

トカマクディスラプション時に発生する 逃走電子のシミュレーション研究

松山顕之、矢木雅敏

JAEA



Acknowledgement:

影井康弘(RIST), 徳田伸二 (RIST), 中島徳嘉 (NIFS/IFERC)

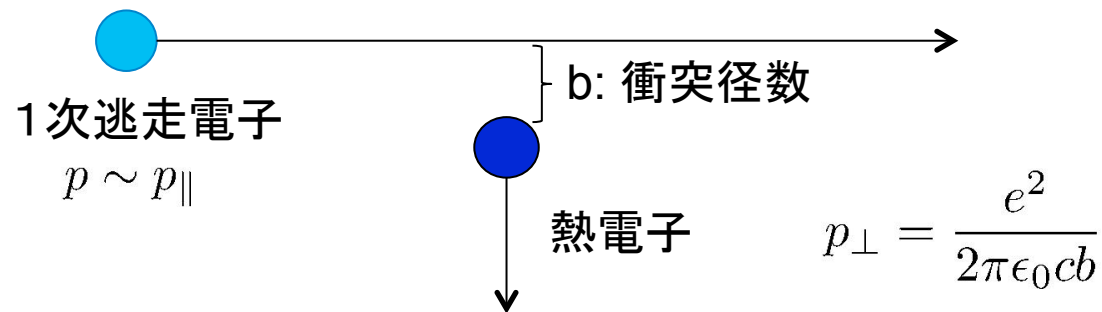
Disruption and Runaway Electrons



ディスラプションはトカマク装置にとって克服すべき問題であると同時に
運転限界近傍の放電を行う実験装置(=ITER)では制御が必須

ITERのディスラプションに関する懸念の一つが逃走電子
(MeVオーダーの高エネルギー電子照射による装置損傷)

近接衝突によるAvalanche (Rosenbluth & Putvinski, 1997)



大角度散乱により冷たい熱電子の逃走電子領域への散乱が
連鎖的に発生

ITERではAvalancheが既存装置に比べて顕著。これまで実験的に取り扱われたことのない
大電流の逃走電子を制御する必要→ITERのfull spec operationの予測と制御手法の妥当
性を確認できるようなシミュレーションコードの開発が必要。

- Introduction: 逃走電子の発生機構とエネルギーの関係
- 摂動磁場が逃走電子閉じ込めに与える影響
 1. 外部摂動磁場
 2. 低次モードによる磁気面崩壊
- まとめと今後の課題

1D Disruption Model

逃走電子を発生させるトロイダル電場の評価

熱クエンチは指数関数的な温度減少として模擬

$$T_e(t, r) = T_{\text{final}}(r) + [T_0(r) - T_{\text{final}}(r)]e^{-t/t_0}$$

Induction Equation

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E_{\parallel}}{\partial r} \right) = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\sigma_{\parallel} E_{\parallel} + j_r)$$

逃走電子電流

逃走電子発生率

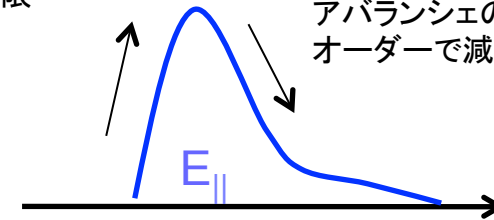
$$\dot{n}_r^I \simeq \frac{n_e}{\tau} \left(\frac{m_e c^2}{2T_e} \right)^{3/2} \left(\frac{E_D}{E_{\parallel}} \right)^{3(1+Z_{\text{eff}})/16} \exp \left(-\frac{E_D}{4E_{\parallel}} - \sqrt{\frac{(1+Z_{\text{eff}})E_D}{E_{\parallel}}} \right)$$

$$\dot{n}_r^{II} \simeq n_r \frac{E_{\parallel}/E_c - 1}{\tau \ln L} \sqrt{\frac{\pi\varphi}{3(Z_{\text{eff}} + 5)}} \left(1 - \frac{E_c}{E_{\parallel}} + \frac{4\pi(Z_{\text{eff}} + 1)^2}{3\varphi(Z_{\text{eff}} + 5)(E_{\parallel}^2/E_c^2 + 4/\varphi^2 - 1)} \right)^{-1/2}$$

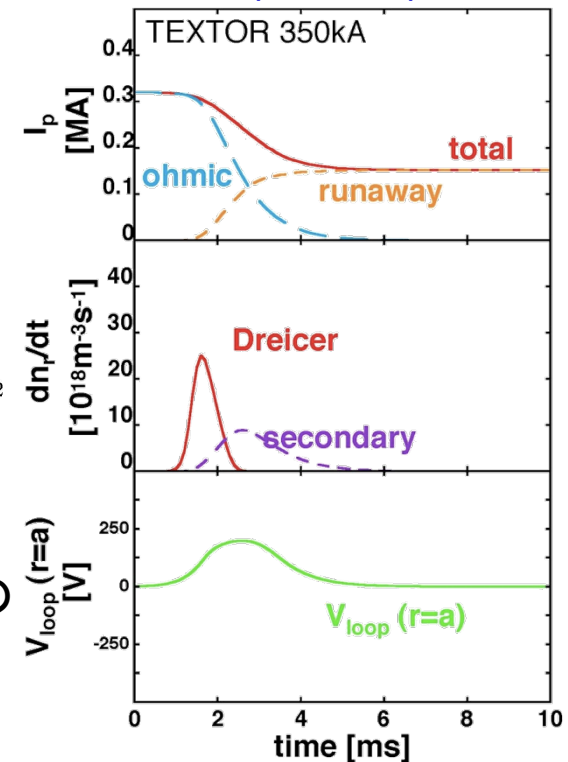
逃走電子電流にconversionされる割合は、トロイダル電場の拡散と逃走電子発生との競合で決まる(逃走電子のgrowth timeは電場拡散と同程度のオーダー)

逃走電子電流の発生により
電場は制限

電場のskin time ~
アバランシェの成長時間の
オーダーで減衰



time
(計算例)



Runaway Acceleration Phase



電場が分かれば逃走電子のエネルギーが予測できる

- 逃走電子の加速フェーズを相対論的Fokker-Planck方程式をもとにしたテスト粒子モデル(e.g., Martin-Solis, PoP, 1998)で調べる.
- 放射や衝突を考慮。加速フェーズで衝突効果が支配的。
- 一旦、加速された後、衝突や放射はUnmitigated disruptionについて、100 ms – 1sオーダーの長い時間スケールでしか効かない

Relativistic Fokker-Planck equation

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = eE_{\parallel} - \frac{n_e e^4 \ln \Lambda m_e}{4\pi\epsilon_0^2} \gamma (Z_{\text{eff}} + 1 + \gamma) \frac{p_{\parallel}}{p^3} - (F_S + F_B) \frac{p_{\parallel}}{p}$$
$$\frac{dp}{dt} = eE_{\parallel} \frac{p_{\parallel}}{p} - \frac{n_e e^4 \ln \Lambda m_e}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{\gamma^2}{p^2} - (F_S + F_B)$$

Synchrotron radiation

$$F_S \simeq \frac{2}{3} r_e m_e c^2 \left(\frac{v}{c}\right)^3 \gamma^4 \left[\frac{1}{R_0^2} + \frac{\sin^4 \theta}{r_g^2} \right]$$

Bremsstrahlung (Bakhtiari, PoP 2005)

$$F_B = \frac{4}{137} n_e (Z_{\text{eff}} + 1) m_e c^2 \gamma r_e^2 \left(\ln 2\gamma - \frac{1}{e} \right)$$

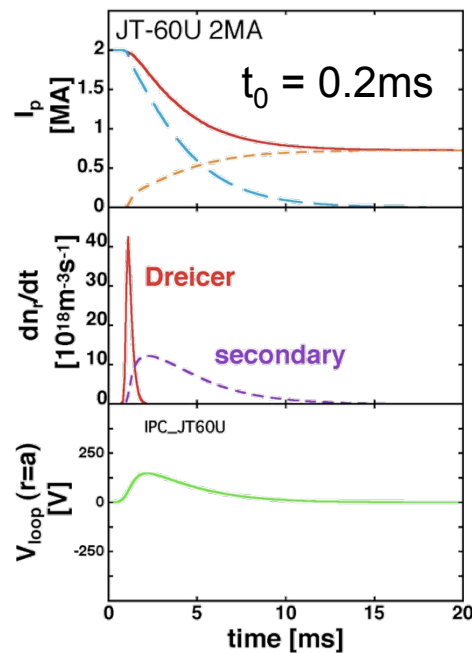
Generation and Acceleration of Runaways

- 逃走電子のエネルギーは外部からのmitigationがなければ主に電場による加速で決まるため、エネルギー分布は発生率の時間履歴を反映。
- Dreicer加速が支配的であれば、高エネルギー側にピークを持つ単一エネルギー分布($E_{av} \sim E_{max}$)になる傾向があるのに対し、Avalancheが支配的な系では指数関数的な分布をとる。 →生成過程に依存して電流を担う電子のエネルギー分布が異なる

2MA JT-60U size

$T_e(0) = 2 \text{ keV} \rightarrow 10 \text{ eV} (0.2\text{ms})$

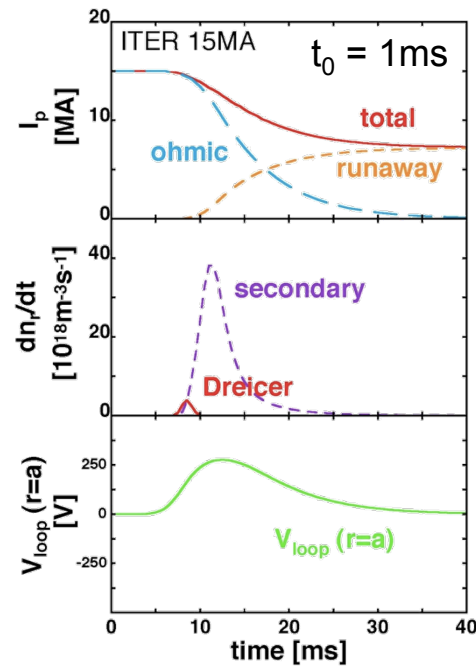
$n_e(0) = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} (\text{const.})$



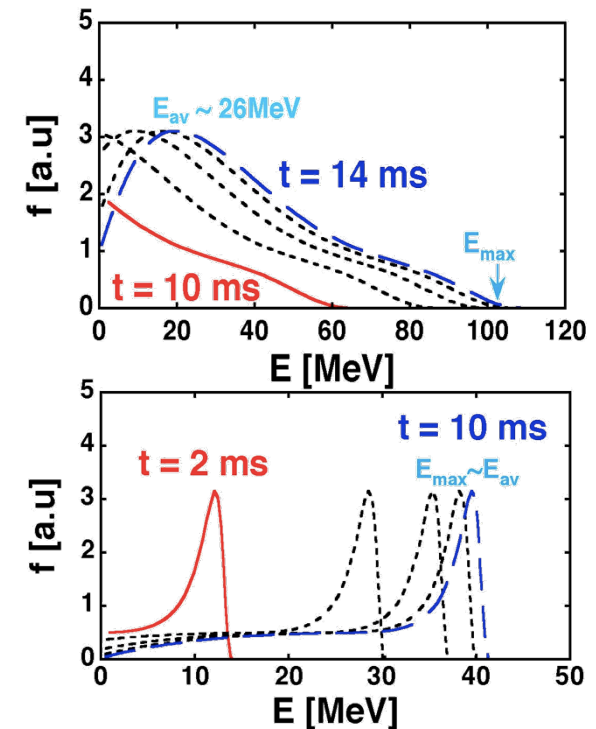
15MA ITER

$T_e(0) = 20 \text{ keV} \rightarrow 10 \text{ eV} (1\text{ms})$

$n_e(0) = 10^{20} \text{ m}^{-3} (\text{const.})$



エネルギー分布の時間発展



Control of Runaways



- (1) 1次逃走電子を発生させないような制御(主に密度制御)を行う
- (2) 発生した逃走電子を増幅が起こるより短い時間スケールで損失させる
(Avalancheの回避)

(1) 主プラズマもしくは逃走電子ビームが位置不安定性により壁に接触

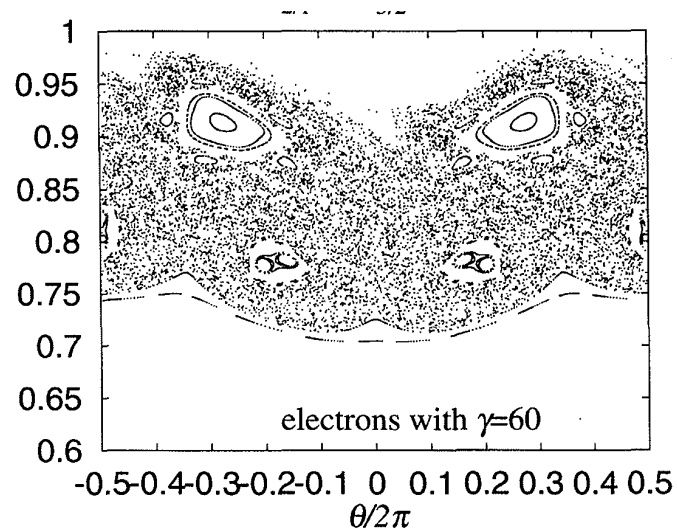
(2) 閉じ込め磁場の乱れ(軸対称性の破れ)による無衝突軌道損失

Avalanche growth time (~ 1ms-10msオーダー)に比べて十分短いスケールで顕著な粒子損失が発生するために必要な摂動磁場は?

Simulation Code: ETC-Rel



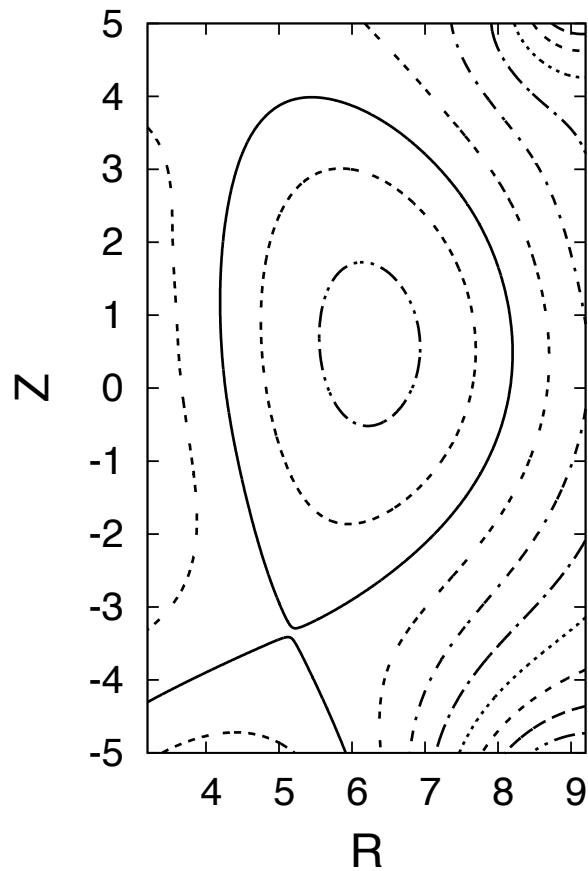
- 乱れた磁場における相対論的ドリフト軌道方程式を解く(無衝突 or 衝突+放射)
- 実座標版 (R,Z,Phi) および Boozer 座標版 (s,theta,zeta)
- 現在はモデル的な摂動磁場を考慮(Magnetostatic model)



Poincare plot of runaway orbit for JT-60U size plasmas with overlapped $m/n=2/1$ and $3/2$ magnetic islands (Tokuda, JSPF 2001).

ITER-like equilibria for simulations

- 自由境界MHD平衡、プラズマ形状はITER-likeに統一
- ディスラプションモデルから予測される最大の逃走電子エネルギーを基準に議論

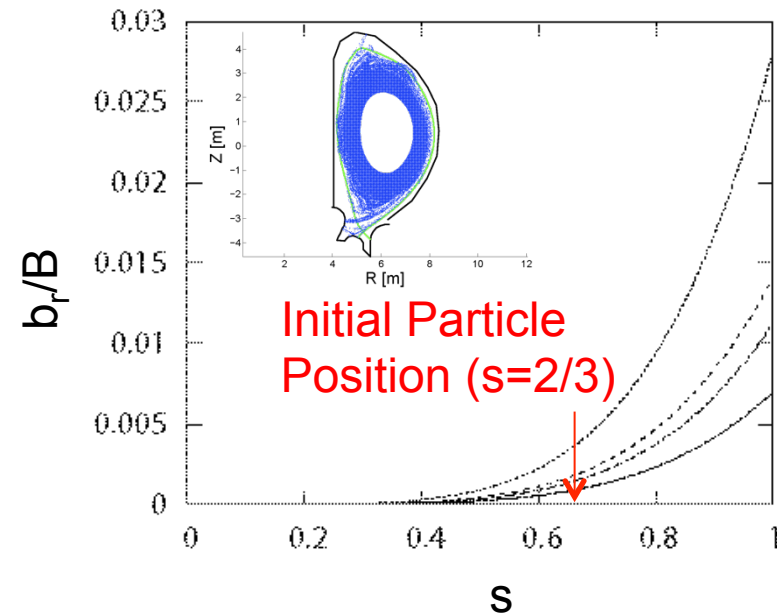
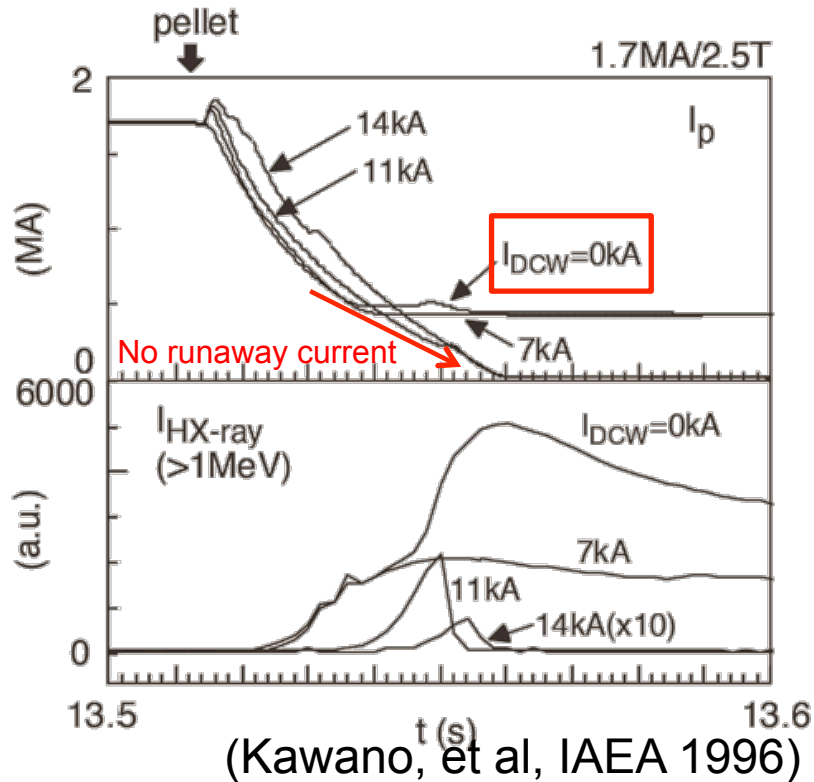


	~ ITER	~ JT-60U	~ TEXTOR
R [m]	6.2	3.4	1.8
a [m]	2	1	0.46
A = R/a	3.1	3.4	3.9
ellipticity	1.84	1.82	1.82
triangularity	0.51	0.51	0.51
B [T]	5.3	4	2.25
I_p [MA]	15	4.9	1.1
q_0	1.8	1.8	1.8
q_{95}	2.89	2.92	2.88
$Y_{runaway}$	< 200	< 100	< 50

Effects of External Magnetic Perturbations

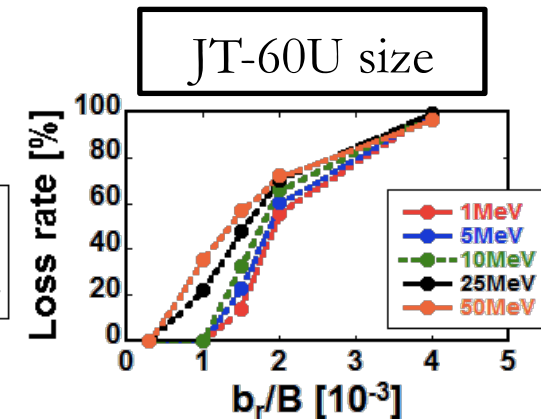
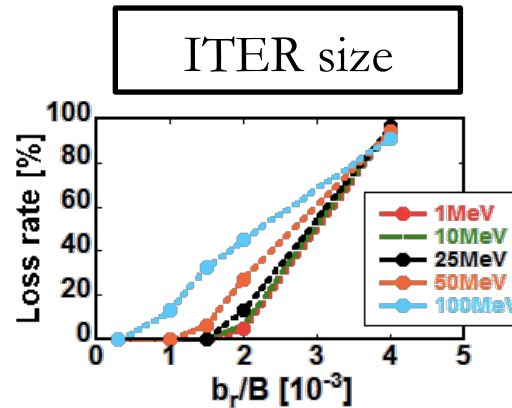
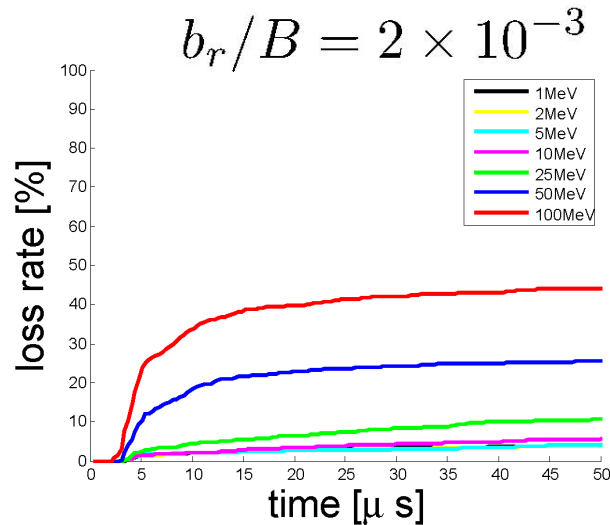
- 外部からの擾動磁場印加を想定して、プラズマ境界からストキャスティック領域が拡大する状況を考える

$$\delta\psi_p = \sum_{m,n} (\delta\psi_p)_{mn} \cos(m\theta - n\phi)$$



※実験的には外部から擾動磁場をかけたときの mode penetrationの性質により、ターゲットとする磁気面での擾動磁場の振幅が決まる。

Simulation Results: External Perturbation



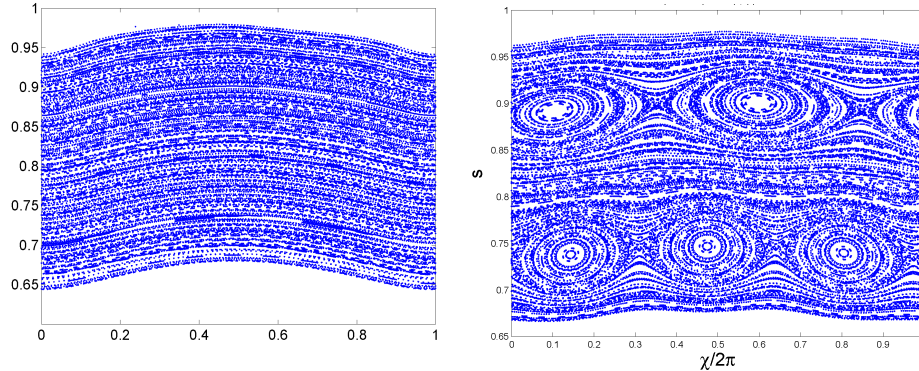
- 粒子の初期位置で $b_r/B \sim 10^{-3}$ 程度の摂動磁場を与えたとき、**Avalanche timeより十分短い時間スケール**で逃走電子損失が生じる。
- ITER, JT-60U、いずれの装置サイズについても想定される最大の逃走電子エネルギーを基準にすれば、摂動磁場の閾値は同程度。
- 与えられた摂動磁場に対し、高エネルギーの粒子が損失率が高い

但し、既存装置ではDreicer加速が支配的な傾向にあることから逃走電子電流 (i.e., 逃走電子のバルク)の抑制に必要な摂動磁場が相対的に小さくて済む可能性。

Mechanisms of Runaway Loss

$$\tilde{\mathbf{A}} = \varepsilon \alpha(\psi, \chi, \phi) \mathbf{B}_{eq} \quad \alpha(\psi, \chi, \phi) = \sum_{m,n} \alpha_{m,n}(\psi) \cos(m\chi - n\phi + \nu_{m,n})$$

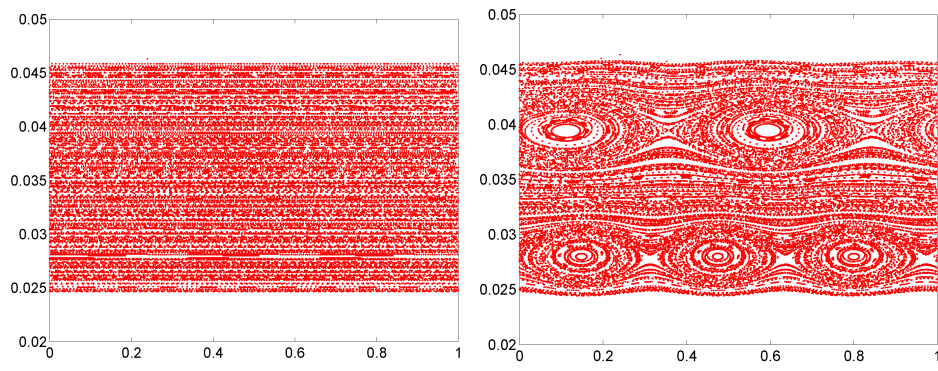
逃走電子軌道



w/o Perturbation

w/ Perturbation

トロイダル正準モーメント

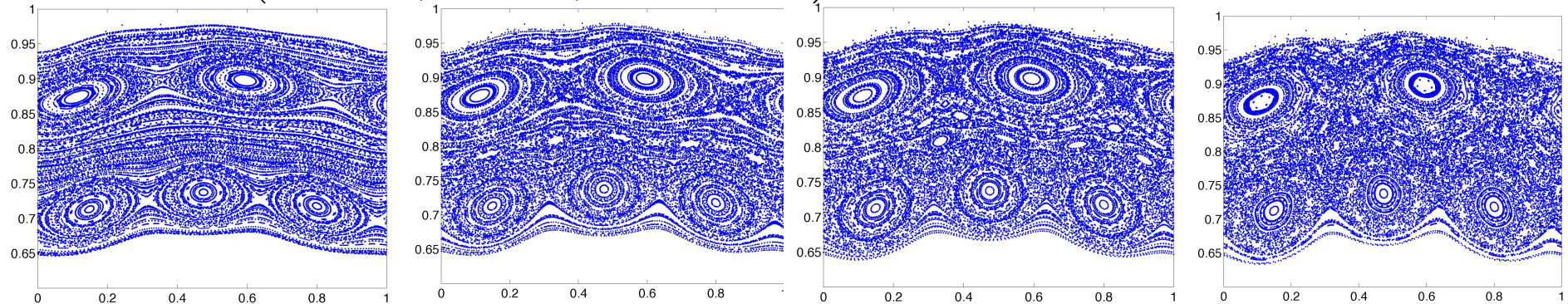


w/o Perturbation

w/ Perturbation

磁気島のオーバーラップによる損失

Poincare Plot (R=4.1 m, B = 3 T, E = 25 MeV)

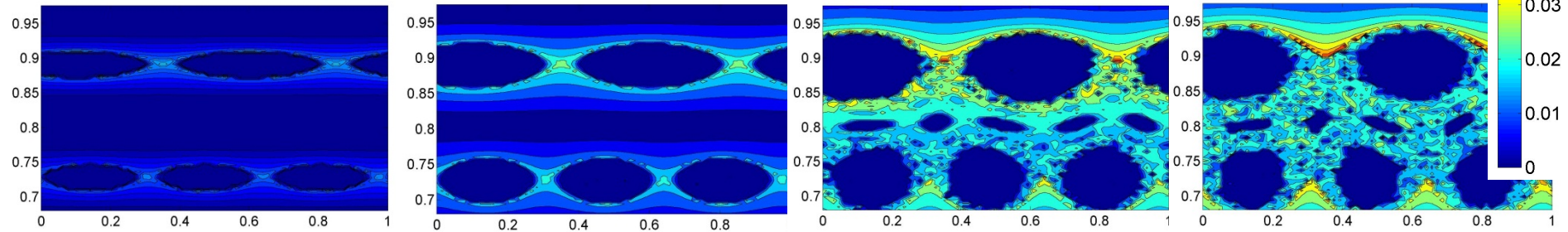


Stochastic Transport by Magnetic Chaos



リアプノフ指数の空間分布

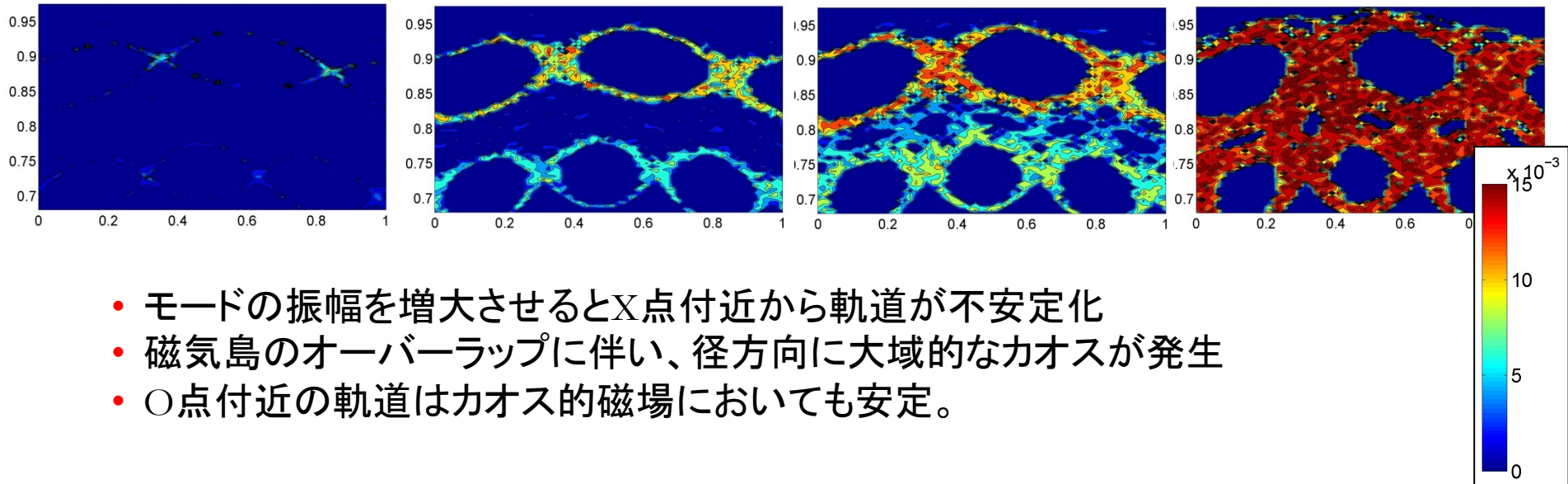
磁力線



Chirikov parameter

$$\sigma_{\text{Chir}} = \frac{\delta(m, n) + \delta(m', n')}{\Delta}$$

逃走電子軌道(25MeV)

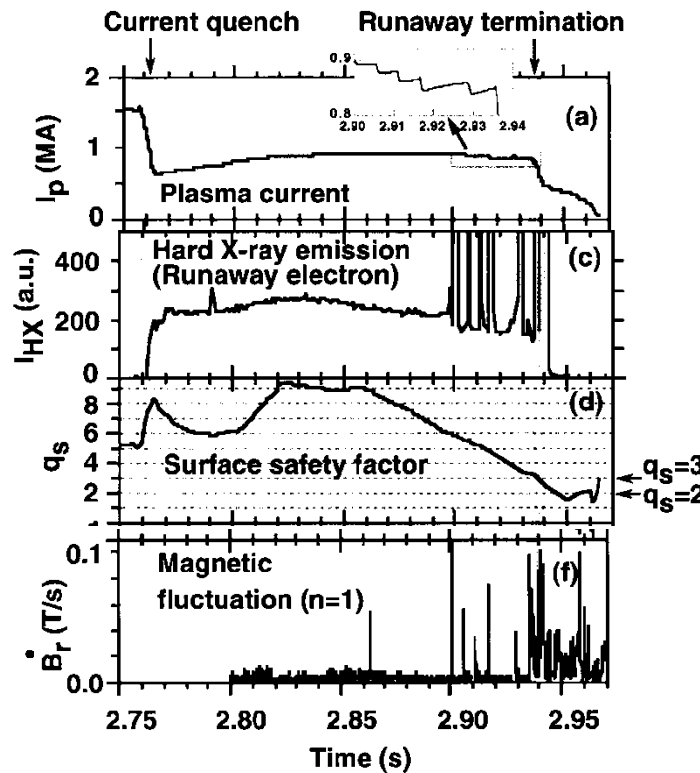


- モードの振幅を増大させるとX点付近から軌道が不安定化
- 磁気島のオーバーラップに伴い、径方向に大域的なカオスが発生
- O点付近の軌道はカオス的磁場においても安定。

Effects of Low-order Modes



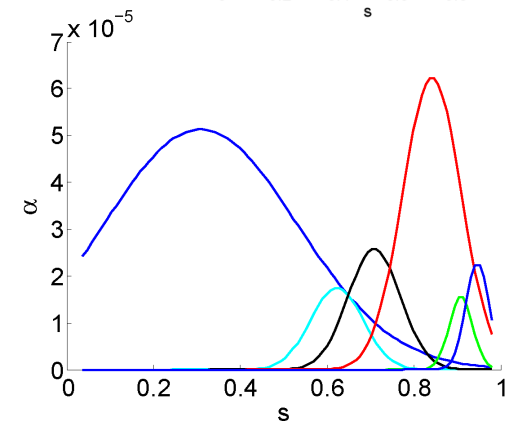
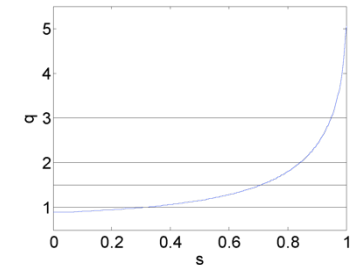
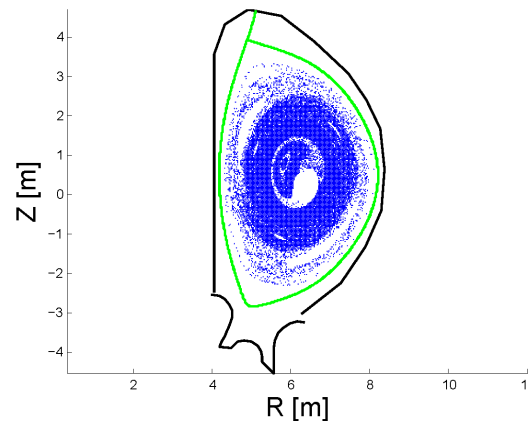
- プラズマ内部で発生するMHD不安定性による損失 (e.g., discussed in Boozer, PPCF 2011)
- 異なるヘリシティのモードのオーバーラップが起こったときの逃走電子閉じ込めの性質を調べる。



(Tamai, et al., NF 2003)

$(m,n) = (1,1), (4,3), (3,2), (2,1), (5,2), (3,1)$

$$\delta B/B = 1 \times 10^{-3}$$



モードの振幅は近接する磁気島とのオーバーラップが marginal になる値を基準に設定。(径方向の $\delta B/B$ はほぼ一定)

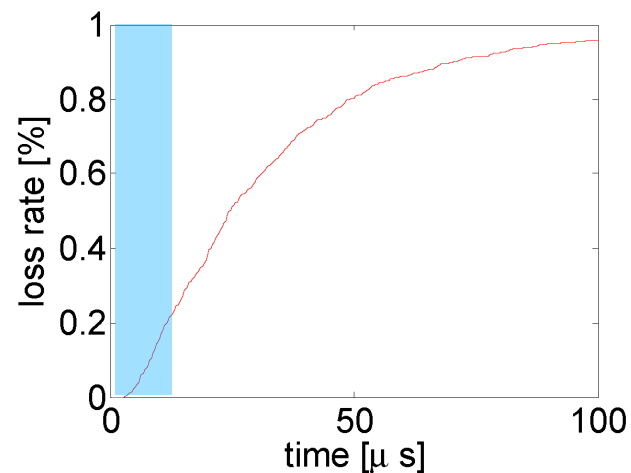
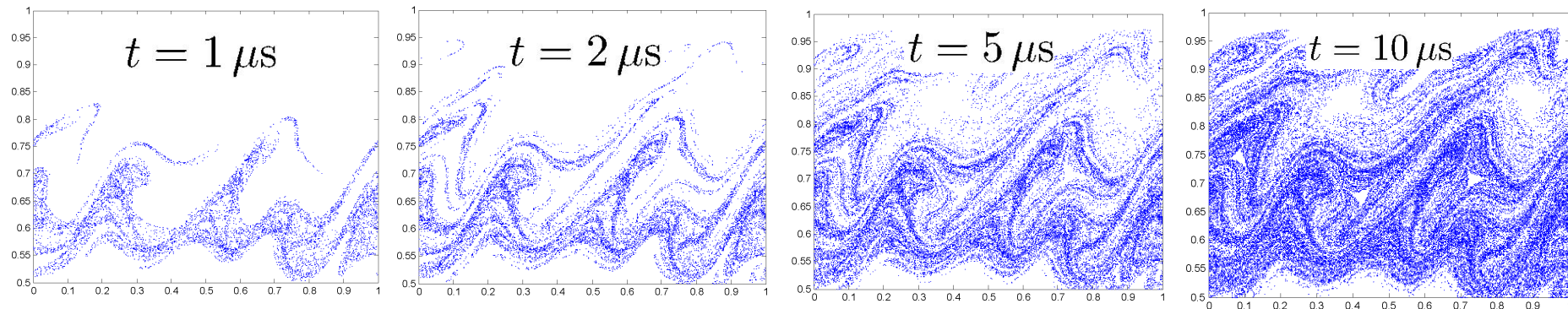
Simulation Results: Low-order Modes



- $s=0.6$ から出発した逃走電子軌道のポアンカレプロット(磁気面上で一様分布な初期条件)

Poincare Plot

$$\delta B/B = 2 \times 10^{-3}, \quad E = 50 \text{MeV}$$

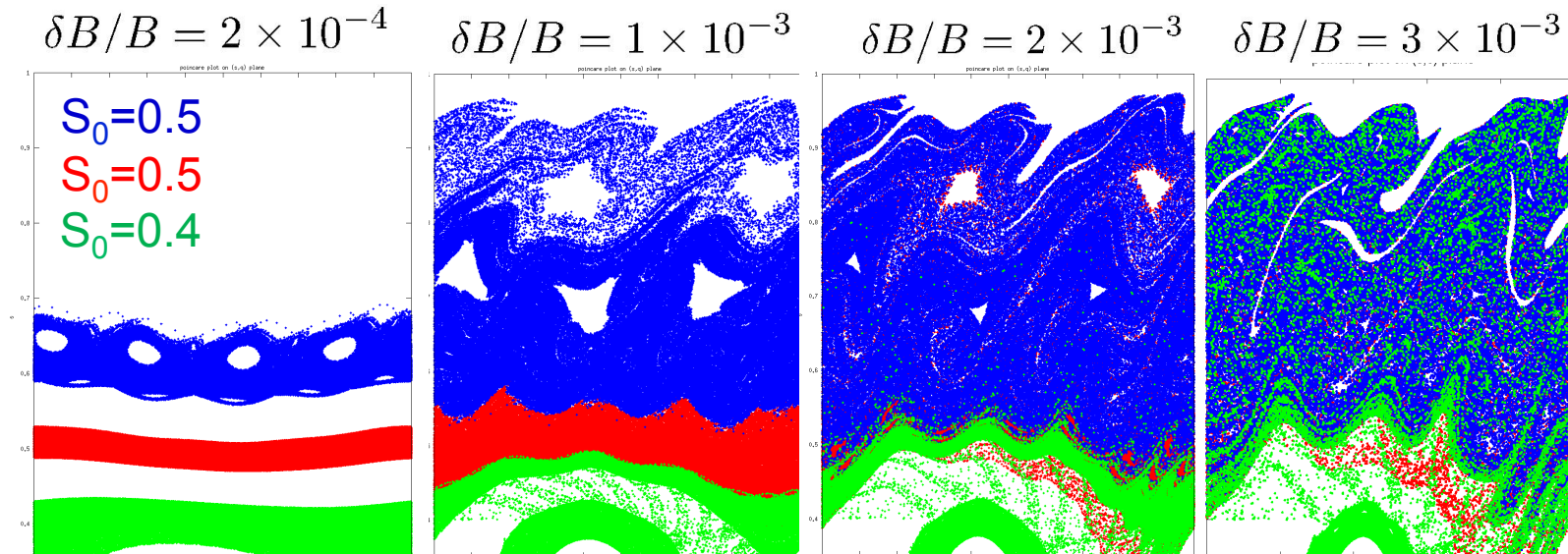


- 逃走電子は数10マイクロ秒程度のオーダーで径方向に輸送
- 強い非等方性 (径方向拡散モデルが仮定する磁気面一様なフラックスとは描像が異なる。)
←低次モードに由来する3次元性を強く反映
- 損失時に局所的なフラックスとなれば問題となる可能性

Runaway Losses with Breaking KAM Barriers



- 摂動に対してロバストなKAM面が残ると逃走電子に対する障壁となり、逃走電子の径方向分布に影響。



E=50MeV, $S_0=0.6, 0.5, 0.4$ の磁気面に粒子を 10^3 個一様にロード

- Post-disruption plasmaを想定した場合、強いMHD不安定性でKAM障壁が壊れると逃走電子が短い時間でバースト的に損失する可能性を示唆。

→逃走電子プラズマの内部磁場構造のに関するシミュレーションが必要

Summary and Future Work



- ETC-Relコードを用いて磁場の乱れによる逃走電子損失機構を(1) 外部摂動磁場、および(2) プラズマ内部で発生する低次モード、を想定したモデル磁場で調べた。いずれも磁気面を壊す程度の振幅が得られればAvalanche timeより十分短い時間で逃走電子を磁気面外に損失させることができる。
- プラズマ内部まで0.1%程度の摂動磁場があれば逃走電子は磁気面外に損失。高エネルギーの粒子ほど損失が起こりやすい。エネルギー分布の計算の結果から、Dreicer過程が支配的な系ほど摂動磁場による損失増加が逃走電子電流の抑制に効果的であることがわかる。(→生成過程と結合して実際のディスラプション条件を想定した定量的な評価が必要)
- 低次モードによってプラズマ内部から磁気面が崩壊するとき、逃走電子軌道はX点から不安定になり、磁気島がオーバーラップすると、径方向に大域的なカオスに至り、逃走電子損失を増大させる。
- 低次モードによる大域的な磁気面の崩壊を考えた場合、摂動に対してロバストなKAM面が存在すれば逃走電子に対する閉じ込め障壁となる。障壁を越えた粒子は短い時間スケールでバースト的に損失すると考えられる。(実際のpost-disruption plasmaとの関連を調べるためにプラズマ内部の磁場構造を非線形シミュレーション等で研究する必要)