



解説

トカマクディスラプションにおける逃走電子回避に向けた理論モデリング研究の現状

Present Status of Theory and Modeling Towards Runaway Electron Avoidance During Tokamak Disruptions

松山 顕之

MATSUYAMA Akinobu

量子科学技術研究開発機構

(原稿受付：2019年 8月27日)

磁場閉じ込め核融合プラズマの分野でトカマク放電中の MeV オーダーの逃走電子発生機構の研究が進んでいる。前半では逃走電子の基礎から出発し、2次電子生成(アバランチ効果)による逃走電子の指数関数的増幅、シンクロトロン放射の影響、逃走電子発生閾値近傍における臨界安定的なふるまいなど、逃走電子ビームの生成・消滅の物理モデルについて解説する。後半では研究に動機づけを与えている ITER におけるディスラプション対策の一つである逃走電子回避に関して研究の現状を解説する。

Keywords:

runaway electron, avalanche, disruption, ITER, disruption mitigation system (DMS), synchrotron radiation

1. はじめに

現在、7極の国際協力によりフランスのサン・ポール・レ・デュランスで建設中の国際熱核融合実験炉 ITER (大半径 6.2 m, 小半径 2 m, トロイダル磁場強度 5.3 T) では $15 \times 10^6 \text{ A} = 15 \text{ MA}$ のプラズマ電流を駆動し、中心温度 20-30 keV, 電子密度 $1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ のプラズマを閉じ込めて重水素と三重水素の核融合反応を起こし、入力エネルギーに対するエネルギー増倍率10の放電を数100秒にわたって維持する計画である[1]。ITER は熱と磁場についてそれぞれ公称値で 353 MJ, 395 MJ[2]という実験室プラズマとしては規格外の蓄積エネルギーのプラズマを閉じ込める。そこで本解説では“ITER の閉じ込め磁場のエネルギーをプラズマ中の電子加速に使ったらどうなるか?”という問題を考えてみたい。これは単なる思考実験ではなく ITER 実験開始に向けて考慮すべきリスクとして、最重要の研究課題の一つとなっている。

ITER の炉心に用いられるトカマク放電 [図 1 (a)] はトロイダルコイルが作る磁場 (トロイダル磁場) とプラズマ電流が作る磁場 (ポロイダル磁場) を組み合わせ、トーラスに巻きつくらせん状の磁場構造を作り、高温・高圧のプラズマを閉じ込める。トカマク放電は自己点火を見通すことのできる高い閉じ込め性能を有する一方で、閉じ込め磁場を自身の内部を流れるプラズマ電流に依存しているため、電磁流体不安定性が発生すると急速な熱損失とプラズマ電流の瞬断が生じることがある。このような破壊的なプラズマの不安定性を総称してディスラプションと呼んでお

り、トカマクではディスラプションの発生回避や発生した場合の対策が不可欠である。ディスラプションに関する実験や炉工学研究については2010年に本学会誌にて解説[3]があり、本稿で扱う逃走電子に関しても議論されているので興味のある読者はご参照いただきたい。

ディスラプションは圧力や密度、電流に関する運転限界、コイルの設置誤差等による不整磁場、不純物蓄積、場合によっては装置のトラブルなどでも発生し、電磁流体不安定性による磁場揺らぎが熱損失を引き起こす。図 2 は本稿で議論するディスラプション時の逃走電子発生の時間発展を模式的に示したものである。逃走電子発生を引き起こすようなディスラプションでは不純物の挙動が重要で、熱損失に引き続きプラズマ中の不純物が増加し、線放射により熱的不安定性を伴う形でプラズマを急速に冷却する。ITER の場合、条件によっては熱損失直後に電子密度が

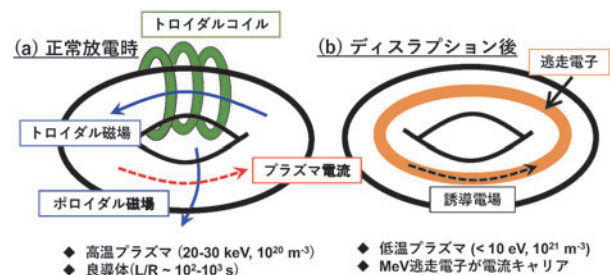


図 1 (a) トカマク放電の磁場配位と (b) ディスラプション後の逃走電子ビーム形成。

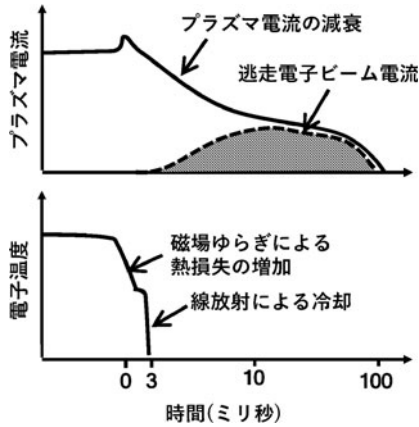


図2 ディスラプション時のプラズマ電流、電子温度の時間変化と逃走電子ビーム電流発生の時系列 (模式図)。

10^{21} m^{-3} 程度、電子温度は 10 eV 以下の高密度・低温プラズマが 15 MA の巨大なプラズマ電流を運ぶという極端な物理状態が発現する。ITER のパラメータを用い、熱損失直後の電子温度を 10 eV とすればプラズマ電流の減衰に伴い、図 1 (b) に示すようにプラズマ電流を補う方向に 40 V/m 程度の電場が生じる。2.1 節で述べるドライサージ過程のみを考えるのであればこの程度の電場では電子加速は生じないが、ここに逃走電子の雪崩的増倍 (アバランチ) 機構が働くことで、ドライサージ過程による電子加速に必要なよりも、十分弱い電場で大量の逃走電子が発生し、蓄積磁気エネルギーが熱電子から高エネルギー電子に移行する。これが本解説で議論する電子ビームの加速シナリオである。

実験室において MeV を超える高エネルギー電子は、加速器以外では高強度レーザーなどを用いた高エネルギー密度のプラズマ実験で観測されるが、自然界では太陽フレアや大気中の雷放電、降着円盤、超新星爆発などの現象において、磁場、静電ポテンシャル、回転、重力といったマクロな蓄積エネルギーが解放されることで粒子加速現象が観測される。トカマクのディスラプションはこれと同様に閉じ込め磁気エネルギーを解放する際に高エネルギー電子が加速される。原因は主に磁力線方向電場による直接加速で

あるが MHD 現象に伴う電場が議論されることもある [4]。特徴はその電流値の大きさで、トカマクの教科書で有名な JET の実験では、放電の密度限界によりプラズマ電流が瞬断したのち、ディスラプション前のプラズマ電流 ($I_p \sim 2 \text{ MA}$) の 30% 程度に達する 0.6 MA の電流が逃走電子によって運ばれる状況が報告されている [5]。

トカマク配位は電子の閉じ込めにとって理想的なトロイダル方向の対称性を持つため、一旦、逃走電子の加速が始まると十分に長い飛程を得て相対論領域まで加速される。仮に ITER のプラズマ電流が作る磁束をすべて電子の加速に使うとすると、逃走電子は最大 340 MeV 程度 [6] のエネルギーを得る。実際にはシンクロトロン放射などのエネルギー損失や種々の緩和機構が存在するため、ITER で生成される電子の平均エネルギーは 20 MeV 、最大は 100 MeV 程度となるが、発生した電子ビームの衝突による機器への影響を考える上では十分なエネルギーの大きさである。特に、第一壁への衝突を考えるとエネルギー密度や入射角によっては第一壁内部の冷却配管の溶融・破断といったことも安全設計の考慮に入れておく必要がある [7]。

逃走電子による炉内機器へのダメージが ITER の実験を妨げる要因として認識され、1990 年代後半以降、多くの研究が行われた。既存装置から ITER への補外という点で理論モデリング研究が大きな役割を果たしており、最近ではさまざまなシミュレーションコードが開発され、ITER の予測に用いられている。図 3 は著者らが行ったトカマクにおける逃走電子加速のシミュレーションの一例で [8]、トカマクプラズマをアルゴン等の不純物によって急速に放射冷却すると高速電子がプラズマ電流の平衡磁気エネルギーを受け取り、相対論 (MeV) 領域に加速される様子を示している。本稿ではこうした最新のシミュレーション研究の基盤となっている逃走電子ビームの生成・消滅を記述する物理モデルを紹介するとともに、ITER において重要なディスラプション対策の一つである逃走電子回避について研究の現在地を解説する。逃走電子の物理については最近、同分野の研究をリードする著者らによるレビュー論文 [9] が発表されたので、より詳細な内容に興味がある方はご覧いただきたい。

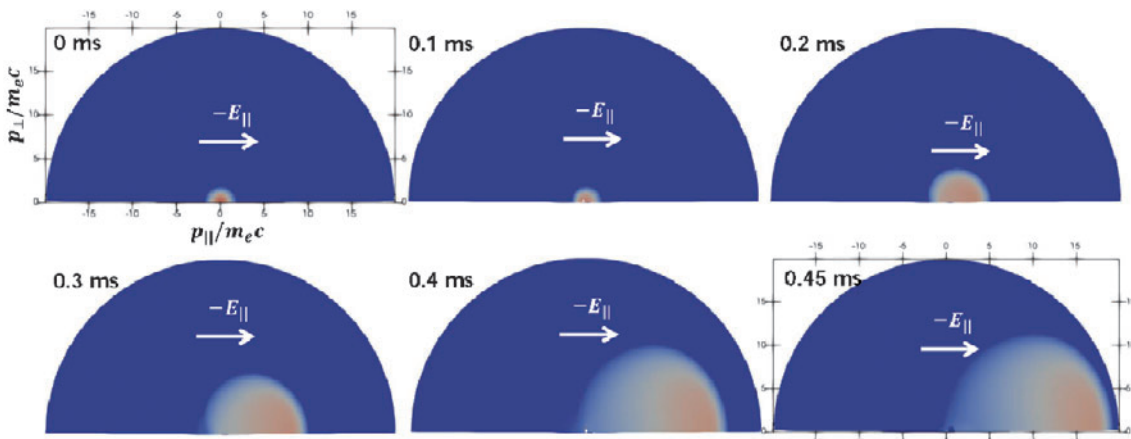


図3 不純物放射冷却時の逃走電子加速のシミュレーションの一例 (文献 [8]: 図 6 に基づく可視化)。カラーマップは電子分布関数を表し、相対論領域への電子の広がりが見やすいよう各時間スライスで規格化している。

2. 逃走電子の発生メカニズム

2.1 電場による直接加速による逃走電子の発生

まず、議論の出発点として逃走電子に関する教科書的な定義（例えば[10]など）を振り返っておこう。逃走電子はプラズマ中のクーロン衝突に関連した基礎過程であり、電場と衝突による速度空間中の流れを考えることで理解できる。まずは電子密度 n_e のプラズマに一樣な電場 E_{\parallel} を加えて質量 m_e 、電荷 $-e$ の電子を加速する状況を考えよう。このとき、速度 v の電子は背景プラズマからの摩擦力 $F_c = -m_e \nu_c(v) v$ を受けるが衝突周波数 $\nu_c(v)$ は速度について v^{-3} で減少するから、与えられた電場 E_{\parallel} について、電子の分布関数 $f(v)$ のうち、

$$v > v_c \equiv \sqrt{\frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e E_{\parallel}}} \quad (1)$$

を満たす高エネルギー側の電子は電場による加速が摩擦力を卓越し、逃走電子となる。ここで ϵ_0 は真空中の誘電率、 $\ln \Lambda$ はクーロン対数である。このとき、電子の速度は光速 c で制限されるので、速度空間中に逃走電子領域が存在するための条件は[11]

$$E_{\parallel} > E_c = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2} \quad (2)$$

と書ける。このとき、閾値電場 E_c は主に媒質の電子密度に依存し、他のパラメータについてはクーロン対数を介した弱い依存性のみを含む。

電子温度 T_e の熱的なプラズマの電気伝導度は Spitzer 抵抗 σ_{sp} [12] によって与えられるが電場が E_c を超えると線形理論が考慮しない電子テールの加速が始まる。但し、電場が中程度であれば線形理論がすぐさま破綻するわけではなく、電子テールの密度 $n_{RE} = \int_{v > v_c} f(v) d^3 v$ がバルク電子の密度 n_e に比べて十分小さい場合には、熱電子の電流への寄与はそのまま電流と電場の線形性を仮定して Spitzer 抵抗で記述し、全電流は熱電子電流と逃走電子電流 ($j_{RE} \simeq e c n_{RE}$) の和、 $j_{\parallel} = \sigma_{sp} E_{\parallel} + j_{RE}$ で表現できる。バルクとテールの分離が破綻するのは閾値速度 v_c が熱速度と同程度になった場合で、すべての電子が正味の加速を感じる条件は slide-away 条件と呼ばれる[13]。非線形 Fokker-Planck コードを用いた数値計算によれば

$$E_{\parallel} > E_{sa} = 0.215 E_D = 0.215 \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 T_e} \quad (3)$$

と書ける[14]。ここで E_D はドライサ電場であり、閾値電場(2)との比は $E_D/E_c = m_e c^2/T_e$ と書ける。

ドライサ過程による逃走電子の発生率は Kruskal-Bernstein 公式[15]

$$\frac{dn_{RE}}{dt} \simeq \frac{n_e}{\tau} \left(\frac{m_e c^2}{2T_e} \right)^{3/2} \left(\frac{E_D}{E_{\parallel}} \right)^{3(1+Z_{eff})/16} \times \exp\left(-\frac{E_D}{E_{\parallel}} - \sqrt{\frac{(1+Z_{eff})E_D}{E_{\parallel}}} \right) \quad (4)$$

が数値計算とも一致するよい指標を与える。ここで

$\tau = 4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 c^3 / (n_e e^4 \ln \Lambda)$ は光速で移動する電子の衝突時間、 Z_{eff} はプラズマの実効電荷である。式(4)による逃走電子の発生率は速度空間中の熱電子領域 $v < v_c$ から逃走電子領域 $v > v_c$ へ拡散を表現しており、電場の値に指数関数的に敏感で、実用的には E_{\parallel}/E_D が1%より小さいとほぼゼロとみなせる。実験においてドライサ過程による逃走電子が観測可能であるかどうかはシンクロトロン放射光などの計測の信号/ノイズ比にも依存するが、例えば $E_{\parallel}/E_D \geq 1-2\%$ を観測可能な逃走電子が発生する条件とすれば E_c で規格化した電場について $E_{\parallel}/E_c > 5-10 T_e^{-1}$ [keV] 程度の値が必要であることがわかる。トカマク実験は $E_{\parallel} \ll E_{sa}$ の範囲で実験が行われるが放電のスタートアップ時などプラズマ電流立ち上げ時に密度が低いとドライサ過程による逃走電子が発生することがある。一方、ディスラプション時のプラズマは10 eV以下の低温であるため、ドライサ過程による逃走電子は発生しづらく、ITERでは運転(電子)密度 $1.2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ が高いのでドライサ過程による1次電子発生は重要ではないということがシミュレーションによって確認できる。これに代えてITERの逃走電子発生に重要な役割を果たすのが次に述べる大角度散乱による2次電子生成一雪崩的増幅(アバランチ効果)である。

2.2 大角度散乱による2次電子生成(アバランチ効果)

トカマクプラズマ中の電場が $E_{\parallel} > E_c$ を満たすときには速度空間に逃走電子領域 ($v > v_c$) が現れ、そこに入った粒子は相対論領域まで加速される。そこで、ここでは種となる逃走電子が何らかの原因で発生したのちの状況として、相対論的電子(1次電子)と熱電子との2体衝突問題を考えよう。速度 v_1 の1次電子の相対論的因子を $\gamma_1 = 1/\sqrt{1-v_1^2/c^2}$ とおき、熱電子は静止しているとしよう。閾値速度を v_c とすると対応したエネルギー $(\gamma_c - 1)m_e c^2$ と書けるので、1次電子がこのエネルギーの2倍以上のエネルギーを持てば熱電子は一定の確率で逃走電子領域に大角度散乱されることが理解できる。ここで $\gamma_c = 1/\sqrt{1-v_c^2/c^2}$ は閾値速度に対応した相対論因子である。このとき、電子-電子衝突の断面積 σ_{ee} はエネルギー移送変数 $\epsilon = (\gamma - 1)/(\gamma_1 - 1)$ を用いて Møller 断面積

$$\frac{d\sigma_{ee}}{d\epsilon} = \frac{2\pi r_0^2 \gamma_1^2}{(\gamma_1 - 1)^2 (\gamma_1 + 1)} \left(x^2 - 3x + \left(\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1} \right) (1+x) \right) \quad (5)$$

で書ける[16]。ここで、 $x = 1/[\epsilon(1-\epsilon)]$ 、 r_0 は古典電子半径である。1次電子と熱電子の衝突による逃走電子の増幅率 Γ_{avl} は[17, 18]

$$\Gamma_{avl} \equiv \frac{d \ln(n_{RE})}{dt} = n_e c \int_{\epsilon_c}^{1/2} \frac{d\sigma_{ee}}{d\epsilon} d\epsilon \quad (6)$$

なる積分で与えられる。式(6)における積分の下限 $\epsilon_c = (\gamma_c - 1)/(\gamma_1 - 1)$ は2次電子を逃走電子領域 $\gamma > \gamma_c$ に運ぶために必要なエネルギー移送であり、積分上限は同種粒子間の散乱について衝突後の1次電子と2次電子の入れ替えを考慮すれば1/2で押さえられる。強電場の極限 $E_{\parallel} \gg E_c$ 及び $\gamma_1 \gg 1$ を仮定して式(6)の積分を計算すれば

Rosenbluth-Putvinski 公式[19]

$$\Gamma_{avl} \simeq \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \frac{E_{\parallel}/E_c}{3\tau \ln A} \quad (7)$$

を得る。式(7)によれば、一旦、種となる逃走電子が発生すれば相対論的電子の数は指数関数的 $\sim \exp(\Gamma_{avl}t)$ に増幅されることとなる。Martín-Solís らはアバランチ効果によるプラズマ電流の高エネルギー電子電流への変換効率を調べ、0次元モデルの範囲ではITERの15 MA放電のディスラプションに対し、プラズマ電流の半分、7.5 MAの逃走電子電流を得るためには高々100 A程度の種電子電流があればよいことを示している[20]。このようにアバランチ効果は2.1節で議論した電場による直接加速に比べ、大角度散乱を介して電子を逃走電子領域に運ぶので、電場による直接加速に比べて高エネルギー電子を効率よく発生させる機構である。種となる1次電子は2.1節で記述したドライサ－過程でもよいし、他の過程でもよい。図4はITERのディスラプションで重要と考えられている1次逃走電子発生メカニズムを発生率とエネルギーの空間でまとめたものである。このうち、ITERにおける1次電子発生 of 支配的なメカニズムと考えられているのがホットテール効果[21,22]である。ディスラプション時にはプラズマ中に多くの不純物が混入し、線放射がプラズマを冷却する。このとき、プラズマの冷却時間が電子衝突時間よりも短く、すぐには温度の低いMaxwell分布に緩和せず、図4の枠内に示すようなテールを引きずった分布をとる。このテール成分が加速されることでドライサ－過程に比べ、弱い電場での逃走電子領域への加速が可能になる。また、ITERでは重水素 - 三重水素の核融合反応で生じる14 MeVの中性子が壁に当たって生じるガンマ線のコンプトン散乱によるMeV電子やトリチウムの放射崩壊によって生じる最大18.6 keVの電子が逃走電子のアバランチを引き起こす可能性がある。同様の議論は雷放電のメカニズムの議論でもみられ、雷雲中では絶縁破壊強度よりも低い電場での放電の観測が報告され、これを説明するために雷雲中での逃走電子雪崩モデル[23]が考えられるがその場合の種電子の候補として大気中の2次宇宙線やラドン崩壊に由来する電子が議論の対象となっている[24]。

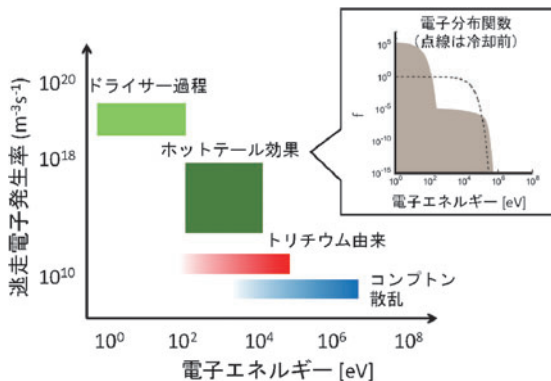


図4 ITERにおける1次逃走電子発生メカニズムと発生する電子のエネルギーの関係。

3. 逃走電子の生成・消滅を記述する物理モデル

3.1 シンクロトロン放射の影響

前節では逃走電子の発生をトカマクプラズマのパラメータを想定して議論してきたが、導入したモデル自体は一般プラズマの場合と変わらない。このため、2節のモデルに磁場による捕捉の効果としてシンクロトロン放射の影響を考慮した拡張を考えるのが自然である[25]。この場合、電子の磁力線方向の速度と磁力線に垂直方向の速度が区別されるので問題は1次元から2次元になる。図5(a)は衝突による減速に加え、シンクロトロン放射によるエネルギー減衰、および弾性衝突によるピッチ角散乱を考慮したときの、 $E_{\parallel} \gg E_c$ を満たす電場による速度空間中の流れを計算したものである。低エネルギー側に逃走電子領域と熱電子領域を分けるセパトリックスを特徴づけるX点[図5(a)丸印]、高エネルギー側には速度空間の流れが滞留するO点[図5(a)四角印]が生じる。X点は逃走電子発生 of 閾値エネルギー、O点は電場による加速とシンクロトロン放射によるエネルギー減衰が決める逃走電子のエネルギー極限を定める。水素とアルゴンの混合プラズマを例に、O点及びX点の電場 (= 摩擦力) を電子のエネルギーの関数として示したものが図5(b)である。この図は2節で記述した逃走電子の1次元問題を2次元に一般化したものになっており、1次元の場合の場合と比較して、電子に対する背景プラズマの摩擦力と制動放射に加えて、シンクロトロン放射減衰の効果および高Z原子(アルゴン)との弾性衝突によるピッチ角散乱の効果が考慮される。すべての効果を考慮したのが図5(b)の実線(太線)で、O点とX点がマージする点が定める閾値電場 E_R [図5(b)三角印] は式(2)の相対論的極限 E_c [図5(b)逆三角印] に比べて4-5倍程度大きくなっていることがわかるだろう。この結果は、

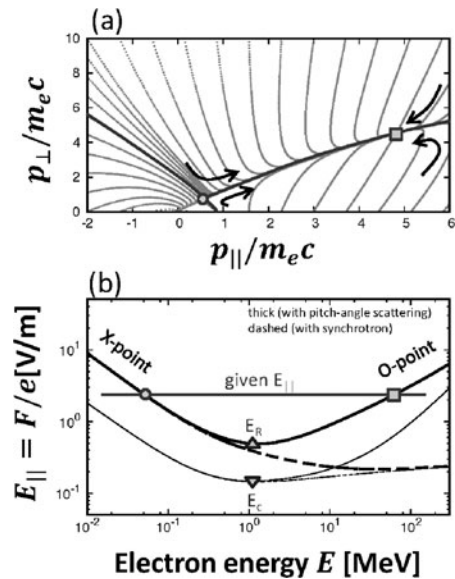


図5 (a)シンクロトロン放射を考慮した逃走電子領域における速度空間の流れ図。(b)速度空間の特性根(X点、O点)においては電場による加速と実効的摩擦力(衝突+放射減衰)が釣り合う。電場を下げてX点とO点がマージする極小値がシンクロトロン放射の効果を含んだときの閾値電場を定める。

高Z原子との衝突により磁力線に垂直方向の速度が大きくなることでシンクロトロン放射が増大する協同効果として理解される。

3.2 閾値近傍における逃走電子増幅率と逃走電子ビームの臨界安定モデル

トカマク研究で最近行われた2つ目のモデルの拡張は強電場の極限 $E_{\parallel} \gg E_c$ 及び $\gamma_1 \gg 1$ で成り立つ式(7)に加え、閾値近傍 $E_{\parallel} \sim E_c$ での逃走電子増幅率の表式が導かれたことである[26]。強電場の極限では $\gamma_1 \gg \gamma_c$ であるため、1次電子が2次電子に与えるエネルギーが小さいが、閾値近傍では1次電子と2次電子のエネルギーが同程度になるため、相対論的2体衝突に関する保存則が重要になる。図6にはここまで議論してきた逃走電子発生に関する閾値電場と合わせ、対応する1次電子発生率および閾値近傍を含めた逃走電子増幅率の電場依存性を模式的にまとめている。閾値近傍のふるまいを考える意義の一つはある閾値を境に逃走電子増幅率が正(増幅)から負(減衰)に切り替わる挙動を含むからである。この閾値電場をここではアバランチ閾値と呼び、 E_a と表記する。プラズマ中で発生した逃走電子が運ぶ電流が正味のプラズマ電流に近い状況 $j_{\parallel} \sim j_{RE}$ を考えよう。このとき、最低次のオーダーでは電気抵抗による磁気エネルギーの散逸は無視できるのでプラズマ中の磁束(電流)は保存される。このため、アバランチ閾値 E_a を下回って電場が減少すると $\Gamma_{avl} < 0$ となって逃走電子電流が減衰するため、それを補うように電場にフィードバックが加わる。これとは反対にアバランチ閾値を超えると逃走電子の増幅に伴い電場を抑えようとするフィードバックが働くので結果として系は $E_{\parallel} \sim E_a$ 及び $dn_{RE}/dt \sim 0$ なる臨界安定状態を保つことがわかる[27]。したがって電流 I_{RE} を持つビームの寿命は臨界安定状態における磁気エネルギーの散逸レート

$$\tau_{decay} = \frac{\mu_0 I_{RE}}{2\pi E_a} \quad (8)$$

が定めることが導かれる。 μ_0 は真空の透磁率である。アバランチ閾値は $E_R \sim E_a$ と近似できるので、式(8)の実用的な結果として、例えば発生した逃走電子の減衰をできるだけ早める方法を考えるためには3.1節で議論したRadiation limitの値を大きくすればよいということがわかる。そのためには高Z原子によるピッチ角散乱が有効である。

ここでモデルの実験的な検証について触れておきたい。ITERにとって重要な研究のゴールはディスラプション時

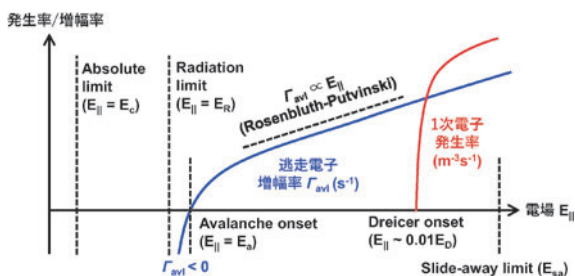


図6 逃走電子発生に関する特徴的な閾値電場と1次電子、2次電子の発生率の関係(模式図)。

の逃走電子の挙動の理解ではあるが、ディスラプション時には温度や密度、電場が急激に変化し、巨視的な電磁流体不安定性を伴うため、逃走電子の物理モデルの検証に使えるようなデータを抽出することは容易でない。そこで逃走電子の発生メカニズムを実験的に検証する目的で低密度のプラズマ実験の装置間比較が行われた[28]。中でもDIII-Dでは外部からのフィードバックによりプラズマ電流を一定に保って周回電圧を固定するとともに、ガスパフによって密度を変化させて閾値電場を調整しながら、硬X線の時間変化を観測することによりアバランチ閾値電場 E_a をはじめて $E_a/E_c \sim 3-5$ 程度と実験的に評価した[29]。シンクロトロン放射によるエネルギー減衰を考慮した場合のアバランチ閾値は $E_a/E_c \leq 2$ 程度と評価されており[25,26]、水素プラズマでは図5で議論したような高Z不純物によるピッチ角散乱がないため、理論と実験の間には微妙な開きがある。この効果を説明するため、いくつかの方向性が模索されており、一つは実空間での粒子軌道の効果を考慮したより正確な電場加速及び放射損失の評価を行うこと[30]、もう一つは高周波励起の効果を考慮することである。DIII-D実験では電子密度 $n_e \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度の低密度放電においてMeV電子による硬X線の放射と同期した200 MHz帯のホイッスラー波の励起[31]が観測されており、Liuらは逃走電子自身が励起するホイッスラー波が実効的なピッチ角散乱を生じることで $E_{\parallel}/E_c \sim 5$ 程度のアバランチ閾値が説明できる可能性があることを示している[32]。

4. ディスラプション緩和と逃走電子回避

過去20年にわたり、ITERの炉内機器損傷の懸念から逃走電子の研究が進められ、3.1節や3.2節で紹介した逃走電子の生成・消滅を記述するための物理モデルが整理された。閾値電場の解釈や、2次電子増幅率の定量的な評価手法の導出、ビーム減衰率の評価まで理論モデリングの大まかな枠組みが出来上がりつつあり、現在は研究の次段階として、構築された理論的枠組みを元にしたシミュレーションコードの開発とITERへの応用研究が進んでいる。これらのシミュレーション研究について本稿では紹介しきれないが相対論的非線形Fokker-Planckコードをはじめとする数値シミュレーションコードの開発[14]や、ディスラプション現象のMHDシミュレーションと逃走電子発生モデルを組み合わせた統合シミュレーション[33]の開発が進んでいる。

研究の最終目的は逃走電子の発生量を正確に予測することではなく回避する運転制御手法を発見することにある。ディスラプション時による逃走電子発生直接の原因は、プラズマ電流チャンネルの急速な冷却に伴う電気抵抗の上昇と誘導電場の発生である。したがって、逃走電子の発生を回避する最も確実な方向性はディスラプション発生時の不純物の混入を抑えることである。現在の実験では、これはプラズマ対向壁の材質の変更によって可能であり、欧州のJET装置では壁材を炭素からITERで使用されるベリリウムおよびタンゲステンに変更した結果、運転上で発生するディスラプションに関してはほとんど逃走電子が観測さ

れなくなったことを報告している[34].

しかしながら、ITERにおいては逃走電子回避／緩和はディスラプション対策の一つの要件でしかなく、上記の低不純物放射は他の要求と整合していないという問題がある。図7にはディスラプションに伴う蓄積エネルギーの流れを模式的に示した。ディスラプションが発生すると熱損失により、プラズマの蓄積エネルギーは壁への熱流束もしくは不純物による線放射として散逸される。このとき、ディスラプション時の不純物濃度が低いことは熱エネルギーや磁気エネルギーの散逸における線放射の割合が少ないことを意味する。熱流束は磁場の影響を受けてプラズマ対向壁の一部（ダイバータ部）に集中し、壁の溶融を引き起こす可能性があり、炉内機器の保守および装置寿命の観点で問題がある。また、不純物濃度が低い場合にはプラズマの磁気エネルギーの散逸レートが低く、制御性のない大電流プラズマを長時間維持する結果、キックモードやそれに伴う非対称な表面電流（ハロー電流）、渦電流による過大な電磁力負荷を生じる懸念もある。

ITERにおけるディスラプション時の熱・電磁力負荷を低減する手法として、長年、大量不純物入射[35]の技術が研究されてきた。この手法はディスラプションの発生自体は許容し、なるべく装置への負荷を緩和するようプラズマを消失させるハードランディングと呼べる手法で、プラズマ中に燃料イオンと同量程度の希ガス（アルゴン、ネオン等）をガスや固体ペレットの形で入射し、図7の矢印（黒）で示す蓄積エネルギーの線放射への変換を促進するもので、熱負荷集中の回避や電流減衰レートの調節が可能であることが実験で実証されている[35]。しかしながら、大量不純物入射によるディスラプション緩和は『プラズマの放射冷却を促進する』という考えに基づく方法であるから、熱損失後のプラズマが高電気抵抗になりやすく逃走電子回避と矛盾する。そこで現在、解決策として検討されているのが水素と希ガスの混合ガスもしくは固体ペレットをプラズマ中に入射する手法である。この手法の意図は、水素による線放射が小さいことを利用し、水素の量は電子密度を上昇させて閾値電場の値をできる限り高めるように定め、ここに希ガスを混合して必要な線放射割合のレベルを保つよう混合比を最適化しようとするものである。理論計算[36]によれば、理想的な状況を仮定すれば逃走電子を回避しつつ、電流減衰レート及び放射損失割合を要求値に調節することができるパラメータウィンドウが存在する。今後

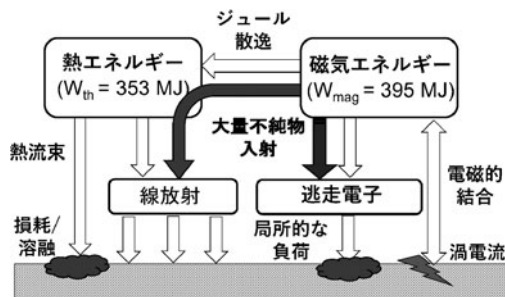


図7 ディスラプション時の蓄積エネルギー（熱および磁場）の流れと大量不純物入射の影響。

の研究の焦点は理論計算に用いられている物理モデルの検証とともに、理論計算が仮定している理想的な水素と希ガスのデポジション分布をいかにして実現するかにある。この問題に対し、ITER機構は最近、ディスラプション緩和システムのベースラインとして用いる粒子供給法をペレット粉碎入射（SPI: Shattered Pellet Injection）[37]に決定し、システムを最適化するため、実験、理論、工学の各方面の専門家から成るタスクフォースを組織し、急ピッチで研究開発を進めている。

5. おわりに

本解説冒頭の“ITERの閉じ込め磁場のエネルギーをプラズマ中の電子加速に使ったらどうなるか？”という問いに対し、図8にトカマク放電で想定される逃走電子ビームの形成と消滅の流れを模式的に示した。ドライサワー過程によるビーム形成にはslide-away条件に近い強い電場が必要であるが、ITERではホットテール効果やトリチウム由来の高エネルギー電子、コンプトン散乱など、種々の機構により種となる高エネルギー電子が存在するため、アバランチ効果により閉じ込め磁場のエネルギー（プラズマ電流）を熱電子から高エネルギー電子に移行できる。発生した逃走電子ビームは閾値電場付近で臨界安定に保たれ、長い寿命を持つ。本稿では触れなかったが臨界安定モデルを用いることで発生した電子ビームの位置制御や壁への衝突過程も議論できる。ガンマ線計測やシンクロトロン放射計測を使ったエネルギー分布評価など実験計測技術の高度化も進んでいる[38]。今後、最先端の実験計測と理論モデル・シミュレーションの比較によって逃走電子発生時の物理研究のさらなる発展が期待できるだろう。

トカマクプラズマで生成されるMeV逃走電子の発生過程は、磁場閉じ込めプラズマ研究に基礎を置きながら、自然界における粒子加速現象やレーザー・加速器などの研究とも多くの共通項を持ち、同様の物理モデルやシミュレーション手法を適用できる興味深い研究の対象である。本文中で述べたように微小な種電流がアバランチ効果で指数関数的に増幅するという過程は雷放電における逃走電子雪崩そのものである。ITERで想定されているペレット粉碎入射はMeV電子による固体の溶発という高エネルギー電子と物質の相互作用の理解を要請する。その他にも、JT-60UやJETにおける1秒以上のMeV電子ビームの維持実験を考えると、発生する10-20 MeVの電子は熱粒子（イオン／電子）との衝突により電子-陽電子対生成を生じる。計

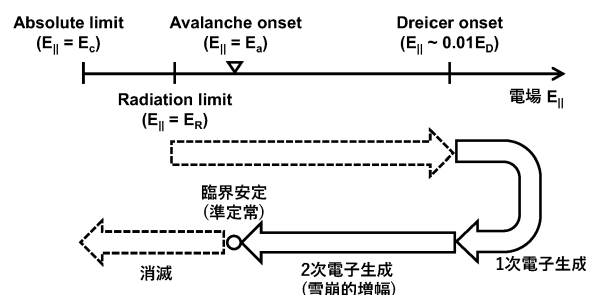


図8 逃走電子ビームの生成と準定常状態、消滅。

算によれば 10^{14} もしくは 10^{15} 程度の陽電子が生成され [39], トカマクプラズマにおける逃走電子ビーム放電は実験室における大電流の陽電子源であると考えられている. このように逃走電子の研究は自然界や実験室で普遍的な粒子加速現象として多様な学術的広がりがある. ITER のディスラプション緩和においても理論・実験・シミュレーションの協力による物理の理解に基づいた研究が進展していることを強調して結びとする.

謝 辞

本解説のうち, ITER のディスラプション対策に関する記述について ITER 機構の M. Lehnen 博士及び CEA の E. Nardon 博士との議論に感謝します. 本解説に掲載した研究の一部は JSPS 科研費 (17K14904) の助成を受けたものです.

参考文献

- [1] ITER Organization, "ITER Research Plan within the Staged Approach (Level III - Provisional Version)", ITER Technical Report, ITR-18-003 (September, 2018).
- [2] T.C. Hender *et al.*, Nucl. Fusion **47**, S128 (2007).
- [3] 河野康則 他: プラズマ・核融合学会誌 **86**, 3 (2010).
- [4] P.V. Savrukhin, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, B201 (2006).
- [5] J.A. Wesson *et al.*, Nucl. Fusion **29**, 641 (1989).
- [6] G. Papp *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 095004 (2011).
- [7] ITER 2011 Preliminary Safety Report (RPrS) version 3.0 (3ZR2NC).
- [8] A. Matsuyama and M. Yagi, Plasma Fusion Res. **12**, 1403032 (2017).
- [9] B.N. Breizman *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 083001 (2019).
- [10] G. Schmidt, *Physics of High Temperature Plasmas*, 2nd ed. (Academic Press, 1979).
- [11] J.W. Connor and R.J. Hastie, Nucl. Fusion **15**, 415 (1975).
- [12] L. Spitzer, Jr. and R. Harm, Phys. Rev. **89**, 977 (1953).
- [13] B. Coppi *et al.*, Nucl. Fusion **16**, 302 (1976).
- [14] A. Stahl *et al.*, *NORSE: A solver for the relativistic non-linear Fokker-Planck equation for electrons in a homogeneous plasma*, arXiv:1608.02742v1 (2016).
- [15] R.M. Kulsrud *et al.*, Phys. Rev. Lett. **31**, 690 (1973).
- [16] A. Ashkin *et al.*, Phys. Rev. **94**, 357 (1954).
- [17] Yu. A. Sokolov, JETP Lett. **29**, 218 (1979).
- [18] R. Jayakumar *et al.*, Phys. Lett. A **172**, 447 (1993).
- [19] M.N. Rosenbluth and S.V. Putvinski, Nucl. Fusion **37**, 1355 (1997).
- [20] J.R. Martín-Solís *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 082503 (2015).
- [21] H.M. Smith and E. Verwichte, Phys. Plasmas **15**, 072502 (2008).
- [22] P. Aleynikov and B.N. Breizman, Nucl. Fusion **57**, 046009 (2017).
- [23] A.V. Gurevich *et al.*, Phys. Lett. A **165**, 463 (1992).
- [24] 土屋晴文, 榎戸輝揚: プラズマ・核融合学会誌 **84**, 410 (2008).
- [25] J.R. Martín-Solís *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 238 (1999).
- [26] P. Aleynikov and B.N. Breizman, Phys. Rev. Lett. **114**, 155001 (2015).
- [27] B.N. Breizman, Nucl. Fusion **54**, 072002 (2014).
- [28] R.S. Granetz *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 072506 (2014).
- [29] C. Paz-Soldan *et al.*, Phys. Plasmas **21**, 022514 (2014).
- [30] X. Guan *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 092502 (2010).
- [31] D.A. Spong *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 155002 (2018).
- [32] C. Liu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **120**, 265001 (2018).
- [33] A. Matsuyama *et al.*, *Proc. 27th IAEA Fusion Energy Conf.*, Ahmedabad, India, TH/4-2 (2018).
- [34] C. Reux *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 143 (2015).
- [35] M. Lehnen *et al.*, J. Nucl. Mater. **463**, 39 (2015).
- [36] J.R. Martín-Solís *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 066025 (2017).
- [37] M. Lehnen *et al.*, *Proc. 27th IAEA Fusion Energy Conf.*, Ahmedabad, India, EX/P7-12 (2018).
- [38] C. Paz-Soldan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, 255002 (2017).
- [39] P. Helander and D.J. Ward, Phys. Rev. Lett. **90**, 135004 (2003).



まつ やま あきのぶ
松山 顕之

量子科学技術研究開発機構・プラズマ理論シミュレーショングループ・主幹研究員. 専門は磁場閉じ込め核融合プラズマ中のMHD・輸送現象や高エネルギー粒子物理の理論・シミュレーション研究. ここ数年はトカマク放電のディスラプション現象を中心に研究しており, 最近はその縁でITER機構に滞在することが増えました. 研究棟から食堂へ行く道の途中で見える巨大なトラスホールを眺めるたびに計画されている実験の壮大さに感嘆するばかりです.