京大宇治、エネルギー理工学研究所センター北4号棟4階大会議室
2010/2/1

LHD高ベータ放電における MHD平衡特性とその物理課題

大学共同利用機関
自然科学研究機構 核融合科学研究所

渡邊 清政

エネルギー理工学研究所　非常勤講師

LHDにおけるMHD平衡研究の意義

1. 核融合炉に必要な高ベータ運転で実効的な磁気面が存在することを検証する必要がある。
 3次元プラズマでは、厳密な意味の磁気面の存在が明らかでないから(真空では、厳密解なし)。

2. MHD平衡を高精度で同定する手法を確立する必要がある。
 MHD平衡配位はあらゆるプラズマ特性(MHD安定性、輸送特性等)に影響を与える。

内容

1. 実効的な磁気面が存在すること検証

   (1) MHD平衡ベータ限界について

   (HINTコードに基づく理論予測)

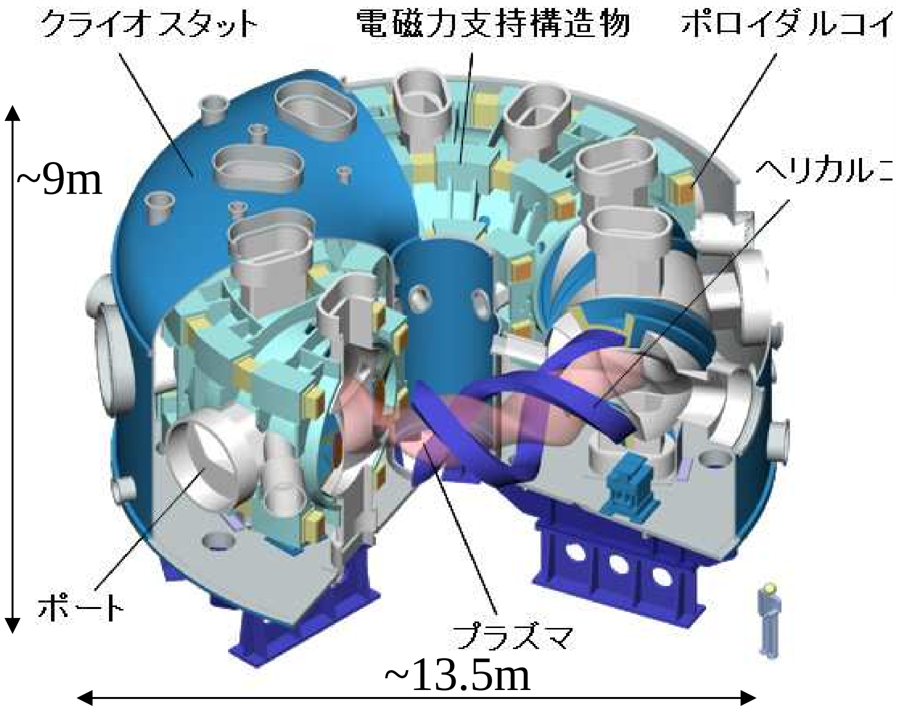
   (2) HINTの予測と実験結果の比較

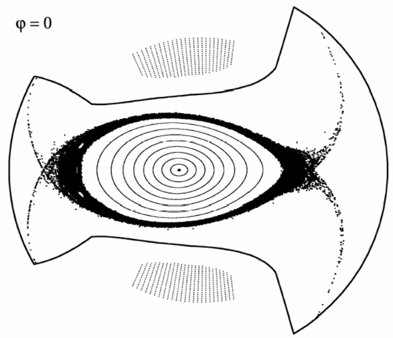
2. LHDにおけるMHD平衡同定に関する課題

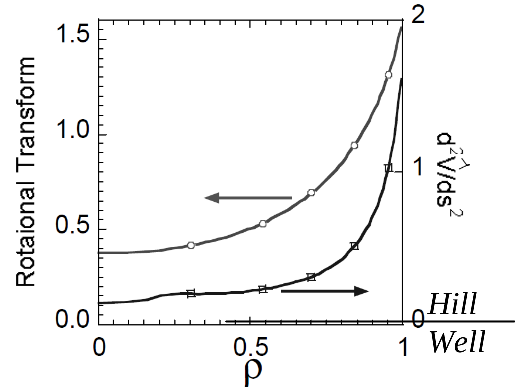
   (1) ビーム圧力の影響

   (2) トロイダル電流の影響

大型ヘリカル装置(LHD)の装置の特徴







磁気面形状は、楕円。これがトロイダル方向に進むにつれて回転。
磁気シアは中心で小さく、周辺で強い。
典型的な真空配位では全領域磁気丘。

磁気丘の大きさ∝ $d\Omega/dr$

$$\Omega \approx \left\langle \int d\phi \left(\left(\frac{R}{R_0}-1\right)^2 + \left(\frac{B}{B_0}-1\right)^2 \right) \right\rangle$$

$\sim \iota/2\pi$

連続コイルによるヘリカル型装置(L=2/M=10)

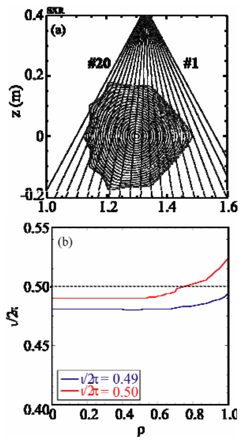
プラズマ主半径:3.42−4.1m

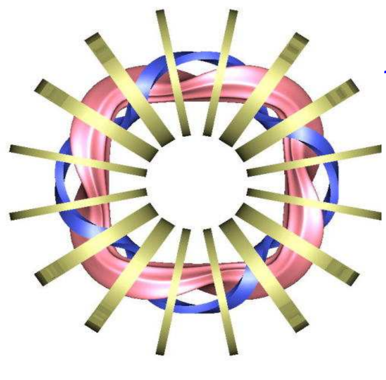
プラズマ小半径:0.6m

プラズマ体積:30m^3

磁場強度:3テスラ(最大)

1998年3月実験開始





Heliotron-J

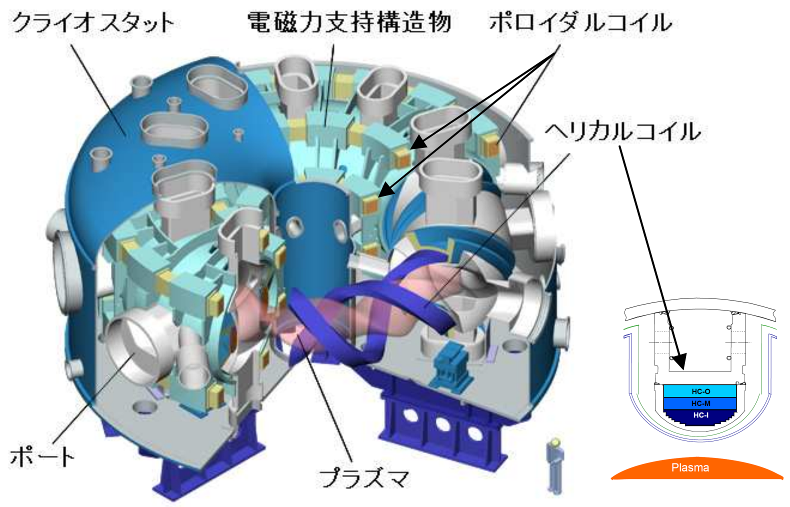
大半径 1.2m

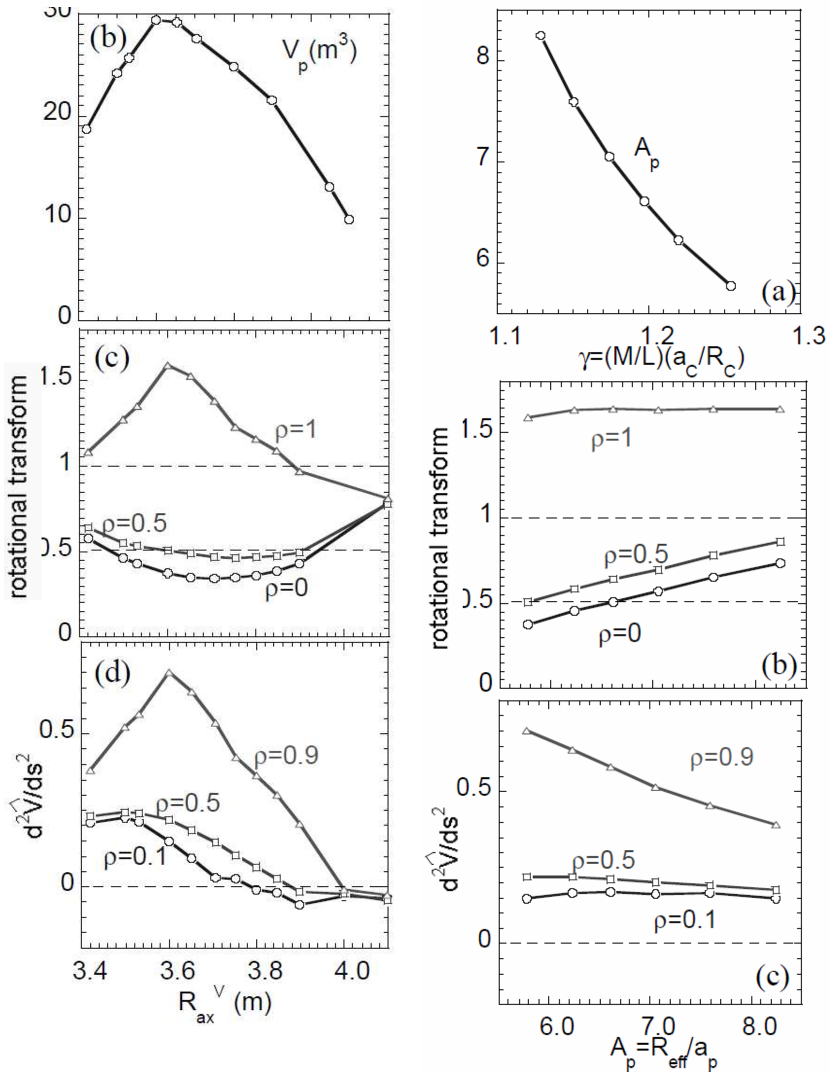
小半径 ~0.2m

磁場強度 1.5T

L=1/M=4

大型ヘリカル装置(LHD)の装置の特徴 II





主な配位制御パラメータ

 # 垂直磁場(磁気軸トーラス大半径)

=> 最外殻と磁気軸の相対位置、
ヘリカルコイルとプラズマの距離

=> 磁気丘(井戸)、体積、磁気シア

 # 4重極磁場 => 楕円度

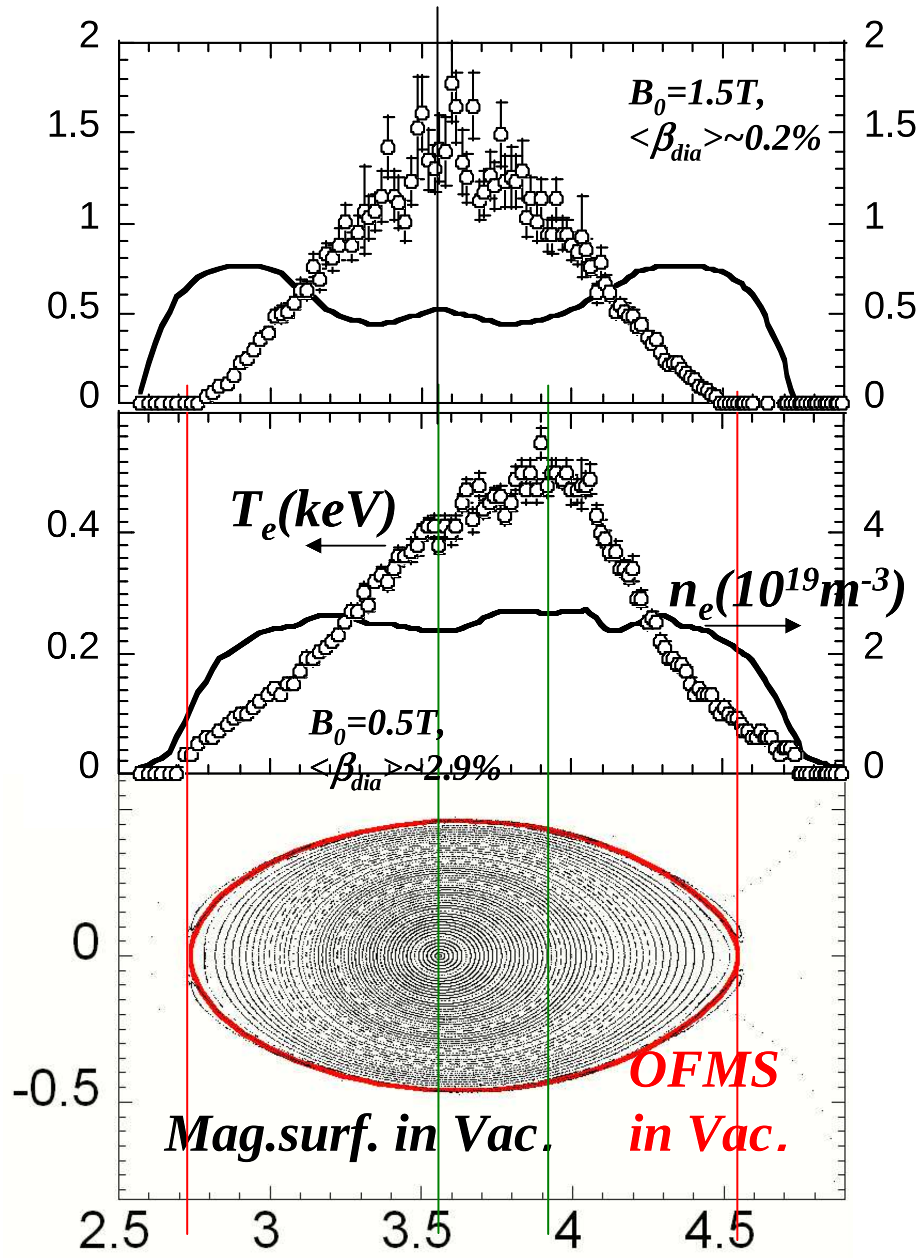
 # コイルピッチ ($\gamma \propto a_c/R_c$)

=>A_p, $\iota/2\pi$(磁気シア)、磁気丘(井戸)

楕円度、$\iota/2\pi$(磁気シア)=> 有限ベータ時の磁気軸シフト=> 有限ベータ時の磁気井戸形成

有限ベータの効果

1. ベータの上昇につれて磁気面がトーラス外側にシフト(シャフラノフシフト)
   Pfirsh-Shulter電流(平衡電流)の双極成分分が垂直磁場を形成
2. 周辺磁気面の破壊
   軸対称磁場成分によっても磁気面は破壊されるが、Pfirsh-Shulter電流の非軸対称成分は磁気面破壊を助長



LHD3.6m/B_q100%/γ1.254
B_0=0.5~1.5T

Boundary condition of HINT code

The pressure on the field lines connected with a wall before toroidally 1 turn is zero.

Pressures tend to be constant along the same magnetic field line .

(A) pressure relaxation:

$$p \Rightarrow \bar{p} = \frac{\oint \frac{dl}{B} p}{\oint \frac{dl}{B}} \quad \rightarrow \mathbf{B} \cdot \nabla p = 0$$

HINT algorism

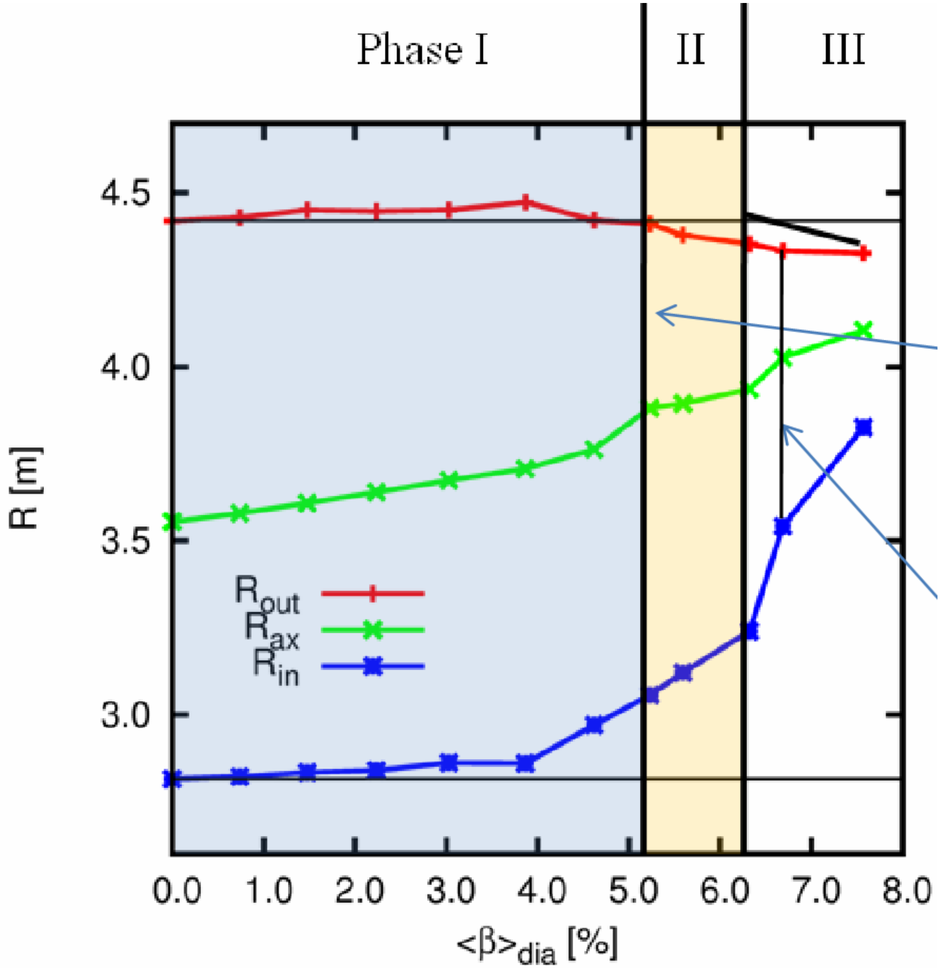
(B) relaxation of magnetic field:

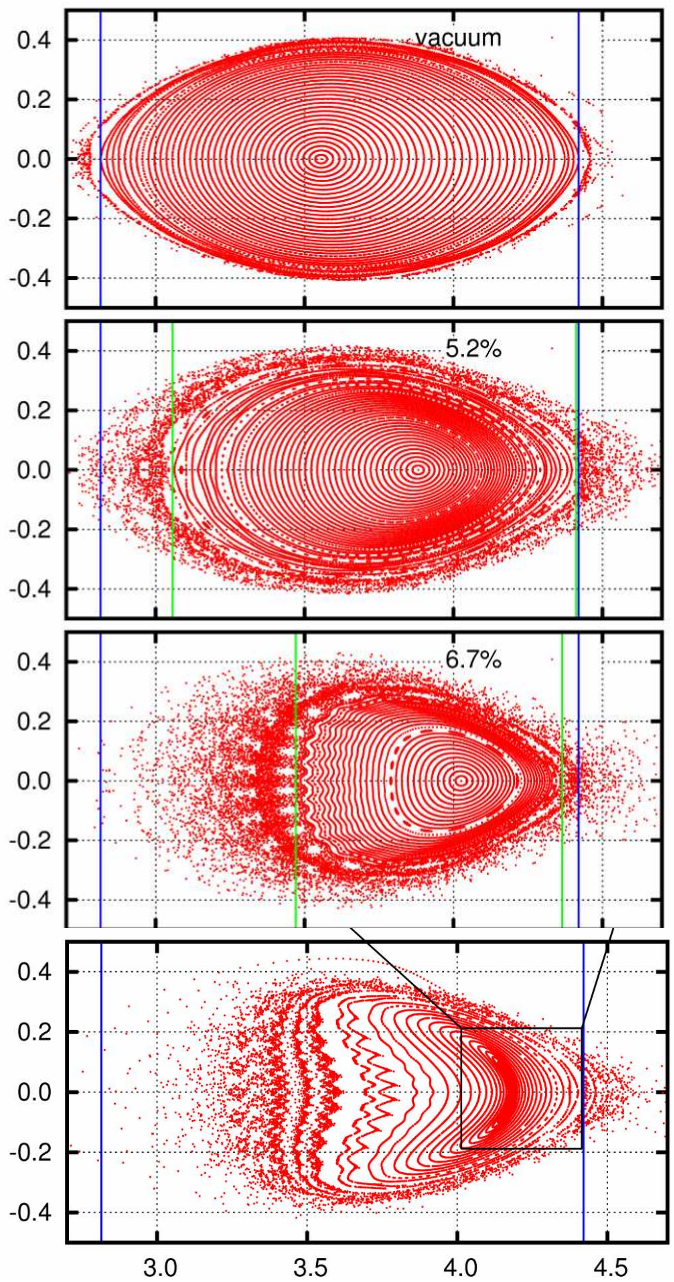
$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[\mathbf{V} \times \mathbf{B} - \eta \left(\mathbf{j} - \mathbf{j}_{\|\mathrm{net}} \right) \right]$$

平衡限界について(3.6m/g1.20配位)

IAEA2008, Y.Suzuki et al.

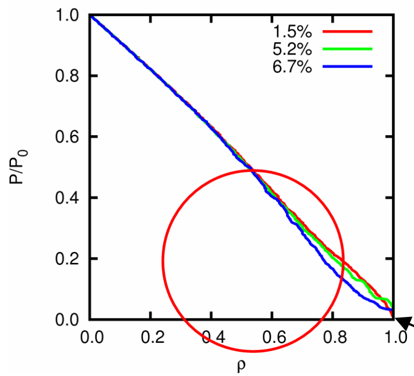




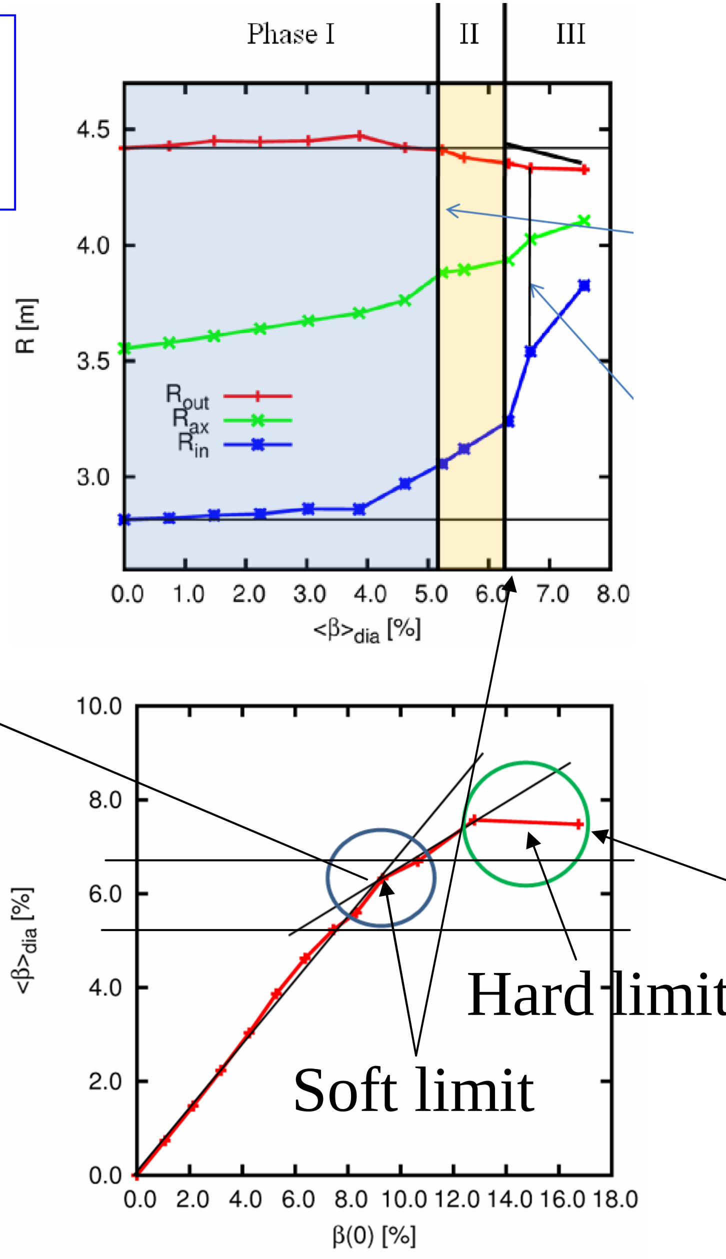
平衡限界について(3.6m/g1.20配位)

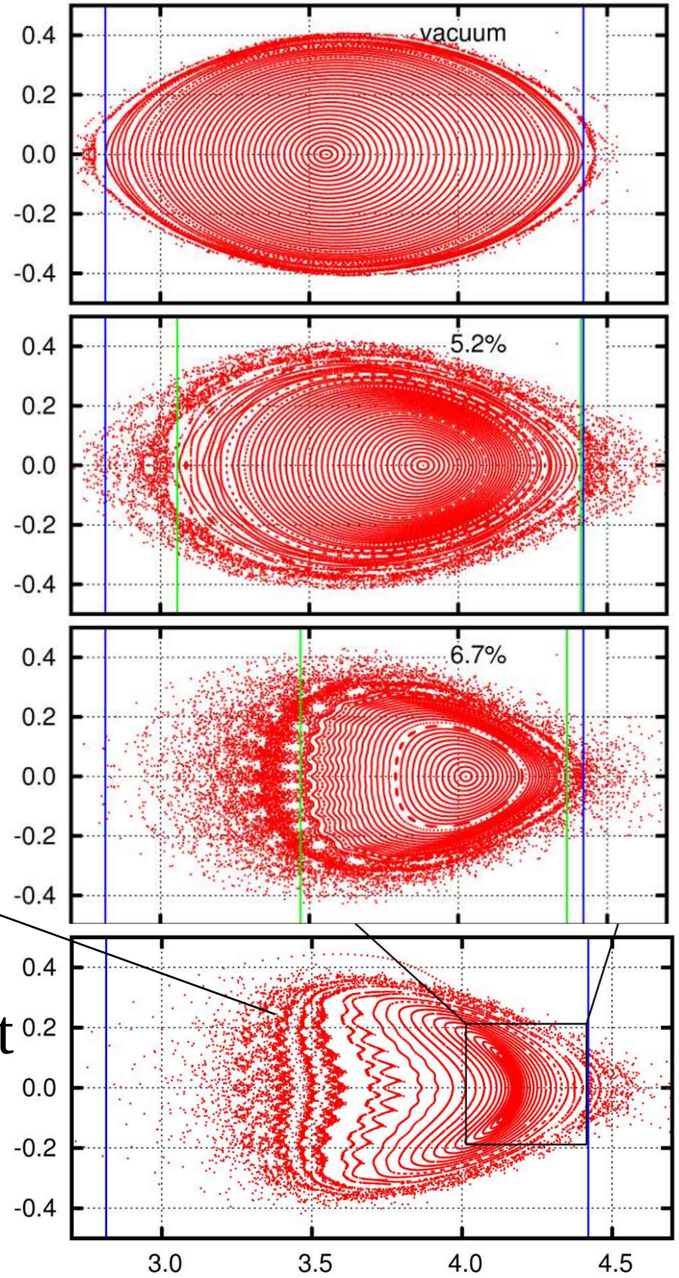
IAEA2008, Y.Suzuki et al.

Hard limit
磁気軸が8の字状に分離するベータ値



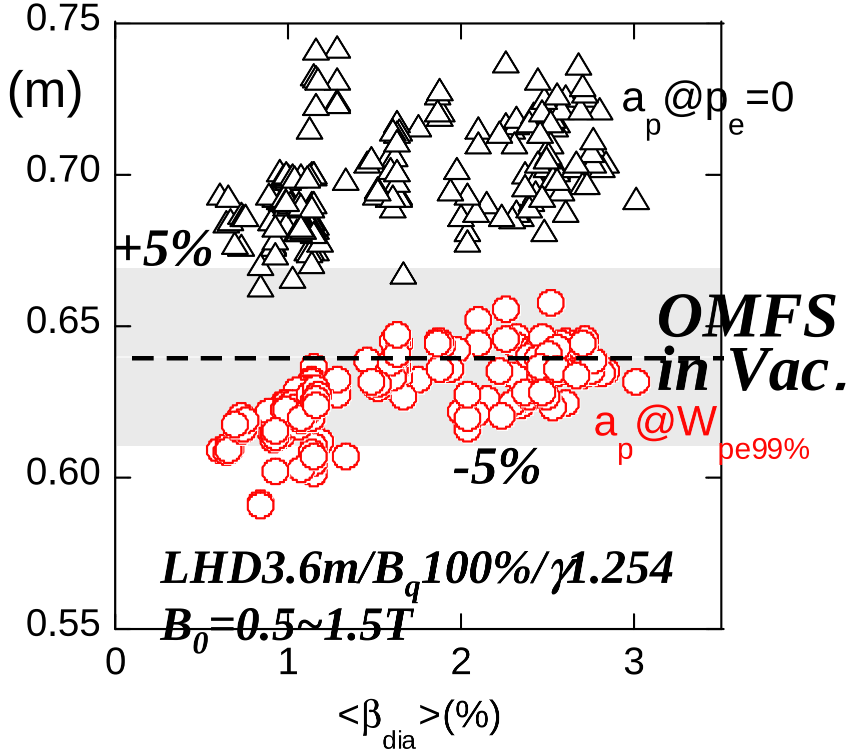
Soft limit
周辺付近の磁気面の乱れが大きくなりすぎて、指定した圧力勾配では平衡の力の釣り合いが取れなくなるベータ値





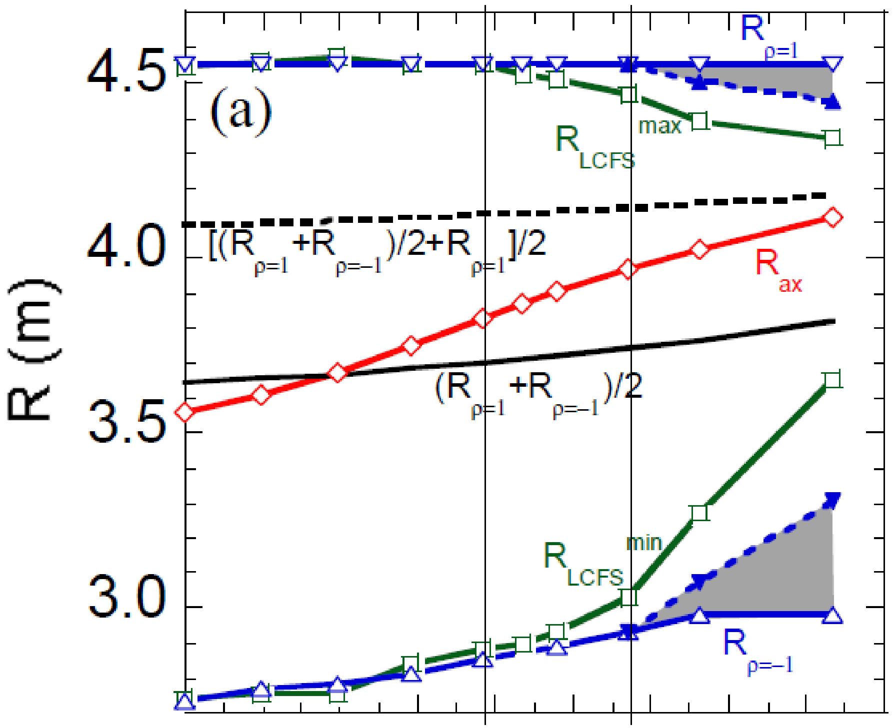
Change of a_p due to β

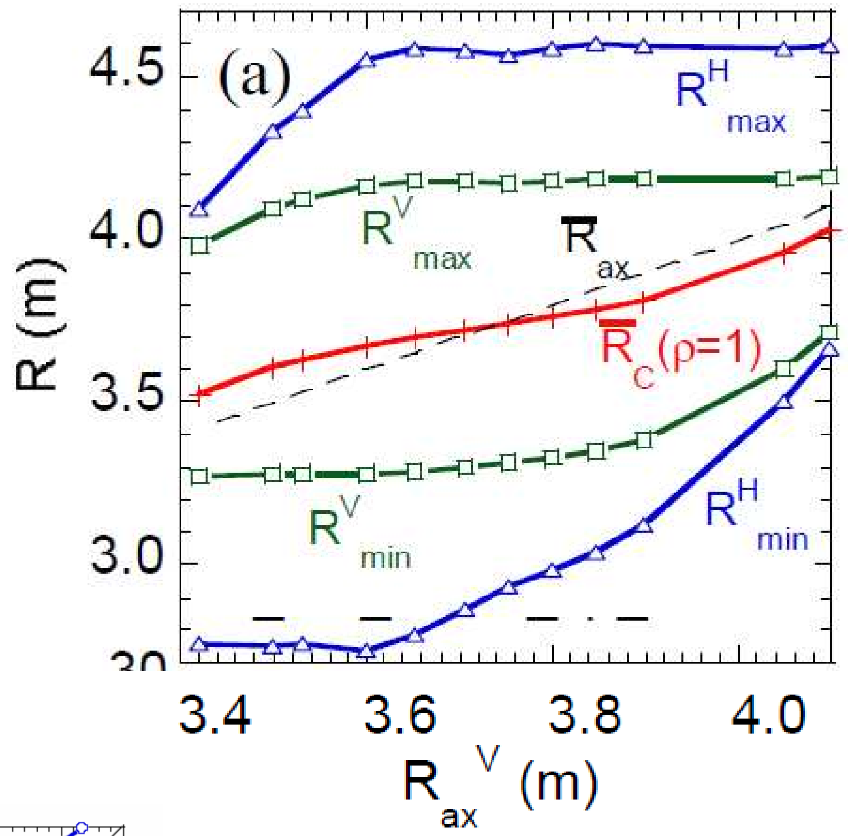
The data with similar pressure profile to $\beta \sim (1-\rho^2)$.

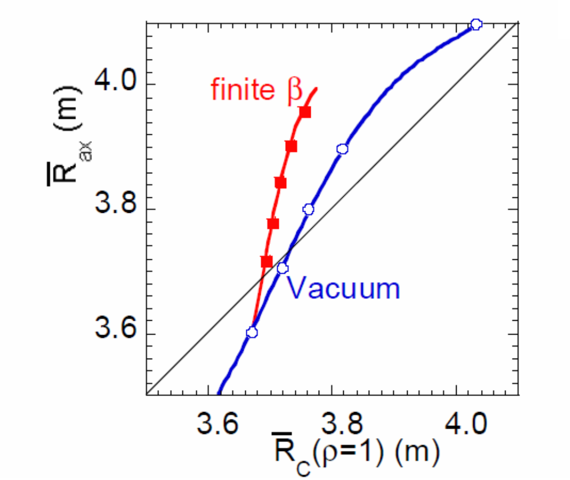


The "plasma radius" increases with beta value.
Finite pressure exists outside of the OMFS in Vac.
Both "plasma radius"s based on p_e=0 and W_{pe}=99% in β ~3% are larger by ~10% than those in low β.
The change of a_p is fairly large.
=> It changes t_E by >20% in ISS95.

 # a_p in the LHD global confinement study at present
In low beta, a_p of the OMFS in Vac.
In high beta, a_p@$W_{pe99\%}$.


(a)
4.5
4.0
3.5
3.0
R (m)
$R_{\rho=1}$
R_{LCFS} max
$[(R_{\rho=1}+R_{\rho=-1})/2+R_{\rho=1}]/2$
R_{ax}
$(R_{\rho=1}+R_{\rho=-1})/2$
R_{LCFS} min
$R_{\rho=-1}$

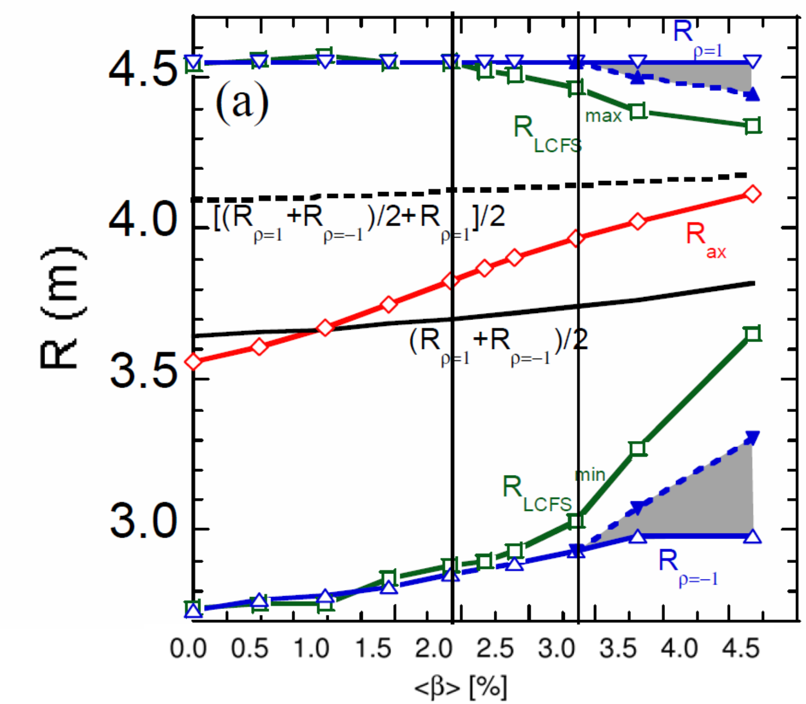

(a)
4.5
4.0
3.5
3.0
R (m)
R^{H}_{max}
R^{V}_{max}
$\overline{R}_{ax}$
$\overline{R}_{C}(\rho=1)$
R^{V}_{min}
R^{H}_{min}
3.4
3.6
3.8
4.0
R_{ax}^{V} (m)


$\overline{R}_{ax}$ (m)
4.0
3.8
3.6
finite β
Vacuum
3.6
3.8
4.0
$\overline{R}_{C}(\rho=1)$ (m)

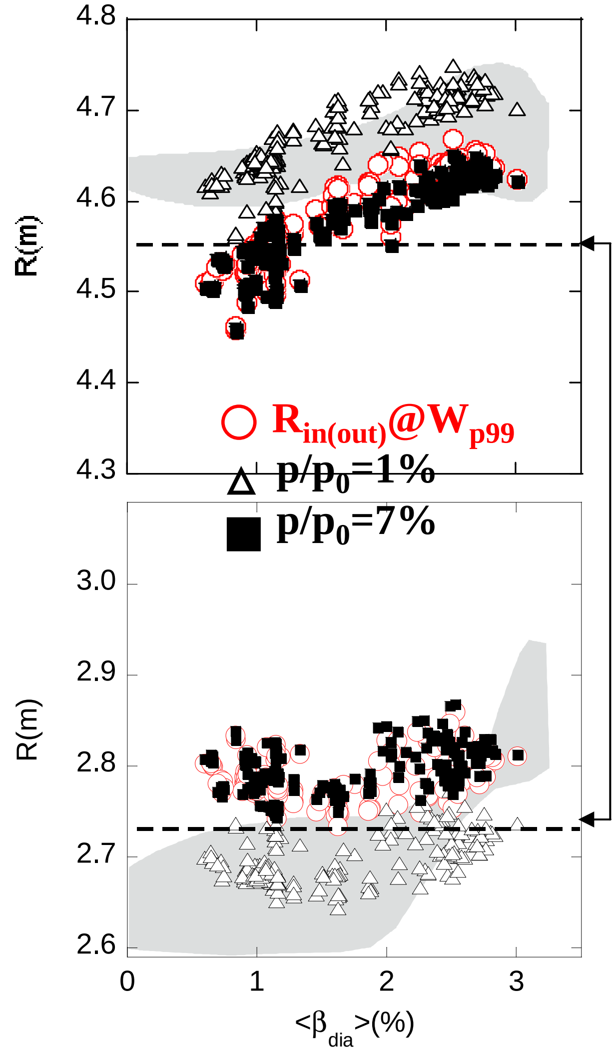
The definition of ρ =1 in LHD high beta plasmas

ρ=1 suf. passes the torus outboard side of LCFS of vac. at holizontally elongated cross-section/ or the torus inboard side of LCFS of vac. at vertically elongated cross-section.

pre-set R_{ax}=3.6m, B_q=100%, γ=1.254

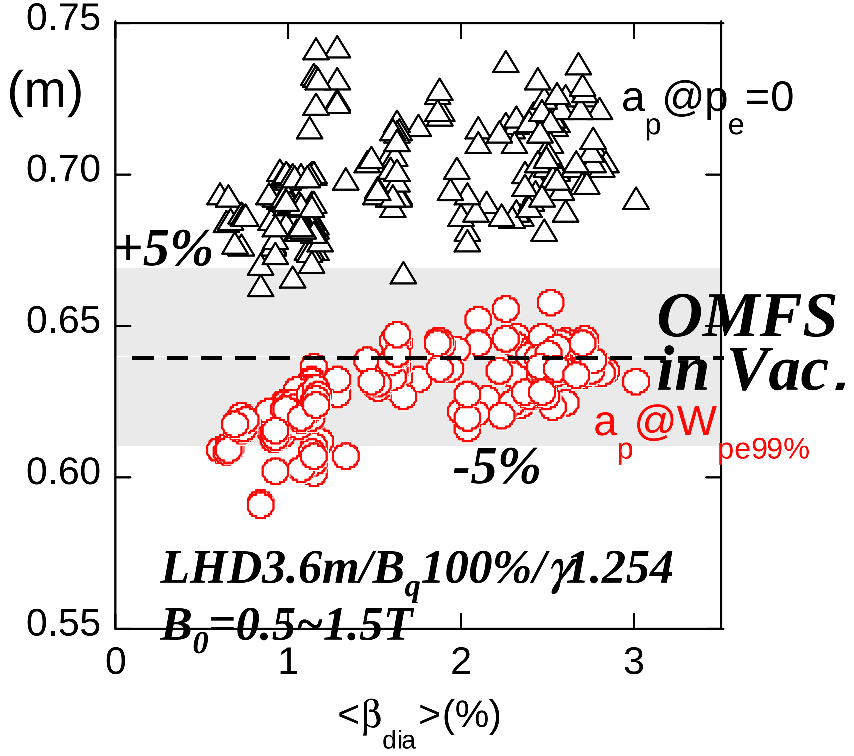


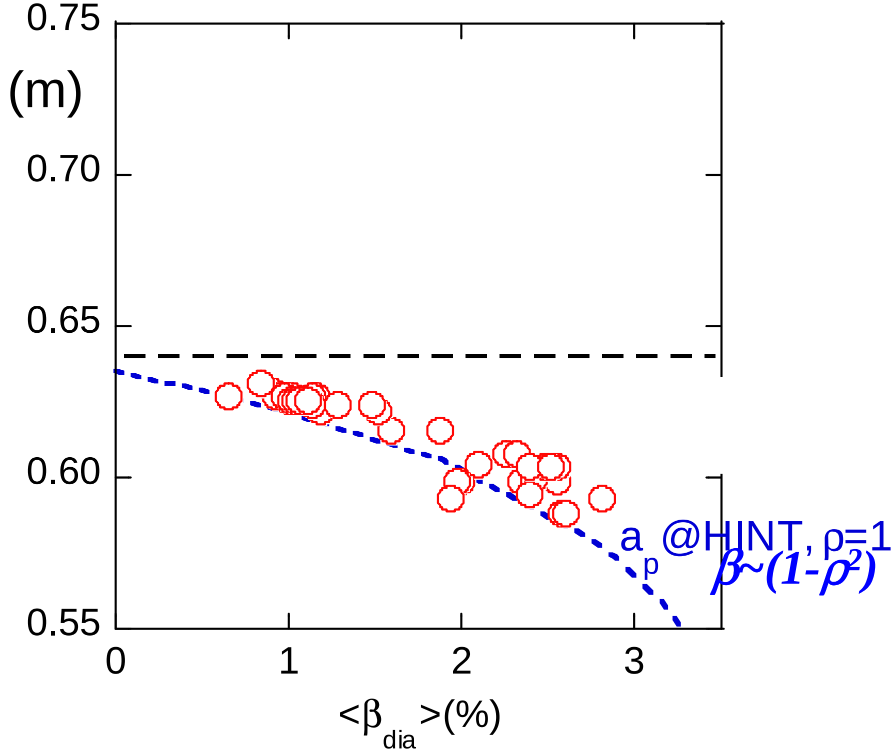
From Synopsis of IAEA2008
by Y.Suzuki



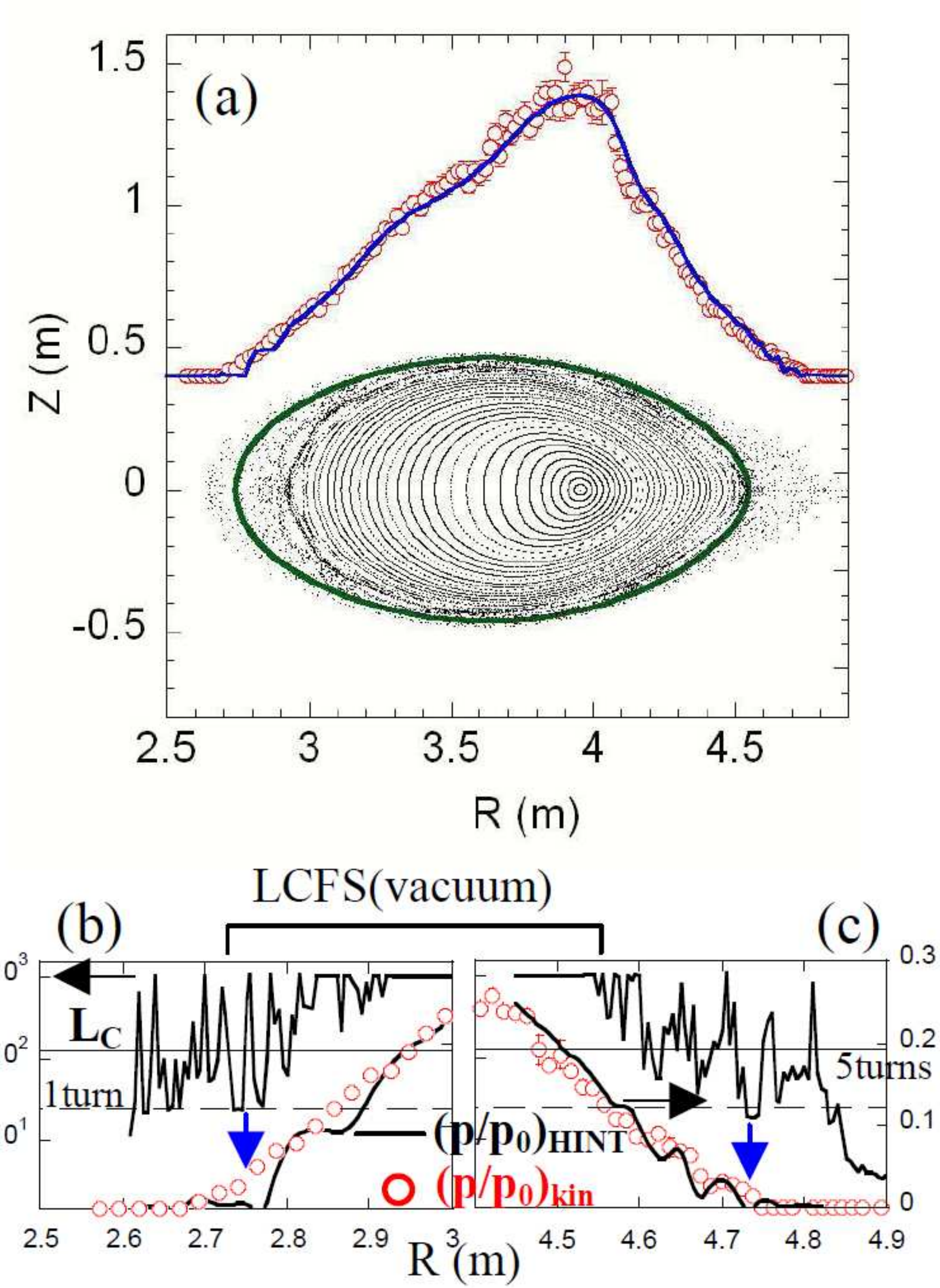
Change of a_p due to β

The data with similar pressure profile to β~$(1-\rho^2)$.





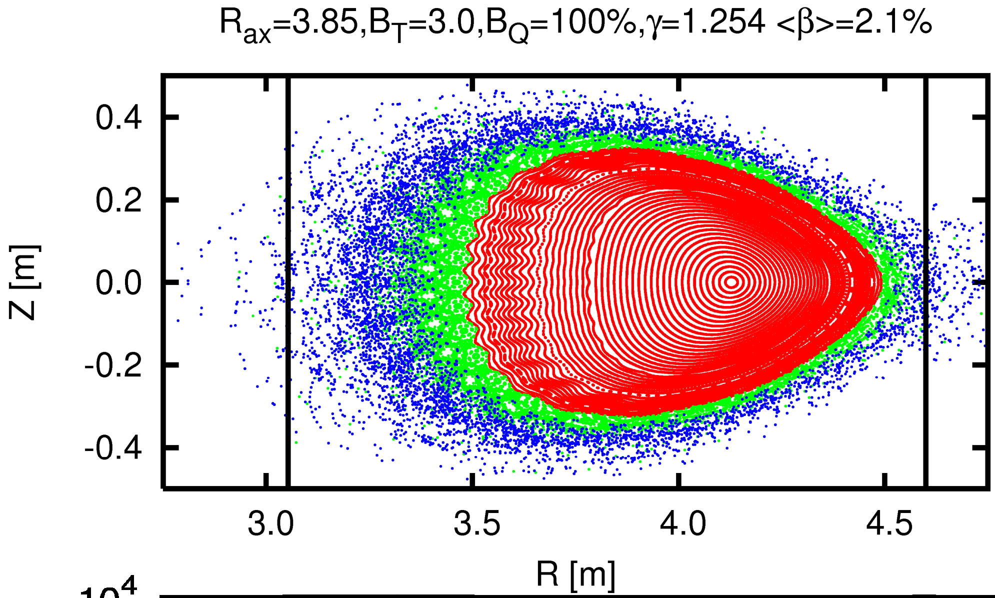
ρ=1 suf. passes the torus outboard side of LCFS of vac. at holizontally elongated cross-section.



ある境界条件の下のHINTコードの解析により、$<\beta_{dia}>\sim2.9\%$の放電における実験と矛盾が少ないMHD平衡配位(等温面のシフトや周辺の圧力分布)の再構築に成功した。また、理論予測と実験結果の比較から以下の結果を得た。

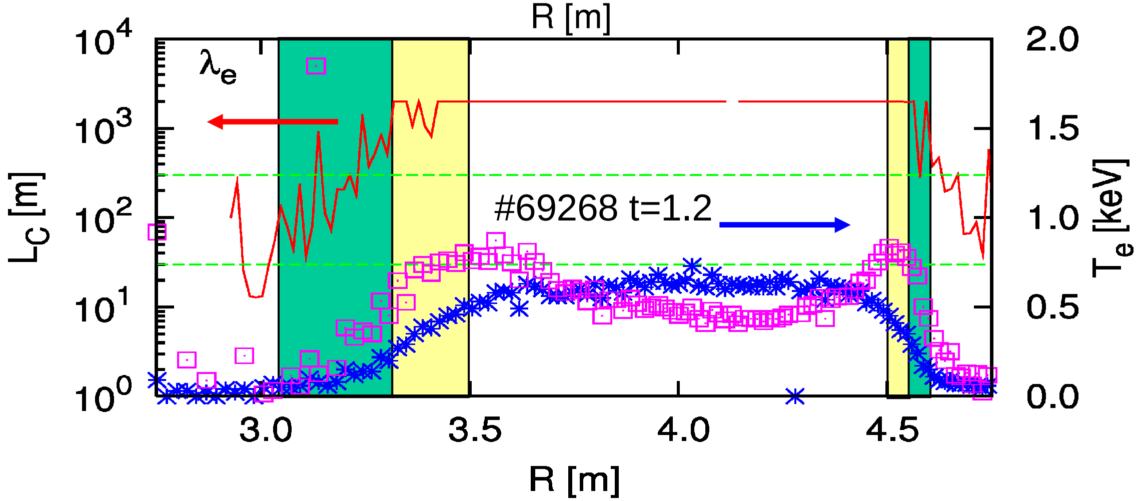
理論予測によると、周辺の磁気面の重心は6cm弱(小半径で規格化して9%程度)トーラス外側にシフトしていると共に、きれいに閉じた磁気面領域はトーラス内側ではほとんど変わらないが、トーラス内側でかなり減少し、真空と比較すると8%強体積が減少している。

Finite-β equilibrium with large stochastic region <β>∼2.1%

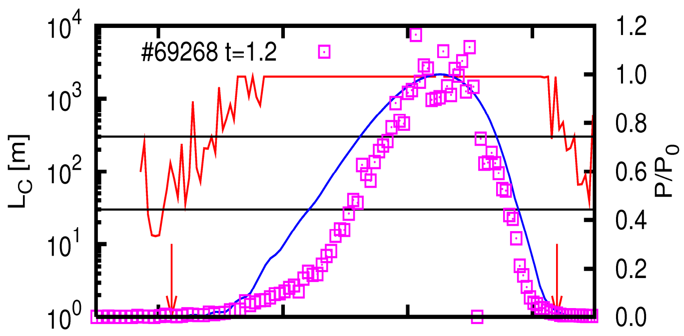


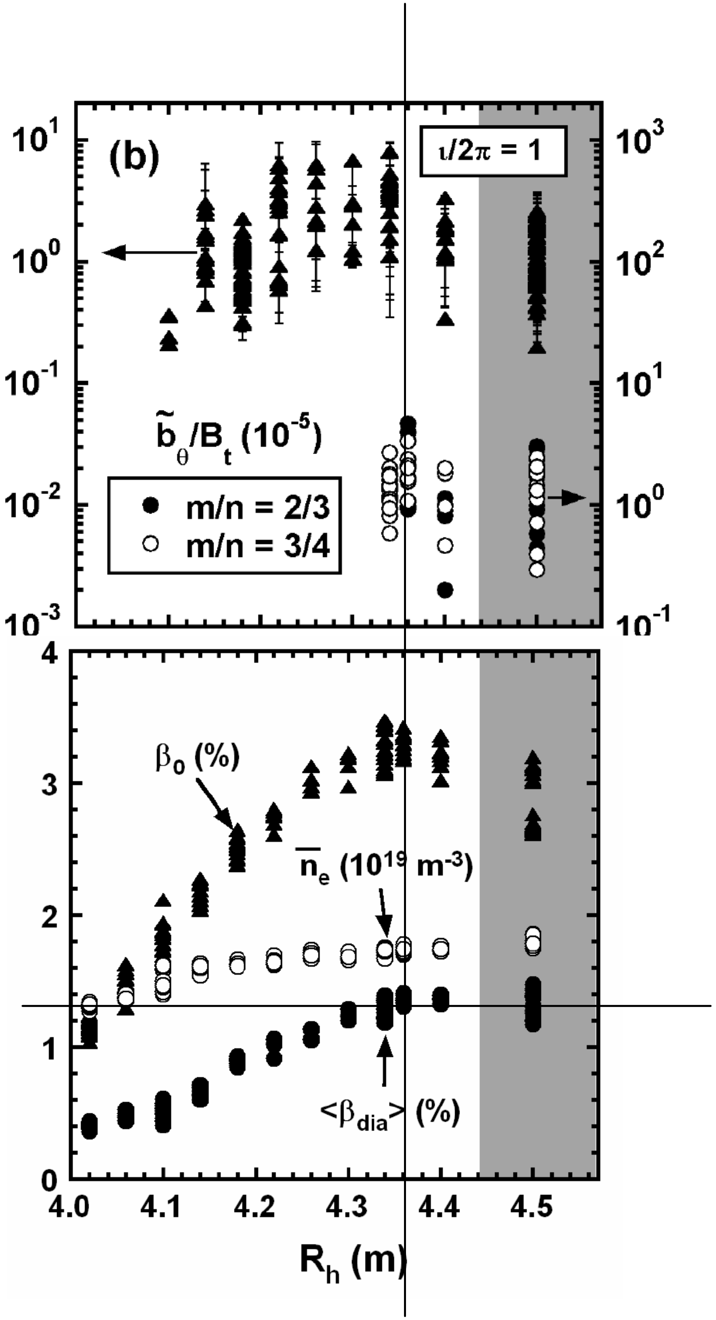
- Edge field lines are strongly ergodized.
- Field lines indicated by green do not reach to wall.
- L_C of field lines with blue is short.
- ∇T_e exists in the stochastic region.
- L_C is longer than λ_e.

These indicate the pressure can exist on stochastic field.

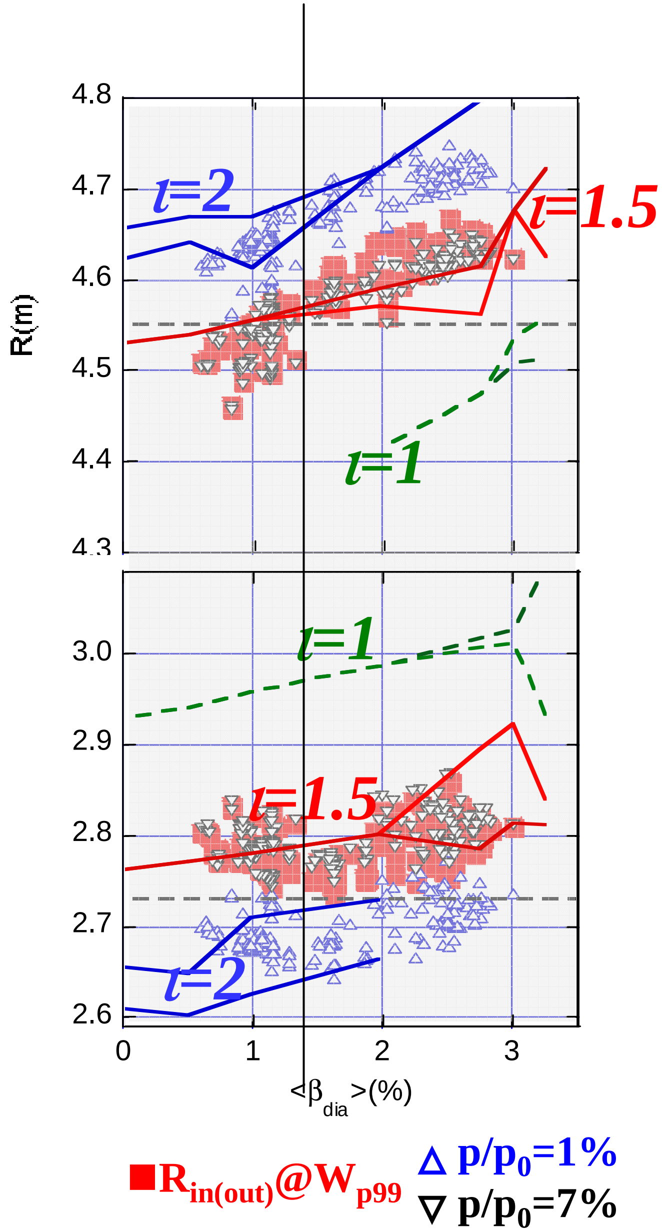


Comparison of pressure profile





S.Sakakis et al.,; PFR 1 (2006) 049.

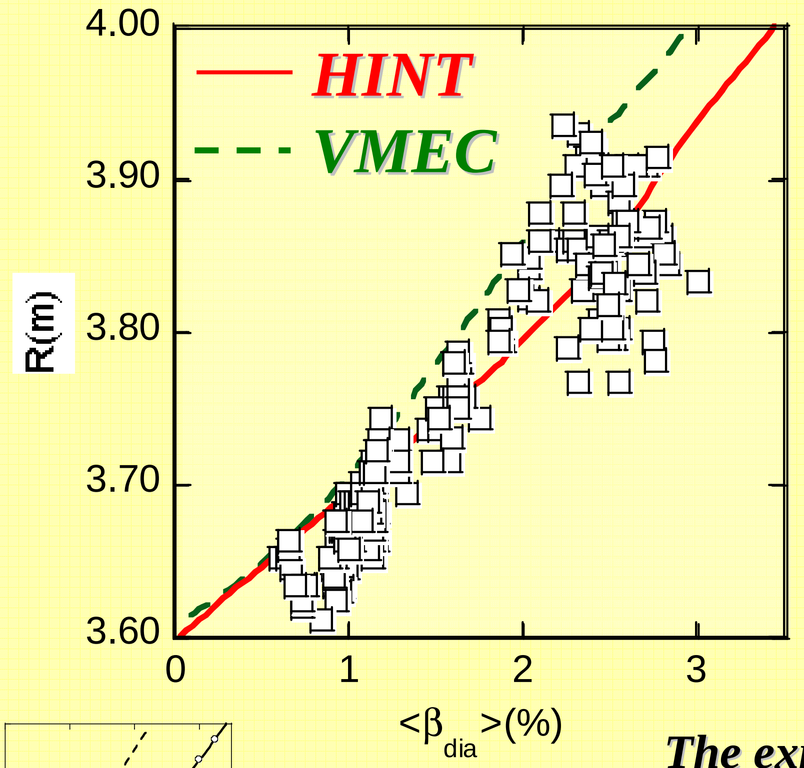


A1. Shift of mag. axis and peripheral mag.surf. due to beta

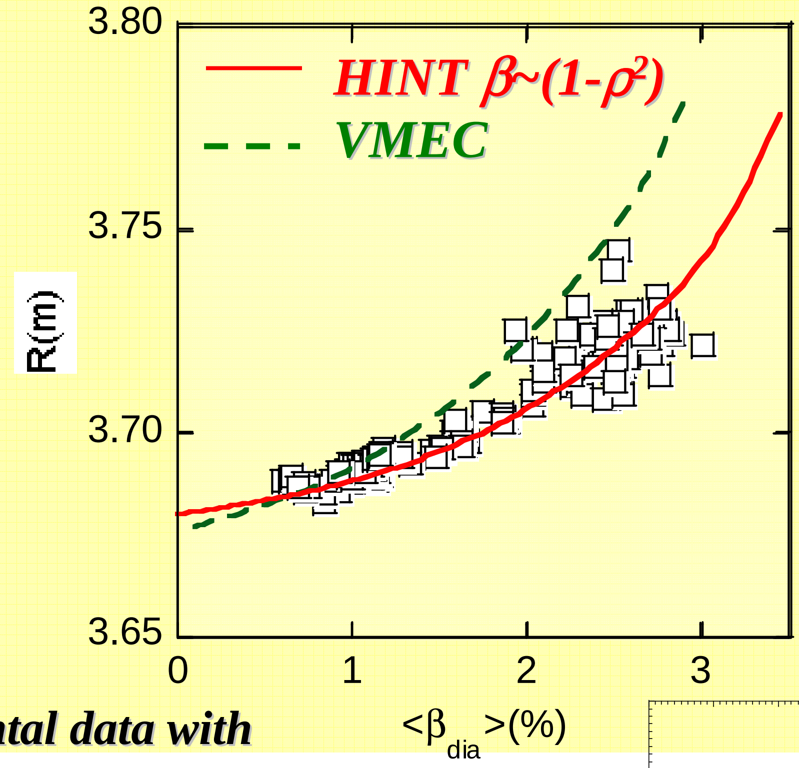
--- Experimental results vs. prediction by HINT---

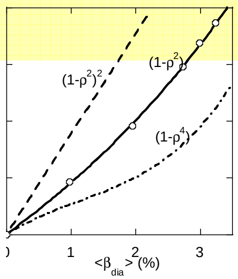
3.6m/γ=1.254

Shift of mag. axis

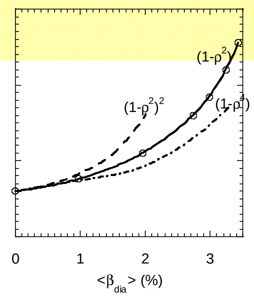


Shift of peripheral mag.surf.





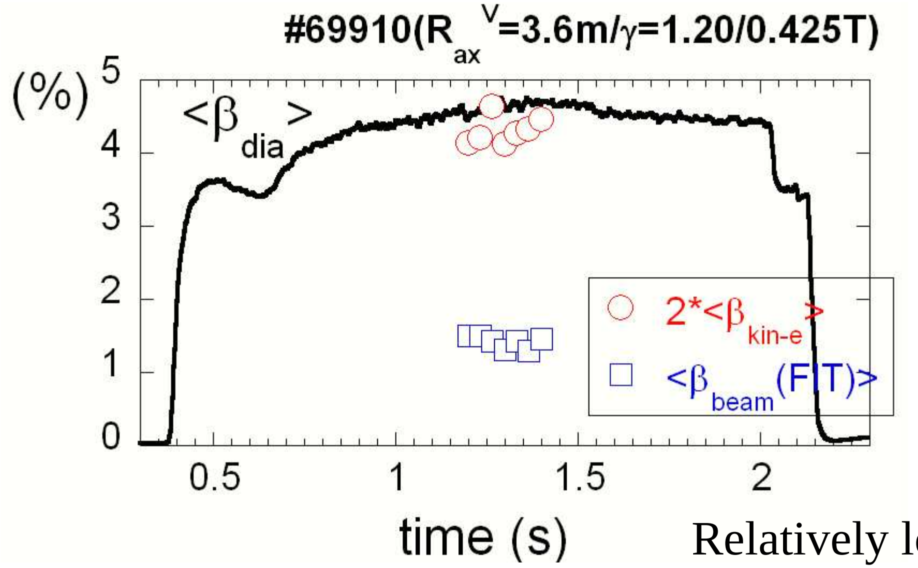
The experimental data with β~$(1-\rho^2)$ are extracted.



Beta dependences of observed shift of mag.axis and peripheral mag. surf. are consistent with the prediction by HINT code.

高ベータ放電で予測される高いビーム圧力

$<\beta_{kin}>$; 3.6% (Z_{eff}=2.5), $<\beta_{beam}>$; 1.5% (Cal.)



Port-through power //NBI *13.8MW*

$<\beta_{dia}>$; 4.8% (β_{perp}~3.2)

$<\beta_{kin}>$; *3.6%* (Z_{eff}=2.5)

(2x$<\beta_{kin-e}>$; 4.3%)

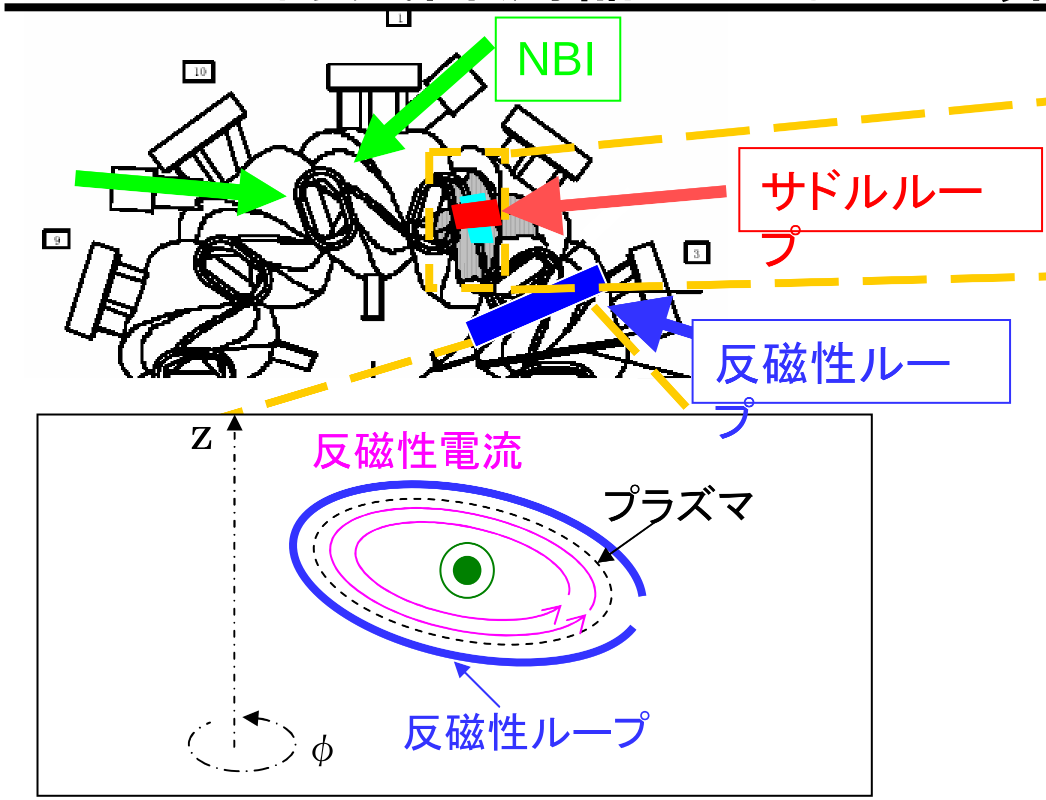
$<\beta_{beam}>$; *1.5%* (Cal. by FIT code)

Relatively low n_e and low B_0 leads to large ratio of p_{beam}

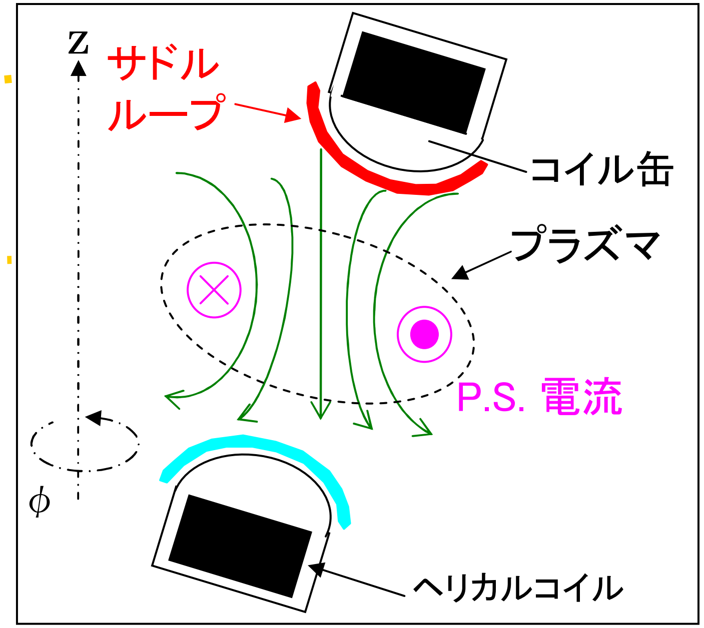
$<\beta_{dia}>$; based on the diamagnetic measurement.
$<2x\beta_{kin-e}>$; based on the T_e and n_e profile measurements Z_{eff}=1 and T_i=T_e are assumed.
(When Z_{eff}=2.5, $<\beta_{kin}>$~3.6%(β_{perp}~2.45), $<\beta_{beam}>_{perp}$~0.75%, $<\beta_{beam}>_{ara}$~0.75%; 推定値OK??)
$<\beta_{beam}>$; based on the calculation with Monte Carlo technique.

ビーム圧力、非等方性の同定手法の確立
MHD平衡/安定特性にビーム圧力が与える効果

磁気計測器による圧力非等方度の同定(概念)



$P_{\perp}$のみの感度



$P_{\perp}$と$P_{//}$の両方向の感度

	計測する電流	磁束から評価するエネルギー	圧力分布の影響
反磁性磁束（Φdia）	反磁性電流	$\frac{3}{2}W_{\perp}$	**鈍感**
サドルループ磁束（ΦSL）	P.S.電流	$W_{\parallel}+\frac{2}{2}W_{\perp}$	**敏感**

⇨ **“2種類のループ磁束の比”により圧力非等方度を同定**

磁気計測器による圧力非等方度の同定(手法)

1. 非等方圧力を考慮したMHD平衡解析コードに基づく磁気計測信号値の較正

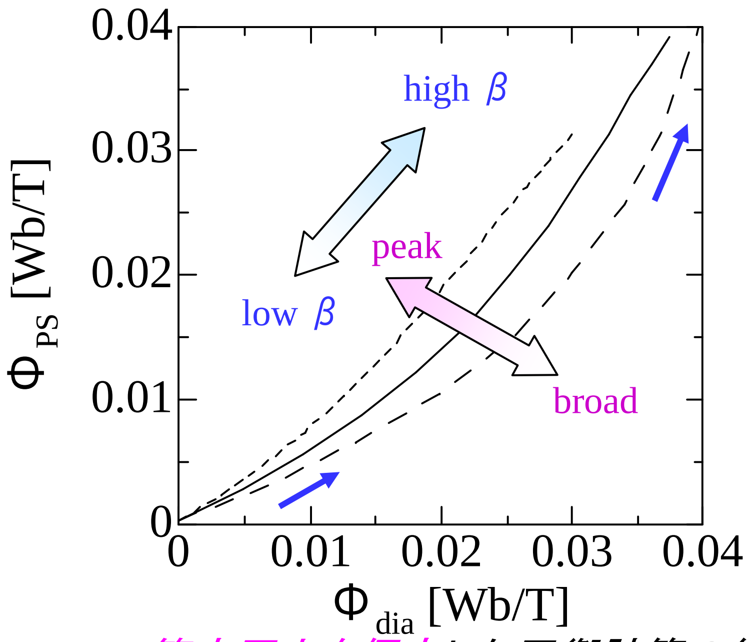
ANIMEC(自由境界版VMECの非等方圧力への対応;
W.A.Cooper et al., Comp. Phys. Commun. 180 (2009) 1524-1533
=> LHD実験計測との比較予定(2010~)
HINTコードの非等方圧力対応への拡張; 構想段階

2. 数値計算で実験の圧力非等方度を予測し、圧力非等方度と磁気計測信号の関係式を半実験的に取得(磁気計測信号値を較正)

Y.Yamaguchi et al.,; Nucl. Fusion 45 (2005) L33.

磁気計測器信号からの“圧力非等方度指標”の抽出

Φ_{PS}/Φ_{dia}から圧力非等方度を精度良く評価するためには，Φ_{PS}/Φ_{dia}に含まれる“圧力非等方度に無関係な情報”を差し引く必要がある



等方圧力を仮定した平衡計算の結果

圧力非等方度が変化しない(等方)の場合でも

- 正味の熱化圧力によってΦ_{PS}/Φ_{dia}が変化
- 圧力分布によってΦ_{PS}/Φ_{dia}が変化

↓

圧力非等方度以外の要因（正味熱化圧力，圧力分布）によって変化しない“圧力非等方度指標”を抽出する必要がある

＜圧力非等方度指標の抽出方法＞

Φ_{PSexp} : サドルループの実験データ

Φ_{PSiso} : 等方圧力を仮定した平衡計算による サドルループの計算値

- 正味圧力は計測されたΦ_{dia}と一致するように入力
- T_e, n_e計測による圧力分布を入力

↓

$\Phi_{PSexp}/\Phi_{PSiso}$: 圧力非等方度指標

- Φ_{PS}/Φ_{dia}の情報を含んでいる
  分子～$p_{\|}+p_{\perp}$，分母～$p_{\perp}$
- 正味の熱化圧力によって変化しない
- 圧力分布によって変化しない

ビームエネルギーを含んだ数値計算

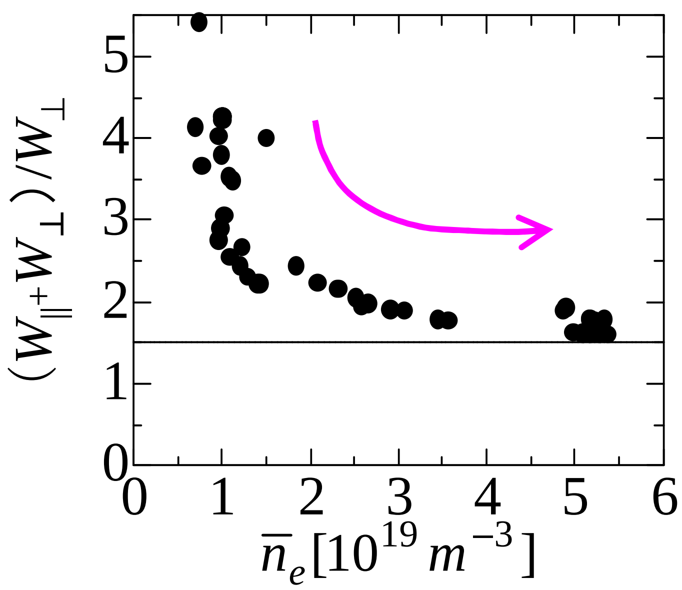
*FIT*コード※:
NBIにより生成される高速粒子の空間分布(birth profile)を、モンテカルロシミュレーションにより計算
→フォッカープランク方程式の定常解から、減衰後のビーム圧力を計算

※ S. Murakami, N. Nakajima, M. Okamoto, Trans. Fusion Technol., **27**, (1995) 256.

・FIT code → $W_{beam\parallel}$, $W_{beam\perp}$
・W_{dia} and FIT code → $W_{thermal}$
$(W_{dia} = W_{thermal} + (3/2)W_{beam\perp})$

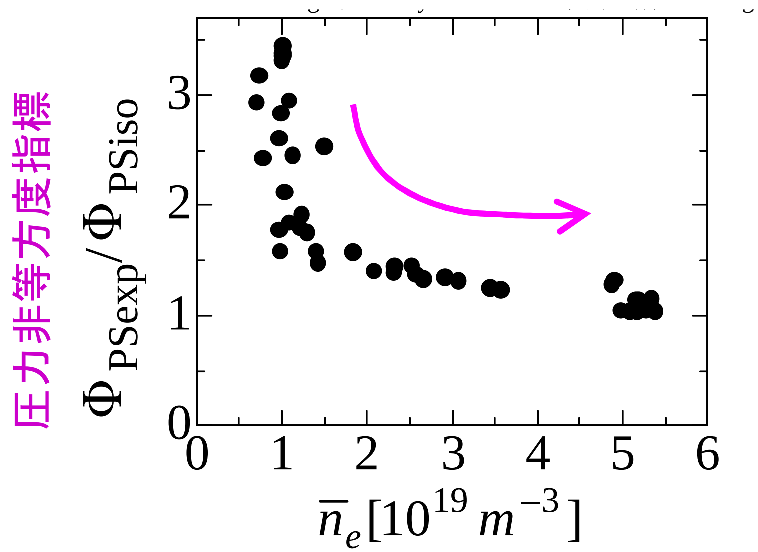
→

$$\begin{cases} W_{\parallel} = (1/3)W_{thermal} + W_{beam\parallel} \\ W_{\perp} = (2/3)W_{thermal} + W_{beam\perp} \end{cases}$$



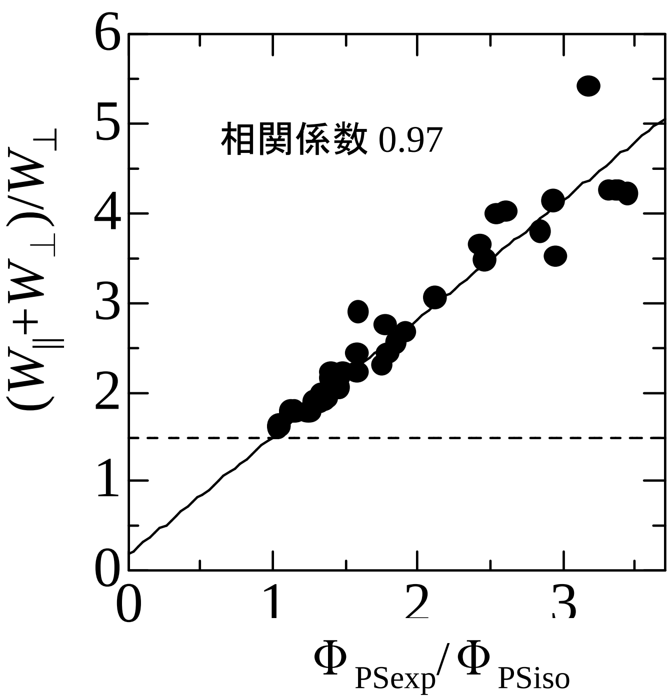
ビームエネルギーを含んだ数値計算

エネルギー計算と矛盾しない！



磁気計測器

磁気計測による圧力非等方度の定量評価



相関が高い

=>

モデル(圧力非等方度指標の利用とビーム圧力計算)の妥当性を補強

Rax=3.6m, γ =1.254, Bt=0.5, 0.75 and 1.5T,
$<\beta_{dia}>$=1〜2%.

磁気計測データから抽出した“圧力非等方度指標”とビーム圧力計算より圧力非等方度の定量評価を実現

$$\Rightarrow (W_{||}+W_{\perp})/W_{\perp} = 0.2 + 1.3(\Phi_{PS\exp}/\Phi_{PSiso})$$

Y.Yamaguchi et al.,; Nucl. Fusion 45 (2005) L33.

実空間軌道追跡モンテカルロコードによるビーム圧力の評価

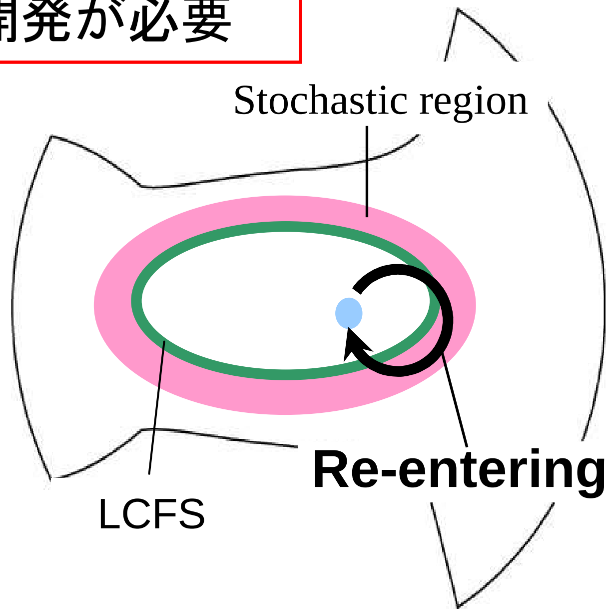
大型ヘリカル装置（LHD）

高ベータ実験（低磁場B_{ax} = 0.5 T） ⇒ 中性粒子ビーム(NB)入射による加熱

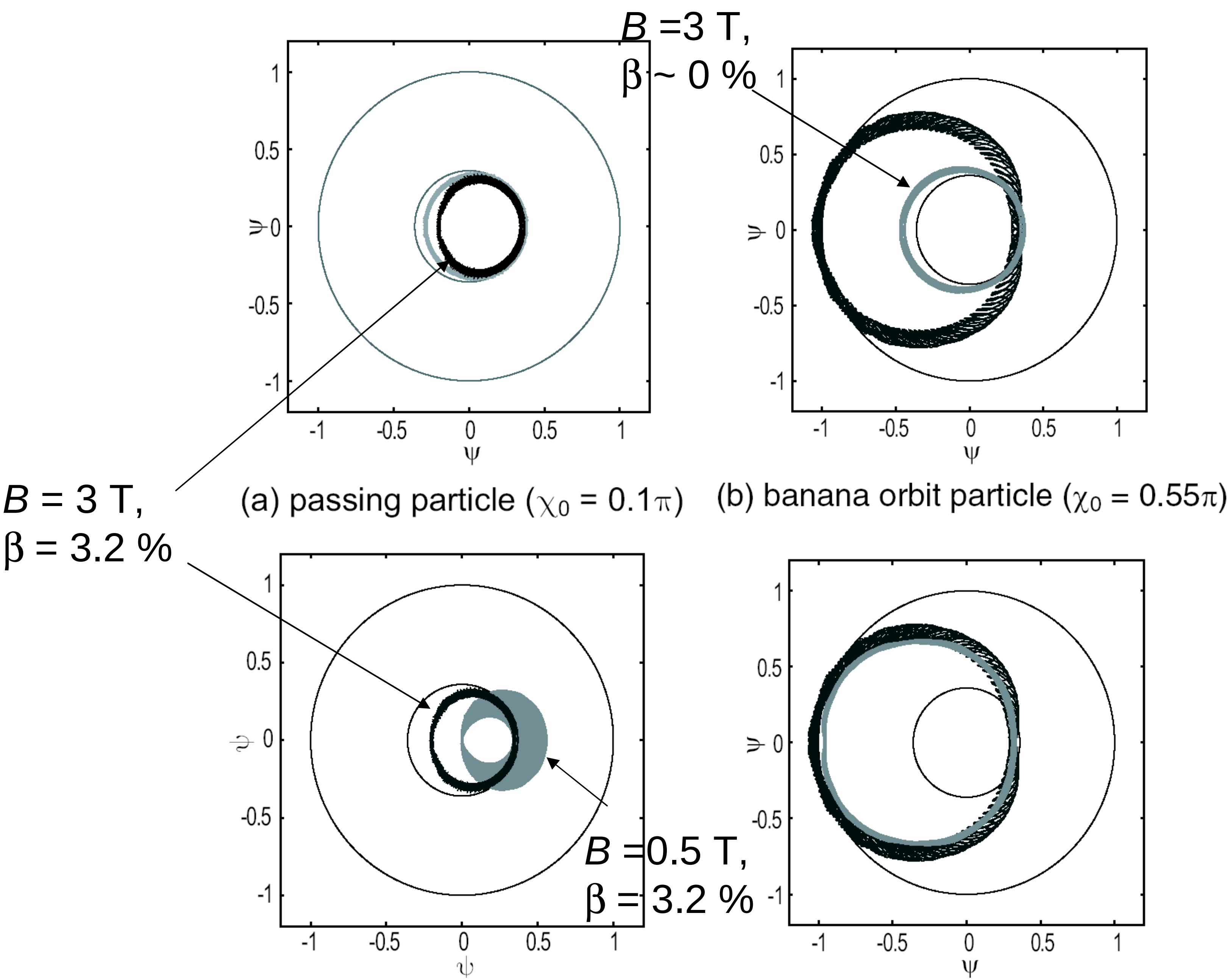
NBIに起因するプラズマ圧力（ビーム圧力）の同定が高ベータプラズマでの平衡, 安定性解析において必要
=> 低磁場では、磁気面からの軌道のズレ大
=> 最外殻を越えて運動する粒子の考慮が必要
=> 実座標での軌道追跡、モンテカルロコードの開発が必要

有限ベータでの高エネルギー粒子の軌道、速度分布関数の解析の主流は、磁気座標を利用
=> Re-entering粒子は損失粒子

真空でのヘリオトロン磁場での実座標での軌道追跡コードをHINTの平衡磁場を使えるように拡張、速度分布関数評価機能を付加
(北大 関さん、松本さん等)



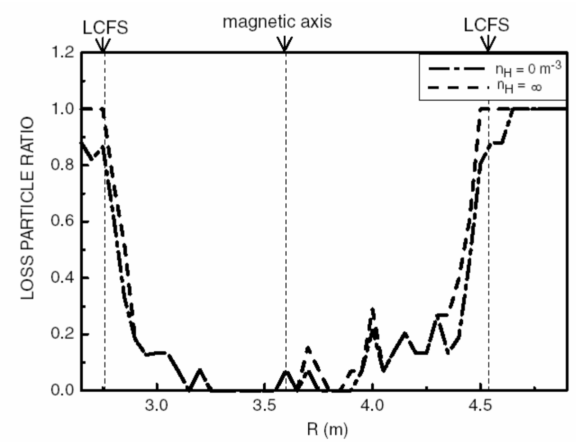
LCFS外側の周辺磁場領域に出ても再びLCFS内部に戻ってくる粒子



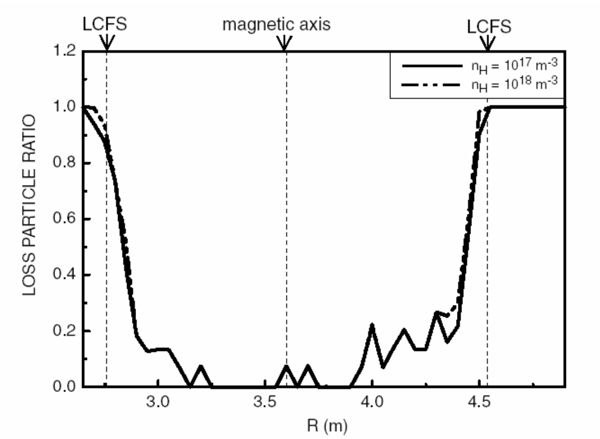
(a) passing particle ($\chi_0 = 0.1\pi$)

(b) banana orbit particle ($\chi_0 = 0.55\pi$)

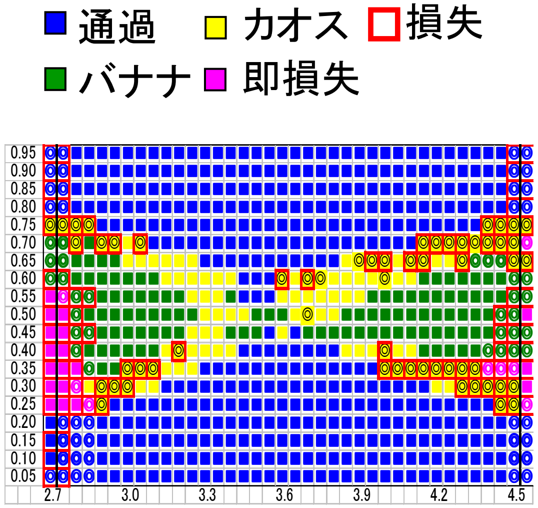
B_0=3T, $<\beta_{dia}>$=0%



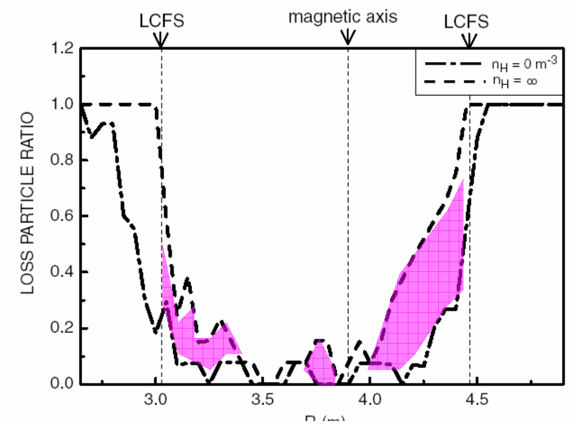
(a) magnetic field (i) (n = 0 and ∞ m^{-3})

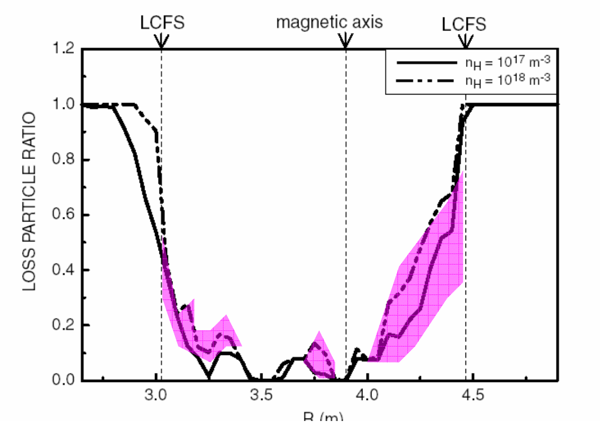


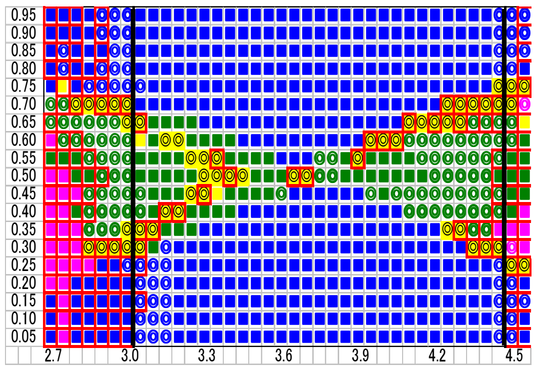
(b) magnetic field (i) (n = 10^{17} and 10^{18} m^{-3})



◎がRe-enteringした粒子







B_0=3T, $<\beta_{dia}>$~3%

再突入効果 0, ∞

再突入効果
CXで考慮、$n_H=10^{17},10^{18}m^{-3}$

R.Seki et al., PFR 3(2008) 016

実空間軌道追跡モンテカルロコード(MORHコード)

R.Seki et al., PFR RC 2010 掲載予定

- 開発したコードでは

  -粒子の案内中心を実空間において追跡.

  -粒子の損失境界はLCFSではなく真空容器壁.

  -各モンテカルロ粒子は緩和もしくは損失するまで追跡.

- 分布関数は近似的に以下のように与えられる.

$$f(\boldsymbol{r},\boldsymbol{v}) = \frac{1}{\Delta V(\boldsymbol{r},\boldsymbol{v})} \sum_{i=1}^{N_{cal}} W_i \times \Delta t_i(\boldsymbol{r},\boldsymbol{v})$$

W_i : weight of a Monte-Carlo particle

Δt_i : time that a Monte-Carlo particle spends in the small volume $V(\boldsymbol{r},\boldsymbol{v})$

$V(\boldsymbol{r},\boldsymbol{v})$: small volume in the phase space

- 得られた分布関数は以下のdrift-kinetic equationの定常解に相当する.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}_{\mathrm{d}} \cdot \nabla f = C(f) + S_{\mathrm{NB}} - S_{\mathrm{sink}} - S_{\mathrm{loss}}$$

$\boldsymbol{v}_{\mathrm{d}}$: drift velocity $C(f)$: collision term

S_{NB}: high-energy particle source

S_{loss}: particle loss S_{sink}: thermalized particle sink

解析条件

磁場配位

磁場強度(B_{ax})	1.0 T, 0.75 T, 0.5 T
平均ベータ（$\langle\beta\rangle$）	2.7%

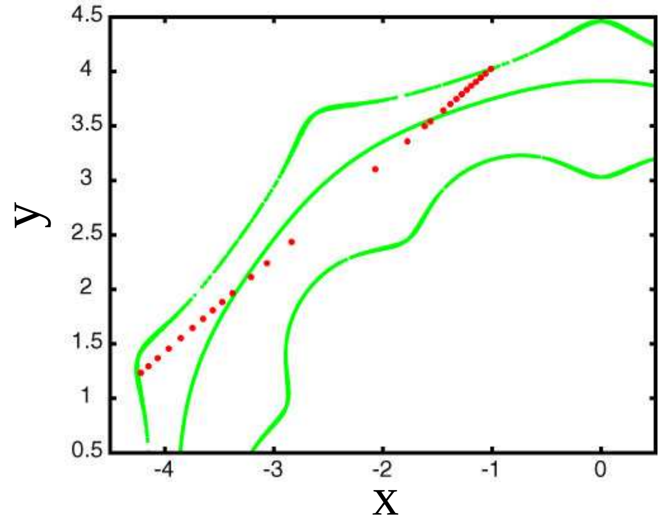
Background(hydrogen)

温度 (T_b)	1 keV
密度 (n_b)	10^{20} m^{-3}

Neutral Beams

入射パワー	1 MW
初期エネルギー (E_0)	180 keV

Initial points



●HINTより得られた平衡磁場を使用.

●磁力線と反対方向の接線入射NBを解析

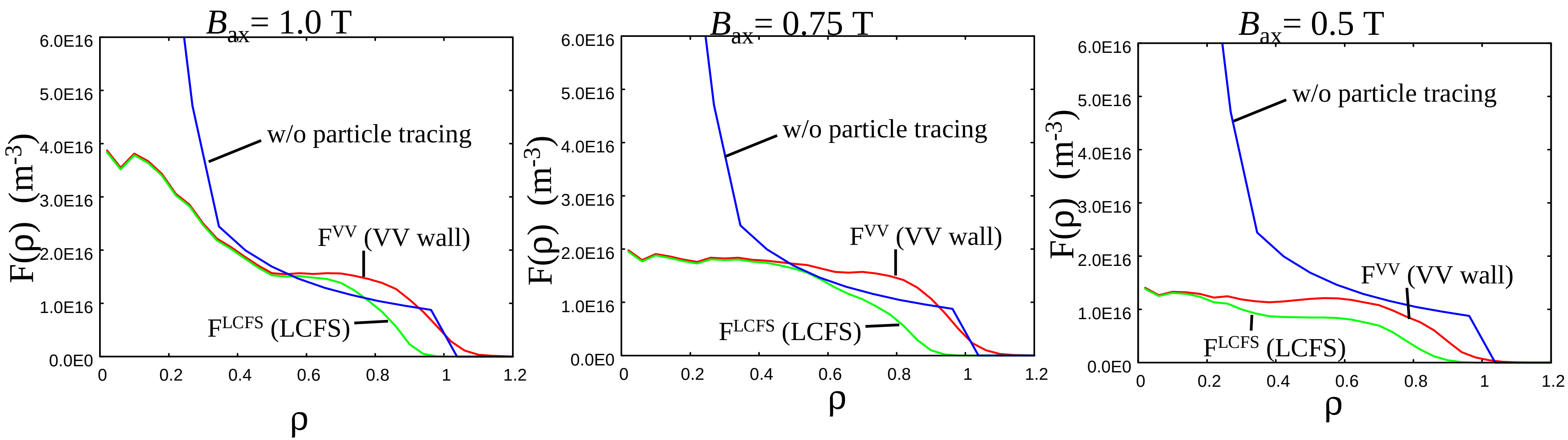
●粒子の出発点は小半径ρ方向に等間隔

●粒子の初期速度の向きはビームの入射方向に設定.

●各出発点において, 1000個のモンテカルロ粒子を追跡

小半径ρに対する分布関数

$$F(\rho) \equiv \iint f(\rho, v, \chi) 2\pi v^2 \sin(\chi) \mathrm{d}v \mathrm{d}\chi = \frac{1}{\Delta V(\rho)} \sum_{i=1}^{N_{\rm cal}} W_i \times \Delta t_i(\rho)$$



●磁場強度によって, 分布関数の形状が変化している.

・B_{ax} = 1.0 T → B_{ax} = 0.7 T

プラズマ中心部では分布関数が減少し平らになる.

ρ > 0.6ではほとんど変わらない.

・B_{ax} = 0.7 T → B_{ax} = 0.5 T　全体的に，分布関数が減少.

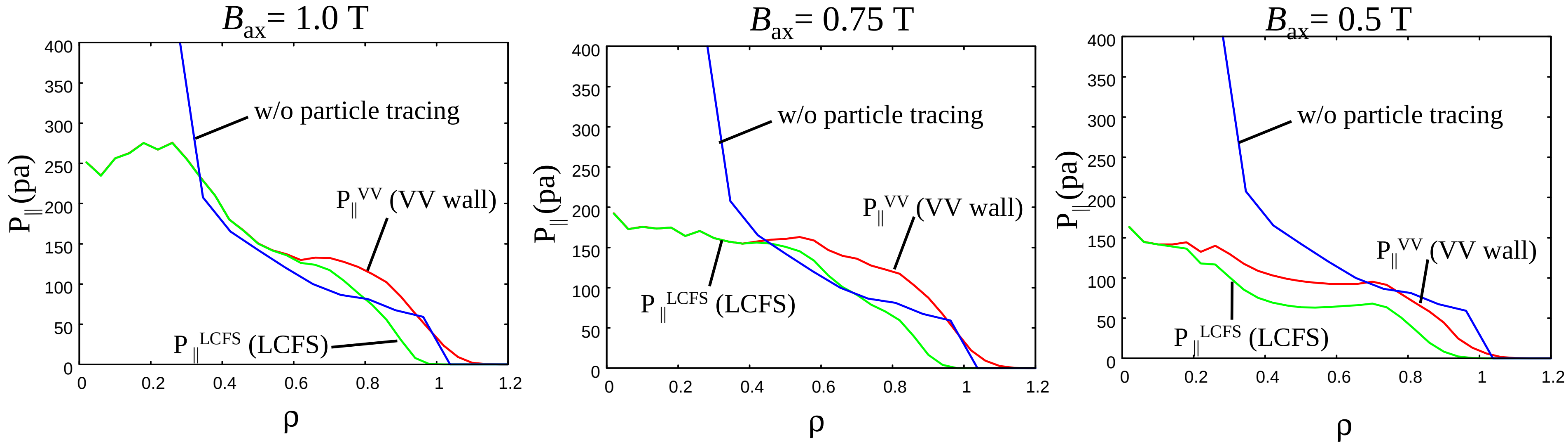
●磁場強度を下げることで,

F^{VV}(ρ)とF^{LCFS}(ρ)との違いはよりプラズマ中心部まで広がる.

⇒ B_{ax} = 0.5 Tでは, Re-entering粒子がρ = 0.2付近まで存在

NB pressure (parallel)

$$P_{\parallel}(\rho) \equiv 2\iint \frac{1}{2}mv^2\cos^2(\chi)f(\rho,v,\chi)2\pi v^2\sin(\chi)\mathrm{d}v\mathrm{d}\chi = \frac{2}{\Delta V(\rho)}\sum_{i=1}^{N_{\mathrm{cal}}}\iint \frac{1}{2}mv^2\cos^2(\chi)\times W_i \times \Delta t_i(\rho,v,\chi)\mathrm{d}v\mathrm{d}\chi$$

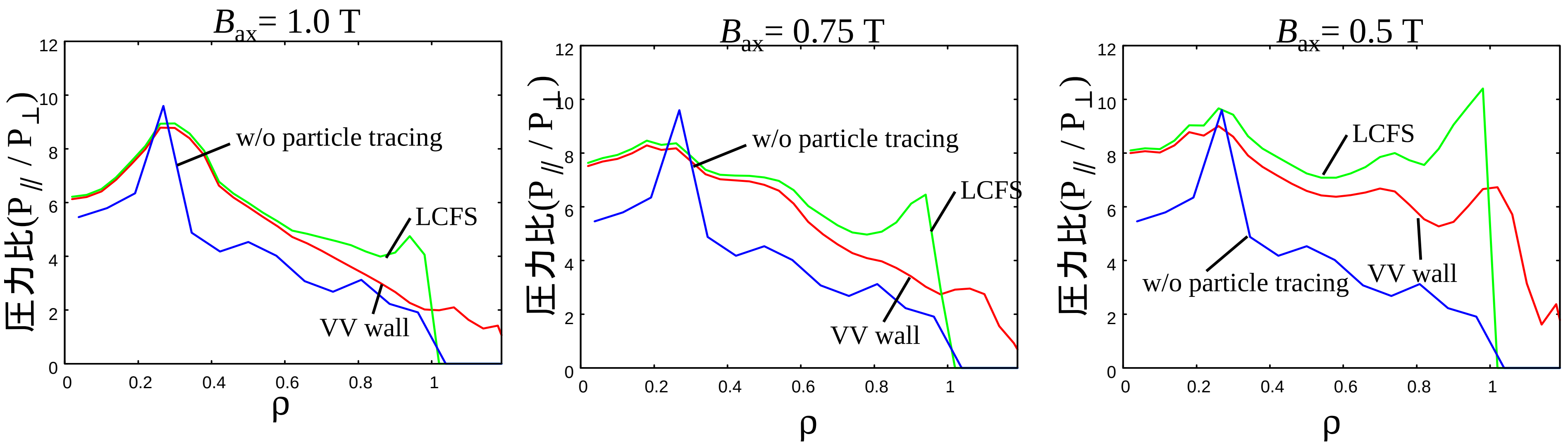


●磁場強度によらず, $P_{\parallel}$の形状はほとんどF(ρ)と同じ形になる.

●Re-entering粒子の影響は, F(ρ) と同様の傾向を持つ.

●1 MWで評価した$P_{\parallel}$の大きさはプラズマ中心部で数100 Pa

ビーム圧力の比($P_{//}$ / $P_{\perp}$)



● 磁場強度の低下によって, ビーム圧力の比は増加

●プラズマ内部でビーム圧力の比が一様に近づく

● LCFSを損失境界とした場合

・LCFS近傍で圧力比がピーク.

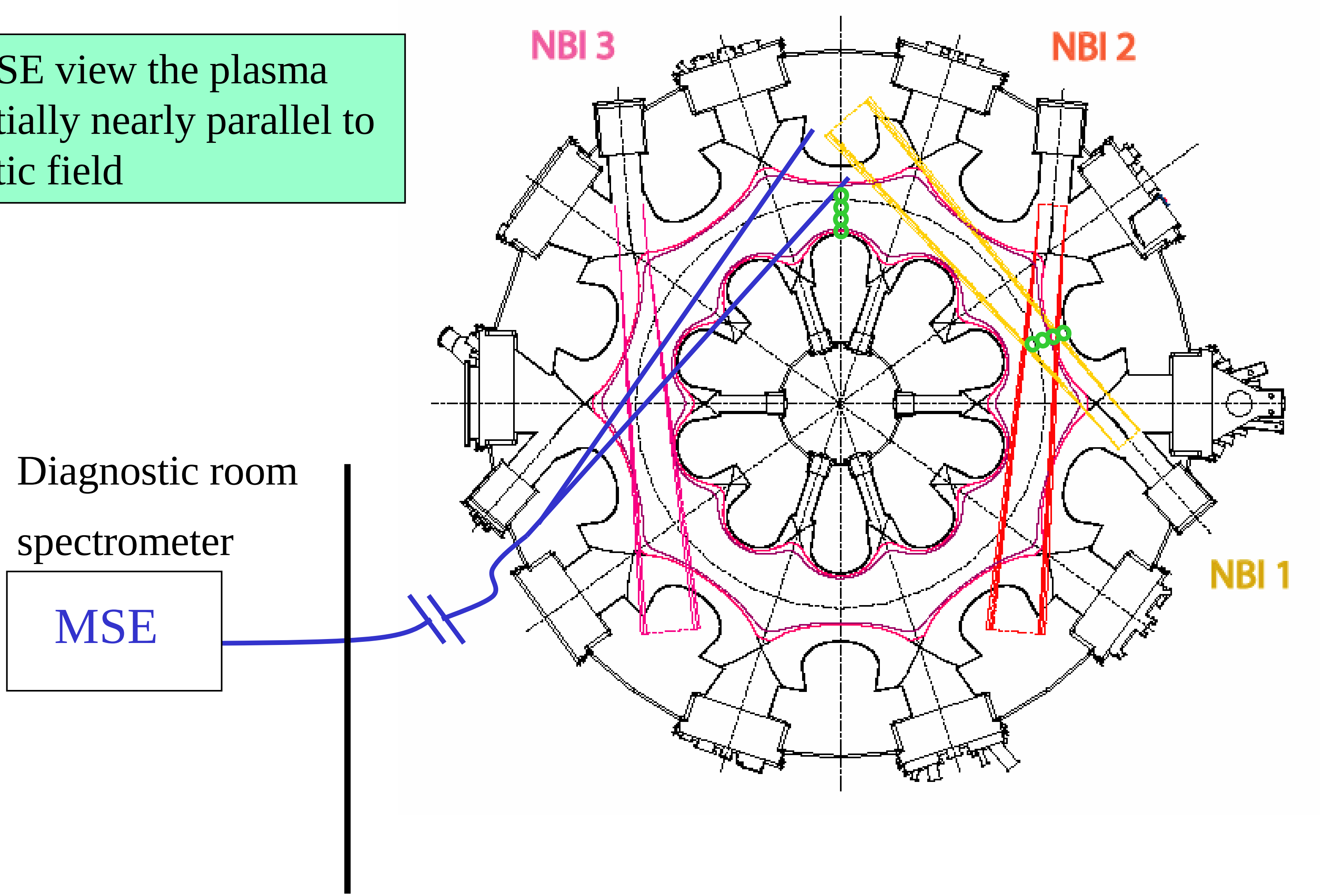
・ビーム圧力の比が増加

⇒ $P_{\|}$ より$P_{\perp}$ を過小評価

MSE setup in LHD

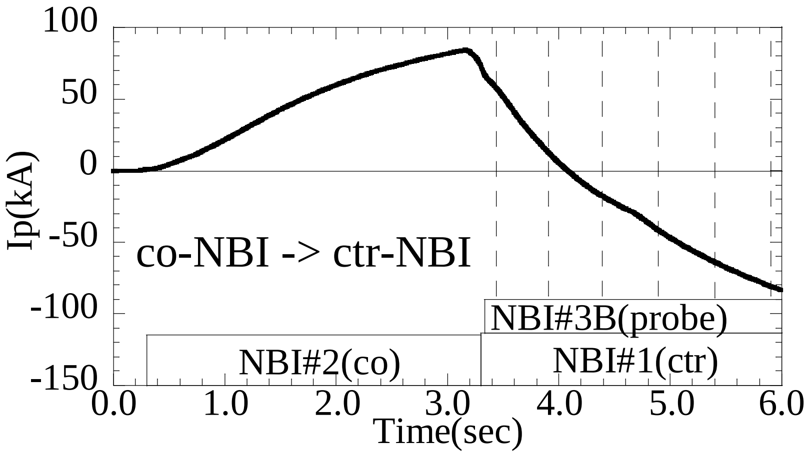
K.Ida

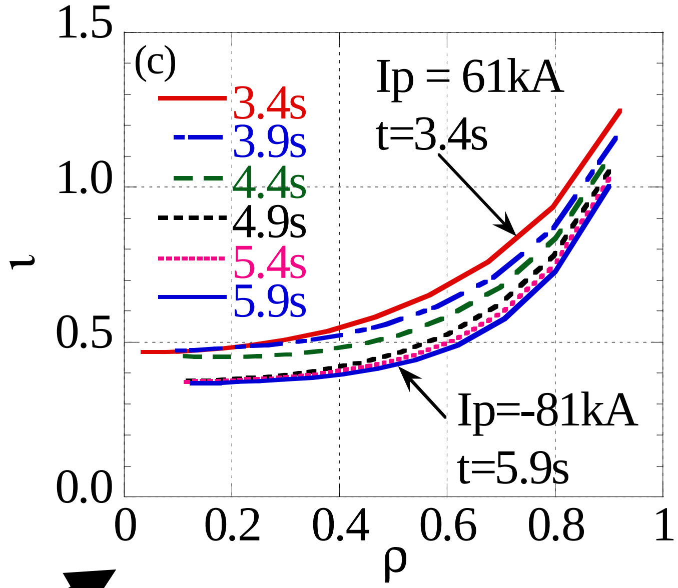
The MSE view the plasma tangentially nearly parallel to magnetic field



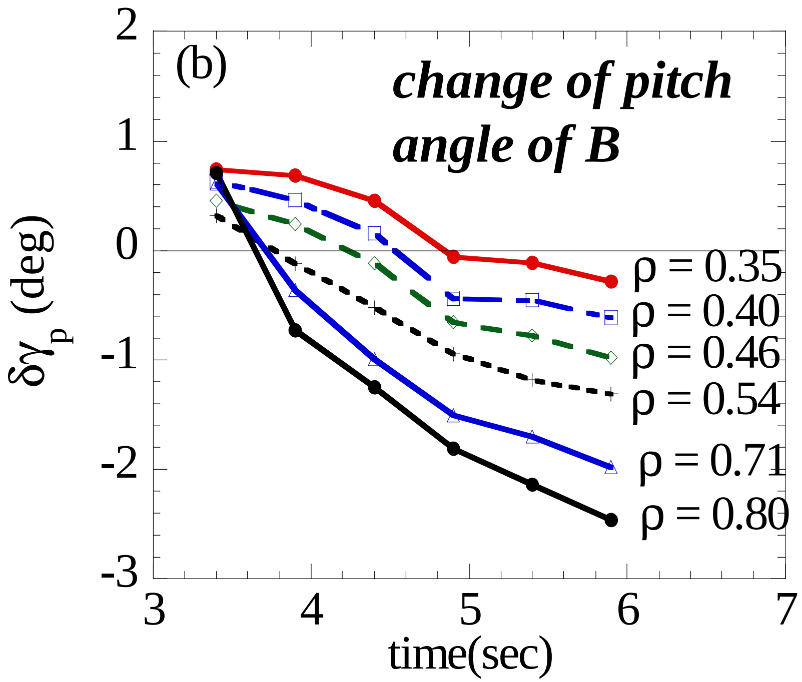
Observation of ι profile change with MSE

K.Ida

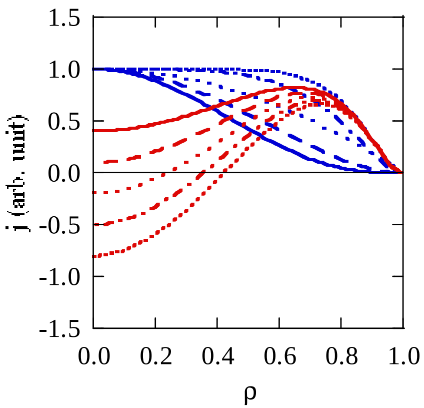




-30kA/T



Best fitting equilibrium is selected among the equilibria with various beta values and ten different current profiles



TASK/EIおける電流分布評価法について

基礎式(元は、[P. I. Strand et al., PoP, 8 (2001) 2782]と同じ表式)

$$\frac{\partial \iota}{\partial t} = \frac{1}{4\rho\Phi_{Ta}^{\;\;2}}\left[\frac{\partial}{\partial\rho}\left\{\eta_\parallel \frac{dV}{d\rho}\frac{\langle B^2\rangle}{\rho^2}\frac{\partial}{\partial\rho}\left[\rho\left(S_{11}\iota + S_{12}\right)\right]\right\} + \frac{\partial}{\partial\rho}\left\{\eta_\parallel \frac{dV}{d\rho}\frac{1}{\rho}\frac{dp}{d\rho}\left(S_{11}\iota + S_{12}\right) - \eta_\parallel \frac{dV}{d\rho}\frac{1}{\rho}\langle \boldsymbol{J}_s \cdot \boldsymbol{B}\rangle\right\}\right],$$

$$S_{11} = \frac{V'}{4\pi^2}\left\langle\frac{g_{\theta\theta}}{g}\right\rangle,$$

$$S_{12} = \frac{V'}{4\pi^2}\left\langle\frac{g_{\theta\zeta}(1+\partial_\theta\lambda) - g_{\theta\theta}\partial_\zeta\lambda}{g}\right\rangle,$$

Φ_{Ta}, dV/dρ(V'), $g_{\theta\theta}$, $g_{\theta\zeta}$, g, λ は平衡計算から求まる。
Iの変化=>平衡の変化 => 平衡計算と交互に計算が必要。

$$\iota = \frac{I_T}{S_{11}\Phi_T{}'} - \frac{S_{12}}{S_{11}}.$$

この関係を代入すると電流Iに関する拡散型に類似する
=>トカマクの場合、S12=0なので、純粋に拡散型と等価。

境界条件; $I_{\mathrm{T\_Edge}}$=計測値

■***Diffusion equation of toroidal current*** $I_{\mathrm{p}}(S,t)$

$$\mu_0\frac{\partial I_{\mathrm{p}}}{\partial t} = 4\pi S\frac{\partial}{\partial S}\left[\frac{1}{\sigma}\frac{\partial}{\partial S}(I_{\mathrm{p}} - I_{\mathrm{b}})\right],\quad J_{\mathrm{p}}(S,t) = \frac{\partial}{\partial S}I_{\mathrm{p}},\quad S = \pi r^2$$

■***Boundary condition***

$$I_{\mathrm{p}}(0,t) = 0,\qquad \left.\frac{\partial}{\partial S}(I_{\mathrm{p}} - I_{\mathrm{b}})\right|_{S=\pi a^2} = \sigma\frac{1}{2\pi R_0}\left(V_{\mathrm{loop}} - L_{\mathrm{ext}}\left.\dot{I}_{\mathrm{p}}\right|_{S=\pi a^2}\right).\qquad L_{\mathrm{ext}} = \mu_0 R_0\left[\log\frac{8R_0}{a} - 2\right]$$

[J. Plasma and Fusion Res. Ser., 5巻, p.124-130, 2002年]でLHDに適用したモデル

Expression of Currents

$$\langle Bj_{//}\rangle_{BS} = -\left\{L_{1e}\left[\frac{dP_e}{d\psi} - en_e\frac{d\Phi}{d\psi}\right] + L_{1i}\left[\frac{dP_i}{d\psi} + Z_i en_i\frac{d\Phi}{d\psi}\right] + L_{2e}n_e\frac{dT_e}{d\psi} + L_{2i}n_i\frac{dT_i}{d\psi}\right\},$$

$$\langle Bj_{//}\rangle_{OHK} = \left[1-(1+L_{1e})\frac{Z_f}{Z_{eff}}\right]\langle Bj_{//}\rangle_{NBI},$$

$$\langle Bj_{//}\rangle_{OHM} = \sigma_{NC}\langle \mathbf{BE}^{(A)}\rangle, \quad \sigma_{NC} = \frac{e^2 n_e}{m_e\nu_e}\frac{\sqrt{2}+(13/4)Z_{eff}+\mu_{e3}}{D_e}, \left(\sigma_{SP} = \frac{e^2 n_e}{m_e\nu_e}\frac{\sqrt{2}+(13/4)Z_{eff}}{Z_{eff}\left[\sqrt{2}+(13/4)Z_{eff}\right]-\left[(3/2)Z_{eff}\right]^2}\right)$$

- calculated in BSC part
- calculated in FIT part
- corresponding value is calculated in time evolution cal. part

$$L_{1e} = \frac{(\mu_{e3} - \bar{l}^{ee}_{22})\langle\mu G_{bs}\rangle_{e1} - (\mu_{e2} - \bar{l}^{ee}_{12})\langle\mu G_{bs}\rangle_{e2}}{D_e} \quad (2)$$

$$L_{1i} = \frac{\mu_{e1}(\mu_{e3} - \bar{l}^{ee}_{22}) - \mu_{e2}(\mu_{e2} - \bar{l}^{ee}_{12})}{D_i} F_g \quad (3)$$

$$F_g = \frac{(\mu_{i3} - \bar{l}^{ii}_{22})\langle\mu G_{bs}\rangle_{i1} - \mu_{i2}\langle\mu G_{bs}\rangle_{i2}}{D_e} \quad (4)$$

$$L_{2e} = \frac{-(\mu_{e3} - \bar{l}^{ee}_{22})\langle\mu G_{bs}\rangle_{e2} + (\mu_{e2} - \bar{l}^{ee}_{12})\langle\mu G_{bs}\rangle_{e3}}{D_e} \quad (5)$$

$$L_{2i} = \frac{\mu_{e1}(\mu_{e3} - \bar{l}^{ee}_{22}) - \mu_{e2}(\mu_{e2} - \bar{l}^{ee}_{12})}{D_e} G_g \quad (6)$$

$$G_g = \frac{-(\mu_{i3} - \bar{l}^{ii}_{22})\langle\mu G_{bs}\rangle_{i2} + \mu_{i2}\langle\mu G_{bs}\rangle_{i3}}{D_i} \quad (7)$$

$$D_e = (\mu_{e1} - \bar{l}^{ee}_{11})(\mu_{e3} - \bar{l}^{ee}_{22}) - (\mu_{e2} - \bar{l}^{ee}_{12})^2 \quad (8)$$

$$D_i = \mu_{i1}(\mu_{i3} - \bar{l}^{ii}_{22}) - \mu^2_{i2} \quad (9)$$

$$\mu_{a1} = K^a_{11},\ \mu_{a2} = -K^a_{12} + \frac{5}{2}K^a_{11},$$

$$\mu_{a3} = K^a_{22} - 5K^a_{12} + \frac{25}{4}K^a_{11} \quad (10)$$

$$\langle\mu G_{bs}\rangle_{a1} = \bar{K}^a_{11},\ \langle\mu G_{bs}\rangle_{a2} = -\bar{K}^a_{12} + \frac{5}{2}\bar{K}^a_{11},$$

$$\langle\mu G_{bs}\rangle_{a3} = \bar{K}^a_{22} - 5\bar{K}^a_{12} + \frac{25}{4}\bar{K}^a_{11} \quad (11)$$

$$K^a_{ij} \equiv \frac{8}{3\sqrt{\pi}}\frac{f_t}{f_c}\int_0^\infty \exp(-x_a^2)\, x_a^{2(i+j)}\, [[\nu^a_{tot}(x_a)/\nu_a]]\, dx_a \quad (12)$$

$$\bar{K}^a_{ij} \equiv \frac{8}{3\sqrt{\pi}}\frac{f_t}{f_c}\int_0^\infty \exp(-x_a^2)\, x_a^{2(i+j)}\, [[G_{bs}\nu^a_{tot}(x_a)/\nu_a]]\, dx_a \quad (13)$$

$$x_a = \frac{v}{v_{ta}} \quad (14)$$

where

$$[[\nu^a_{tot}(x_a)/\nu_a]] \equiv \frac{\bar{\nu}^a_D(x_a)}{\left(1 + \bar{\nu}^*_a\frac{\bar{\nu}^a_D}{x_a}\right)\left(1 + \frac{5\pi}{8}\frac{\bar{\nu}^a_T}{x_a}\frac{1}{\bar{\omega}_{ta}}\right)} \quad (15)$$

$$[[G_{bs}\nu^a_{tot}(x_a)/\nu_a]] \equiv \frac{\bar{\nu}^a_D(x_a)}{\left(1 + \bar{\nu}^*_a\frac{\bar{\nu}^a_D}{x_a}\right)^2\left(1 + \frac{5\pi}{8}\frac{\bar{\nu}^a_T}{x_a}\frac{1}{\bar{\omega}_{ta}}\right)^2}$$

$$\times\left\{\langle G_{bs}\rangle_a^{1/\nu} + \left(\bar{\nu}^*_a\frac{\bar{\nu}^a_D}{x_a} + \frac{5\pi}{8}\frac{\bar{\nu}^a_T}{x_a}\frac{1}{\bar{\omega}_{ta}}\right)\langle G_{bs}\rangle_a^{pl} + \frac{5\pi}{8}\bar{\nu}^*_a\frac{\bar{\nu}^a_D}{x_a}\frac{\bar{\nu}^a_T}{x_a}\frac{1}{\bar{\omega}_{ta}}\langle G_{bs}\rangle_a^{P-S}\right\} \quad (16)$$

$$\bar{\nu}^a_D = \nu^a_D(x_a)/\nu_a,\ \bar{\nu}^a_T = \nu^a_T(x_a)/\nu_a \quad (17)$$

ref K.Y.WATANABE et al,

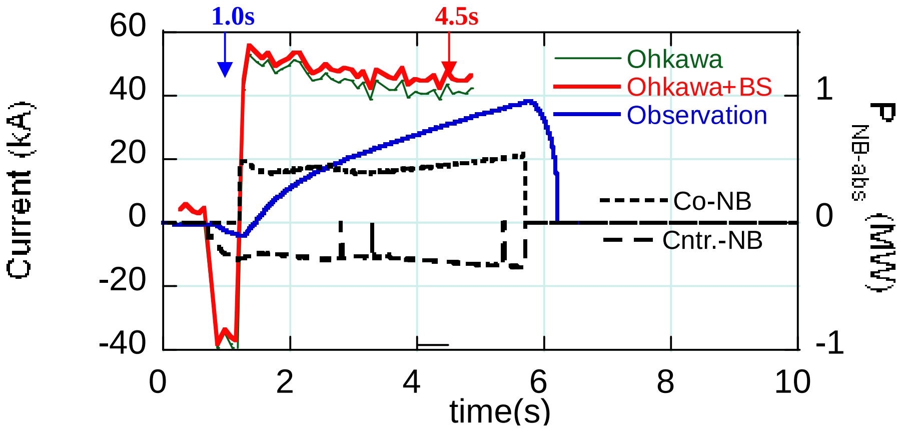
Nuclear Fusion 35 (1995) 335.

$$\bar{l}^{ee}_{11} = -Z,\ \bar{l}^{ee}_{12} = -\tfrac{3}{2}Z,\ \bar{l}^{ee}_{22} = -(\sqrt{2} + \tfrac{13}{4}Z),$$

$$\bar{l}^{ii}_{22} = -\sqrt{2}\,.$$

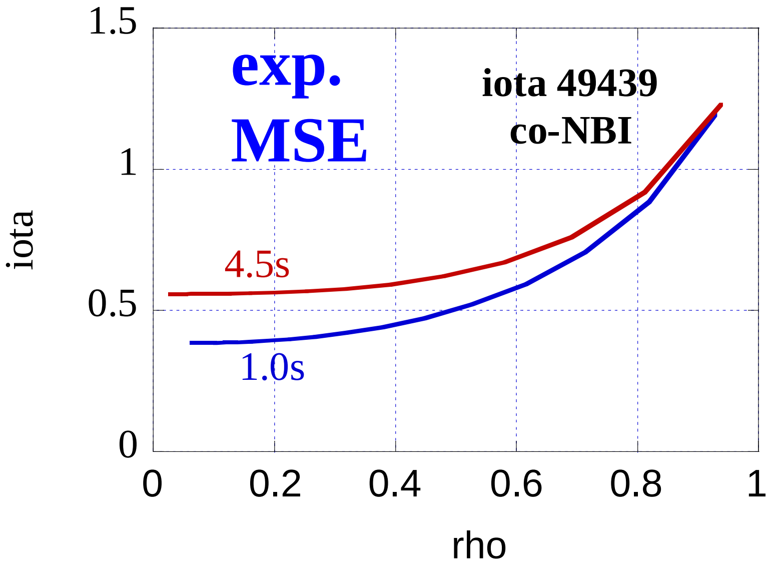
中村、渡邊他

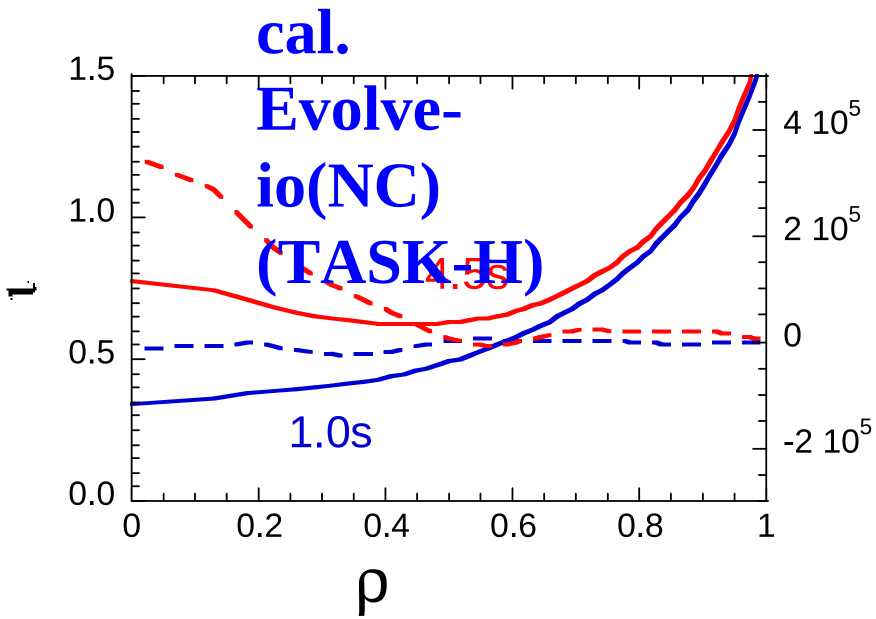
回転変換分布の時間変化

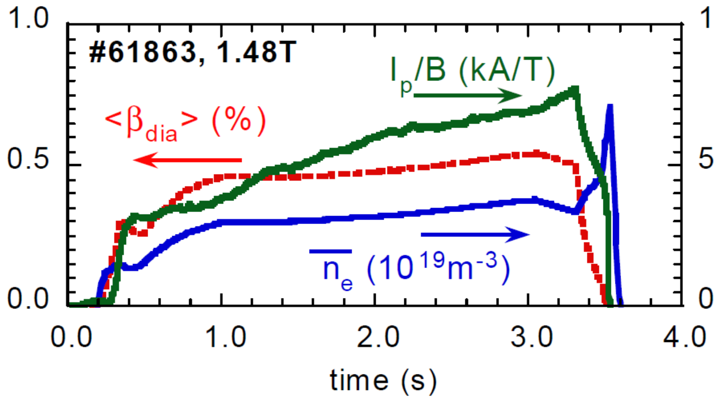


回転変換の時間発展方程式

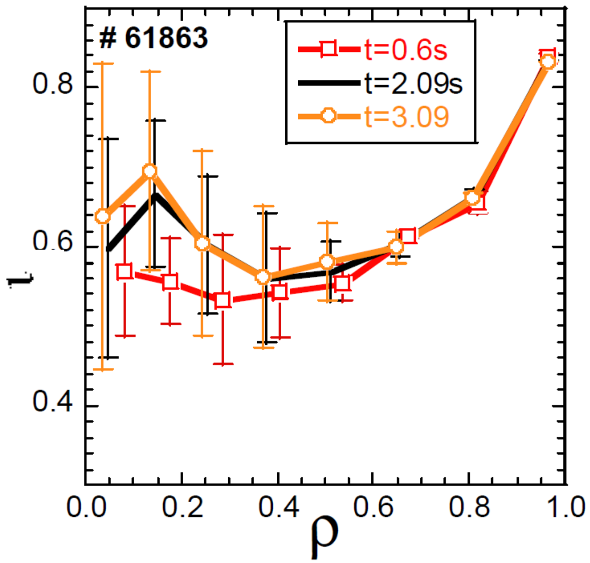
$$\frac{\partial \iota}{\partial t} = \frac{1}{4\rho {\Phi_{Ta}}^{2}}\left[\frac{\partial}{\partial \rho}\left\{\eta_{\parallel}\frac{dV}{d\rho}\frac{\left\langle B^{2}\right\rangle}{\rho^{2}}\frac{\partial}{\partial \rho}\left[\rho\left(S_{11}\iota + S_{12}\right)\right]\right\}\right.$$
$$\left. + \frac{\partial}{\partial \rho}\left\{\eta_{\parallel}\frac{dV}{d\rho}\frac{1}{\rho}\frac{dp}{d\rho}\left(S_{11}\iota + S_{12}\right) - \eta_{\parallel}\frac{dV}{d\rho}\frac{1}{\rho}\left\langle \boldsymbol{J}_{s}\cdot \boldsymbol{B}\right\rangle\right\}\right]$$

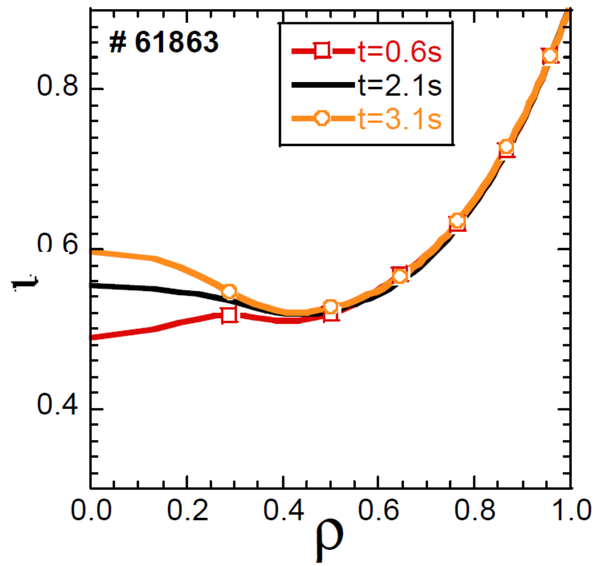




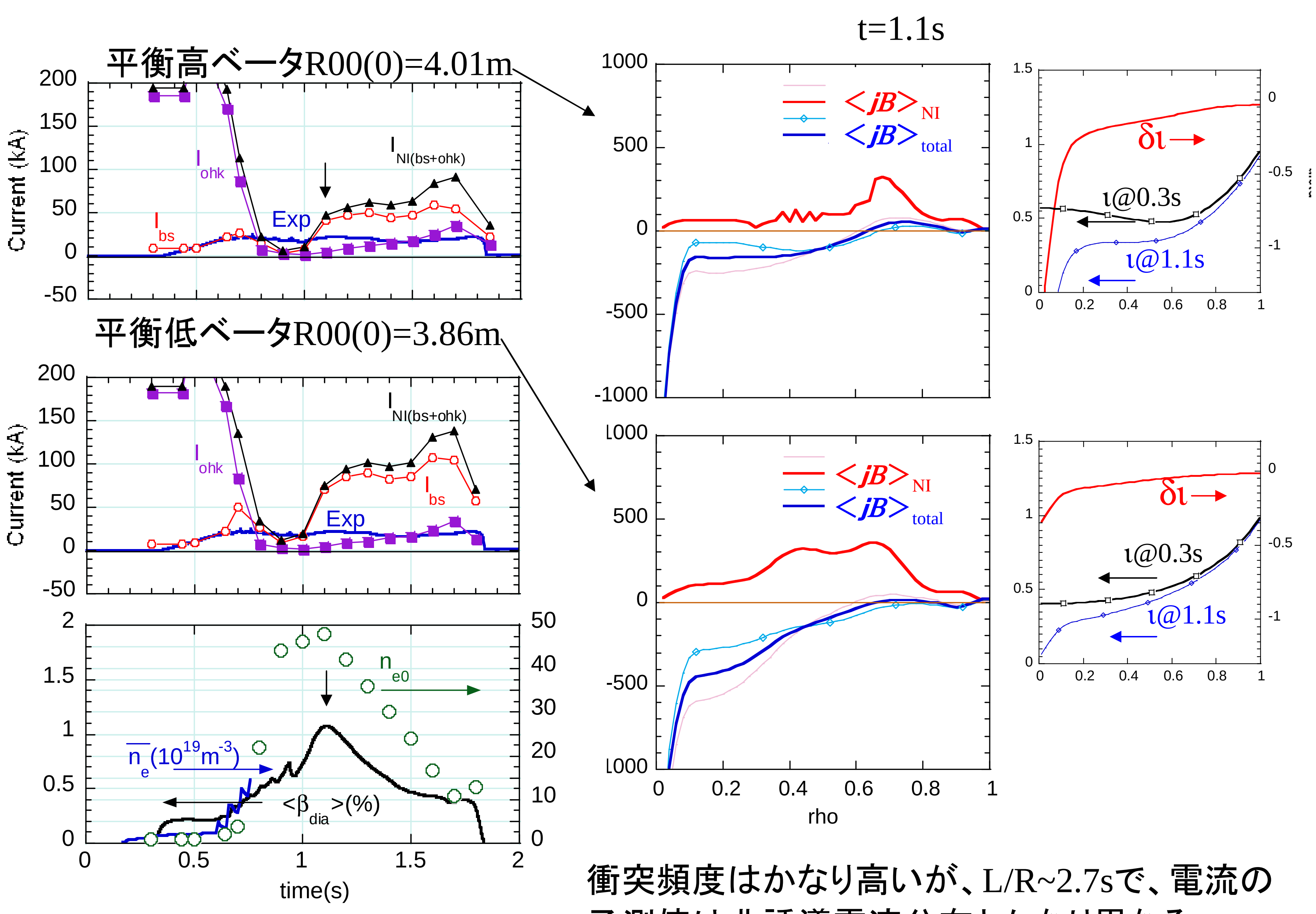

#61863, 1.48T
I_p/B (kA/T)
$\langle\beta_{dia}\rangle$ (%)
$\overline{n_e}$ ($10^{19}m^{-3}$)
time (s)

<10kA/T


# 61863
t=0.6s
t=2.09s
t=3.09
ι
ρ


# 61863
t=0.6s
t=2.1s
t=3.1s
ι
ρ

evo_iotaの適用例(MHD平衡時間変化なし、SDC) #64359



T_e=0.7keV, n_e=1e20m-3@ρ=2/3=>L/R~2.7s

衝突頻度はかなり高いが、L/R~2.7sで、電流の予測値は非誘導電流分布とかなり異なる

まとめ

1. 実効的な磁気面の存在の検証

実効的磁気面の有無の検証手法の確立が重要

動的輸送特性が有力候補

2. LHDにおけるMHD平衡同定に関する課題

(1) ビーム圧力の影響

(2) トロイダル電流の影響

(3) 最外殻磁気面の同定

それぞれ進展はあるが、いづれも道半ば。重点的な研究が必要