Флуктуации и их связь с турбулентным переносом.
- 6.5. Основные масштабы и механизмы турбулентного переноса. Эффект «жестких» профилей.
- 7.1. Подавление турбулентного переноса широм вращения.
- 7.2. Экспериментальные наблюдения подавления турбулентного переноса тепла.
- 7.3. Описание переноса частиц.

## *Физические механизмы удержания*

- Чтобы зажечь плазму – ее надо удерживать достаточно долго. Глобальное время удержания энергии вводится следующим образом:

$$\tau_E = \frac{\int 3/2(T_i + T_e)d^3x}{P}$$

где  $P$  – вкладываемая мощность. Аналогично определяется и время удержания частиц. Удержание ограничено процессами диффузионного и конвективного переноса.

- В плазме можно выделить три вида потерь энергии, частиц и момента
  - 1) Потери за счет орбит, которые не удерживаются магнитной ловушкой (не зависят от столкновений)
  - 2) Перенос за счет классических кулоновских столкновений частиц разного сорта
  - 3) Турбулентный перенос (электромагнитные или электростатические флуктуации)

## Орбитальные потери

- Магнитное удержание неидеально. В плазме установок всегда существуют магнитные зеркала, в которых частицы, захваченные в эти зеркала, могут их покинуть при достаточно больших отношениях  $v_{\parallel}/v_{\perp}$ .
- В стеллараторах и токамаках количество катушек тороидального магнитного поля конечно – между ними существуют магнитные пробки, в которых захваченные частицы дрейфуют в вертикальном направлении благодаря неоднородному магнитному полю, и в конечном счете могут выйти из ловушки (*orbit losses*).
- Особенно эти потери важны для быстрых частиц – термоядерных альфа-частиц, а также частиц, нагреваемых пучками нейтральных атомов, ВЧ-волнами.

## Столкновительный перенос в цилиндре (подход случайных блужданий)

- В плазме, парные столкновения являются основным механизмом поперечного переноса тепла и частиц в классической модели случайных блужданий, что описывается коэффициентом диффузии  $D$

$$D \propto \frac{\lambda^2}{\tau_c},$$

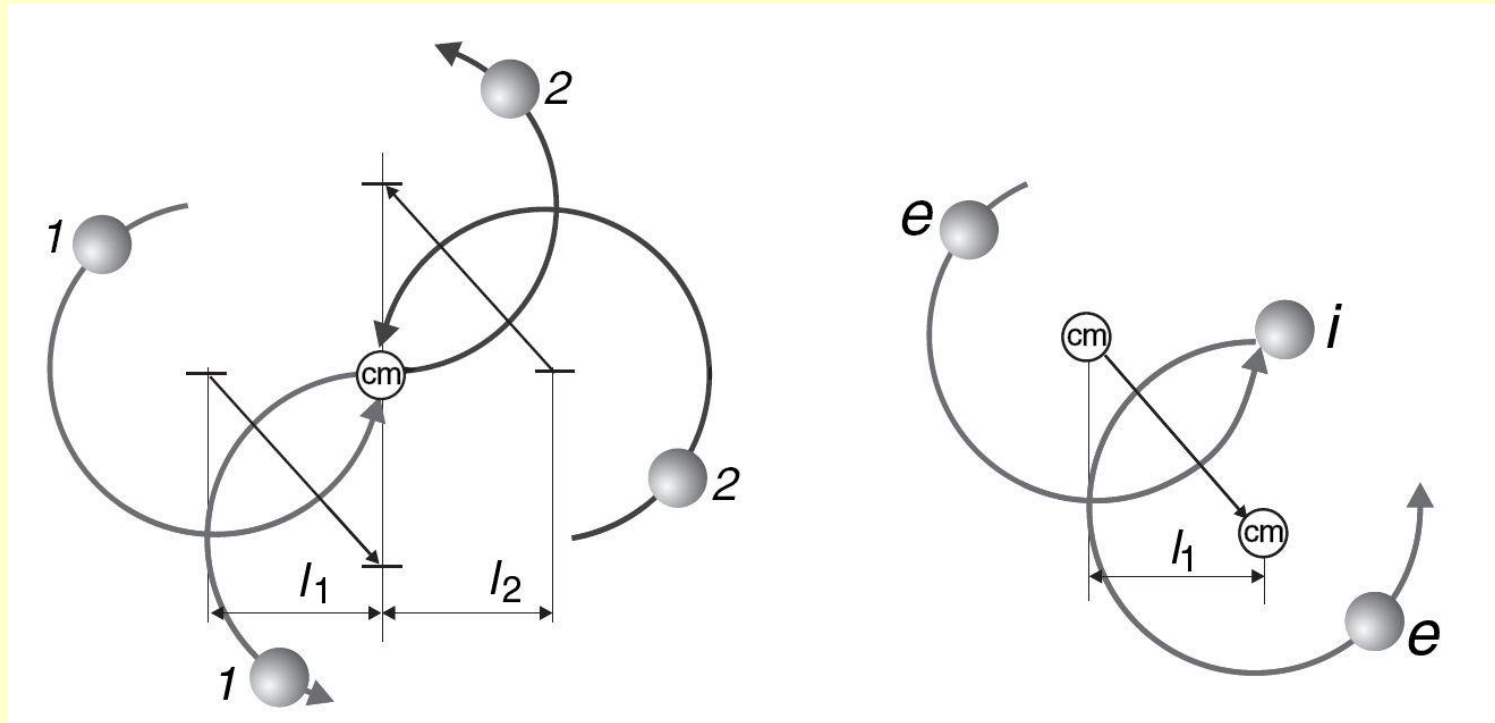
где  $\lambda$  - шаг блуждания,  $\tau_c$  - характерное время шага блуждания.

- В цилиндрической геометрии, они соответственно задаются временем столкновений и ларморовским радиусом электронов или ионов
- Время удержания для цилиндра радиусом  $a$  определяется

$$\tau \propto a^2 / D, \quad \tau = \tau_c (a / r_L)^2$$

- Поскольку и время столкновений и ларморовский радиус пропорционален корню из массы частицы, классическое время удержания электронов в корень из масс больше, чем ионное.
- Однако, поскольку диффузия возможна в полностью ионизованной плазме только при столкновениях разных частиц (см. след. слайд) характерное время определяется обратной частотой электрон-ионных столкновений.

## Столкновительные потери (классический цилиндр)



- Particle gyro motion in like (*left*) and unlike (*right*) particle collisions. Only in collisions of unlike particles, the centre of mass (cm) of the electron population is displaced.

## Столкновительный перенос в цилиндре (подход диффузии резистивной плазмы)

- Описывается законом Ома и уравнением баланса давлений

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \cdot \mathbf{j}, \quad \mathbf{j} \times \mathbf{B} = \nabla p, \quad \eta = m_e v_{ei} / (ne^2)$$

- Тогда скорость поперечного движения плазмы определяется

$$\mathbf{v}_\perp = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2 - \eta \cdot \nabla p / B^2$$

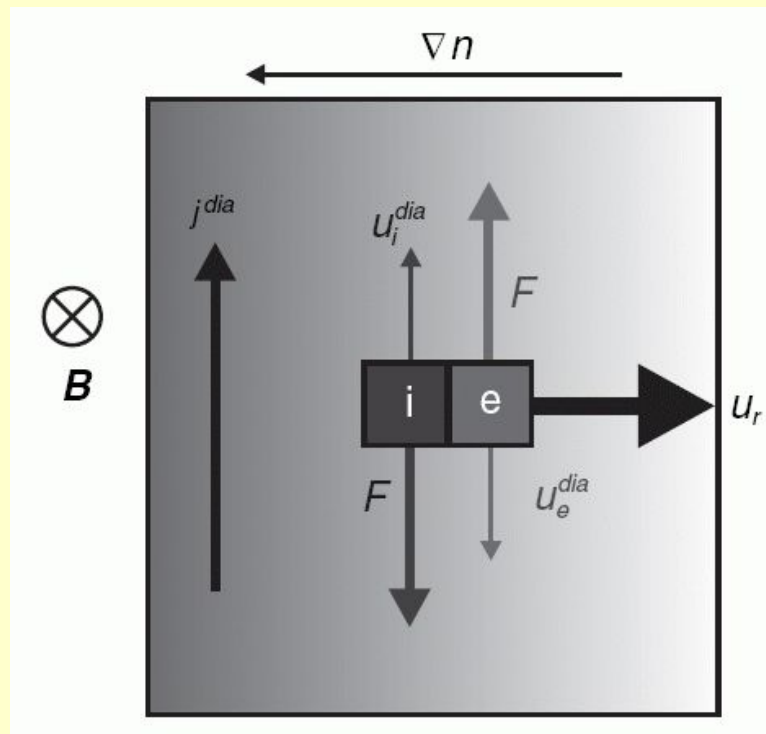
- Первый член отражает дрейф в скрещенных полях в полностью ионизованной плазме с идеальной проводимостью (сохранение магнитного потока в элементе жидкости), а второй как раз и отражает диффузию плазмы за счет конечной проводимости.
- Воспользовавшись уравнение непрерывности легко показать, что  $D$  определяется

$$D = \eta^2 p / B^2 = r_L^2 / \tau_e$$

что эквивалентно модели случайных блужданий.

## Столкновительный перенос в цилиндре (подход - сила трения при диамагнитном дрейфе)

- Диамагнитный ток пропорционален концентрации и направлен по разному для электронов и ионов, отсюда сила трения, которая универсально приводит к потоку перпендикулярному силе трения и магнитному полю.
- Легко показать, что коэффициент диффузии в таком случае будет такой же.





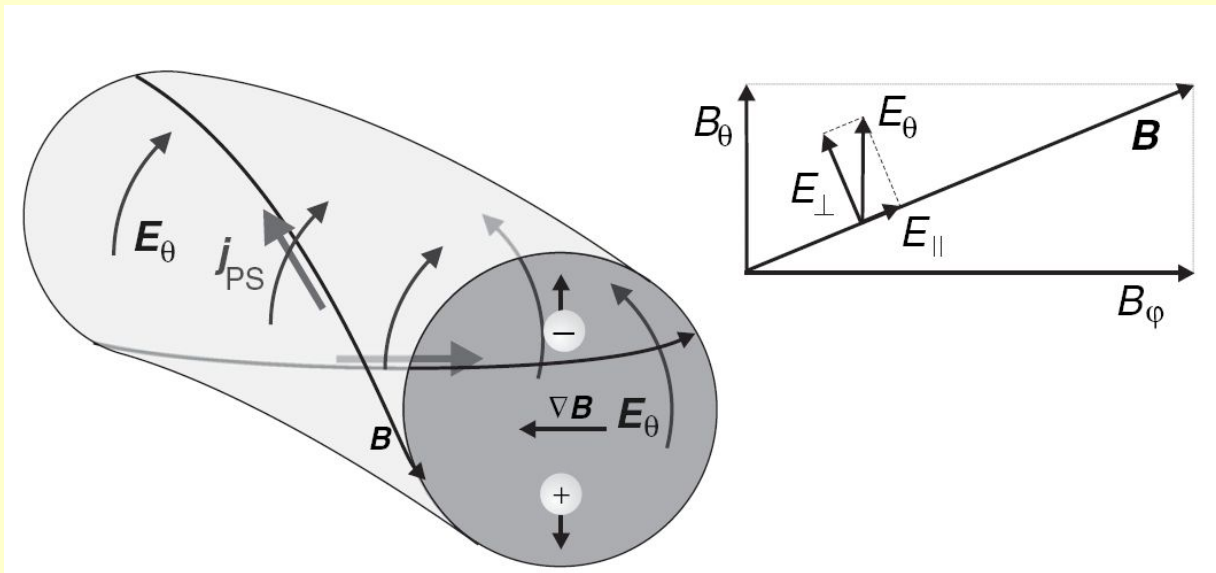
## Столкновительный перенос в торе (режим Пфирша-Шлютера)

- Есть две коррекции по сравнению с классическим переносом:

$$\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2 - \eta \cdot \nabla p/B^2$$

1) радиальный поток связанный с диффузией становится полоидально несимметричный

2) Возникает вертикальное электрическое поле из-за того, что вращательное преобразование не может полностью компенсировать разделение зарядов, вызванное кривым магнитным полем. В результате возникают токи Пфирша-Шлютера, показанные на рисунке.



$$D^{PS} = D^c \left( 1 + 2q^2 \frac{\eta_{\parallel}}{\eta_{\perp}} \right)$$

## Столкновительный перенос в торе (режим бананов)

- В отсутствии столкновений частицы с  $v_{\parallel} < \varepsilon^{1/2} v_{\perp}$  захвачены в областях слабого магнитного поля. Несмотря на то, что доля  $\varepsilon^{1/2}$  таких захваченных частиц невелика, при малой столкновительности они могут доминировать в переносе. Когда частица совершает по крайней мере одно возвратное (*bounce*) движение до следующего столкновения – начинается *банановый* режим.

- Столкновения приводят к тому, что в пространстве скоростей частиц уходят из области захваченных в область пролетных (при угле  $v_{\parallel}/v_{\perp} = \Delta\vartheta \sim \varepsilon^{1/2}$ ), та что эффективная частота столкновений  $\nu/(\Delta\vartheta)^2 \sim \nu/\varepsilon$ . Эта эффективная частота столкновений должна быть меньше баунс-частоты  $\varepsilon^{1/2} v_T/qR$ , то есть

$$\nu < \varepsilon^{3/2} v_T/qR$$

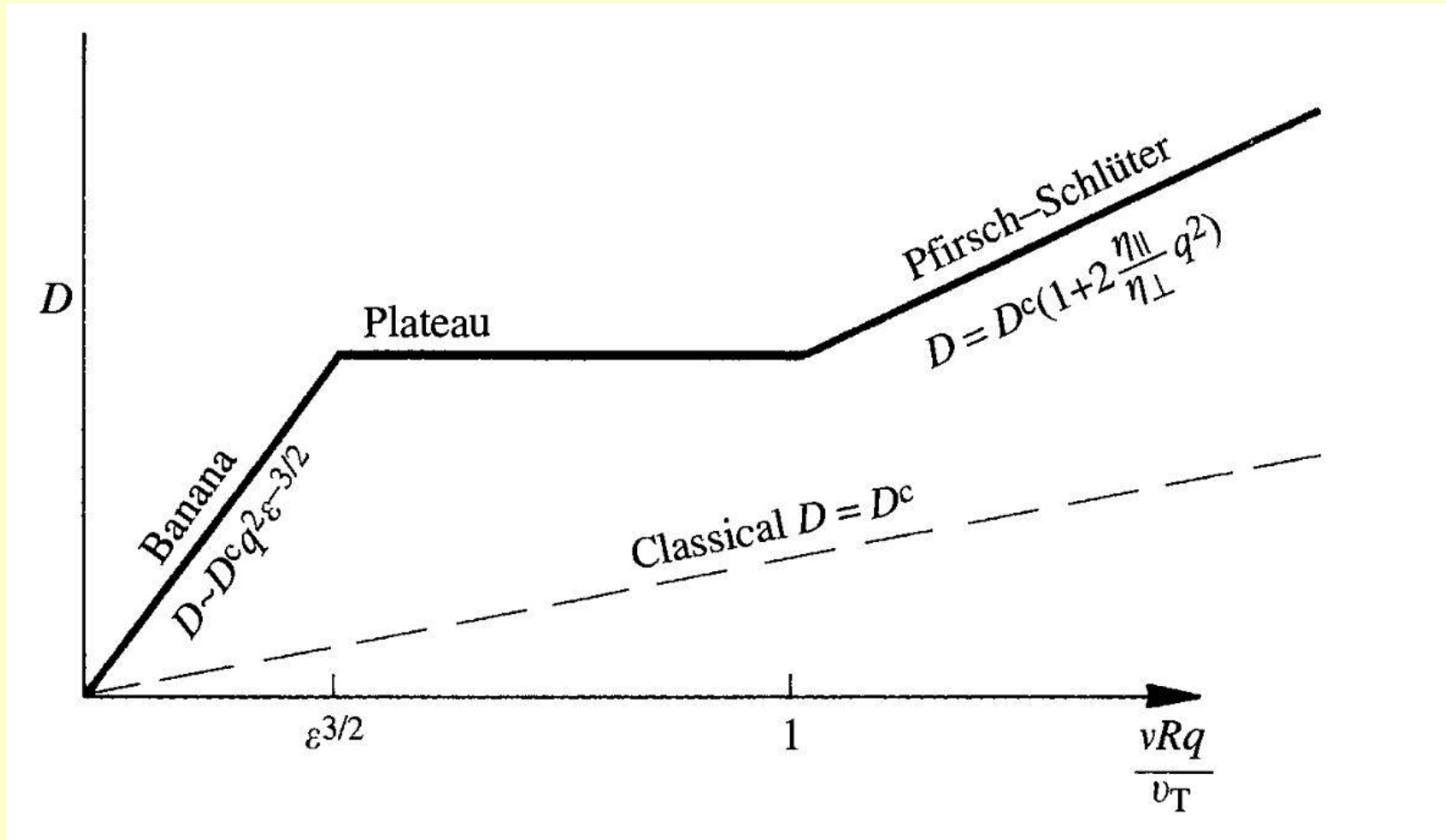
- При этом вместо ларморовского радиуса в модели случайных блужданий надо подставлять ширину банана  $w_b \sim (q/\varepsilon^{1/2})\rho_L$ , а вместо частоты – эффективную частоту столкновений. Надо учесть что доля захваченных частиц  $\varepsilon^{1/2}$

$$D^{ban} \sim \frac{\varepsilon^{1/2} (\rho_L q / \varepsilon^{1/2})^2}{\varepsilon / \nu} \sim r_L^2 \nu \frac{q^2}{\varepsilon^{3/2}} = D^c \frac{q^2}{\varepsilon^{3/2}}$$

- Таким образом, по сравнению с классической диффузией банановая диффузия увеличивается в  $q/\varepsilon^{3/2}$  раз, а по сравнению с диффузией Пфирша-Шлютера в  $\varepsilon^{3/2}$  раз.

## Столкновительный перенос в торе (summary)

- Классический коэффициент диффузии  $D \equiv D^c$  зависит от отношения частоты столкновений  $\nu$  к баунс-частоте  $Rq/\nu_T$



## Неоклассические эффекты (*Ware pinch*)

- Это поток частиц внутрь благодаря продольному электрическому полю. Для захваченных частиц это следует прямо из тороидальных уравнений движения

$$\frac{d}{dt} m_j v_\phi = e_j (E_\phi + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})_\phi)$$

- Для захваченных частиц интеграл между столкновениями левой части уравнения равен нулю, так что

$$(\mathbf{v} \times \mathbf{B})_\phi = v_\perp B_\theta = -E_\phi \Rightarrow \langle v_\perp \rangle = -E_\phi / B_\theta$$

- Так как часть захваченных частиц порядка  $\varepsilon^{1/2}$ , то поток внутрь будет

$$\Gamma \sim \varepsilon^{1/2} n E_\phi / B_\theta$$

- Надо отметить, что величины этого потока небольшие для того, чтобы значительно влиять на наблюдаемые радиальные профили частиц. Обычно делаются предположения об аномальном пинче.

## Неоклассические эффекты (Bootstrap current)

- Пинч Ware – это радиальный поток благодаря продольному полю. Существует также продольный ток при наличии радиального градиента плотности – бутстреп-ток. Ниже приведены простейшие соображения на этот счет.

- Запертые части имеют долю  $\varepsilon^{1/2}$  от общего числа частиц, их типичная параллельная скорость  $\varepsilon^{1/2} v_T$ , а ширина банана  $w_b \sim (q/\varepsilon^{1/2}) \rho_L$ .

- Можно по аналогии с диамагнитным (поперек магнитного поля) током пролетных частиц можно оценить поток вдоль магнитного поля, которые переносят запертые частицы

$$j_t \sim -e\varepsilon^{1/2} (\varepsilon^{1/2} v_T) w_b \frac{dn}{dr} \sim -q \frac{\varepsilon^{1/2}}{B} T \frac{dn}{dr}$$

- Такой поток переносят как запертые электроны так и запертые ионы, передавая часть момента пролетным частицам. В результате, возникающая разность скоростей пролетных частиц и есть бутстреп-ток  $j_b$ . Передача момента между пролетными ионами и электронами можно оценить с помощью такого тока

- $v_{ei} m_e j_b / e$ . Для пролетных электронов это сбалансируется передачей их момента к запертым электронам. Последние имеют область  $\varepsilon^{1/2}$  в пространстве скоростей из которой диффузионно уходят с эффективным временем  $\tau_{eff} \sim (\varepsilon^{1/2})^2 \tau_{ee}$ . Поэтому передача момента между пролетными и запертыми электронами  $v_{ee} / \varepsilon m_e j_t / e$

- Приравнивая два выражения для передачи момента и полагая  $\tau_{ee} \sim \tau_{ei}$  получаем

$$j_b \sim -q \frac{T}{\varepsilon^{1/2} B} \frac{dn}{dr}, \text{ поскольку } q = \varepsilon B / B_\theta \Rightarrow j_b \sim -\frac{\varepsilon^{1/2}}{B_\theta} T \frac{dn}{dr}$$

## Неоклассические эффекты (Перенос примесей)

- Характерной чертой радиального неоклассического переноса примесей является то обстоятельство, что частота столкновений ионов с ионами примеси может значительно превышать частоту электрон-ионных столкновений. Поскольку ионы разные, их трение может вызывать соответствующую радиальную диффузию. При этом профиль примеси должен модифицироваться, чтобы скомпенсировать эту дополнительную силу трения. Условия для этого выглядят следующим образом.

$$\frac{1}{n_Z} \frac{dn_Z}{dr} = \frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dr} + \frac{\alpha}{T} \frac{dT}{dr} \qquad \frac{n_Z(r)}{n_Z(0)} = \left( \frac{n_i(r)}{n_i(0)} \right)^Z$$

где  $n_Z$  - плотность ионов с зарядом  $Z$ ,  $n_i$  - плотность ионов плазмы и коэффициент  $\alpha$  зависит от деталей термосилы. Как видно, в отсутствие термосилы, это условие приводит к аккумуля примеси к магнитной оси в соответствии со следующим выражением

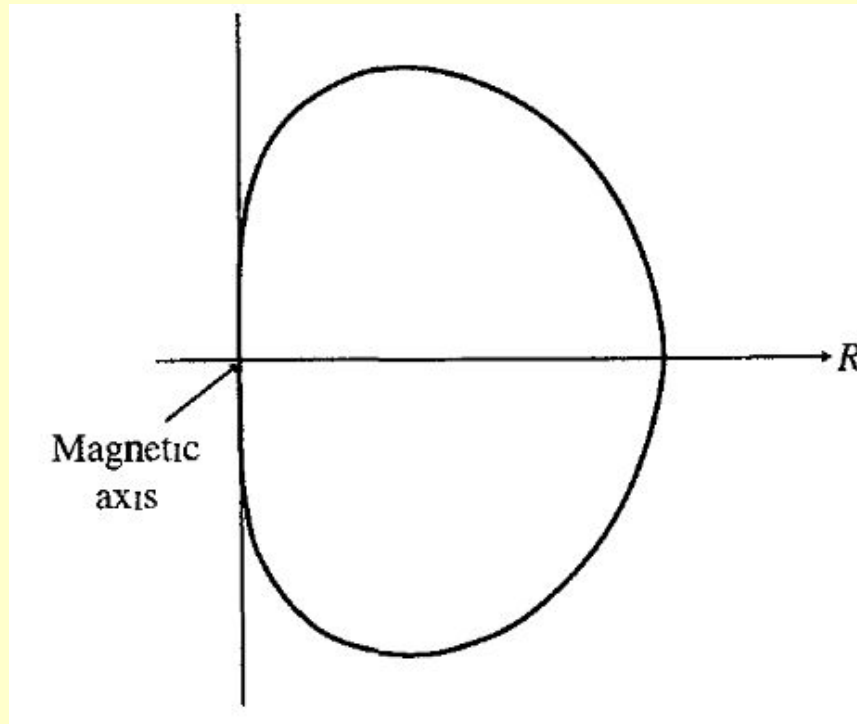
- Это плохо для плазмы (радиационные потери тяжелы примесей, образование гелиевой золы). Если однако коэффициент  $\alpha$  имеет отрицательный знак, это может помочь (такой эффект имеет название «температурного экранирования» («temperature screening»). К счастью, поскольку примеси тяжелые, их частоты столкновений с ионами плазмы большие, и обычно они лежат в области Пфирша-Шлютера, где знак «правильный» - отрицательный???!)
- Кроме того, чаще примеси демонстрируют не «неоклассику», а аномальность подобно аномальности основной компоненты плазмы.

## Столкновительный перенос в торе (режим картофеля)

- Когда ширина банана сравнивается с расстоянием до магнитной оси оценки ширины банана должны модифицироваться. Для этого вместо  $\varepsilon=r/R$  можно ввести  $\varepsilon=w/R$ , где  $w$  - ширина новой орбиты. Тогда

$$w \sim w_{pot} \sim (r_L^2 q^2 R)^{1/3}$$

- Поскольку  $w_{pot} > w_b$  можно ожидать повышенный перенос вблизи магнитной оси.



- Для аксиально-симметричных систем неоклассическая теория была создана в 1970-х годах (Сагдеев, Галеев, Коврижных, Фюрт, Розенблют). Она описывает потоки частиц, момента и энергии внутри и поперек магнитных поверхностей за счет кулоновских столкновений между сортами частиц плазмы и их дрейфов. Ранние обзоры [Hinton F.L. and Hazeltine R.D. 1976 *Rev. Mod. Phys.* **48** 239; Hirshman S.P. and Sigmar D.J. 1981 *Nucl. Fusion* **21** 1079] работ на эту тему остаются актуальным базисом оригинальных ссылок.
- Несмотря на то, что теоретический базис был установлен давно, многие особенности неоклассической теории и ее границы применения все еще требуют проверки. Этому способствуют - развитие диагностик, достижение низкой столкновительности (больших температур плазмы), снижение различными способами турбулентного переноса вместе с более точными моделями для анализа экспериментальных данных.
- С момента 1999 IPB публикации, (1) неоклассический теплоперенос явился основным базисом для переноса при подавлении турбулентного переноса, (2) первые измерения бутстреп-тока в пьедестале H-mode удивительно совпадали с неоклассическими выражениями, (3) первые измерения тороидального вращения плазмы различных сортов ионов также согласуются с неоклассической теорией (4) обнаружено также неоклассическое экранирование примеси под действием ионного градиента температуры (neoclassical ion temperature gradient screening of impurities)
- Проблема – является ли полоидальное вращение плазмы неоклассическим – открыта.
- Подтверждение факта, что неоклассическая ионная теплопроводность достижима в условиях улучшенного удержания (подавления турбулентности) хорошо влияет на общую уверенность в успешной реализации проекта ИТЭР.



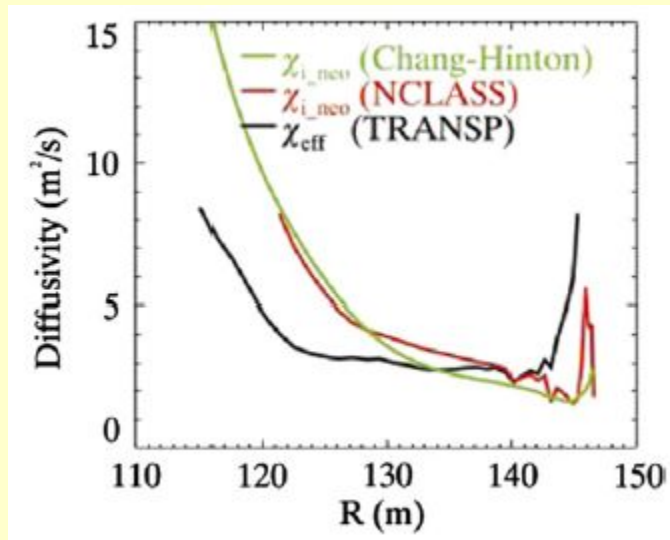
- Перенос частиц, энергии, момента и токов рассматривается самосогласованно в стандартной неоклассической теории с некоторыми предположениями.
- Одно из ключевых предположений – ранжирование масштабов: ширина дрейфовых орбит (бананов) предполагается много меньше величин характерных градиентов плотности, температуры, радиального электрического поля, а также малой по сравнению с расстояниями до магнитной оси и до границы плазмы.
- Эти и другие предположения (например, стандартная неоклассическая теория не включает быстрое вращение плазмы и неаксиально-симметричные эффекты из-за наличия колебаний магнитного поля катушек (ripple) или магнитных островов) могут нарушаться в реальных условиях. Они, в свете вышесказанного, важны для ИТЭР и активно исследуются в настоящее время.

### **2.4.1. Ионный теплоперенос**

- Как было продемонстрировано выше, за ионный аномальный теплоперенос в большинстве плазменных условий токамака ответственна длинноволновая ветвь турбулентности. Однако, в некоторых условиях подавления турбулентности можно тестировать неоклассический ионный теплоперенос.
- Наиболее заметное снижение длинноволновой турбулентности достигнуто в областях транспортных барьеров—на границе (ETVs) или внутри (ITVs) плазмы. Экспериментально наблюдается снижение экспериментальных значений ионной температуропроводности до значений часто сравнимых с предсказаниями стандартной неоклассической теории [Connor J.W. *et al* 2004 *Nucl. Fusion* **44** R1].
- Однако, как в ETVs так и в узких ITVs, ширина бананов сравнима с величиной барьера, что, в общем случае не позволяет применять стандартную неоклассическую теорию.

- Для прояснения этой ситуации развивается много уточнений стандартной неоклассики. Например в в работе [Shaing K.C., Hsu C.T. and Hazeltine R.D. 1994 *Phys. Plasmas* **1** 3365], учтено сжатие орбит ионов из-за градиента радиального электрического поля, что может заметно снизить ширину банана и объяснить умеренное снижение ионной теплопроводности в узких ИТВ. Однако, более точный самосогласованный учет этого эффекта требует также рассмотрения нелокальных эффектов для всех других предположений о соотношении масштабов в стандартной неоклассической теории. Сделанные попытки решить эту проблему далеки от завершения, когда можно было бы уверенно их проверить с экспериментальными наблюдениями ионного теплопереноса в узких ИТВ.
- Надо отметить, что несмотря на академических интерес к изучению узких ИТВ, они в целом не рассматриваются как перспективные для получения высококачественных плазменных режимов как в существующих токамаках так и для ИТЭР в силу своих ограничениях с точки зрения МГД устойчивости.
- Анализ ионного теплопереноса в пьедестале на границе плазмы (H-мода) усложняется дополнительными эффектами, такими как взаимодействие с нейтралами и активностью ELM. В недавней работе с JT-60U [Urano H. *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 035003] показано, что температуропроводность между ELMs снижается до неоклассического уровня в области пьедестала, затрагиваемого ELM – мами при низких значениях  $\nu_*$ . И это снижает потери за счет теплопроводности. Потери частиц и энергии за счет самих ELM при низких значениях  $\nu_*$ , нивелируют значительно (почти на нет) преимущества достижения низкого неоклассического переноса во время ELM.

- Наибольший интерес привлекают широкие ITBs и другие условия, когда турбулентность снижается в большом объеме плазмы. Такие условия, например наблюдались на установке NSTX [Gates D. and NSTX National Research Team 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1659], где низкое тороидальное магнитное поле и большая часть запертых частиц, характерные для сферических токамаков, ожидалось как факторы способствующие достижению неоклассического ионного теплопереноса. В этом случае, как показано на Рис. 14, эффективная ионная температуропроводность может быть даже ниже неоклассической в центральной половине плазменного шнура.

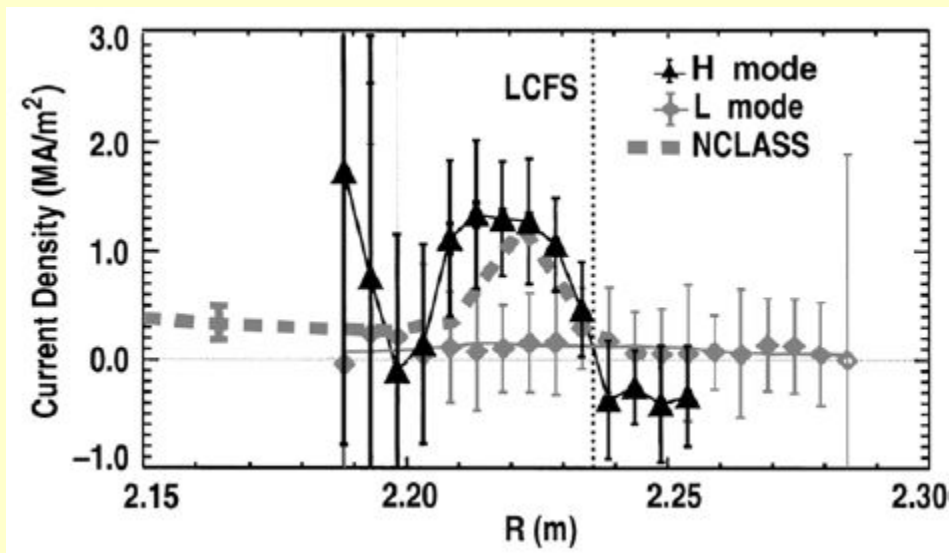


**Рис. 14.** Эффективный коэффициент температуропроводности (в одножидкостном приближении) для плазмы NSTX демонстрирует наличие широкой области в центре, где ионная температуропроводность может быть меньше чем значения, предсказываемые стандартной неоклассической теорией. Магнитная ось расположена на 103 см, внешняя поверхность сепаратрисы на 148 см

- Такое различие наблюдалось и в ограниченных областях токамаков с обычным аспектным отношением. В настоящее время активно ищутся возможные источники расхождений: неточности измерений источников нагрева и измерений температуры, модификация стандартной неоклассической теории для достаточно широких бананов, низкое аспектное отношение, несбалансированная инжекция NBI и др.

## 2.4.2. Бутстреп токи в граничном пьедестале плазмы

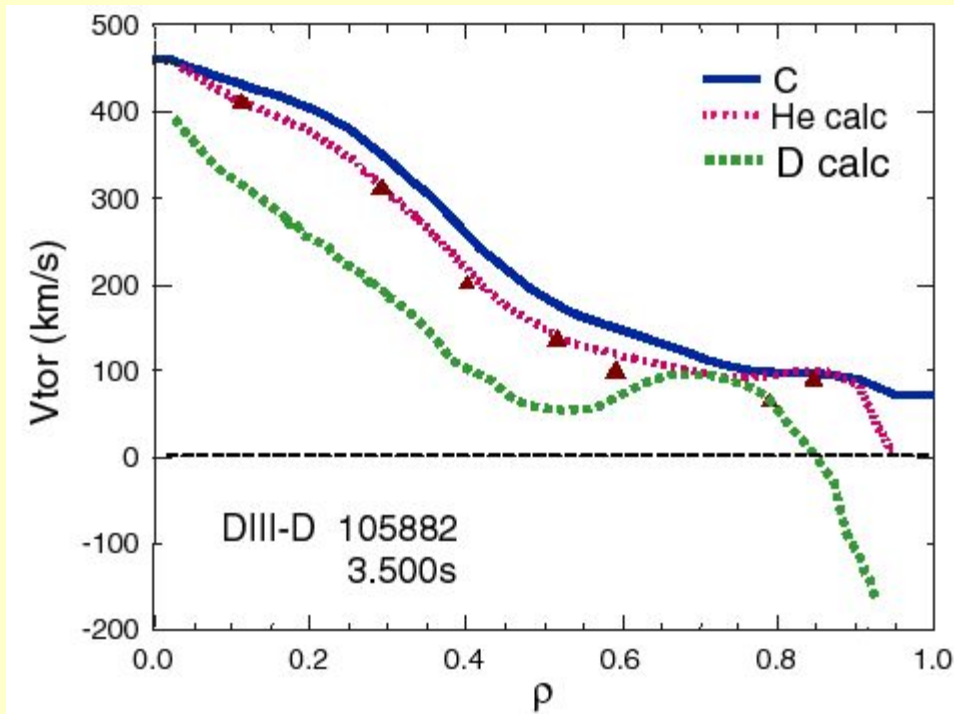
- Бутстреп ток на границе плазмы играет важную роль в пограничной физике благодаря его важной роли в динамике ELM-ов, пределе по давлению и переходе во вторую зону МГД стабильности.
- Как динамический [Wade M.R., Murakami M. and Politzer P.A. 2004 *Phys. Rev.Lett.* **92** 235005] так и статический [Thomas D.M. *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 065003] анализы бутстреп тока в пьедестале, формируемом после L–H перехода плазмы DIII-D в течении времени между ELM-мами показали согласие со стандартной неоклассической теорией. Результаты статического анализа Thomas *et al* показаны на Рис. 15. Видно, что бутстреп ток генерирует локальный пик на профиле плотности тока в районе ETB в H-моде, и этот пик отсутствует в L-моде.



**Рис. 15.** Вычисленные профили периферийной плотности тока по измерениям питч-угла Li пучком в разряде 115114 DIII-D в L-моды (серые) и в фазе без ELM-а в H-моды (черные) сразу перед коллапсом давления пьедестала демонстрируют большой пик тока в области пьедестала. Также показаны для сравнения тороидальная плотность тока, с учетом бутстреп-тока. EFIT последняя замкнутая магнитная поверхность показана точками.

### **2.4.3. Относительное тороидальное вращение ионных компонент плазмы**

- Уже долгое время предполагается, что относительное тороидальное вращение ионных компонент плазмы возникает из-за сильного параллельного трения в неоклассической теории. Недавние одновременные измерения тороидального вращения двух сортов ионов на DIII-D [Baylor L.R. *et al* 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3100] подтвердили этот вывод неоклассической модели, см. Рис. 16.



**Рис. 16.** Профили расчетных скоростей тороидального вращения гелия (красные точки) и дейтерия (зеленые точки) сравниваются с измеренными для гелия (красные треугольники) и углерода (синяя линия) профилями скорости тороидального вращения. Ошибки в измеренных C и He скоростях меньше, чем разница между ними.

- Несмотря на то, что эти наблюдения были сделаны в условиях, когда полоидальная скорость неоклассического вращения примеси пренебрежимо мала, они обеспечивают хороший базис для реконструкции радиального электрического поля и затухания шира из измерений вращения примесей.
- Тороидальное вращение основной плазмы, не может быть объяснено стандартной неоклассической теорией и может быть значительным даже в режимах Омического и ВЧ нагревов плазмы!

#### 2.4.4. Полоидальное вращение

- Полоидальное вращение основной плазмы токамака в квазистатических условиях предполагают соответствующим неоклассике. Это было подтверждено в столкновительной плазме с Омическим нагревом [Severo J.H.F. *et al* 2004 *Phys. Plasmas* **11** 846].
- Моделирование столкновительной пограничной плазмы ASDEX Upgrade (в режиме Пфирша-Шлютера) [Rozhansky V. 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** A1; Rozhansky V. *et al* 2002 *Nucl. Fusion* **42** 1110] также показывает, что радиальное электрическое поле порядка неоклассического поля и, что любое аномальное полоидальное вращение мало. Более того, в этих работах показано, что зависимости радиального электрического поля от ионной температуры, плотности, полоидального и тороидального магнитного поля подобны тем, которые присутствуют в выражении для неоклассического электрического поле. Неоклассическая модель также объясняет снижение вращательного шира перевернутого магнитного поля, которое ведет к увеличению порогового значения мощности для L–H перехода.
- Однако, некоторые, находящиеся в стадии проверки, измерения в центре плазмы при низкой столкновительности обнаружили более сильное полоидальное вращение примеси, чем ожидалось по стандартной неоклассической теории [Solomon W.M. *et al* 2004 *Fusion Energy 2004: Proc. 20th Int. Conf. (Vilamoura, 2004)* (Vienna: IAEA) CD-ROM file EX/P4-10 and <http://www.naweb.iaea.org/naweb/physics/fec/fec2004/datasets/index.html>].

- Для измерения полоидального вращения плазмы в центре шнура основным методом является CXRS (Charge-exchange recombination spectroscopy), который принципиально возможен только для ионов с  $Z > 1$ . Это означает, что вращение ионов водорода или его изотопов, которое ожидается много большим благодаря их большому градиенту давления, не может быть измерено прямым способом. Возможно, эксперименты с гелиевой основной плазмой помогут разрешить проблему вращения основных ионов, однако на токамаках они только начинаются. Кроме того, модели сильного дополнительного нагрева развиваются для оценок их эффекта на полоидальное вращение.



## 2.4.5. Выводы к разделу «Неоклассический перенос»

- Значительный прогресс был сделан в проверке нескольких аспектов стандартной неоклассической теории переноса:
  - (1) неоклассический ионный теплоперенос является разумным нижним пределом теплопереноса когда подавляется турбулентность, в т.ч. в транспортных барьерах,
  - (2) неоклассический бутстреп-ток разумно описывает первые его измерения в пьедестале и их анализ
  - (3) относительная тороидальное вращение разных сортов ионов описывается неоклассической теорией и может быть использовано для создания радиального электрического поля и шира
  - (4) полоидальное вращение в столкновительном режиме - неоклассическое.
- Все эти наблюдения расширяют наши возможности в моделировании функционирования токамака-реактора ИТЭР
- Нерешенные проблемы, которые, как кажется, не должны сильно отразиться на проектировании и функционировании ИТЭР:
  - (1) существует перенос тепла ионов вблизи оси плазмы с обратным широм, в котором существуют ионные орбиты большой ширины?
  - (2) существует бутстреп-ток вблизи оси плазмы с обратным широм?
  - (3) полоидальное вращение при низкой столкновительности может присутствовать при сильном дополнительном нагреве плазмы? Если полоидальное вращение может быть генерировано в отсутствии сильных крутящих моментов (например из-за турбулентности), оно может воздействовать на радиальное электрическое поле, на изменения шира вращения  $E \times B$  и на все удержание энергии в целом!

Фундаментальные особенности плазмы токамака – скорость измеренного переноса энергии существенно (аномально) может превышать тот, который вычислен для парных столкновений – «классического» (для цилиндрической геометрии) или «неоклассического» (для тороидальной геометрии, включая эффекты дрейфа орбит), а время удержания энергии  $\tau_E$  на много меньше ожидаемых неоклассических значений. Причины такого поведения плазмы до конца не известны и существует необходимость использования эмпирических соотношений для времени удержания. Обычно они имеют форму простого произведения степеней различных имеющих значение параметров (скейлингов). К сожалению, даже таким способом не удаётся полностью описать поведение времени удержания. Обнаружено существование нескольких режимов работы установок, которые описываются абсолютно различными скейлингами.

Удобно выделить четыре категории режимов удержания. Первая включает в себя плазму нагреваемую омическим способом, остальные три относятся к плазме с наличием дополнительного нагрева. Два основных режима плазмы с доп. нагревом это так называемый L-режим (L-mode) и H-режим (H-mode) характеризующиеся низким и высоким удержанием, соответственно. Последняя категория включает режимы, в которых с помощью различных процедур добиваются улучшенного удержания: в частности, важными примерами являются режимы с проваленным профилем тока (hollow current profile) либо с преимущественно плоским в центральной области, называемые так же режим с обратным широм, отрицательным центральным широм или оптимизированным широм.

## *Сравнение параметрических зависимостей для неоклассических и экспериментальных времен удержания в токамаке*

- В режимах Пфирша-Шлютера и в банановом время удержание энергии для плазмы с размером  $l$  от плотности температуры и полоидального магнитного поля

$$\tau_E \propto l^2 \frac{T^{1/2} B_p^2}{n}$$

- Для типичных параметров плазмы токамаков, неоклассическая ионная температуропроводность  $\chi_i \cong 0.1 \text{ м}^2/\text{с}$ , а электронная температуропроводность  $\chi_e$  в  $(m_e/m_i)^{1/2}$  раз меньше.
- Экспериментальные времена много короче (для элетронов до 2 порядка, для ионов в разы)), но также отличаются и по зависимости от параметров. Скейлингов, как мы увидим ниже, несколько. Возьмем для примера, наиболее известный для условий донагрева (L-mode), скейлинг Голдстона

$$\tau_E^G \propto l^{1.8} \frac{B_p^2}{nT}$$

- Видна крайне неблагоприятная для достижения высоких температур – зависимость от температуры. То есть, с приложением высокой мощности нагрева, удержание ухудшается, удерживаемая энергия увеличивается только как корень из прикладываемой мощности!

## Омически нагреваемые плазмы

- При низких плотностях был обнаружен скейлинг

$$\tau_E = 0.07 (n/10^{20}) a R^2 q \text{ сек},$$

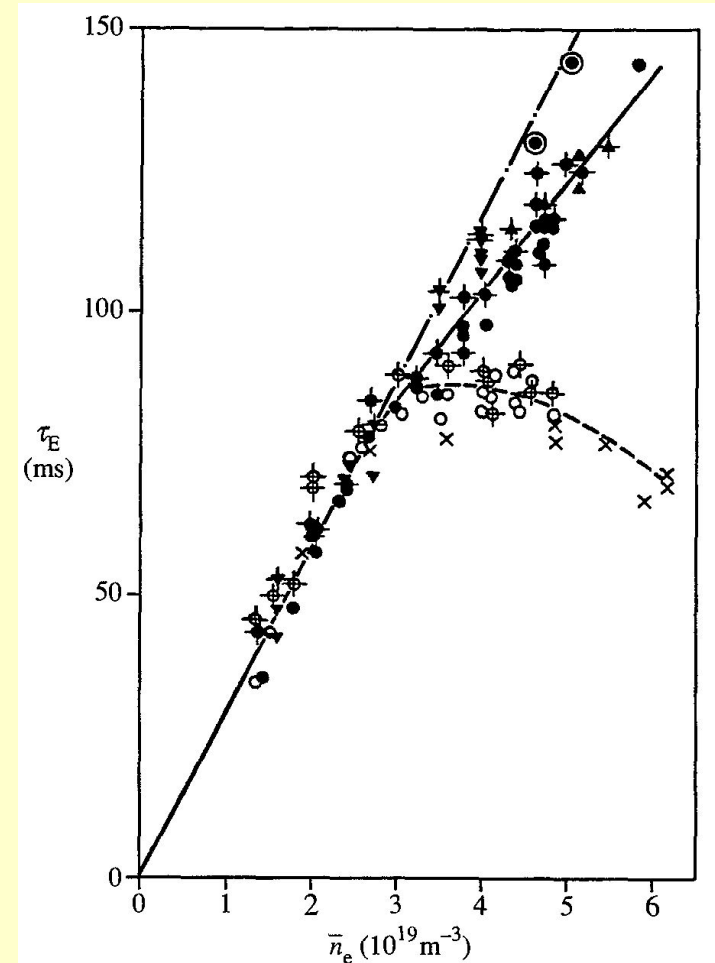
где  $n$  – средняя плотность плазмы,  $a$  и  $R$  – малый и большой радиус плазмы,  $q$  – запас устойчивости на границе плазмы.

- Начиная с плотности  $n_{sat}$  линейный пост с плотностью нарушается и время жизни насыщается

$$n_{sat} = 0.06 \times 10^{20} I R A^{0.5} k^{-1} a^{-2.5} \text{ м}^{-3} \text{ (} I \text{ в МА)},$$

где  $I$  – ток плазмы,  $A$  - атомная масса ионов,  $k$  - вытянутость плазмы ( $b/a$ ).

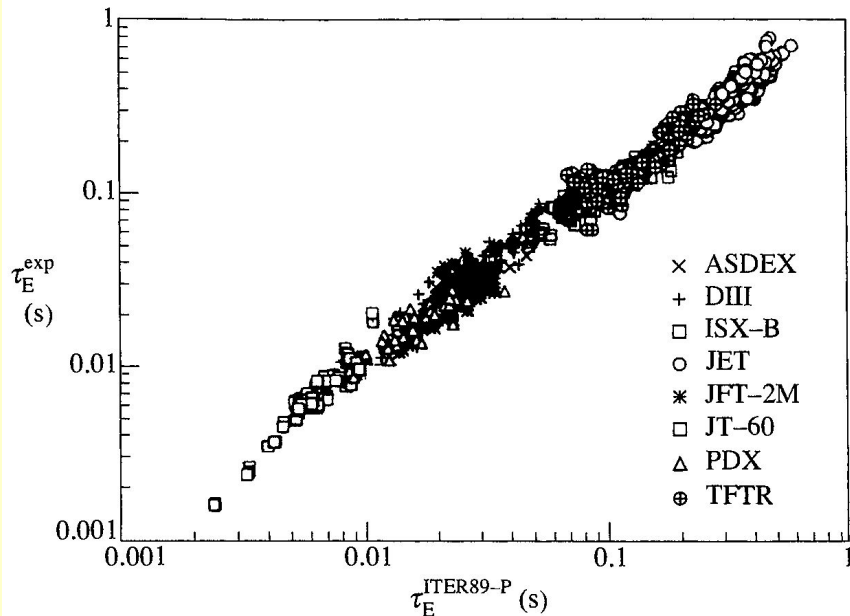
- Управляя профилем плотности так, чтобы она была пикирована (например пеллет инжекцией), удается продлить линейный скейлинг в так называемый Improved Ohmic Confinement (ИОС) режим улучшенного омического удержания. Это показано на рисунке для установки Asdex. Здесь штриховая кривая с открытыми кружками и крестами соответствуют моде насыщения, а верхние линии и точки два различных сканирования по плотности в ИОС модах.



## L-мода

- Улучшая скейлинг Голдстона, упоминаемый выше, было получено для L-моды  $\tau_E^{ITER89-P} = 0.048 I^{0.85} R^{1.2} a^{0.3} k^{0.5} (n/10^{20})^{0.1} B^{0.2} A^{0.5} / P^{0.5}$  сек, ( $I$  в МА,  $P$  в МВт), где  $B$  – тороидальное магнитное поле в Т. Сравнение показано на рисунке из работы (Yushmanov, P.N. *et al.* Nuclear Fusion 30, 1999 p990).

$$\tau_E = C I^{\alpha_I} B^{\alpha_B} P^{\alpha_P} \left( \frac{n}{10^{20}} \right)^{\alpha_n} A^{\alpha_A} R^{\alpha_R} \epsilon^{\alpha_\epsilon} K^{\alpha_K} S$$



- Результаты последнего анализа, основанного на более тщательно отобранной и большей по размеру базе данных дают еще один вид скейлинга.
- Видно, что время удержание еще быстрее, чем корневая зависимость ухудшается с ростом мощности нагрева!

$\tau_E$	$C$	$\alpha_I$	$\alpha_B$	$\alpha_P$	$\alpha_n$	$\alpha_A$	$\alpha_R$	$\alpha_\epsilon$	$\alpha_K$
$\tau_E^{ITER89-P}$	0.048	0.85	0.2	-0.5	0.1	0.5	1.5	0.3	0.5
$\tau_{E,L}^{th}$	0.058	0.96	0.03	-0.73	0.40	0.20	1.83	-0.06	0.64

## *H-мода*

- Скейлинги для H-мод разные при наличии

$\tau_E$	$C$	$\alpha_I$	$\alpha_B$	$\alpha_P$	$\alpha_n$	$\alpha_A$	$\alpha_R$	$\alpha_\epsilon$	$\alpha_K$
$\tau_E^{\text{ITERH92-}P(y)}$	0.068	0.90	0.05	-0.65	0.30	0.40	2.1	0.20	0.80
$\tau_E^{\text{IPB98}(y)}$	0.094	0.97	0.08	-0.63	0.41	0.20	1.93	0.23	0.67
$\tau_E^{\text{IPB98}(y,2)}$	0.145	0.93	0.15	-0.69	0.41	0.19	1.97	0.58	0.78

и отсутствии ELM

$\tau_E$	$C$	$\alpha_I$	$\alpha_B$	$\alpha_P$	$\alpha_n$	$\alpha_A$	$\alpha_R$	$\alpha_\epsilon$	$\alpha_K$
$\tau_E^{\text{ITERH93-}P}$	0.053	1.06	0.32	-0.67	0.17	0.41	1.79	-0.11	0.66
$\tau_{E,\text{th}}^{\text{ELM free}}$	0.068	0.94	0.27	-0.68	0.34	0.43	1.98	0.10	0.68

Для сравнения удержания в плазме с заданными параметрами с удержанием аналогичной плазмы в L-режиме вводится фактор улучшенного удержания  $H$  определяемый, следующим образом:

$$H = \frac{\tau_E}{\tau_E^L}$$

Где  $\tau_E$  время удержания, определяемое по одному из скейлингов для L-моды. Хотя, типичное значение  $H$  около 2 в H-режиме, это значение может быть меньше при наличии так называемых ELM-ов, о которых будет рассказано позднее в лекции про МГД. Удержание может быть сильно ослаблено, если не предпринимать никаких шагов для уменьшения эффекта ELM, особенно в случае плазмы с высокой плотностью близкое к предельной. Однако, существует ряд режимов, для которых этот фактор превышает 2

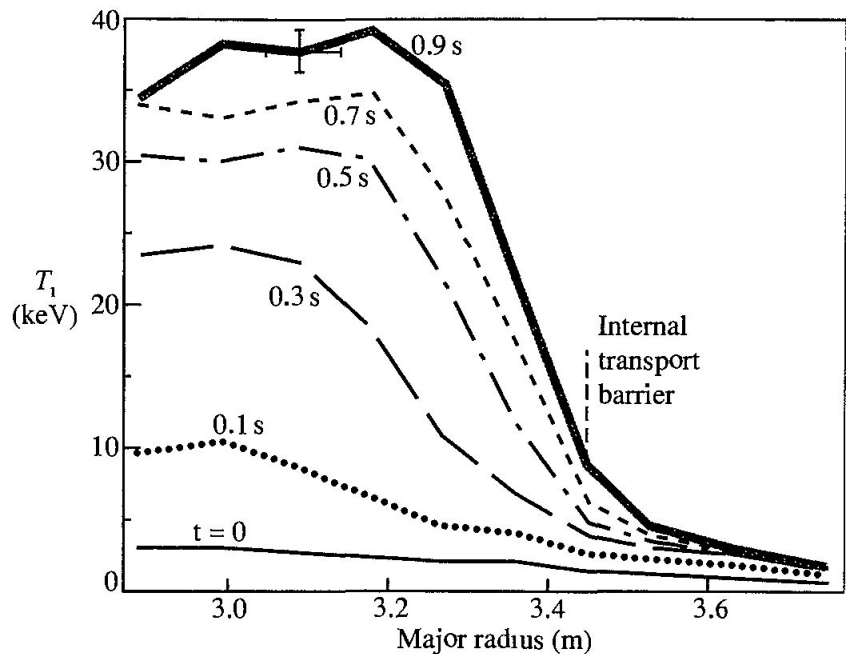
### ***Другие режимы улучшенного удержания***

1. На TFTR режим улучшенного удержания был достигнут в форме так называемого Supershot. В таких разрядах производился нагрев плазмы низкой плотности с помощью инъекции двух противонаправленных и сбалансированных нейтральных пучков. В полученном разряде наблюдался низкий рециклинг на границе плазмы и пикированный профиль плотности. Фактор улучшенного удержания был около 3. Удержание энергии плазмы токамака было так же улучшено за счёт сужения профиля тока, что привело к использованию дополнительного параметра  $l_1$  (внутренняя индуктивность) в скейлингах для  $\tau_E$ .  $\tau_E \propto l_1^\alpha$   $0.67 < \alpha < 0.8$

2. В JET был получен так называемый Pellet Enhanced Performance (PEP) H-режим с пикированным профилем давления. Он был вызван инжекцией водородных пеллет в плазму. Параметр H достигал 3.8.

3. Так называемый V-H режим с H до 3.6 был получен в установке DIII-D с помощью нанесения бора на стенки камеры. Похожие результаты так же были достигнуты и на JET с бериллиевыми стенками. В таких разрядах на распределении температуры наблюдался пьедестал на границе, а так же большой бут-стрэп ток по границе.

4. В различных конфигурациях с немонотонными профилями запаса устойчивости  $q$ ? либо со слабым положительным магнитным широм, , была получена плазма с  $H > 2$ . Такие разряды характеризуются областью с хорошим удержанием т.н. внутренним транспортным барьером, как показано на графике ниже.



Радиальные профили ионной температуры полученные с помощью charge exchange spectroscopy в D-T разряде на JET. Внутренний транспортный барьер инициирован на 0.35 с после начала фазы мощного нагрева (Gomezano, C. Physical Review Letters 30, 5544 A998).

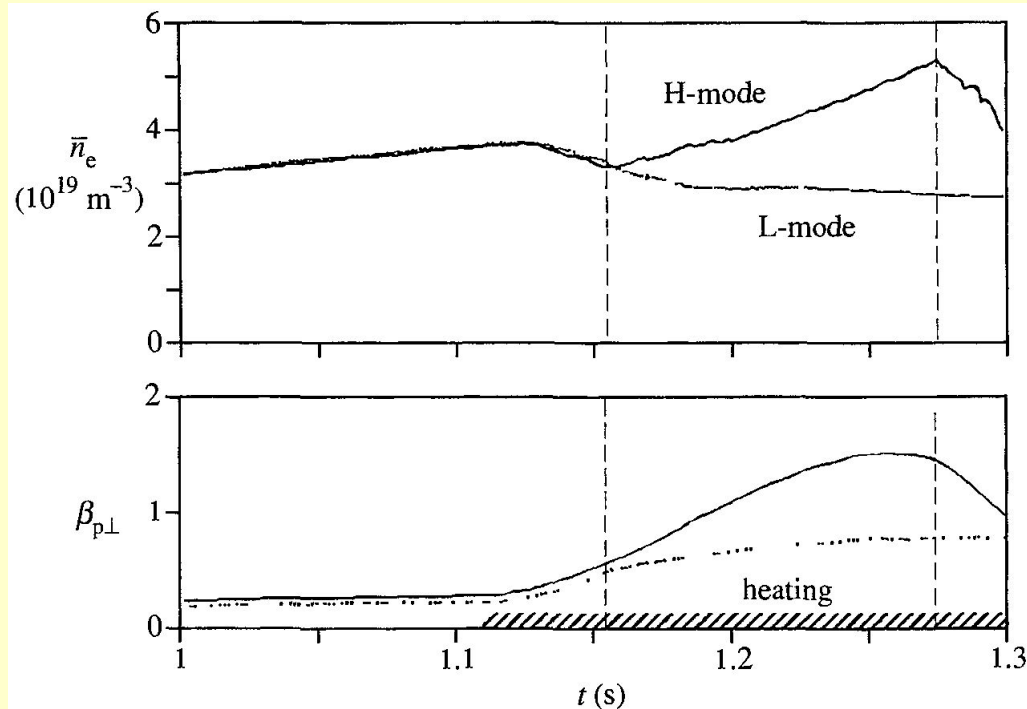


5. На токамаке TEXTOR с помощью добавления в плазму с доп. нагревом небольшого количества примесей, таких, как аргон либо неон, был достигнут т.н. Radiatively Improved Mode В этих разрядах поддерживалось хорошее удержание с  $\tau_E \sim n$  при высокой плотности.

Такое большое количество режимов с различными определяющими параметрами наглядно демонстрирует недостаточное понимание процессов, отвечающих за удержание плазмы. В идеале, причина аномального переноса будет установлена и его значение можно будет рассчитать. Это позволит достичь такого уровня понимания, при котором каждый режим разряда будет вписываться в одну общую схему. Это труднопрррешимая задача. В отсутствии такого понимания необходимо обратиться к другим теоретическим изысканиям. Например, существует ряд ограничений для законов подобия следующих из анализа размерности. Они будут обсуждаться чуть позднее.

## ***H – режим***

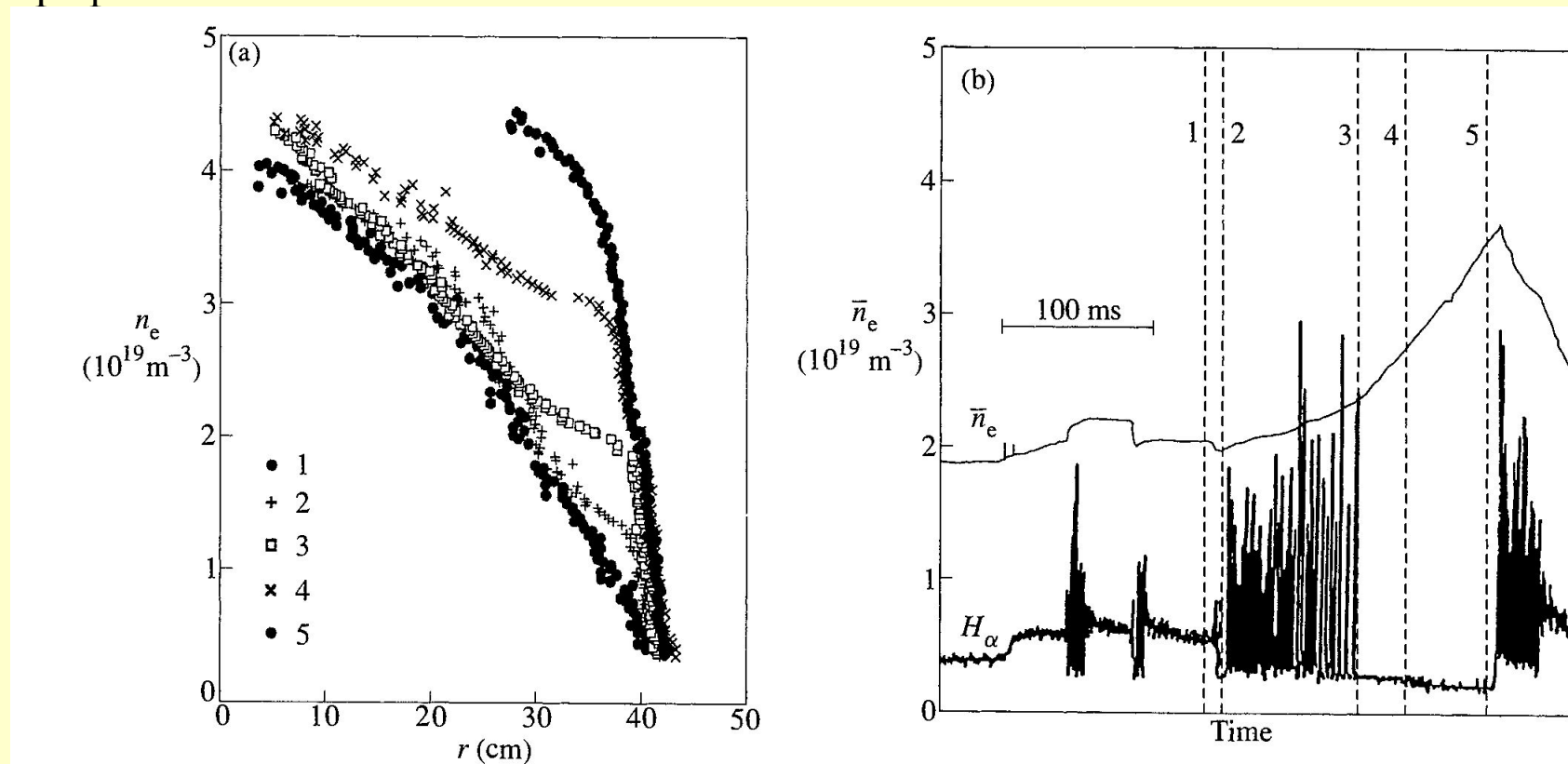
В экспериментах по нагреву плазмы пучком нейтральных атомов в ASDEX было обнаружено, что при определённых условиях происходит резкий переход к более хорошему удержанию (high(er) confinement). В таком режиме время удержания как правило в два раза превышало время удержания в обычном режиме (low confinement). На графике ниже показан переход из L-режима в H-режим и сравнение поведения плазмы в этих двух режимах.



Сравнение H- и L-режимов разряда с одинаковой мощностью нагрева. L-H переход происходит вслед за включением нагрева тангенциальным нейтральным пучком. После перехода плотность и перпендикулярная компонента  $\beta$  возрастают до двух раз по сравнению с достигнутыми в L-режиме. (ASDEX team, Nuclear Fusion 29, 1959 A989).

В дальнейшем такой тип поведения был обнаружен на множестве токамаков. Изменение в удержании сначала проявляется на границе плазмы, где резко возрастает градиент давления, в основном за счёт роста плотности на границе.

Связанное с этим улучшение удержания может пониматься как транспортный барьер. Когда этот барьер создан, он вызывает рост плотности во всей плазме на масштабе времени близком ко времени удержания с некоторым дальнейшим улучшением удержания большей части плазмы. На графике ниже показана последовательность профилей плотности.

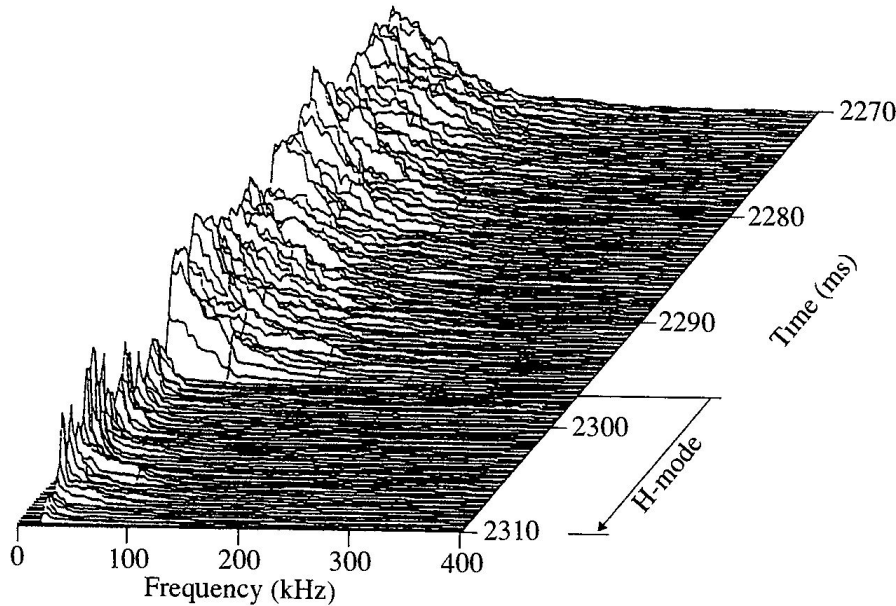


Последовательность профилей плотности, измеренных в ASDEX во время и после L-H перехода. Профили, показанные на графике (a), получены в моменты времени, указанные на графике (b), на котором показана временная зависимость  $\bar{n}_e$  и сигнал  $H_\alpha$ . (Wagner, F. et al. Plasma physics and controlled nuclear fusion research. (Proc 13th Int Conf, Washington, 1990), Vol 1, 2771A.E.A Vienna A991.)

Такое поведение было неожиданным и его причина непонятна. Одно из возможных объяснений такое, что переход скрыт в основных уравнениях переноса, решение которых имеет бифуркацию в критическом условии. При более широком подходе возможное объяснение заключается во внезапном изменении стабильности граничной плазмы связанном с изменением профиля потока (flow profile) (плазмы) Например, увеличение шири потока поперёк нестабильной области подавляет неустойчивость. Поскольку перпендикулярная скорость потока частиц  $v_{\perp}$  для каждого компонента связана с электрическим полем через выражение

$$n_j e_j (E_r + v_{\perp j} B) = - \frac{dp_j}{dr}$$

то поведение так же обсуждается в терминах изменений градиента электрического поля. Такое рассмотрение поддерживается наблюдениями, что флуктуации плотности на границе внезапно снижаются на нескольких см (вдоль малого радиуса плазмы) во время перехода в режим улучшенного удержания, как это показано на данных DIII-D на рисунке слева.



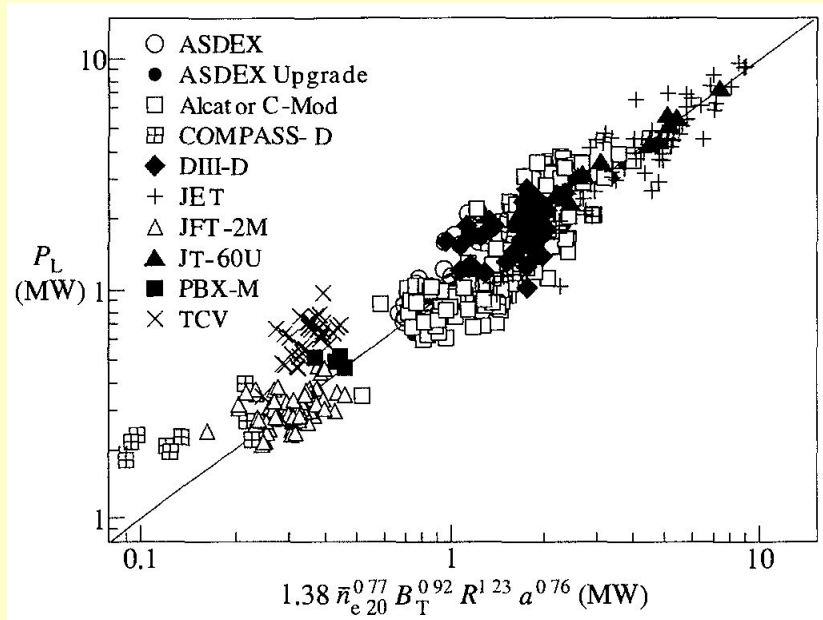
Падение флуктуаций плотности, по измерениям рефлектометра в момент перехода в H-режим в DIII-D. (DIII-D team. Plasma physics and controlled nuclear fusion research. (Proc. 13th Int. Conf., Washington, 1990), Vol 1, 69 I.A.E.A Vienna A991)) 36

Однако, эксперименты на JET показывают, что внезапные изменения в удержании могут происходить на масштабе значительной части радиуса плазмы.

Для перехода в H-режим требуется, чтобы мощность нагрева превышала определённый порог. Для оценки этой пороговой мощности на основании данных с различных токамаков был создан эмпирический скейлинг

$$P_{Th} = 1.38(n/10^{20})^{0.77} B^{0.92} R^{1.23} a^{0.76} \text{ МВт}$$

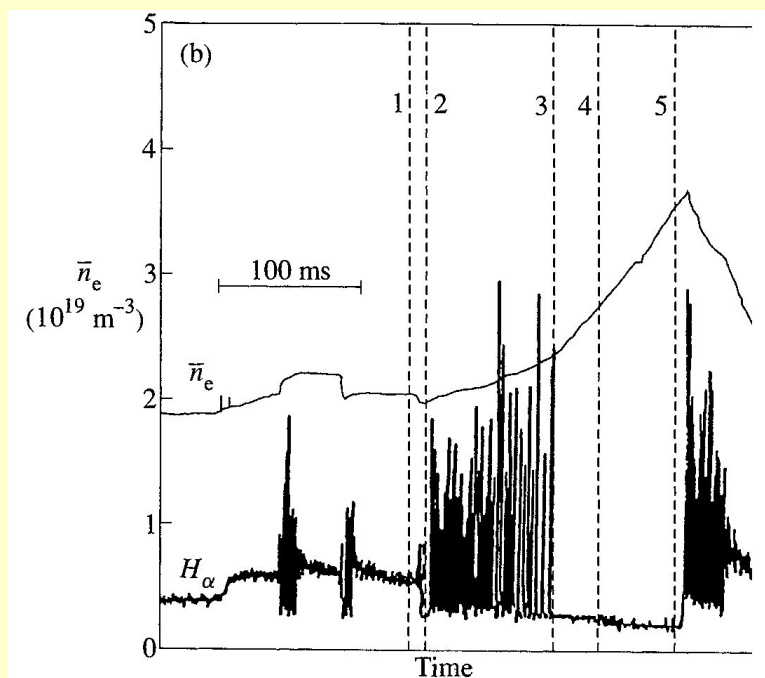
Сравнение скейлинга с экспериментом продемонстрировано на рисунке ниже..



Сравнение экспериментальных порогов мощности для L-H перехода с предсказаниями скейлинга (ITER Physics Basis, Nuclear Fusion 39, 2175 A999.)

Существуют дополнительные условия, влияющие на осуществление перехода. К примеру, он происходит с меньшими затратами в диверторной конфигурации, хотя и может реализовываться в случае расположения X-точки сепаратрисы вблизи стенки и в некоторых случаях в конфигурациях с лимитером. В конфигурациях с одной X-точкой переход происходит при меньшей мощности нагрева в случае, когда тороидальное магнитное поле направлено так, чтобы  $\mathbf{R} \times \mathbf{B}$  было направлено в сторону дивертора,  $\mathbf{R}$  – вектор большого радиуса тора. Обычно это называют дрейфом ионов в сторону дивертора.

Улучшенное удержание в H-режиме имеет определённые недостатки. Прежде всего, рост плотности является неконтролируемым и это может привести к переходу обратно в L-режим. Так же увеличивается удержание примеси. Негативное влияние этих эффектов снижается в присутствии Edge Localized Modes or ELMs, которые будут описаны позднее. С другой стороны, ELM-ы влияют на ухудшение удержания и приводят к импульсным тепловым нагрузкам на диверторные пластины, что плохо. Характерной особенностью H-режимов является падение сигнала  $H_\alpha$  с границы плазмы, как это видно из уже приводившегося рисунка.



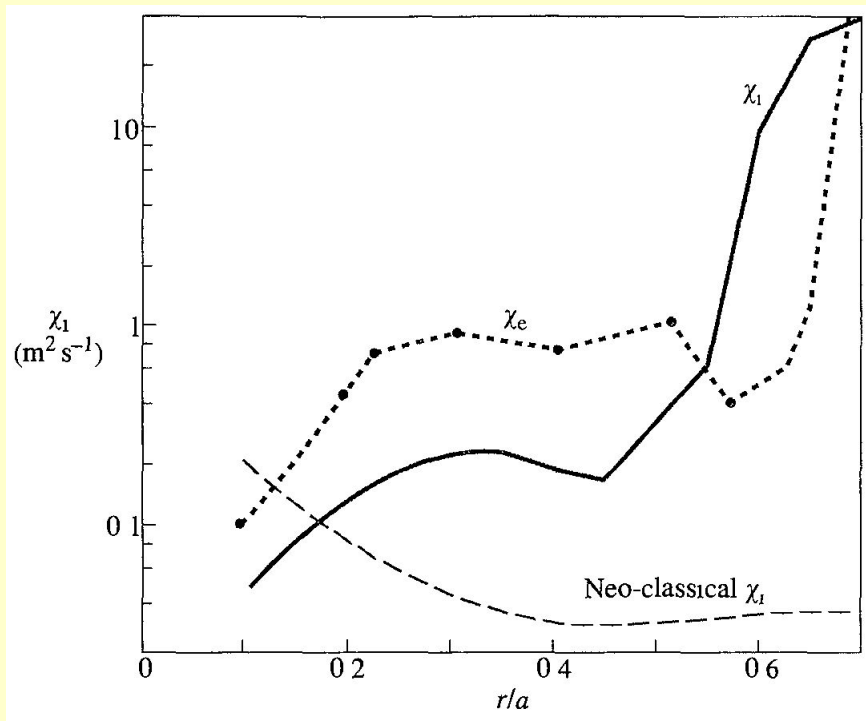
Эмиссия  $H_\alpha$  происходит из-за проникновения нейтрального водорода в плазму в процессе рециклинга, таким образом, сигнал  $H_\alpha$  является мерой рециклинга водорода между плазмой окружающими поверхностями. Резкое уменьшение этого сигнала свидетельствует о резком уменьшении рециклинга. Как видно из картинки, последующее ухудшение H-режима сопровождается появлением всплесков сигнала  $H_\alpha$ . Это связано с ELM-ами и свидетельствует об усилении рециклинга, вызванного потерей частиц из плазмы. Похоже, что неустойчивость ELM вызывается повышенным градиентом давления на границе либо градиентом тока, связанными с H-режимом.

Итоговая полезность H-режима будет зависеть от того, удастся ли достигнуть улучшенного удержания контролируемым образом, в отсутствие негативных эффектов увеличения уровня примеси, накопления  $\alpha$ -частиц и повышенных временных тепловых нагрузок на пластины дивертора из-за сопутствующих ELM-ов.

### ***Внутренние транспортные барьеры*** (Internal Transport Barriers)

Эксперименты с немонотонным профилем  $q$  (именуемыми «профили с обратным широм») на TFTR иногда демонстрировали переход в состояния со значительно улучшенным удержанием (по сравнению с L-режимом) в результате формирования внутреннего транспортного барьера, в отличие от граничного транспортного барьера в H-режиме. Тем не менее, самого по себе обратного магнитного шира недостаточно, поскольку было обнаружено, что казалось бы одинаковые профили  $q$  демонстрируют различное поведение. Такие разряды с улучшенным удержанием называют «улучшенные разряды с обратным широм» (enhanced reverse shear (ERS) discharges). Такое различие показывает, что обратный шир просто усиливает влияние другого процесса ответственного за формирование транспортного барьера, возможно, генерацию шира потока, который подавляет турбулентность в плазме как в H-режиме. Позднее на множестве токамаков как с нагревом электронов, так и с нагревом ионов было достигнуто улучшенное удержание в случаях с обратным магнитным широм либо со слабым положительным широм. Для их обозначения используется целый ряд терминов, например, отрицательный центральный шир в DIII-D, оптимизированный шир в JET. Эти магнитные конфигурации могут быть получены множеством способов: с помощью неиндуктивного тока увлечения (current-drive) либо в переходной фазе проникновения омического тока.

Требуемый шир потока может быть создан с помощью вноса момента нейтральным пучком либо возникнуть из-за радиального электрического поля, которое уравнивает градиент давления ионов. Из-за влияния деталей профиля  $q$  и распределения мощности нагрева не существует простого порогового условия для таких переходов. Есть некоторые свидетельства возрастания требуемой мощности с ростом магнитного поля (но это может быть изменено соответствующим током увлечения) для создания конфигурации с сильным обратным магнитным широм. Образование внутренних транспортных барьеров обычно наблюдается вблизи рациональных поверхностей  $q$  низкого порядка, например  $q=2,3$

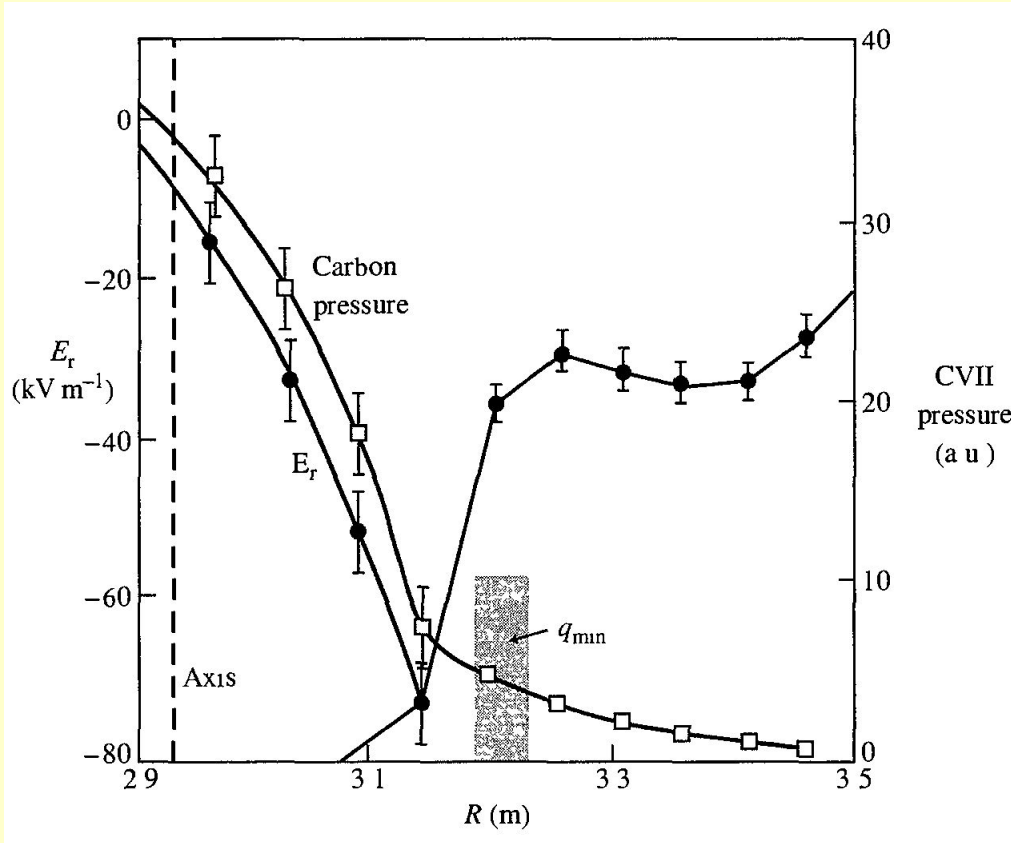


Внутренние транспортные барьеры это узкие радиальные области со значительно сниженным переносом и резкими радиальными градиентами. Снижение переноса может происходить по разным каналам, наиболее распространёнными являются ионный теплоперенос, в котором достигается неоклассический уровень, как это видно на рисунке слева, а так же каналы плотности и тороидального момента. Тем не менее, иногда перенос снижается и в электронном канале.

Радиальные профили ионной, электронной и неоклассической диффузий для D-T разряда с оптимизированным широм в JET (JET Team, Nuclear Fusion 39(4) A999)



Обычно перенос также снижается и в центральной области лежащей, внутри радиуса внутреннего транспортного барьера. Измерения показывают, что внутренние транспортные барьеры соответствуют областям с быстро изменяющимся (по радиусу) радиальным электрическим полем, как это показано на графике



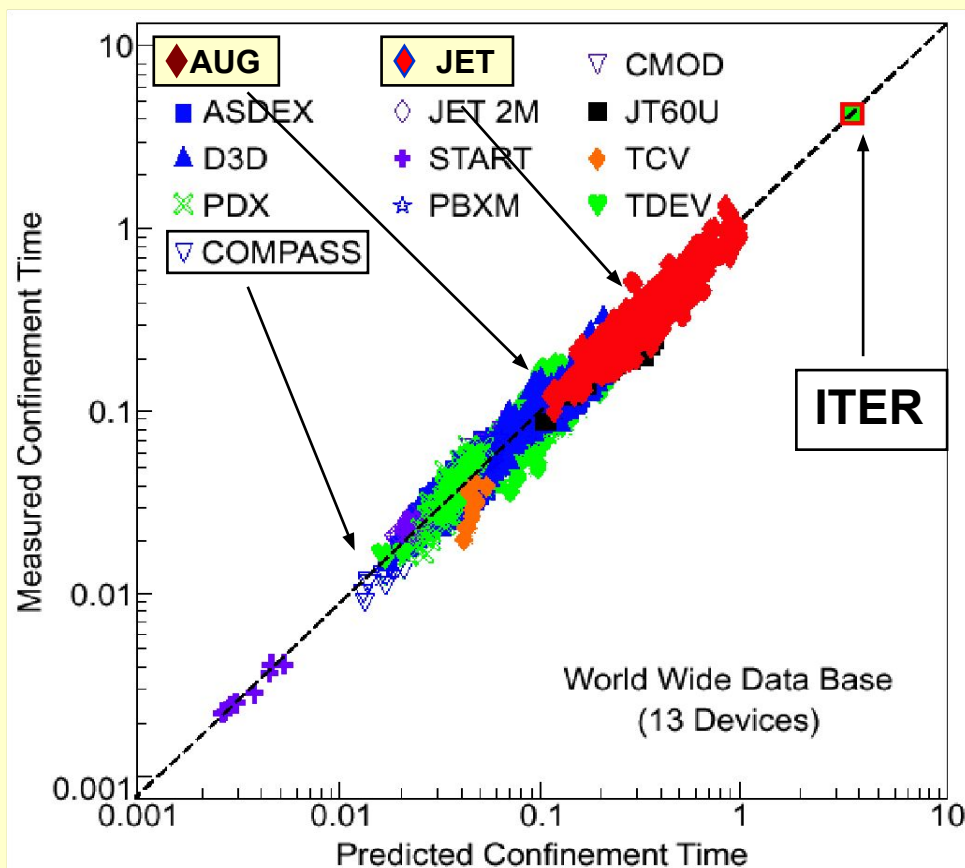
При дальнейшем развитии разряда с внутренним транспортным барьером а так же при увеличении мощности нагрева положение барьера смещается наружу. Иногда может так же сформироваться граничный транспортный барьер, как в H-режиме, обеспечивая дальнейшее улучшение удержания. Однако, дальнейшее развитие может привести к МГД неустойчивым профилям и прекращению разряда.

Профили радиального электрического поля и давления углерода ERS разряде на TFTR. Флуктуации и турбулентные потоки подавлены вблизи транспортного барьера около минимума  $q$ . Соответствующее давление углерода имеет резкий градиент в этой области. Транспортный барьер связан изменением радиального электрического поля  $E_r$ .

На сегодняшний день основным скейлингом для оценки времени удержания, на который ориентируются при предсказании удержания ITER является:

$$\tau_{E,th}^{IPB98(y,2)} = 0.05621 I_p^{0.93} B_T^{0.15} P^{-0.69} n_e^{0.41} M^{0.19} R^{1.97} \varepsilon^{0.58} k_x^{0.78}$$

где  $I_p$  - ток по плазме,  $B_T$  - тороидальное магнитное поле,  $n_e$  - усреднённая по объёму концентрация электронов,  $M$  - усреднённая масса ионов,  $R$  - большой радиус и  $\varepsilon$  - аспектное отношение ( $a/R$ ,  $a$  - малый радиус). Размерности: [с, МА, Т, МВт,  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ , а. е.м., м] вытянутость  $k_x$  определена как  $k_x = S_o/(\pi a^2)$  где  $S_o$  – площадь сечения плазмы.



Сравнение времён удержания различных установок

Предсказанное время удержания для ITER 3.7 с.

## ***Общие замечания о теоретических представлениях***

- Аномальный перенос вызывается сильно нелинейными турбулентными процессами, со множеством движущих сил турбулентности, механизмов ее подавления, происходящих на сильно различающихся масштабах
- Благодаря такой неотъемлемой сложности, понимание переноса в термоядерной плазме является долгое время как основная научная проблема – вызов (*challenge*) научному сообществу.
- Представляется, что аномальный перенос возникает из-за микронеустойчивостей
- Под микронеустойчивостями понимаются неустойчивости, длина волны которых сравнима с Ларморовским радиусом ионов, и которые не описываются в рамках одножидкостной МГД модели.
- Микронеустойчивости рождают возмущения (флуктуации) параметров плазмы, которые увеличивают перенос поперек структуры вложенных магнитных поверхностей. Перенос может также ухудшаться при нарушении самой структуры магнитных поверхностей, когда частицы и их энергия может уходить вдоль силовых линий магнитного поля, которые сами следуют стохастическим траекториям.

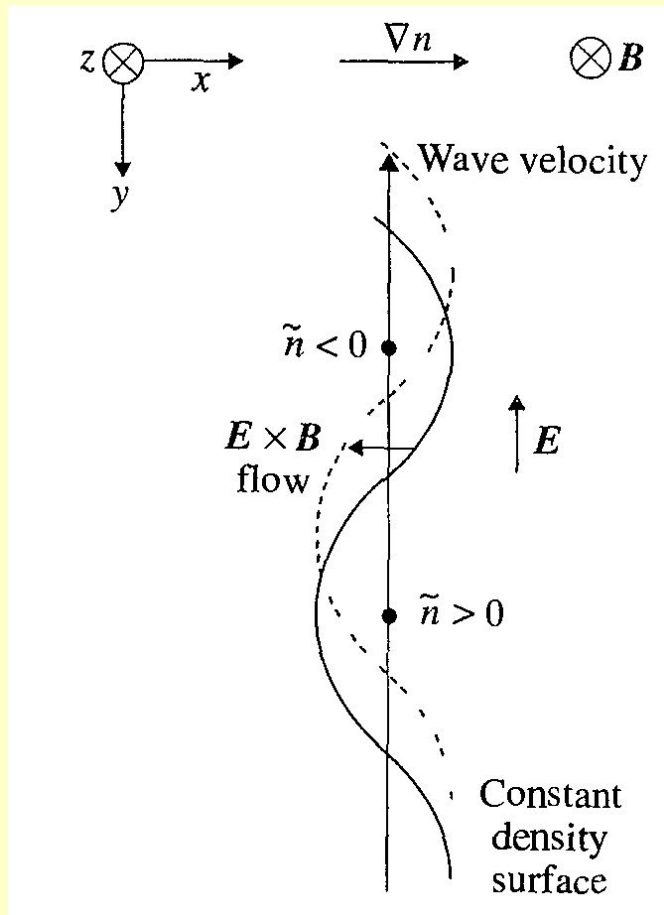
## *Микронеустойчивости*

- Существует множество микронеустойчивостей, рождающие флуктуации.
- Флуктуации могут быть электростатическими или электромагнитными (когда создаваемые частицами изменения магнитного поля не приводят к заметным индукционным электрическим полям).
- Так же они могут быть классифицированы в соответствии с плазменной волной из которой они развились.

Волны в плазме и связанные с ними неустойчивости.

Electron drift wave	Alfvén wave	Sound wave
‘Universal’, Trapped electron	Microtearing	Ion temperature gradient

## Электронная дрейфовая волна



Рассмотрим дрейфовую волну в упрощённой геометрии. Направление оси  $z$  соответствует направлению магнитного поля,  $x$  ортогонально этому направлению, вдоль  $x$  направлен градиент плотности плазмы. Направление  $y$  перпендикулярно двум предыдущим. Пусть имеется возмущение плотности

$$n_1 \propto e^{i(-\omega t + k_y y + k_z z)}$$

Поверхность постоянной плотности будет иметь вид как показано на рисунке. Из-за низкой инерции электронов они распределятся вдоль магнитного поля  $B$  создав электрическое поле  $E$ .

$$\nabla_{\parallel} p_{1e} + e n_e E_{\parallel} = 0 \Rightarrow n_{1e} T_e = n_0 e \phi_1$$

Которое, в свою очередь, создаст поле и в направлении  $y$ , как это показано на рисунке. Из-за наличия этого поля все частицы будут испытывать  $E \times B$  дрейф в направлении  $x$  таким образом, что это будет эквивалентно движению всего возмущения в направлении  $y$ .

Скорость такой волны

$$v_{ey} \equiv v_{DE} = -\frac{T_e c}{eB} \frac{d \ln n_0}{dx}$$

и получается, что возмущение распространяется вдоль  $y$  со скоростью диамагнитного дрейфа электронов.

В этой простейшей модели не предсказывается возрастания либо затухание. Однако, если включить диссипацию (столкновительную либо затухание Ландау), возмущение станет неустойчивым в случае плоской бесшировой геометрии, такую микронеустойчивость называют *электронная дрейфовая мода* (*electron drift mode*).

В действительности, магнитная конфигурация играет существенную роль при анализе стабильности этой моды: учёт шира магнитного поля в плоской геометрии приводит к ограничению развития моды (*shear damping*). В тороидальной же конфигурации влияние этого эффекта ослаблено, но присутствуют дополнительные механизмы возбуждения неустойчивости.

Для оценки коэффициента турбулентной диффузии можно использовать выражение типа  $D \sim \omega / (k_{\perp})^2$ . Характерная частота дрейфовых неустойчивостей – дрейфовая частота ( $\sim k_{\perp} v_{DE}$ )

$$\omega = -k_{\perp} \frac{d \ln n_0}{dx} \frac{T_e}{m_i \omega_{ci}} = -k_{\perp} \frac{d \ln n_0}{dx} \frac{c T_e}{e B} \Rightarrow D \approx \frac{1}{k_{\perp} a} \frac{c T_e}{e B} \approx \frac{1}{k_{\perp} L_n} D_B$$

В самом неблагоприятном случае, когда характерный поперечный размер флуктуаций сравним с размером плазмы  $k_{\perp} \sim 1/L_n$  получается Бомовский коэффициент диффузии

$$D_B = c T_e / e B.$$

В случае, когда микронеустойчивость мелкомасштабная – характерный поперечный размер флуктуаций сравним с ларморовским радиусом  $k_{\perp} \sim 1/\rho_s$ . В этом случае получается giro-Бомовский коэффициент диффузии

$$D_{gB} = \frac{\rho_s}{L_n} D_B$$

## Потоки частиц и тепла при флуктуациях

- Турбулентные флуктуации вызывают турбулентный  $E \times B$  дрейф частиц со скоростью

$$\delta v_{\perp} = \delta E_{\perp} / B,$$

который в комбинации с флуктуацией плотности  $\delta n$  дает конвективный поток частиц

$$\Gamma = \langle \delta v_{\perp} \delta n \rangle$$

с усреднением по магнитной поверхности. Если только флуктуации не в противофазе, такое усреднение даст конечный поток.

- Аналогично температурные флуктуации частиц сорта  $j$  приводят к турбулентному потоку тепла

$$q_j = 3n_j/2 \langle \delta v_{\perp} \delta T_j \rangle$$

- Если также существуют магнитные флуктуации  $\delta B$  и флуктуации  $\delta v_{\parallel j}$  скорости продольного движения частиц сорта  $j$ , то это также может приводить к потоку

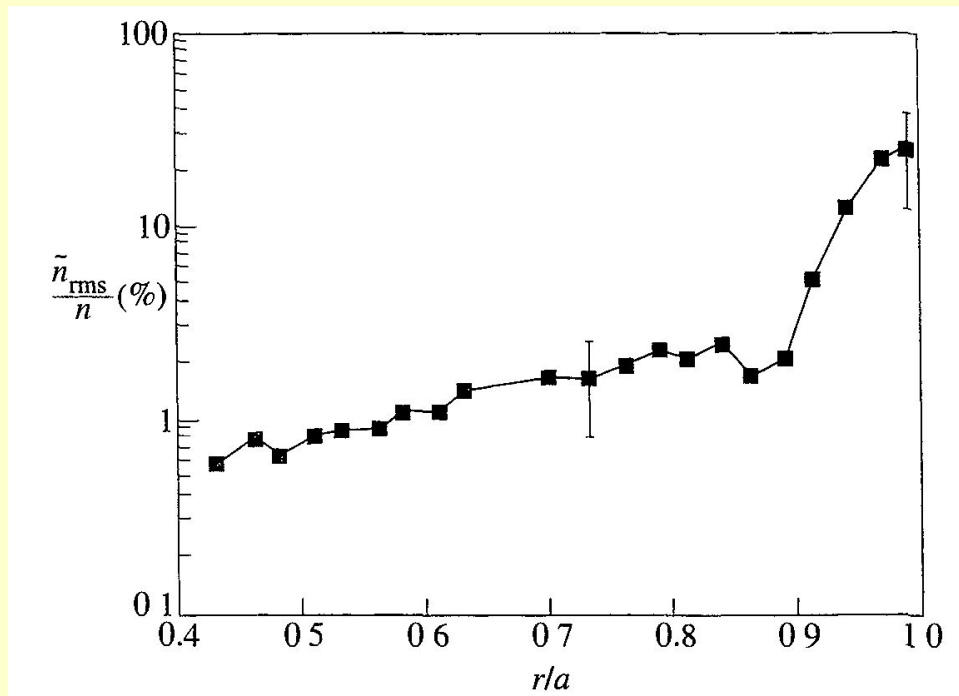
$$\Gamma = n_j/B \langle \delta v_{\parallel j} \delta B_r \rangle$$

- Отметим, что макроскопические МГД явления (пилообразные колебания, перекрытие островов неокласических тиринг-мод) также влияют на свойства удержания плазмы.



## Наблюдения флуктуаций

- На границе плазмы, флуктуации  $\delta n$ ,  $\delta T_e$  и электрического потенциала  $\delta\phi$  могут быть измерены зондами Ленгмюра, а магнитные возмущения  $\delta B$  зондами Мирнова. В том время как величины относительных флуктуаций  $\delta n/n$ ,  $\delta T_e/T_e$  быстро растут от центра к периферии плазмы, достигая там уровня  $\sim 50\%$ , в спокойных условиях (без сильно развитых МГД явлений) граничные значения  $\delta B/B$  малы, типично  $\sim 10^{-4}$ .
- Измерения  $\delta n$  внутри плазмы можно сделать несколькими способами: микроволновое рассеяние (microwave scattering), инфракрасного рассеяния (Far Infra Red scattering - FIR), зондированием тяжелым пучком (Heavy Ion



Beam Probes - НІВР), излучательной спектроскопией на пучке (Beam Emission Spectroscopy - BES) и микроволновым рефлектометром. На рисунке показаны результаты измерений флуктуаций плотности на установке TFTR методом BES.

- Картина хорошо иллюстрирует вышесказанное, в центре величина порядка 1%, на периферии десятки процентов

## Наблюдения флуктуаций (продолжение)

- Измерения электрического потенциала  $\delta\phi$  в центре плазмы тяжелым пучком демонстрируют, что  $e\delta\phi/T_e \sim \delta n/n$
- Измерения с помощью кросс-поляризационного рассеяния на TORE SUPRA подтверждают, что  $\delta B_r/B$  малы, типично  $\sim 10^{-4}$ .
- Пространственные свойства флуктуаций обычно характеризуют волновыми числами  $k_\perp$  и  $k_\parallel$  перпендикулярными и параллельными магнитному полю соответственно. В продольном направлении типичные значения волновых векторов  $k_\parallel L \sim 1$ , где  $L$  длина соединения (connection length),  $qR$ , вокруг тора.
- Теоретические модели флуктуаций обычно характеризуются предсказываемым  $k$  спектром флуктуаций. В наблюдаемых спектрах  $S(k_\perp)$  обычно доминируют длины волн, большие ионного ларморовского радиуса. В радиально направлении длины корреляции порядка 2-3 см с наблюдением пикирования их спектра в сторону длинных волн. В полоидальном направлении спектры пикированы в области  $k_\perp \rho_s < 0.3$ , где  $\rho_s$  - ларморовский радиус ионов, взятый с электронной температурой. При больших  $k_\perp$  спектр обрывается.
- Амплитуда флуктуаций плотности  $\delta n/n$  неплохо соответствует простой теоретической оценки «перемешивания масштабов» (mixing-length)  $\delta n/n \sim 1/(k_\perp L_n)$ , где  $L_n$  - характерная длина градиента плотности. Эта амплитуда при которой возмущенный градиент  $k_\perp \delta n$  балансируется градиентом равновесной плотности.
- Характерные частоты флуктуаций порядка 100 кГц, что сравнимо с диамагнитной частотой при полоидальной моде  $m \sim 100$ .

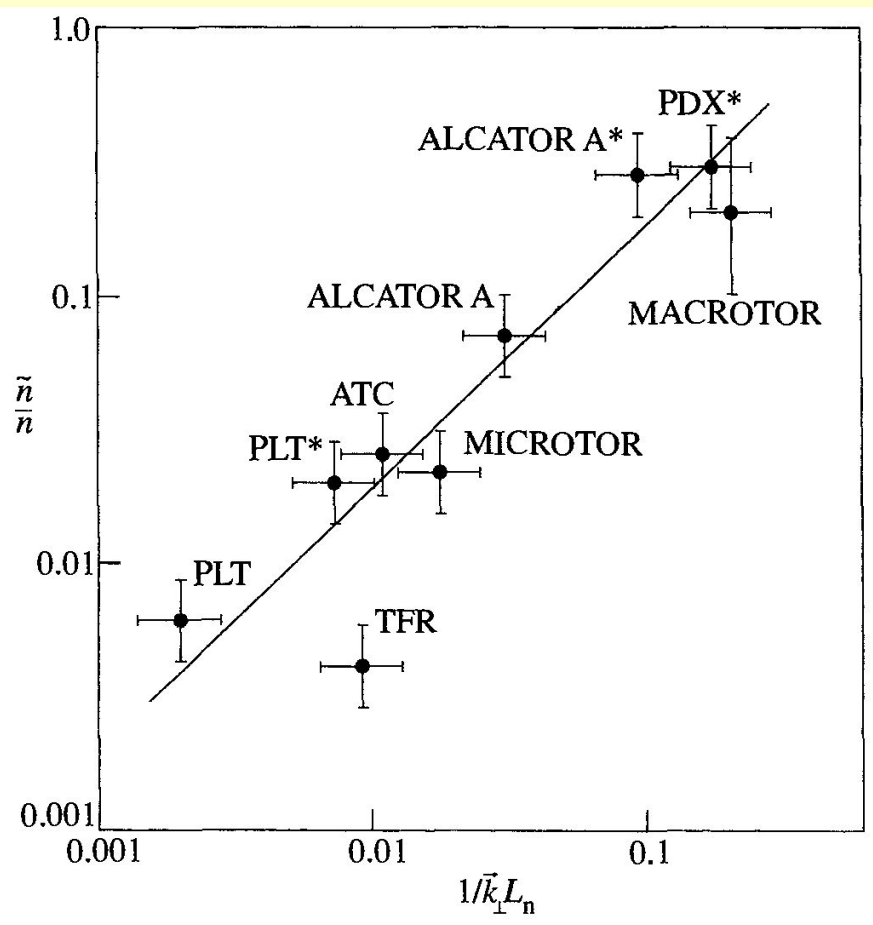
В случае оценки «перемешивания масштабов» полагается, что источник подпитки турбулентности исчезает тогда, когда возмущения плазмы достигают такого размера, что возмущённые градиенты сравнимы с невозмущёнными градиентами в плазме.

$$k_{\perp} \delta n_k \sim \frac{n_0}{L_n}$$

а поскольку возмущения удовлетворяют распределению Больцмана

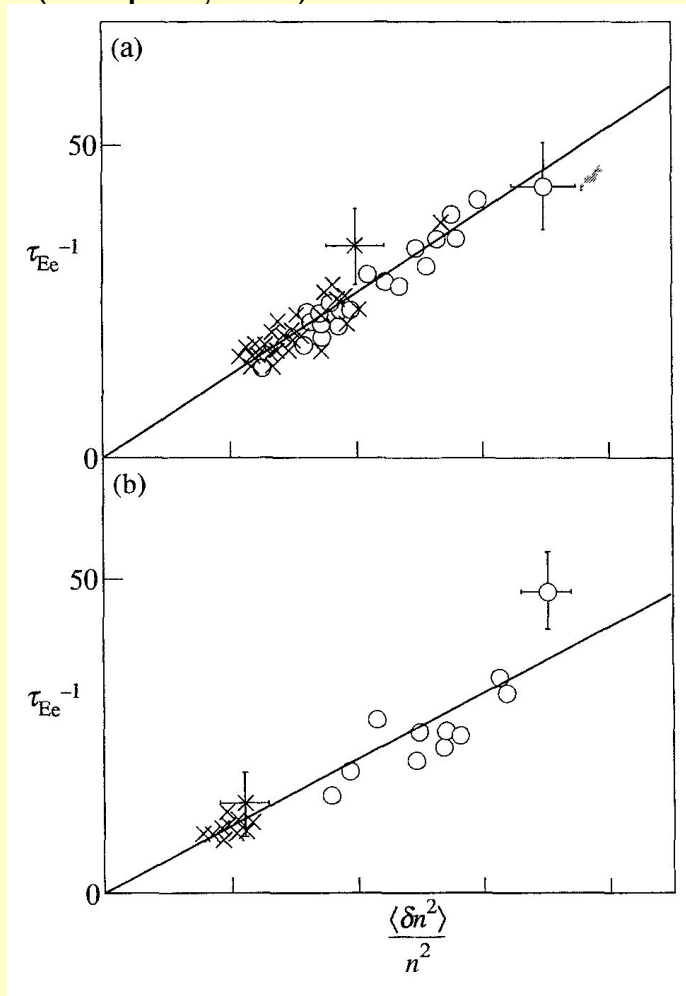
$$\frac{e\delta\varphi_k}{T} \sim \frac{\delta n_k}{n_0} \sim \frac{1}{k_{\perp} L_n}$$

Сравнение этих оценок с экспериментом приведено на рисунке справа



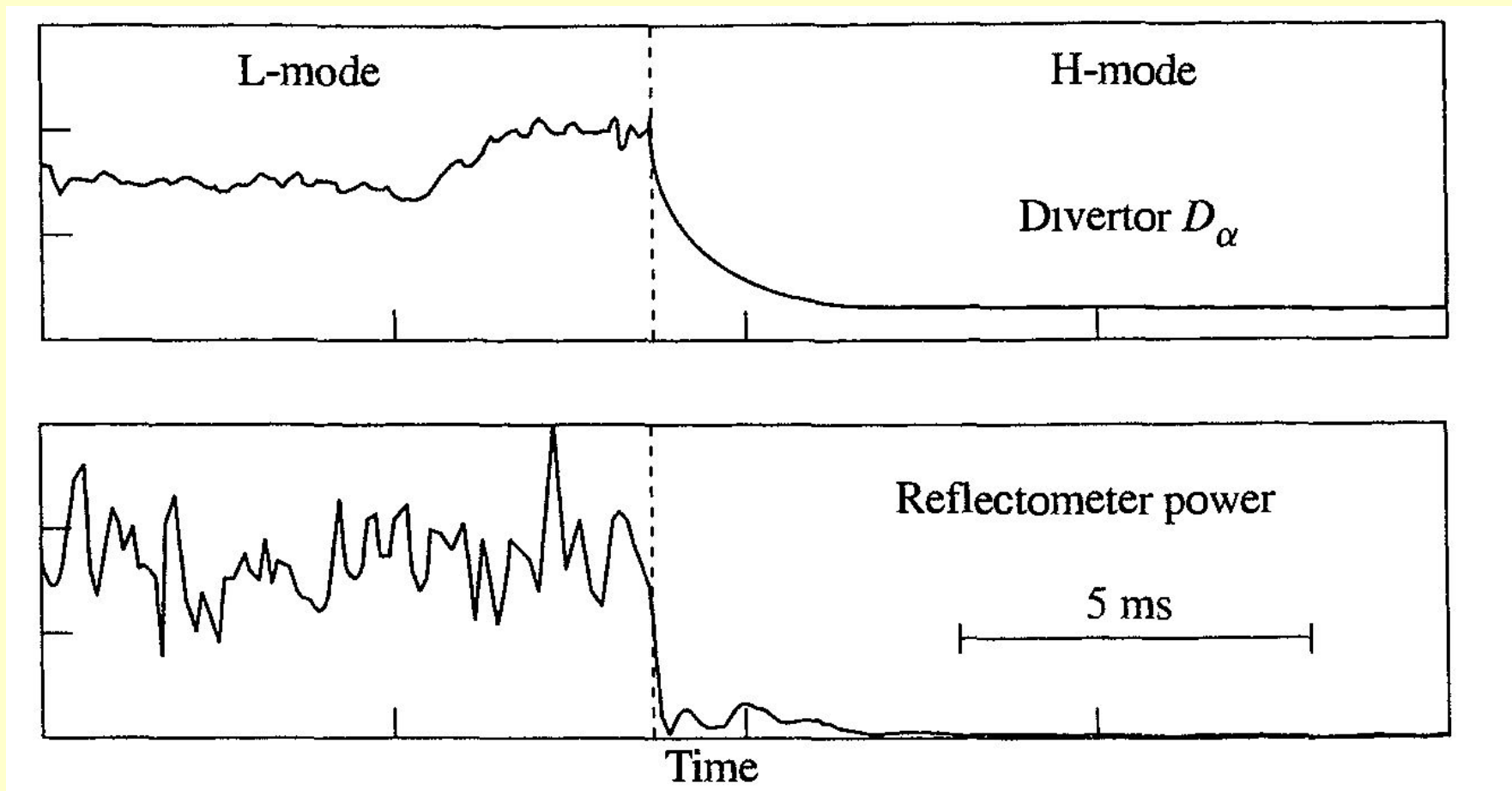
## Связь флуктуаций с переносом

- Ясная корреляция между  $1/\tau_{Ee}$  и  $(\delta n/n)^2$  измеренных на границе плазмы была найдена в режимах нагреваемых омическим током, ионным-циклотронным нагревом и пучком нейтральных атомов на установке TFTR (см. рисунок)



- На TFTR длина флуктуаций уменьшалась с  $\sim 4$  см в омических разрядах до  $\sim 2$  см в Supershots, что согласуется с улучшением удержания в последних
- На установках DIII-D и ASDEX наблюдалось соответствие между снижением уровня флуктуаций и переходом плазмы из L в H моду. Флуктуации падали в течении 100 микросекунд при образовании внешнего транспортного барьера, что иллюстрируется рисунком на следующем слайде.

## Связь флуктуаций с переносом (продолжение)

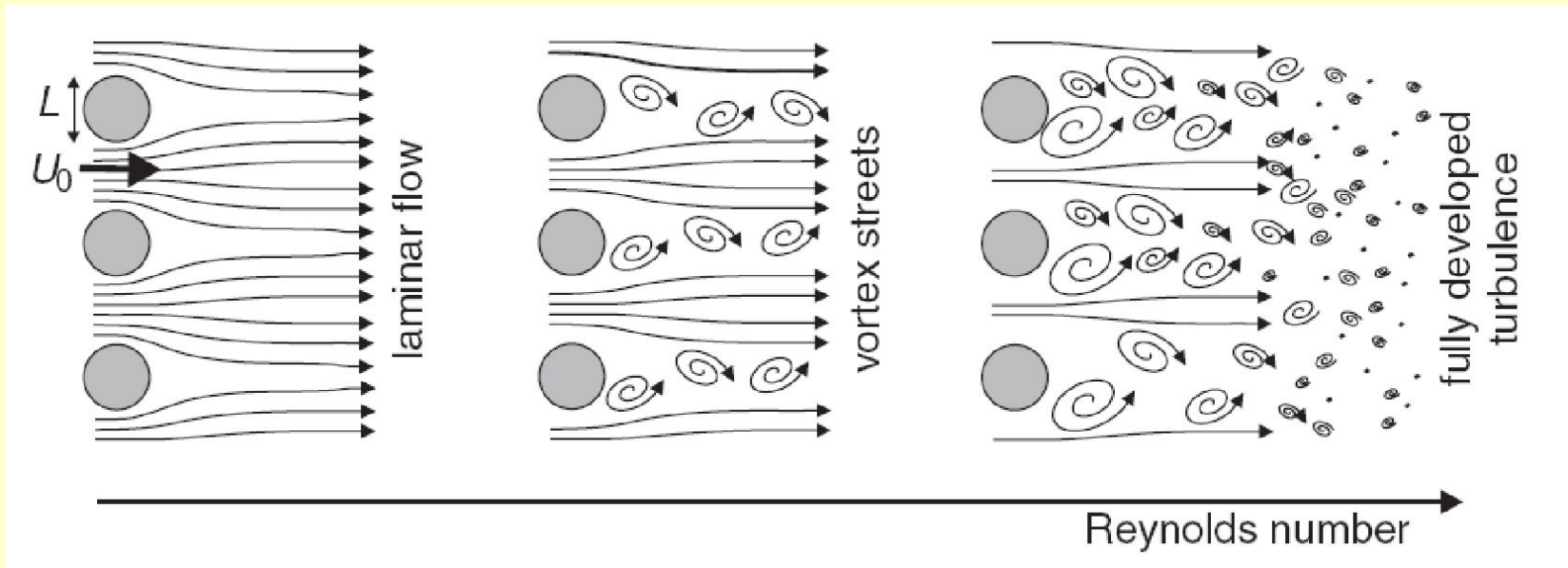


Падение плотности флуктуаций, измеренное рефлектометром, при переходе L-H на установке DIII-D (Doyle, E J. et al Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, (Proc 14th Int Conf Wurzburg, 1992) Vol 1, p. 235 I.AE A Vienna A993))

## *Подавление турбулентного переноса широм*

- Во многих экспериментах было продемонстрировано, что наличие быстро меняющегося по радиусу радиального электрического поля сопутствует снижению переноса в плазме. Это видно в разрядах с транспортными барьерами H-режим, но так же это продемонстрировано и в V-H режиме на DIII-D, где подобное наблюдается на значительной части малого радиуса плазмы.
- Была установлена связь между снижением переноса и широм скорости  $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$  связанной с меняющимся полем  $\mathbf{E}_r$ . Это связано с уменьшением порога насыщения мод (*mixing-length estimate*), которое происходит из-за увеличения эффективного значения  $k_{\perp}$  в оценке коэффициента переноса.
$$\frac{e\delta\phi_k}{T} \sim \frac{1}{k_{\perp}L_n}$$
- При развитие турбулентного движения в плазме развивается много мелкомасштабных вихрей, подобно тому как это происходит в нейтральном газе с увеличением числа Рейнольдса, что показано на следующем слайде

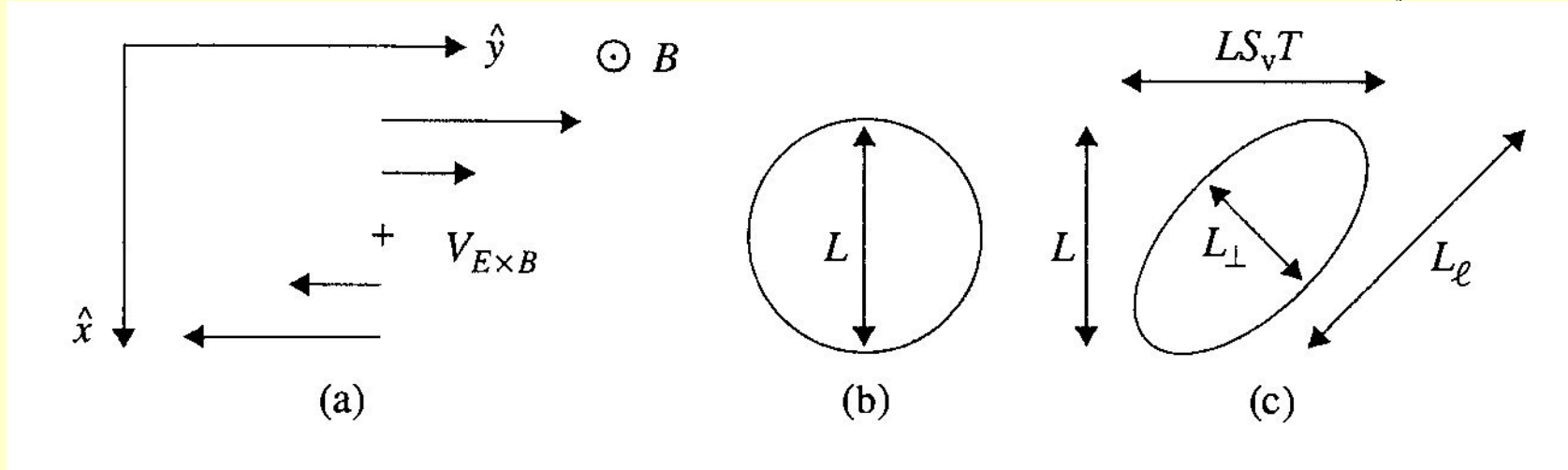
## Подавление турбулентного переноса широм (продолжение)



При движении вязкой (коэффициентом диффузии вязкости  $\eta$ ) нейтральной жидкости со скоростью  $U_0$  через канал с размером  $L$  качественно картина движения зависит от числа Рейнольдса  $Re = U_0 L / \eta$ . При увеличении  $Re$  ламинарное течение превращается в систему мелкомасштабных вихрей (vortex или eddy).

## Подавление турбулентного переноса широм (продолжение)

На рисунке показано сжатие турбулентного вихря плазмы перпендикулярного магнитному полю из-за наличия меняющейся по координате скорости  $V_y(x) = S_v x$ .



Через некоторое время  $t$  вихрь становится растянут в эллипс с большей диагональю  $L_l = L(1 + S_v^2 \cdot t^2)^{1/2}$  площадь вихря при этом сохраняется, поэтому меньшая ось уменьшается  $L_{\perp} = L(1 + S_v^2 \cdot t^2)^{-1/2}$ . Таким образом,  $k_{\perp eff} = k_{\perp 0} (1 + S_v^2 \cdot t^2)^{1/2}$ , и эффективный поперечный волновой вектор растет.

При оценки «длин перемешивания»- флуктуации, коэффициент переноса и сам перенос должны снижаться. Этот процесс длится время корреляции  $t = \tau_c = (D_0 k_{\perp eff}^2)^{-1}$ , где  $D_0$  коэффициент турбулентной диффузии без шира.

$$\frac{e\delta\varphi_k}{T} \sim \frac{1}{k_{\perp} L_n} \quad \frac{\langle \tilde{n}^2 \rangle}{\langle \tilde{n}^2 \rangle_0} \sim \frac{1}{1 + S_v^2 \tau_c^2}$$



## Описание турбулентного переноса и его свойства

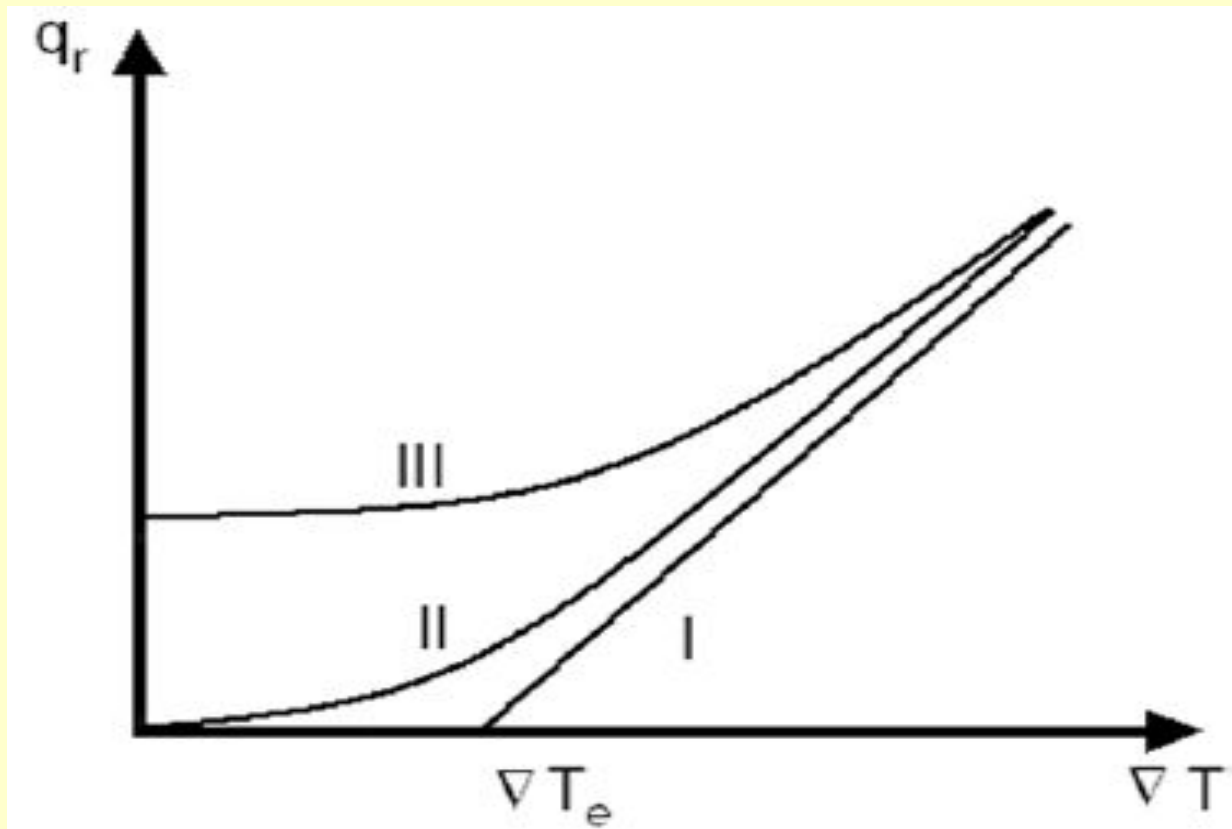
- Аналитическое описание суммарных конвективных потоков частиц и тепла ионов и электронов поперек поверхности  $S$  описывается следующими выражениями,

$$\Gamma_{i,e} = \frac{1}{S} \int_S n_{i,e} \mathbf{v}_E \cdot d\mathbf{a} = -D_{11} \frac{dn_{i,e}}{dx} - D_{12} \frac{dT_{i,e}}{dx},$$

$$q_{i,e} = \frac{1}{S} \int_S n_{i,e} T_{i,e} \mathbf{v}_E \cdot d\mathbf{a} = -D_{21} \frac{dn_{i,e}}{dx} - D_{22} \frac{dT_{i,e}}{dx},$$

где,  $\mathbf{v}_E = \mathbf{E} \times \mathbf{B}$  конвективная скорость,  $d\mathbf{a}$  единичный вектор площади поперек поверхности и  $n_{i,e}$  и  $T_{i,e}$  равновесные плотность и температура ионов и электронов.

- Диагональные элементы  $D_{12}$  and  $D_{21}$  могут вызывать различные типы соотношений между потоком и градиентами в плазме.



Три типа электронного потока тепла в зависимости от градиента температуры. Тип I пороговый, Тип II диффузионный (кривизна связана с нелинейной зависимостью от градиента температуры, и Тип III имеет вклад в поток других градиентов.

- Для аналогии со столкновительным переносом, часто оперируют эффективными коэффициентами переноса тепла и частиц электронов и ионов, определяемые следующими выражениями

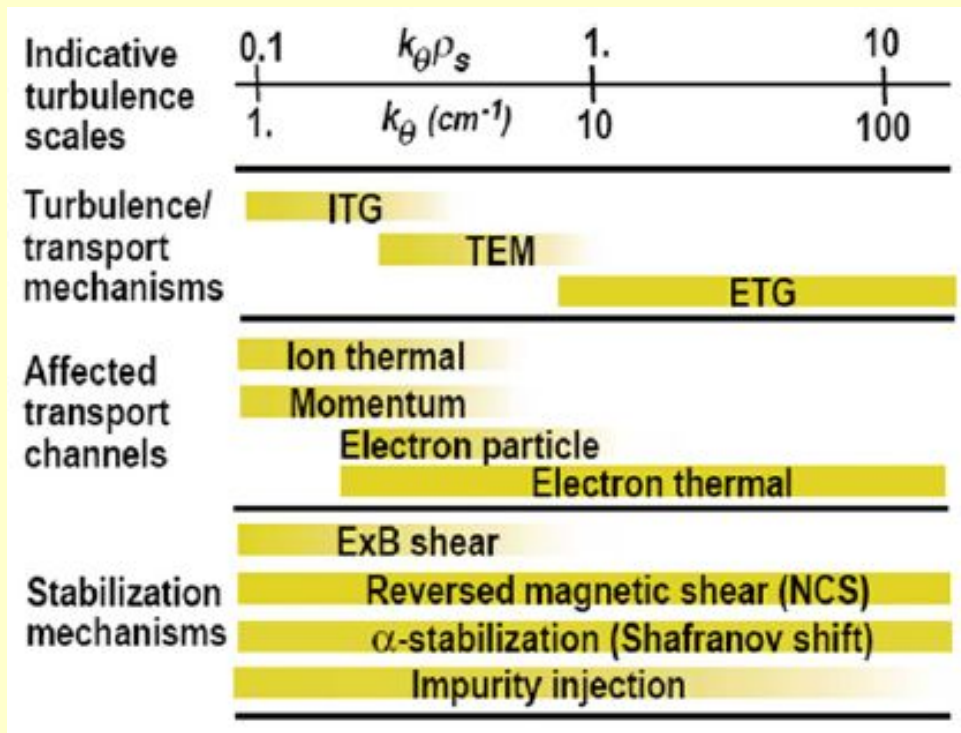
$$\Gamma_{i,e} = \frac{1}{S} \int_S n_{i,e} v da = -D_{i,e}^{eff} \frac{dn_{i,e}}{dx},$$

$$q_{i,e} = \frac{1}{S} \int_S n_{i,e} T_{i,e} v \cdot da = -\chi_{i,e}^{eff} \frac{dn_{i,e}}{dx}.$$

- При этом, линейный анализ устойчивости предсказывает существование порогов температурных градиентов для электронов и ионов, называемые соответственно ITG ( $\eta_i$ ) или ETG ( $\eta_e$ ) моды, где  $\eta_i = |\ln(n)/\ln(T_i)|$  и  $\eta_e = |\ln(n)/\ln(T_e)|$  - отношения характерных значений градиентов плотности и ионной и электронной температуры, соответственно. Обычно эти моды ответственны за Тип I.
- Микро-тиринг и баллонные токово-диффузионные моды, где диссипативные процессы такие как столкновительное сопротивление или аномальная диффузия тока играют существенную роль, могут характеризоваться Типом III.
- Так называемые TEM и TIM моды, вызываемые градиентами плотности имеют промежуточное поведение между типами I и III, ближе к тиру II. Поток зависит от столкновительности.

## Турбулентный перенос (современные представления)

- Турбулентности дрейфовых волн в плазме токамака является чрезвычайно сложным нелинейной системой включающей многие моды различного масштаба, нелинейные саморегулирующиеся структуры или зональные потоки, а также различные стабилизирующие механизмы вызванные магнитной геометрией и композицией плазмы разных сортов ионов. Все это иллюстрируется на Рис. [Doyle E.J. *et al* 2000 *Fusion Energy 2000: Proc. 18th Int. Conf. (Sorrento, 2000)* (Vienna: IAEA) CD-ROM file EX6/2 and <http://www.iaea.org/programmes/ripc/physics/fec2000/html/fec2000.htm>]

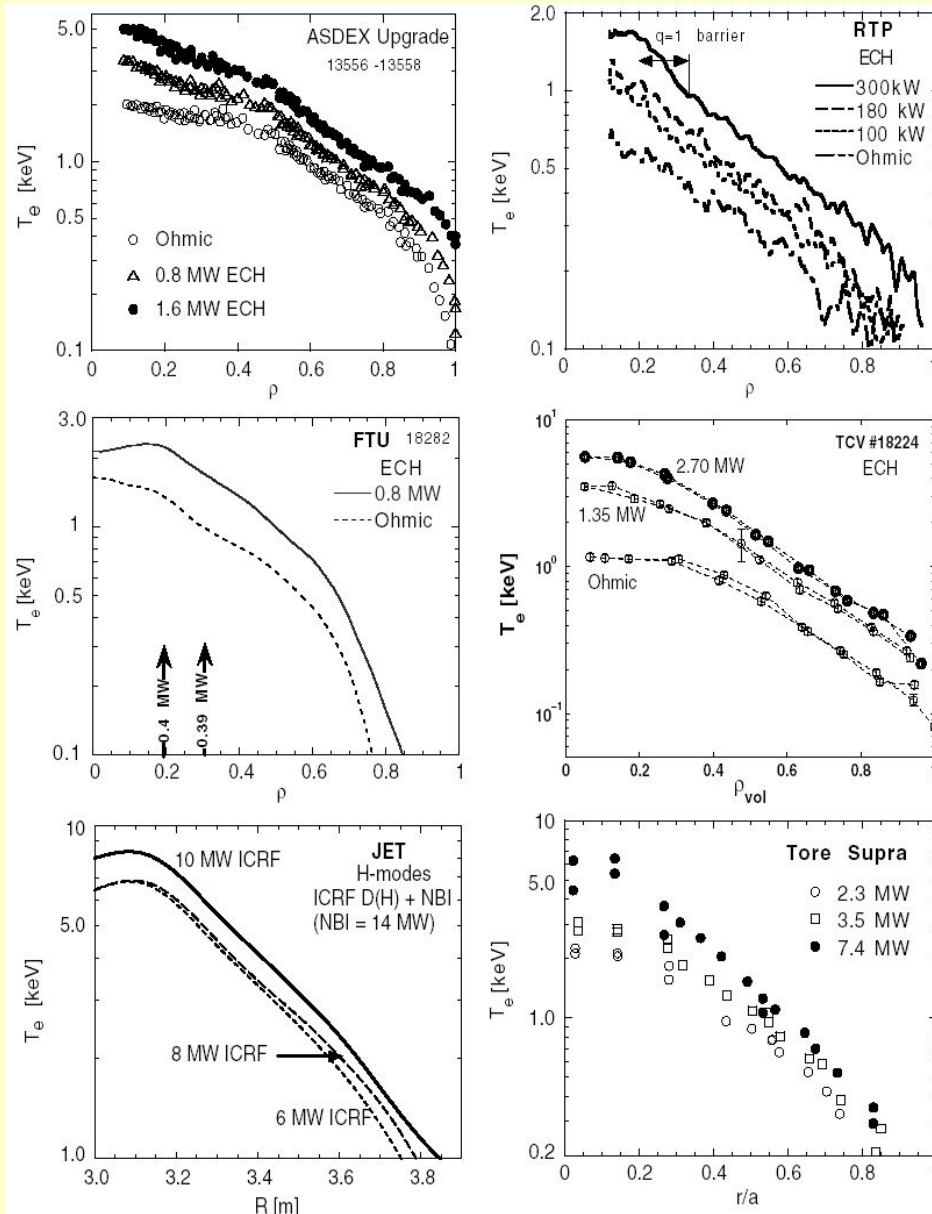


Сравнение масштабов дрейфовой турбулентности, механизмы турбулентности, каналы затрагиваемого переноса и стабилизационные механизмы.

## *Турбулентный перенос (современные представления)*

- Типичные турбулентные флуктуации ионов называемые ITG модой соответствуют переносу тепла ионов. Соответственно, коротковолновые электронные флуктуации, ETG мода, может привести к большому потоку тепла электронов. ITG и ETG неустойчивости имеют пороги критических градиентов температуры, которые характеризуют как модель Типа I.
- Мода захваченных электронов (TEM) с промежуточным пространственным масштабом или мезомасштабом (mesoscale) может вызывать как перенос самих электронов так и их тепла и характеризуется как транспортная модель Типа II.
- Микро-тиринговые неустойчивости и баллонные моды диффузии тока, в котором диссипативные процессы (столкновительное сопротивление и аномальная диффузия тока) играют существенную роль, соответствуют Типу III.
- Типичные когерентные структуры большого масштаба в плазме токамака – это тороидально и полоидально симметричные зональные потоки (могут подавить турбулентные флуктуации и перенос через декореляцию ширины потока в турбулентности) и радиально вытянутые стримеры (могут увеличить перенос за счет увеличения радиальной длины корреляции).

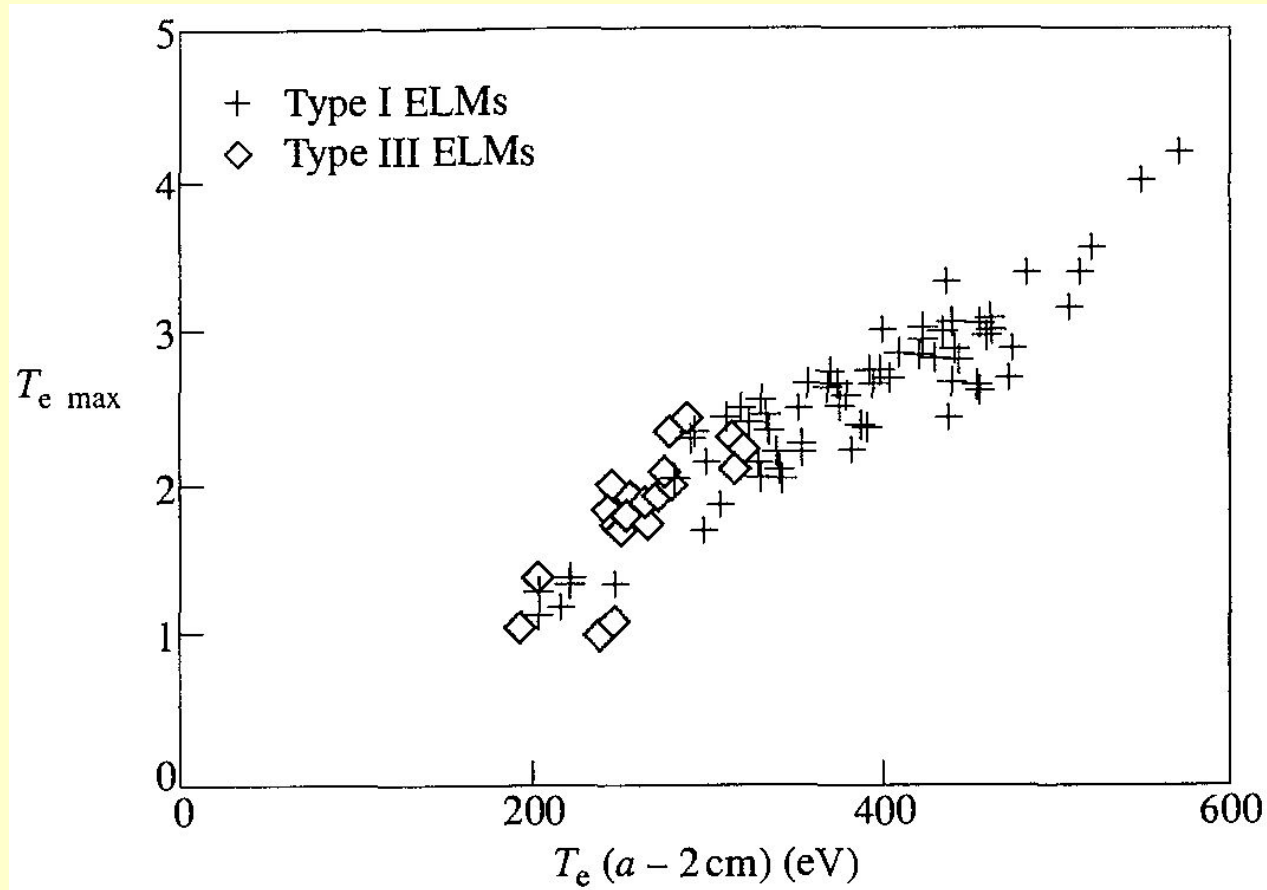
# Турбулентный перенос (жесткость – *stiffness, resilience* профилей)



- При центральном нагреве профили электронной температуры, построенные в логарифмическом масштабе, имеют схожую форму. Пример приведён на Рисунке. Профили имеют одинаковый наклон и различаются температурой на границе. Одинаковый наклон означает, что  $R/L_{Te}$  одинаковы или близки, температура в центре пропорциональна температуре на границе.

Профили электронной температуры с различных токамаков в логарифмическом масштабе демонстрируют область постоянным нормированным градиентом температуры. [Ryter F. *et al* 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** A323].

# Турбулентный перенос (жесткость – *stiffness*, *resilience* профилей)



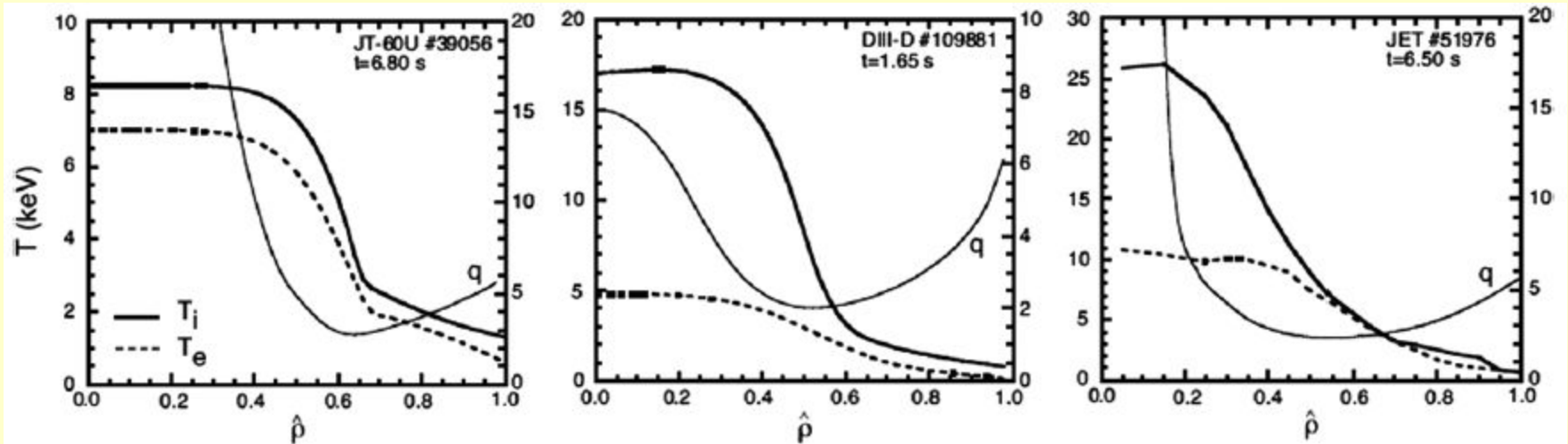
Тип I переноса (пороговый) довольно распространен при омическом нагреве, в L- H- модах как видно из рисунка.

!!! Надежда на широкие ITВ!!!

## Эффект магнитного шира на формирование ИТВ

- Внутренние транспортные барьеры (ITBs), области с пониженным или вообще подавленным ионным теплопереносом, широко наблюдаются на многих токамаках. ITBs обеспечивают улучшенное удержание и сценарии с нарушением «жесткости» профилей.
- Недавние эксперименты на JET, ASDEX Upgrade и JT-60U показали, что магнитный шир напрямую влияет на ионный перенос когда он меняется от слабых положительных к отрицательным значениям [Sakamoto Y. *et al* 2004 *Nucl. Fusion* **44** 876; Wolf R.C. *et al* 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1757]. В экспериментах на JET продемонстрировано, что профиль  $q$  влияет на значения мощности нагрева, которая запускает формирование ИТВ [Gomezano C. 1999 *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** B367; Challis C.D. *et al* 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 1031].
- ИТВ разряды с сильно перевернутым профилем  $q$  (с небольшим нецентральной полоидальным полем) и с большим градиентом ионной температуры легко сейчас получают, как показано на следующем рисунке для JT-60U, DIII-D и JET [ITER 1D Modelling Working Group: *et al* 2000 *Nucl. Fusion* **40** 1955].





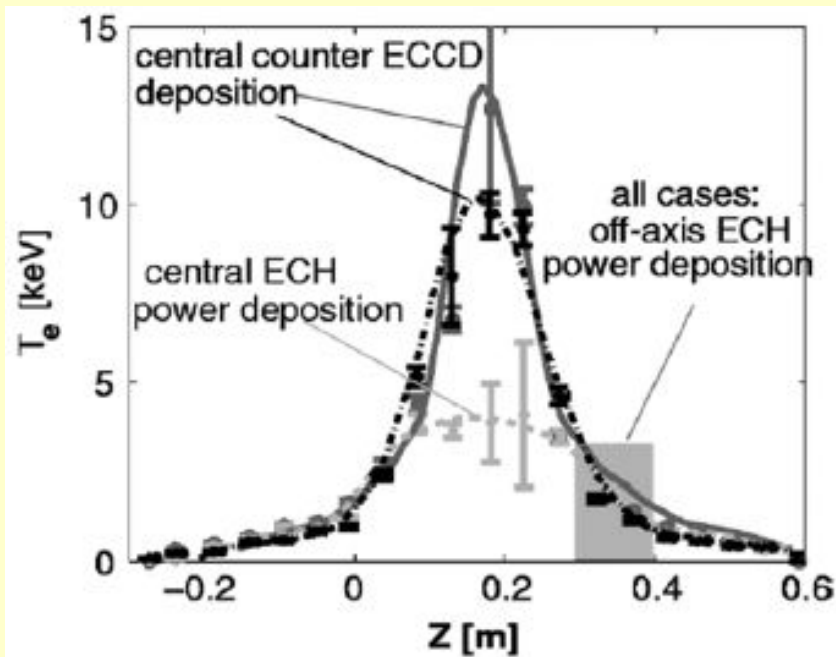
Температурные профили для ионов (сплошные линии) и электронов (пунктирные линии) и профили запаса устойчивости в ИТВ разрядах JT-60U, DIII-D и JET сильно перевернутым магнитным широм.

Подчеркнем, что так называемые advanced операционные режимы имеют целью получения стационарного, длинного импульса H-моды с использованием слабого или немного перевернутого центрального магнитного шира с высоким бетта и  $q < 1$  в центре [Burrell К.Н. and DIII-D Team 2003 Nucl. Fusion 43 1555].

## Электронные ИТВ

- Если при NBI создают сильный ионный ИТВs, они слабо влияют или вообще не создают электронный ИТВ
- Сильный электронный ИТВs создаются при доминирующем электронном нагреве обычно в сопровождении с неиндукционным поддержанием тока (current drive) посредством ВЧ сценариев - LH, ECRH и меньше ICRF. Обзор на эту тему есть в [Connor J.W. *et al* 2004 *Nucl. Fusion* **44** R1].
- Электронный ИТВs, обычно достигается при очень малых плотностях и приводят к электронным температурам, достигающим в центре значений 20 кэВ, и к резким градиентам с  $R/L_{Te}$  до 20. Последнее значение в 2–3 раза превышает обычно измеряемые в простой плазме и означают наличие транспортного барьера. Радиальное положение основания барьера близко к положению минимального значения  $q$ ; однако, из-за незнания точной величины  $q$  невозможно понять точно он совпадает с этим расположением или находится слегка внутри. Изменение в градиенте, которое определяет основание барьера хорошо заметно на профиле температуры, на примере электронного ИТВ созданного с помощью центрального counter- ECCD на Рис. 28.
- Во всех исследованиях создание и устойчивость электронного ИТВ оказывалась связанной с магнитным широм (см. Рис. 8) . На T-10 плоский или слегка положительный шир оказывался достаточным условием для создания электронного ИТВ [Razumova K.A. *et al* 2000 *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** 973].

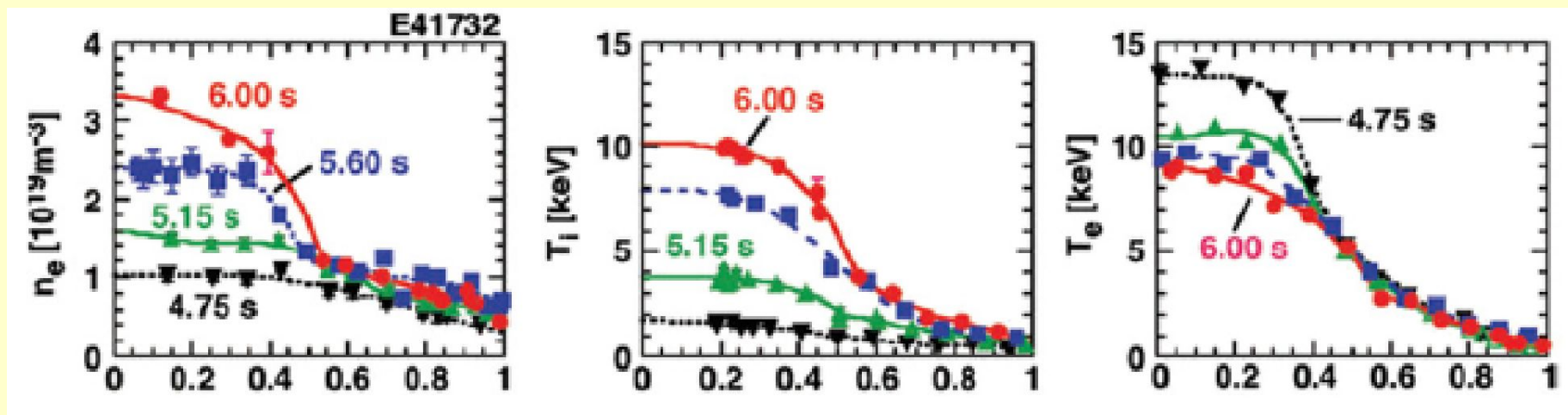
В других токамаках электронный ИТВ с преобладающим нагревом электронов требовал отрицательного магнитного шира [Wolf R.C. *et al* 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1259]. Эксперименты, в которых могла варьироваться глубина профиля  $q$ , показали, что величина барьера растёт с обратным знаком профиля  $q$  [Sauter O. *et al* 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 105002]. В JET, расчёт турбулентности показал, что формирование электронного ИТВ связано со стабилизацией ТЕМ при обратном шире  $\hat{s} \leq -0.5$ . Дополнительный вклад в стабилизацию может вносить градиент  $\beta$  [Bourdelle C. *et al* 2003 *Phys. Plasmas* **10** 2881]. Эти механизмы дают положительную обратную связь: чем выше давление и резче градиент тем больше стабилизируется турбулентность. В реакторе она так же будет поддержана увеличением давления и термоядерной мощностью.



**Рис. 28.** Профили электронной температуры в TCV демонстрируют, что центральный против-ECCD (непр. линия  $P_{tot} = 2.25$  МВт; штрихпунктирная линия  $P_{tot} = 1.8$  МВт) создаёт сильный электронный ИТВ, тогда как ECRH (штриховая линия  $P_{tot} = 2.25$  МВт) - нет. [Sauter O. *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2199].

- Величина градиента в развитом электронном ИТВ может ограничиваться за счёт развития ETG mode при большом  $R/L_{Te}$ . Это было проанализировано для электронного ИТВ в Tore Supra. Это предположение подтвердилось моделированием, в котором для воссоздания экспериментальных измерений величины градиента требовалось наличие ETG турбулентности. Изучение переноса показало, что электронная теплопроводность  $\chi_e$  падает на порядок на электронном ИТВ. Типичные значения  $\chi_e = 1\text{--}4 \text{ м}^2 \times \text{сек}^{-1}$  вне барьера и  $0.5\text{--}0.1 \text{ м}^2 \times \text{сек}^{-1}$  внутри барьера [Pericoli Ridolfini V. *et al* 2003 *Nucl. Fusion* **43** 469]. Это значение мало, но всё ещё на порядок больше неоклассической величины для электронов. По этой причине турбулентный электронный перенос не полностью подавлен по сравнению с тем, что наблюдается в ионном ИТВ.

- В электронном ИТВ с преобладающим нагревом электронов ионная температура остаётся достаточно низкой и значение  $T_e/T_i$  может достигать 30. Профили  $T_i$  не проявляют признаков ИТВ. Попытки увеличить  $T_i$  вводя NBI нагрев в плазму с образованным электронным ИТВ приводили к уменьшению электронного ИТВ, что показано на Рис. 29. При достаточном нагреве ионов образовывался ионный ИТВ, в то время как электронный ИТВ исчезал. Только в одном единственном случае, удалось одновременно получить электронный и ионный ИТВ [Gunter S. *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3097]. Почему все это происходит пока не ясно.



**Рис. 29.** Результаты с JT-60U демонстрируют, что электронный ИТВ уменьшается со временем, которое соответствует возрастанию мощности NBI и ионной температуры. [Fujita T. *et al* 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** A35].

## Неоклассические эффекты (*Ware pinch*)

Уравнение баланса частиц:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} \Gamma_n = S - L$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_n) = S - L$$

В плазме, наряду с диффузионным потоком частиц, направленным наружу, должен существовать дрейфовый поток, направленный внутрь плазменного шнура. Полный поток равен:

$$\Gamma_n = \Gamma_D + \Gamma_{dr} = -D \frac{\partial n}{\partial r} + v_{dr} n$$

рассмотрим стационарный случай, тогда:

$$\int_0^r 2\pi r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( -D \frac{\partial n}{\partial r} + v_{dr} n \right) \right] dr = \int_0^r 2\pi r (S - L) dr = \Gamma(r)$$

где  $\Gamma(r)$ - интеграл от источников.

Для центральной области шнура, в предположении отсутствия источников и дрейфового Потока, получим:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r < a - \delta} = 0 \quad n(r) \Big|_{r < a - \delta} = \text{const}$$

Несоответствие экспериментальному профилю привело к учету дрейфового потока:

$$-D \frac{\partial n}{\partial r} + v_{dr} n = 0$$

$$v_{dr} = v_{dr}^{ware} - \frac{r}{a} v(a)$$

$$v_{dr}^{ware} \propto \frac{E_\varphi}{B_\theta} \quad 2\pi R E_\varphi = U \quad B_\theta \propto \frac{I}{r}$$

$$v_{dr}^{ware} \propto \frac{U}{2\pi R I} r \propto r$$

в плотной плазме, когда  $n > 5 \cdot 10^{13} \tilde{n}_i^{-3}$ ,  $\frac{v_{dr}}{v_{dr}^{ware}} = 10 \div 100$

Рассмотрим простую модель, отбросив член  $v_{dr}^{ware}$  и полагая  $D = \text{const}$ :

$$-D \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{r}{a} v(a) n = 0$$

$$\frac{\partial n}{n} = -\frac{v(a)}{aD} r \hat{r}$$

Пусть  $\alpha = \frac{av(a)}{D}$ , тогда  $\frac{\partial n}{n} = -\frac{\alpha}{a^2} r \hat{r}$

$$n(r) = n_0 e^{-\frac{\alpha}{2a^2} r^2}$$

Итак, при этом рассмотрении полученный профиль имеет форму Гаусса, причем параметр  $\alpha$  определяет «остроту» профиля в центральной зоне шнура.