

МЕХАНИЗМ ПОДАВЛЕНИЯ РАДИАЛЬНОГО ПЕРЕНОСА В ГДЛ ПРИЛОЖЕННЫМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ

А.Д. Беклемишев, М.С. Чащин

в сотрудничестве с
П.Багрянским и Е.Солдаткиной

14 ноября 2006г.

История вопроса - эксперимент

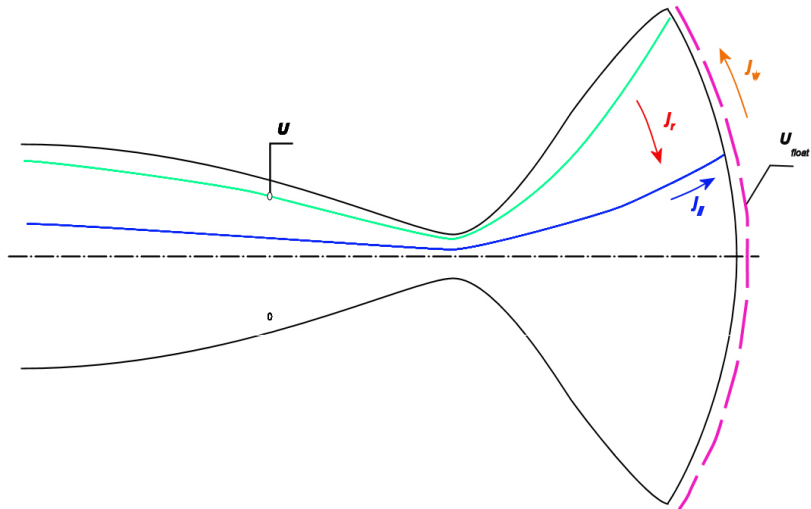
- Экспериментально обнаружено увеличение времени жизни в ГДЛ при приложении потенциала к лимитеру (предполагалось, что так можно уменьшить вращение и центробежную силу);
- При приложении потенциала порядка $\sim 150V \sim 2T_e$ время жизни определяется продольными потерями;
- "Стабилизация" наблюдается даже при прямых силовых линиях в расширителе, т.е., в области заведомой МГД-неустойчивости;
- "Стабилизированные" режимы теперь являются "стандартными" в ГДЛ.

История вопроса - линейная теория

- Существуют механизмы стабилизации МГД-мод (например, FLR), которые могли бы сработать при уменьшении **среднего вращения**, но не для жесткой моды $m = 1$;
- **Сдвиговое вращение** плазмы уменьшает скорость роста мод и радиальный перенос (но опять же не влияет на жесткую моду);
- Мода $m = 1$ может стать устойчивой при совместном действии конечного β и проводимости на торец (Ю.Цидулко).

Вопрос: что на самом деле происходит с вращением при приложении потенциала к лимитеру?

Токи и потенциалы



Замыкание токов (осевая симметрия)

$$B \nabla \frac{j_{\parallel}}{B} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_{\psi}) = 0,$$

можно проинтегрировать вдоль силовой линии

$$j_{\parallel}(L) = B \int_0^L \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_{\psi}) dl$$

и найти изменение потенциала за счёт изменения амбиполярного баланса $j_{\parallel}(L) = j_e + j_i$:

$$\varphi = \varphi_w + \delta\varphi_0(T_e) - \frac{T_e B}{e j_I} \int_0^L \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r j_{\psi}) dl.$$

Здесь j_i - ионный ток на стенку, φ_w - потенциал стенки, $\delta\varphi_0(T_e)$ - амбиполярный потенциал.

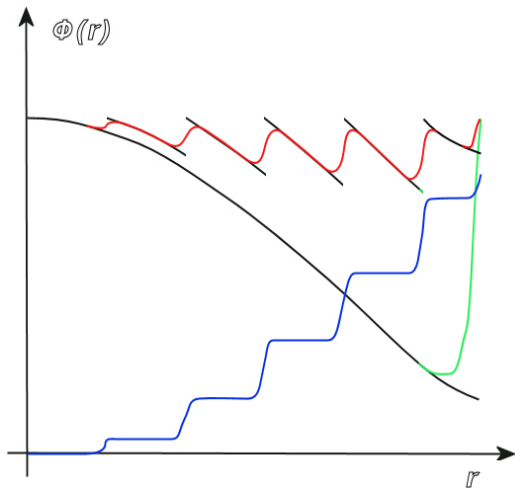
Профиль вращения (осевая симметрия)

Оценки (Звенигород -2006)

- Радиальные токи в осесимметричной системе текут только за счёт перераспределения момента импульса, т.к. нет иных азимутальных сил;
- Радиальные токи за счёт вытекания импульса вместе с плазмой малы по сравнению с продольными токами как ρ/a , так что влияют на амбиполярный баланс только при $\nabla\phi/\phi \sim 1/\rho$.
- Перераспределение момента импульса за счёт турбулентности даст нужный ток, только если её амплитуда нереалистично велика, $\tilde{v}_\perp \sim c_s \sqrt{r/L(k\rho_i)}$!

Вывод: в плазме должны быть скачки потенциала на размере $\sim \rho_i$, т.е., сдвиговое течение, а вовсе не уменьшение среднего вращения.

Радиальный профиль потенциала - о.с.

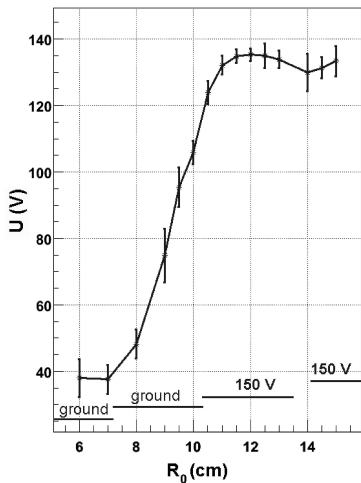


ПОТЕНЦИАЛ ПЛАЗМЫ

—
амбиполярный
потенциал

≈
ПОТЕНЦИАЛ СТЕНКИ

Профиль потенциала - эксперимент



Ширина переходного слоя в несколько раз больше ρ_i (для одиночного скачка потенциала)

Кроме того, есть низкочастотные колебания, даже в "устойчивом" режиме

(с)Багрянский и Солдаткина, 2006

Замыкание токов

Из условия замыкания токов $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$ следует

$$j_{\parallel} = -B \int_0^L \frac{1}{B} \operatorname{div} \mathbf{j}_{\perp} dl = j_i(L) + j_e(L)$$

причём \mathbf{j}_{\perp} находится из уравнений МГД

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_{\perp} = -cB \nabla \times \frac{\rho}{B^2} \frac{d\mathbf{v}}{dt} - cB \nabla \frac{1}{B^2} \times \nabla p$$

а скорость выражается через потенциал

$$\mathbf{v} = \frac{c}{B} \mathbf{b} \times \nabla \varphi.$$

Замыкание токов

Избыточный заряд от поляризационного и диамагнитного тока должен стекать из плазмы на торцевые пластины

$$j_{\parallel}(L) \simeq cL \left(\frac{\rho c}{B^2} \frac{d}{dt} \Delta\varphi - \frac{2B'(x)}{B^2} \frac{\partial p}{\partial y} \right)$$

где он нарушает амбиполярный баланс, и следовательно, влияет на потенциал плазмы относительно пластин

$$j_{\parallel}(L) = j_i + j_e \approx J_i \left(1 - \exp \left[\frac{e\varphi - e\varphi_a}{T_e} \right] \right) \approx -J_i \frac{e}{T_e} (\varphi - \varphi_a).$$

Уравнение для потенциала

Приравнивая токи, получим

$$\frac{d}{dt} \Delta \varphi = R (\varphi_a - \varphi) + f(\varphi) \quad (1)$$

где

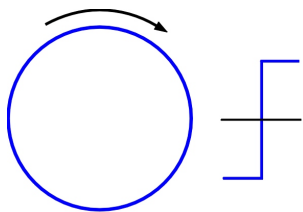
$$R = J_i \frac{e}{T_e} \frac{B^2}{\rho c^2 L}$$

описывает проводимость на торец, а

$$f = \frac{2B'(x)}{\rho c} \frac{\partial p}{\partial y} \sim - \frac{2B'p'_0}{\rho B} \frac{ik_y^2}{\omega} \tilde{\varphi}$$

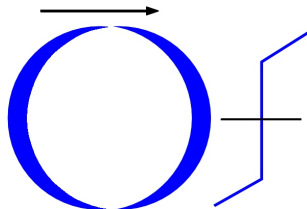
- дивергенцию диамагнитного тока, т.е., причину неустойчивости.

Линейная стадия



$$\frac{d}{dt} \Delta\varphi = -\frac{2B'p'_0}{\rho B} \frac{ik_y^2}{\omega} \tilde{\varphi} f$$

Конвективное возмущение приводит к сдвигу равновесного скачка потенциала



Стационар

$$(v\nabla) \Delta\varphi = R(\varphi_a - \varphi) + f$$

Если f - гладкая, и сделать замену

$$\psi = \varphi - f/R$$

получим

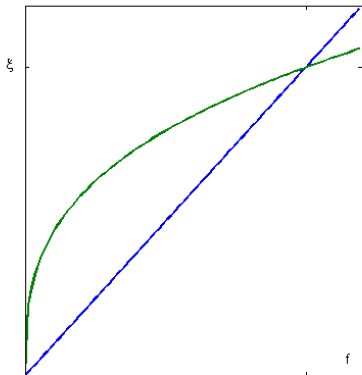
$$(v - u\nabla) \Delta\psi - R\psi \approx -R\varphi_a$$

причём

$$u \sim f/R, \quad \varphi_a = \Delta\varphi_w \theta(x)$$

$$\Delta x \sim f^{1/3} R^{-2/3}!$$

Связь с линейной стадией



На линейной стадии возмущение давления (и f) растут пропорционально смещению ξ . Однако при заданной силе есть ширина стационарного размывания потенциала, растущая как $f^{1/3}$. Точка пересечения соответствует уровню нелинейного насыщения моды.

Профиль потенциала

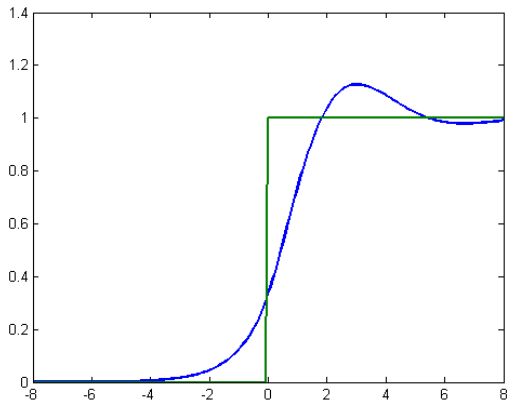
Нормированное уравнение для потенциала $\psi = \psi/\Delta\varphi_w$

$$\psi''' - \psi = -\theta(x)$$

имеет гладкое решение

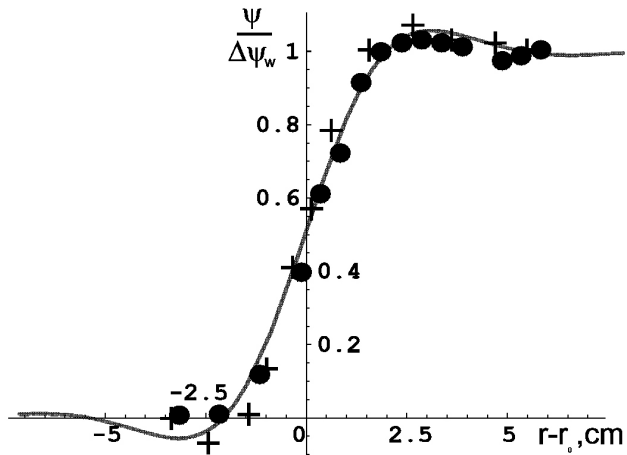
$$\psi = \begin{cases} \frac{1}{3}e^x, & x < 0 \\ 1 - \frac{2}{3}e^{-x/2}\cos\frac{\sqrt{3}}{2}x, & x > 0 \end{cases}$$

Решение

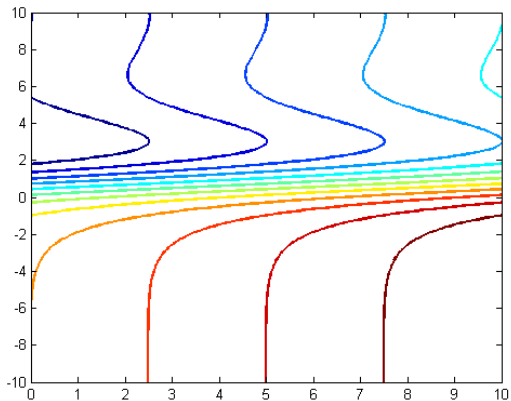


Размывание
скачка
потенциала
течением
слева-направо

Профиль потенциала - сравнение

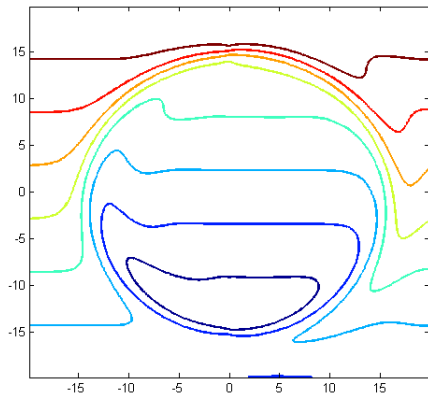


Линии тока - плоская геометрия



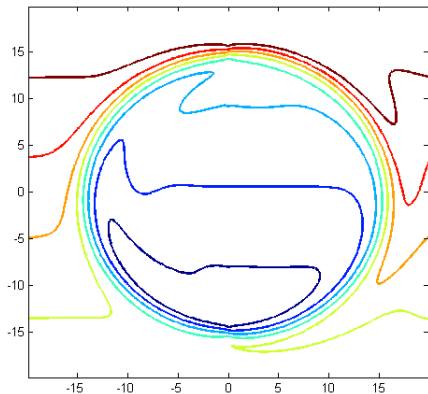
$$\Delta\varphi/T_e = 1$$

Линии тока - цилиндр



$$\Delta\varphi/T_e = 0.5$$

Линии тока - цилиндр



$$\Delta\varphi/T_e = 1.5$$

Скейлинг для ширины слоя

$$\Delta r \sim 0.9 \left[\frac{aL}{L_{\text{cur}}} \frac{T_e[\text{eV}]}{B^2[\text{kGs}]} \right]^{1/3} [\text{cm}]$$

Для параметров ГДЛ $\Delta r \sim 4$ см

Для параметров ГОЛ-3 $\Delta r \sim 2.5$ см.

Скейлинги для тока и требуемой МОЩНОСТИ

Из модели

$$I_r \sim -0.9a \left(\frac{aL}{RL_{cur}} \right)^{1/3} \frac{n[\times 10^{13} \text{cm}^{-3}] T_i^{1/2} [\text{eV}]}{B^{2/3} [\text{kGs}] T_e^{2/3} [\text{eV}]} \Delta\varphi_w [\text{V}]$$

С заданной шириной Δr

$$I_r \sim -0.7j_{ia}\Delta r \frac{\Delta\varphi_w [\text{V}]}{T_e [\text{eV}]}$$

Для параметров ГДЛ $I_r \sim 150 \text{ A}$

$$P \sim 0.9a \left(\frac{aL}{RL_{cur}} \right)^{1/3} \frac{n[\times 10^{13} \text{cm}^{-3}] T_i^{1/2} [\text{eV}]}{B^{2/3} [\text{kGs}] T_e^{2/3} [\text{eV}]} \Delta\varphi_w^2 [\text{V}]$$

Для параметров ГДЛ $P \sim 25 \text{ kWt}$

Выводы

Построена модель переноса тока и потенциала в плазме ГДЛ при наличии крупномасштабной конвекции.

- Экспериментальный профиль потенциала в плазме соответствует только модели с конвекцией, так что полной линейной устойчивости системы нет;
- Конвективные моды нелинейно насыщаются за счёт взаимодействия со скачком потенциала на стыке секций плазмоприёмника;
- При достаточно большом перепаде потенциала внутренняя и внешняя области плазмы не перемешиваются, что и объясняет улучшенное удержание.

Контрольные эксперименты

- Проверить, что скачок потенциала действительно более узкий в линейно-устойчивом случае (при стабилизации каспом).
- Положение такого узкого скачка позволит проверить правильность расчёта силовой линии в расширителе.
- В линейно-неустойчивом случае нужно измерить токи между пластинами и сравнить со скейлингом - проверка правильности описания продольных токов.
- Проверить зависимость ширины скачка от температуры электронов и магнитного поля.
- При изменении радиуса скачка должна меняться ширина плазмы?