



# ディスラプションを制御する～物理現象の理解と制御技術の進展

河野康則, 杉原正芳<sup>1)</sup>, 飛田健次

日本原子力研究開発機構, <sup>1)</sup>ITER 機構

(原稿受付: 2009年11月17日)

トカマクにおけるディスラプションの物理現象および制御技術について解説する。まず、ディスラプションを特徴づける物理現象として、電流消滅、熱消滅、ハロー電流、逃走電子について解説し、ディスラプションを制御するための要素技術として、予測、回避、緩和について説明する。次に、ITERにおけるディスラプション時の電磁力や熱負荷に関する予測及び対策について説明し、現在 ITER において想定されている緩和方法について解説する。さらに、原型炉におけるディスラプションの考え方および回避・緩和方法について解説する。

## Keywords:

disruption, current quench, thermal quench, halo current, vertical displacement event, runaway electron, neural network, ITER, DEMO

## 1. はじめに

本解説では、トカマクにおけるディスラプションを取り上げる。ディスラプション (Disruption) は、言葉としては、「混乱」、「中断」、「分裂」、「崩壊」を意味し、一般にはあまり良い印象を与えるものではない。実際、トカマクにおいては、“プラズマ電流が突然切れる”物理現象を指す言葉として用いられる。当然のことながら、ディスラプションはプラズマの長時間定常運転の実現を妨げる要因となるため、炉心プラズマを開発する観点からはディスラプションの回避が必要となる。すなわち、ディスラプションが発生しない条件を探索し、その条件の範囲内にてトカマクの運転を行うことを基本としている。さらに、ディスラプションを回避するための制御手法を開発することが大切なテーマである。一方、炉工学の観点からは、ディスラプションに付随する現象がトカマクを構成する機器に及ぼす影響の評価と、これに基づく機器設計が必要であることから、特にディスラプションが発生した時点以降のプラズマの挙動を把握することに力点が置かれてきた。ここでは、ディスラプション回避に加え、機器への影響を低減することを目的としたディスラプション緩和のための制御手法の開発が重要視される。

このようにトカマクにおいてディスラプション研究は不可欠なものであることから、これまで世界中で精力的に研究が行われてきている。研究の切り口はいくつもありうるが、本解説では、主にディスラプション制御をキーワードとして、以下の構成にて解説を行うものである。

- |                   |      |
|-------------------|------|
| 1. はじめに           | 河野康則 |
| 2. ディスラプションの物理と制御 | 河野康則 |

## 3. ITER におけるディスラプションおよび

VDE 制御と影響緩和

杉原正芳

## 4. 原型炉におけるディスラプションの考え方 飛田健次

第2章では、ディスラプションの物理と制御の基本を概観する。第3章では、現在建設中の国際熱核融合実験炉 ITER におけるディスラプション制御について解説する。第4章では、将来の原型炉におけるディスラプションについて、炉工学の観点からの要請事項について考え方を示す。

(河野康則)

## 2. ディスラプションの物理と制御

これまで、JT-60U [1] をはじめ世界中のトカマク装置において、ディスラプションの物理特性の理解および制御法の開発に関する研究が行われてきた[2]。最近では、国際熱核融合実験炉 ITER の物理基盤 (Progress in the ITER Physics Basis) として一連の成果が取りまとめられ、ITER の設計に活用されているので参照されたい[3]。本章では、ディスラプションの物理と制御について基本的な考え方を解説する。

### 2.1 ディスラプションの物理

ディスラプションを特徴づける現象として電流消滅および熱消滅を、またディスラプションと強く関連する現象として垂直位置移動現象によるハロー電流および逃走電子を取り上げる。

#### (1) 電流消滅

トカマクは、トーラス装置を用いた磁場閉じ込め方式の一つであり、外部コイルが生成するトロイダル磁場とプラ

*Controlling of Disruption — Progress in Physics Understanding and Control Techniques*

KAWANO Yasunori, SUGIHARA Masayoshi and TOBITA Kenji

authors' e-mail: kawano.yasunori@jaea.go.jp, Masayoshi.Sugihara@ITER.org, tobita.kenji30@jaea.go.jp

プラズマ電流が生成するポロイダル磁場との合成により、トラスを取り囲むような螺旋状の閉じ込め磁場を生成する[4]。プラズマ電流を流す手段としては、トランスの原理で電流を流す誘導電流駆動とそれ以外の原理を用いる非誘導電流駆動がある。誘導電流駆動では、外部オーミックコイルをトランスの一次側巻線、トラスプラズマを二次側巻線として働かせ、プラズマ中に誘導電流（オーミック電流）を流す。非誘導電流駆動としては、プラズマ外部からの粒子ビームあるいは電磁波などの入射に基づき電流を流すものと、プラズマの圧力勾配によりプラズマ内部で自発的に流れるブートストラップ電流を用いるものがある。ディスラプションは、このようにして流しているプラズマ電流が突然切れることを最大の特徴とし、このことを“電流消滅 (Current Quench)”と称している。

図1は、電流消滅の観測例を示す[5]。この例では、プラズマ電流  $I_p$  は、時刻 12.401 秒付近より消滅を開始し、時刻 12.412 秒付近にて終了している(図1(c))。電流消滅の開始前にプラズマ電流が一旦上昇しているが、この現象は“電流スパイク”と呼ばれ、後述の熱消滅時にプラズマ中の電流分布の形状が大きく変化(平坦化)するためと理解されている。

電流消滅が起こる主因は、端的に言えばプラズマの急速な低温化である。すなわち、プラズマの低温化によりプラズマの電気抵抗が著しく増大し、プラズマ電流を維持することができなくなるためである。プラズマの電気抵抗率は電子温度  $T_e$  の3/2乗に逆比例し、高温になるほど電気抵抗率が低下することが知られている。例えば、電子温度

$T_e = 3 \text{ keV}$ 、実効荷電数  $Z_{\text{eff}} = 3$  のプラズマの電気抵抗率は、銅の抵抗率 ( $1.7 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ ,  $20^\circ\text{C}$ ) と同程度であり、このときのプラズマは良導体である。一方、電流消滅時の  $T_e$  は数 eV 程度まで低下する場合もあり、例えば  $T_e = 5 \text{ eV}$  とすると、プラズマの電気抵抗率は  $T_e = 3 \text{ keV}$  の場合と比べて約4桁大きな値になる。通常、このような電気抵抗率の増大に対抗して電流を流し続けることは困難であり、プラズマのインダクタンス  $L$  と電気抵抗  $R$  の比を時定数として電流は減衰し消滅する ( $T_e$  が低いほど電流の消滅が速くなる)。JT-60U の場合、電流消滅の時定数の最小値は、数 ms 程度である。

プラズマを取り囲む真空容器、プラズマ対向機器およびプラズマ近傍に設置する機器には、電流消滅速度に比例した大きさで渦電流が流れ、渦電流がトロイダル磁場およびポロイダル磁場と結合することで電磁力が発生する。そのため、これらの機器の設計においては、電流消滅に伴う電磁力の解析評価を行うことが不可欠となっている。

(2) 熱消滅

プラズマの低温化の原因は、プラズマの閉じ込め性能が急速に劣化し、それまでプラズマ中に蓄えられた熱エネルギーがミリ秒程度あるいはそれ以下の時定数で放出されることにある。電流消滅にまで至るような熱エネルギーの大きな放出を“熱消滅 (Thermal Quench)”と称している。熱消滅時には、通常大振幅の磁気揺動が観測されることから、閉じ込め磁場構造の大きな乱れが熱消滅の原因であると理解されている。ここで、熱消滅時に放出された熱エネルギーは、スクレイブオフ層の開いた磁力線に沿ってダイバータやリミター等のプラズマ対向機器に流れ込み、熱負荷を与えることになる。この熱負荷により、プラズマ対向機器の表面が損耗し不純物が発生すると、プラズマに逆流した不純物による放射損失の増大のためプラズマはさらに低温化することになる[6]。

図2は、熱消滅時の熱負荷の観測例を示す[7]。熱消滅の開始(図2の E.Q. start) 後に、ダイバータ板への熱負荷 (Divertor Heat Flux) の増加が観測されている。炭素不純物イオンの発光スペクトル線強度 (C III Intensity) の増加が観測されていることから、炭素製のダイバータ板の表面で炭素が発生したものと考えられる。図1で示した電子密度(線積分電子密度  $\int n_e dl$ ) の増加は、発生した不純物がプラズマ中に混入したためと解釈され、電子密度の増加率が大きいほど電流消滅時定数が小さくなる傾向にあることが調べられている[5]。

トカマクプラズマの代表的な運転パラメータとしては、安全係数、電子密度、ベータ値等があるが、各パラメータの値あるいは各パラメータを組み合わせた領域についてディスラプションの発生が少なく安定に維持できる運転範囲があることが調べられており、通常はその範囲内でトカマクの運転は行われる。一方、この運転範囲の境界近くでは閉じ込め磁場構造の乱れが大きくなり、熱消滅が観測されるようになる。例えば、電子密度については、その上限値の代表的な指標としてグリーンワルド密度[8]が用いられている。また、運転領域を示す代表的な図として Hugill

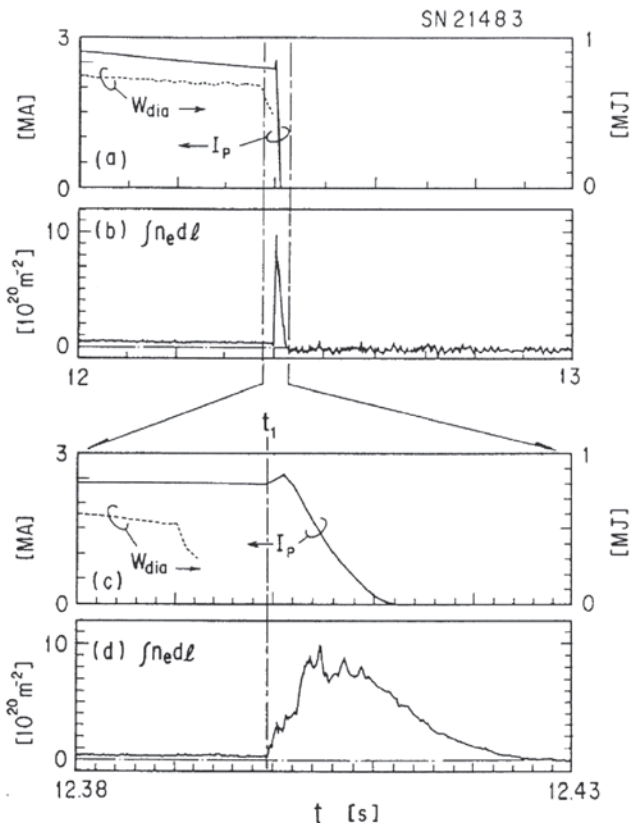


図1 電流消滅の観測例 (文献[5]より転載)。

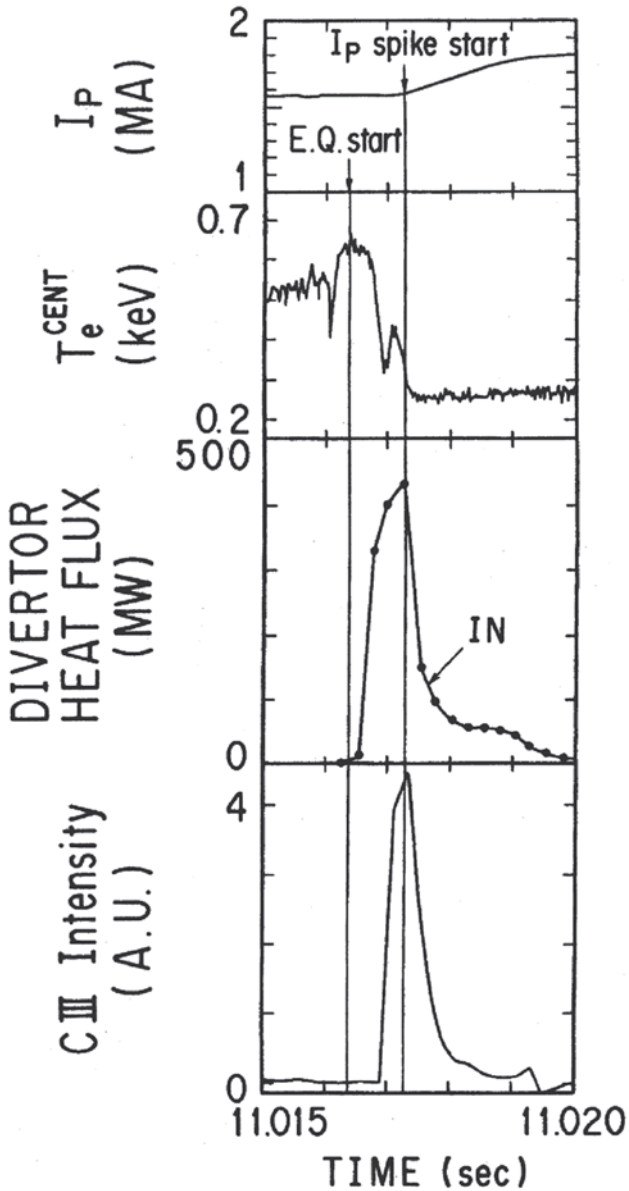


図2 熱消滅の観測例 (文献[7]より転載).

図が知られている。Hugill図では、村上係数(横軸：電子密度とプラズマ大半径の積をトロイダル磁場で除した値)および安全係数の逆数(縦軸)により運転領域を示している。

プラズマ対向機器の表面は、熱負荷の大きさおよび繰り返すに依りて損耗していくため、熱消滅はこれらの機器の寿命を左右する重要なファクターである。

(3) 垂直位置移動現象によるハロー電流

垂直位置移動現象 VDE (Vertical Displacement Event) は、プラズマの垂直位置不安定性により、プラズマが上方あるいは下方に高速 (~100 m/s) で移動する現象である [9-11]。VDE は、ディスラプションに伴い電流消滅中に観測される場合と、ディスラプションより先に VDE が発生する場合がある。後者の場合、プラズマの移動に従ってプラズマの断面積 (プラズマの小半径) が小さくなり、安全係数が限界まで低下した時点で熱消滅および電流消滅が発生する。

プラズマの移動の間、トロイダル磁束を保存するように

Move Downward

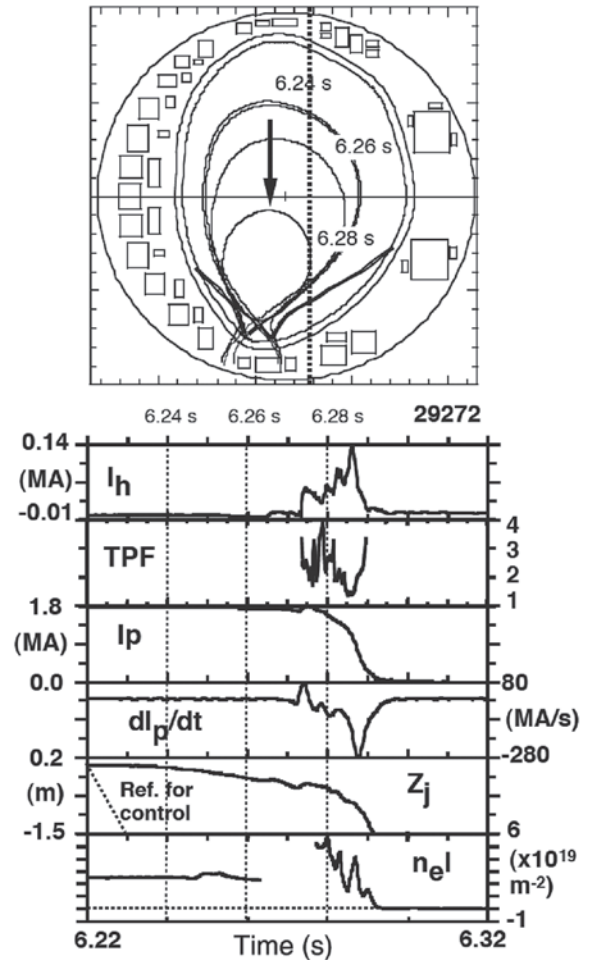


図3 ハロー電流の観測例 (文献[10]より転載).

ポロイダル方向に電圧が誘起され、スクレイブオフ層に電流が流れる。この電流を“ハロー電流 (Halo Current)”と呼んでいる [11]。プラズマの移動によるものに加え、電流消滅時にはポロイダル磁束を保存するようにハロー電流が流れる。ここで、ハロー電流の大きさとしては、ディスラプション直前のプラズマ電流の半分まで達する場合がある。図3は、ハロー電流の観測例を示す [10]。プラズマが下方方向に移動する間、時刻 6.265 秒付近よりハロー電流  $I_h$  が流れ始めている。また、電流スパイクの後、時刻 6.275 秒付近より電流消滅が開始している。ハロー電流は、時刻 6.282 秒付近で最大となっている。

ハロー電流は、プラズマ対向機器に直接流入し、機器に流れるハロー電流とトロイダル磁場およびポロイダル磁場との結合により電磁力が発生する。また、ハロー電流の経路は、ポロイダル方向に加えてトロイダル方向にも強い非対称性を持つことから、電磁力の評価を行う際にはこれらの非対称性について考慮することが必要である。トロイダル方向の非一様性の指標としては、トロイダル方向のハロー電流の最大値と平均値の比 (Toroidal Peaking Factor) が用いられている。

(4) 逃走電子

“逃走電子 (Runaway Electron)” は、トーラス周回電場

により加速され続ける過程により、そのエネルギーが相対論的エネルギー（数 MeV～数 10 MeV）にまで高められた電子である[12]。逃走電子の発生機構としては、ドライサ－過程および雪崩過程[13]が知られている。前者は、電場による加速に基づく発生機構であり、プラズマ中の電子の大部分が逃走電子となるしきい値電場としてドライサ－電場が与えられている。後者は、既に存在する逃走電子が、衝突によりプラズマ中の電子にエネルギーを与えて新しい逃走電子を発生させ、新しい逃走電子がさらに次の逃走電子を発生させるというように、雪崩的に逃走電子が増えていくものである。こちらも、雪崩現象が起こるしきい値電場が与えられており、その値はプラズマ中の全電子（自由電子+束縛電子）の密度に比例する。

ディスラプションでは、プラズマ中に誘起される高電場（高いプラズマ抵抗による電場+電流消滅による誘導電場）により逃走電子が大量に発生する場合があります。逃走電子電流の大きさとしてディスラプション直前のプラズマ電流の半分以上まで達する例もある。図4は、逃走電子の観測例を示す[14]。この例では、固体（希ガス元素（ネオン）の氷ペレット）の注入でプラズマ中の放射損失を増大させることにより、意図的なディスラプションを起こしている。時刻 13.52 秒付近より電流消滅が開始しているが、逃走電子の発生によりプラズマ電流は完全には消滅せず、0.4 MA 程度の電流が維持されている（維持時間は 1 秒以下程度となるよう制御している。また、この間ダイバータ配位を維持している）。この間のオーミック電流は高々 10 kA 程度と評価されるため、プラズマ電流の大部分が逃走電子によ

り担われるプラズマが形成されていることになる。逃走電子の存在は、逃走電子がプラズマ対向機器に衝突した際に発生する光中性子（逃走電子が出す制動 $\gamma$ 線を基にした光核反応（ $\gamma$ -n 反応）で発生する中性子（Photo Neutron））や硬 X 線（HX-ray）等の信号により確認される。

逃走電子がプラズマ対向機器に衝突すると、機器表面から電子の飛程までの熱負荷および電子からの制動ガンマ線による機器内部への熱負荷を与える。また、逃走電子の空間分布がフィラメント状になる場合もあり[15]、プラズマ対向機器に局所的、パルスの衝突する場合について考慮することが必要となっている。

## 2.2 ディスラプションの制御

トカマクの運転を行うにあたり、ディスラプションが発生しないプラズマパラメータ領域の同定およびその拡大の努力を実験的に行うことは、一般にディスラプションの発生を伴うものとなる。また、トカマク構成機器の故障に起因するディスラプションの発生も想定する必要がある。そのため、ディスラプションの発生を前提としてトカマクの設計は行われ、特に、真空容器やプラズマ対向機器は、ディスラプションに伴うこれらの機器への負荷を評価し、これに耐えるように設計される。しかし、機器の健全性をより長く維持する観点からは、ディスラプションの発生を予測し、ディスラプションの回避あるいは緩和のための制御を行うことが求められる。

### 2.2.1 ディスラプションの予測

ディスラプションが発生する前に、Precursor として何らかの特徴的な信号の変化（例えば、磁気揺動信号、放射損失量、周回電圧等の信号の急増等）が観測される場合、これに基づきディスラプションの発生を予測することが可能である。ただし、ディスラプションの原因が異なるとディスラプションに至るまでのプラズマの挙動も異なることから、信号変化の定式化が困難となり、十分な予測精度を得られなくなる。これを解決するために、近年、ニューラルネットワークを用いた予測技術の研究開発が進められ、比較的良好的な予測精度が得られるようになってきている[3]。ニューラルネットワーク法では、複数からなる入力信号の組について、ディスラプション発生時および非発生時の各々の場合における信号変化のパターンを予め学習しておく、これを実際のトカマク運転に適用してディスラプションの発生の予測を行う。次項に述べるディスラプション緩和制御の観点からは、制御に要する時間を確保できるよう十分に時間的な裕度を持って予測することが必要である。

### 2.2.2 ディスラプションの回避

熱消滅に至る前にプラズマ中の磁場の乱れを抑制することにより、ディスラプションの発生を回避することが考えられる。例えば、電子サイクロトロン（EC）波を用いた加熱により安全係数が 2 の磁気面に生じる磁気島の成長を抑制し、ディスラプションを回避できることが明らかにされている[16]。また、熱消滅が発生した後でも、ECRF 加熱を行うことで電流消滅を回避可能であることが示されている[17]。一方、前述のように低温プラズマでも流れる逃走

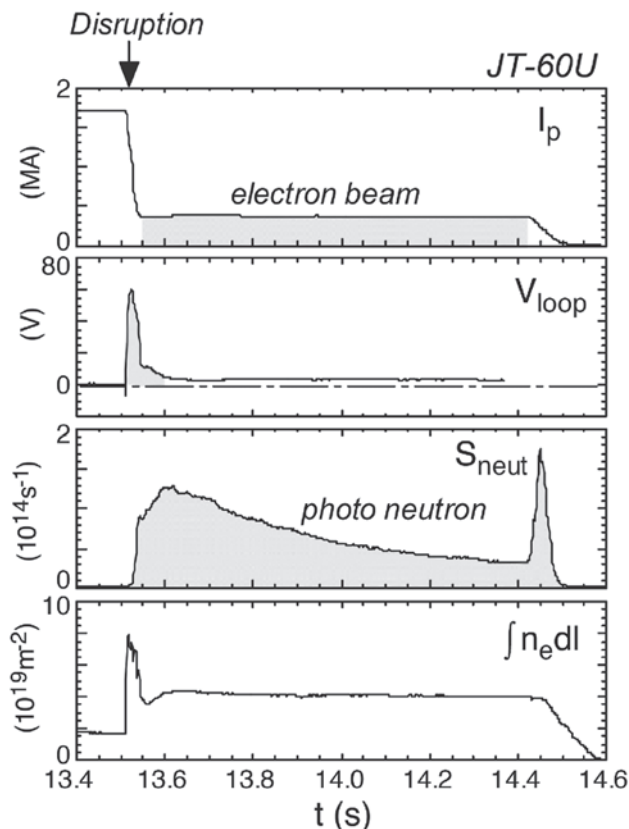


図4 逃走電子の観測例（文献[14]より転載）。

電子電流を用いて、電流消滅を回避することが提案されている[18]。電流消滅を回避するあるいはその開始時刻を遅らせることができれば、プラズマを安定な状態に戻すための制御や、通常のプラズマ立ち下げ制御を試みる事が可能となる。

2.2.3 ディスラプションの緩和

ディスラプションの回避が行えず、ディスラプションの発生が不可避である場合、負荷の軽いディスラプション (Mitigated Disruption) を意図的に起こしてプラズマ放電を急速に停止することが考えられ、そのための技術が開発されている[1-3]。すなわち、大量の物質を短時間のうちにプラズマ中に注入して、放射損失の急増によりプラズマの熱エネルギーを事前に散逸させ、熱消滅時の熱負荷を低減しつつ適切な時定数の電流消滅を得るものである。電流消滅の時定数としては、VDEが成長する時定数より短いこと、かつ電磁力が厳しくなくまた逃走電子の発生が少ない程度に長いことが求められる。逃走電子の緩和については、後述のように、加速途中の電子を磁場揺動によりプラズマ外に排出することで、逃走電子の発生を抑制できることが示されている[1, 19]。一旦発生してしまった逃走電子についても、プラズマ表面での安全係数が2または3に低下した際に生じる自発的な磁場揺動により排出できることが示されている[20, 21]。また、電子密度を高めて逃走電子が発生する閾値電場を加速電場より高くすることで、逃走電子の発生を回避することが検討されている。注入する物質としては、水素や希ガス元素 (ヘリウム, ネオン, アルゴン, クリプトン, キセノン) 等が単独あるいは組み合わせて使用され[22, 23]、物質の形態についても固体, 液体, 気体と様々な場合について実験および検討が行われている。気体については、数10気圧の高圧ガスジェットを用いた手法が開発されている[24]。

図5は、気体の注入によりプラズマ放電を停止した際の波形を示す[22]。少量の希ガス (アルゴン) および大量の水素ガスをそれぞれ単独で注入した場合と比べ、両者を同時に注入することで放射損失量を高めることができる。そのためプラズマがより低温化し速い電流消滅が得られている。一方、大量の水素ガス注入により電子密度も比較的高くでき、逃走電子の発生は低いレベルに抑えられている。

図6は、固体の注入によりプラズマ放電を急速に停止した際の波形を示す[19]。図4に示した例と同様に、プラズマ中に固体 (希ガス元素 (ネオン) の氷ペレット) を注入し意図的なディスラプションを起こしている。ここでは、ディスラプション制御用外部コイル (Disruption Control Windings) により与える摂動磁場の効果が調べられた。その結果、摂動磁場の印加によりプラズマ中の磁場揺動の振幅を大きくすることができ、この磁場揺動により加速途中の電子をプラズマ外に排出することで、逃走電子の発生を抑制できることが明らかにされている。図6では、外部コイルに流す電流  $I_{DCW}$  の増加に従い逃走電子 (HX-ray 信号で確認できる) の発生が抑制される様子が示されている。その結果、逃走電子による電流が流れず、速やかな電流消滅が得られることが示されている。

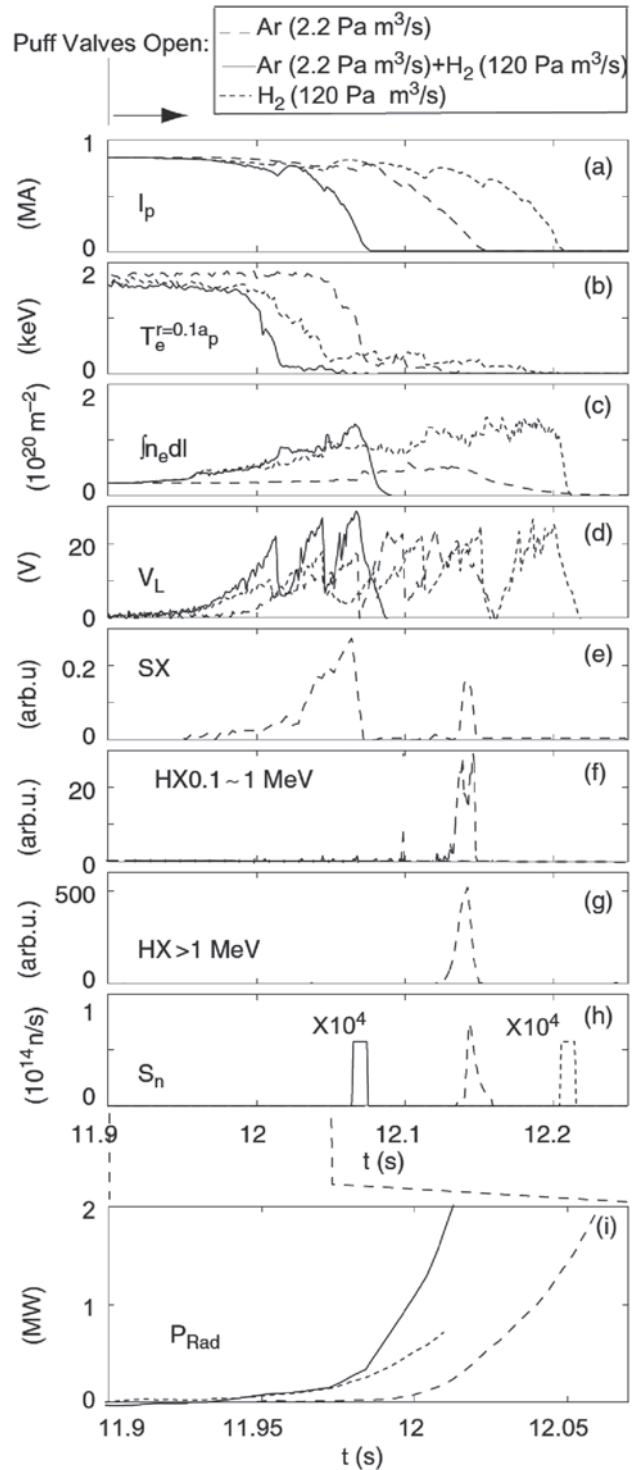


図5 気体の注入によるプラズマ放電停止時の波形 (文献[22]より転載)。

減が得られることが示されている。

(河野康則)

3. ITERにおけるディスラプションおよびVDE制御と影響緩和

ITERではプラズマの蓄積熱エネルギー (350 MJ) や磁気エネルギー (1.2 GJ) が既存の大型装置 (JT-60U, JET) に比べて十倍以上も大きいため、ディスラプションの影響も格段に大きい。このために既存装置よりもさらに強固な

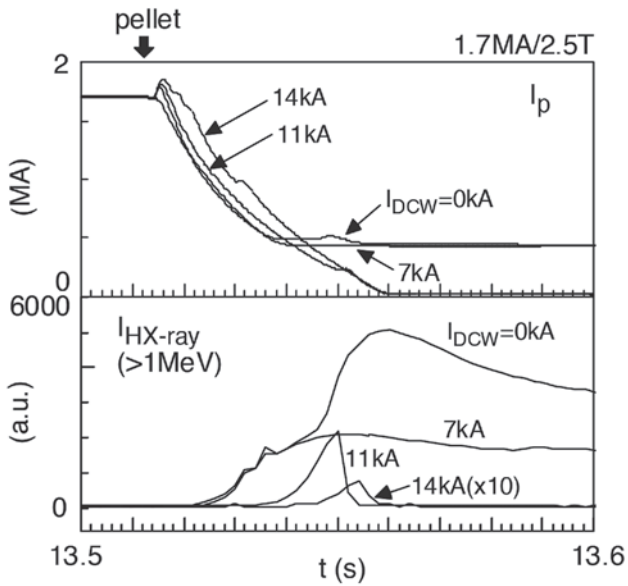


図6 固体の注入によるプラズマ放電停止時の波形（文献[19]より転載）。

ディスラプションおよびVDE対策を盛り込んだ設計がなされ、また運転領域にもそれなりの制限が課されることになる。これによりITERの真空容器はディスラプションによって損傷を受けることはなく、トリチウムの閉じ込め機能は保全される。また炉内構造物は、一度のディスラプションによって損壊することはない。一方でITERは実験装置であるために炉をめざした運転領域の開発が求められる。そのため炉内構造物の寿命および運転の効率化の観点から、ディスラプションの回数を低減し、影響を緩和する方策が求められる。本章ではまずITERの各コンポーネントへの影響を定量評価し緩和の目標値を示す。影響としては(i)熱クエンチ時の熱負荷によるダイバータや第一壁の侵食、(ii)電流消滅時の真空容器や炉内コンポーネントへの電磁力、(iii)電流消滅に伴い発生する逃走電子による第一壁の侵食を評価する。そしてITERの健全性を維持するために必要な緩和の目標値を示す。次に現在検討されている緩和法のいくつかの候補システムについて、その物理ベースの

現状とITERに適用する際の利点と問題点を概説する。候補システムとしては大量ガス注入またはペレット入射、共鳴摂動磁場印加、位置制御を援用した逃走電子ビームのゆるやかな消滅、などを取り上げる。最後にこれらのシステムをどのようなスケジュールでITERに組み込み、また実際の運転のなかでどのように運用していくか、について現在の試案を述べる。またEC加熱によりディスラプションの発生そのものを抑制制御する方法の適用可能性についても簡単に述べる。

### 3.1 ディスラプションの影響評価と緩和の目標値

#### ディスラプションによるタングステンダイバータ板への熱負荷

ITERの標準運転シナリオであるELMy H-modeの場合には、ディスラプションの時点（熱クエンチ開始時）以前に閉じ込めが劣化し、熱クエンチ時には蓄積エネルギーの相当部分(1/2-2/3)がすでに失われている[25]。したがって熱クエンチでダイバータ板の負荷となるエネルギーは120-175 MJと想定される。これを基に最も厳しい条件(内側：外側ダイバータ板への熱負荷の非対称(2:1)、熱負荷の幅の拡がり(通常運転時の5倍)、熱負荷の立ち上がり時間(1.5 ms))を用いて板の溶融に対するパラメータ $\epsilon$ (MJ/m<sup>2</sup>/s<sup>0.5</sup>)を求めると約400となる。タングステンが溶融する $\epsilon$ の値は約48であり[26]、したがって熱負荷を約1/8程度に緩和することが求められる。もし緩和がなければ20回程度のディスラプションによりダイバータ板は寿命となる。

#### VDEによるベリリウム第一壁への熱負荷

ベリリウム第一壁への影響評価として上方VDEによる熱負荷を評価してみる。ITERの第一壁はELMによる定常熱負荷に対して垂直鎖交面(leading edge)をつくらないように小さな湾曲をもたせて設計されている。このためにVDEのようにプラズマが直接接触する場合には接触面積が減り局所熱負荷が増大してしまう。この様子を図7に示す。図7(a)はDINAコードによるVDEのシミュレーションであり、熱クエンチ発生時の平衡配位を示す[27,28]。図7(b)はこれを基に計算した熱負荷である[29]。いわゆ

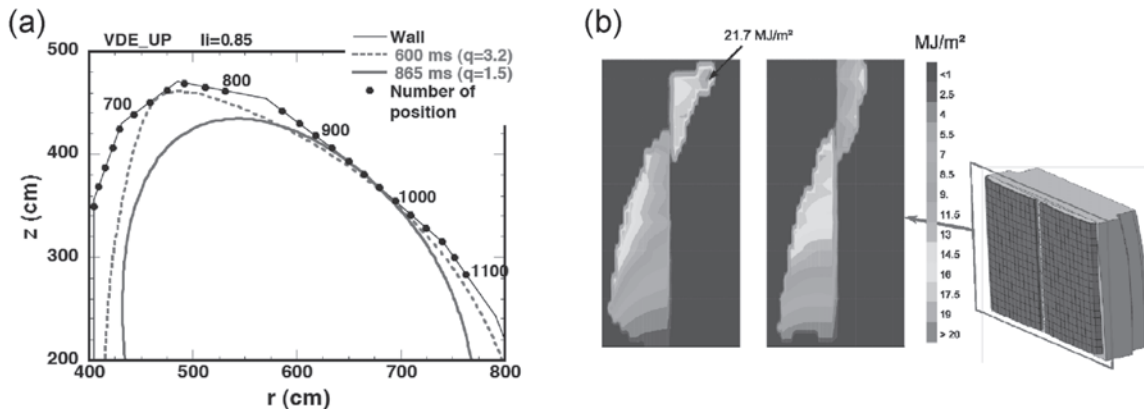


図7 (a)DINAコードで計算された上方VDEの熱クエンチ時の平衡磁場配位（文献[27]より転載）、(b)三次元磁力線追跡コードによる熱クエンチによる第一壁面上の熱負荷分布（磁力線方向のエネルギー流束250 MJ/m<sup>2</sup>と径方向の特性減衰距離30 mmを仮定）（文献[29]より転載）。

る濡面が減少し、最大 22 MJ/m<sup>2</sup>の局所熱負荷が現れる。ベリリウムの溶融を防ぐには約 1/20 の緩和が必要となる。

以上の熱負荷を緩和するためには、不純物入射などにより熱クエンチ時のプラズマの熱エネルギーを下げるのが基本となる。

ハロー電流による真空容器への電磁力

真空容器はトリチウムの第一閉じ込め境界機器であるのでとりわけ堅牢な設計が要求される。特に VDE 時のハロー電流による垂直力は真空容器への最大の電磁力となり、支持方法の工夫とともに緩和が極めて重要である。この電磁力の影響の目安はハロー電流値（便宜上初期プラズマ電流値で規格化して  $I_h/I_{p0}$  で示す）とトロイダルピーキングファクター（TPF）の積（ $TPF \times I_h/I_{p0}$ ）で表すことができる。ITER ではもっとも厳しい場合として、 $TPF \times I_h/I_{p0} = 0.75$  を想定して設計を行っているが、この値を 1/2 程度に緩和すれば、支持の工夫と相俟って十分な健全性を確保する設計が容易となる。この緩和には 2 つのポイントがあり、ひとつは VDE が大きな垂直変位を起こす前に熱クエンチを起こさせることであり、もうひとつは非常にゆっくりした電流クエンチを避けることである。これはとりもなおさず VDE を中心ディスラプション的な振る舞いに替えて大きなハロー電流を防ぐことである。これをシミュレーションで確認した結果を図 8 に示す。図は熱クエンチが起こる時の垂直位置変位が 17.5 cm（黒丸）および 140 cm（四角）の場合にそれぞれ誘起されるハロー電流の大きさを、電流クエンチ時間を変えてシミュレーションで求めたものである。ITER で予測される最大ハロー電流は約 6.5 MA であり、これを 1/2 にするには変位が 17.5 cm 以内で熱クエンチを誘起し、電流クエンチ時間を 200 ms

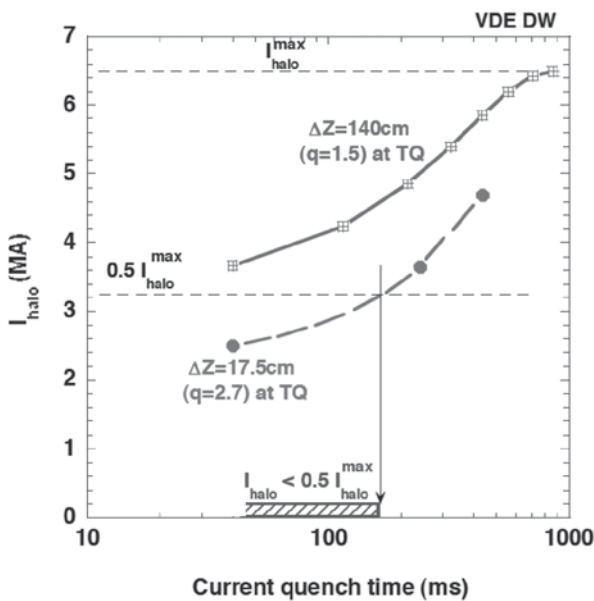


図 8 ITERにおける下方VDE時のハロー電流値。熱クエンチが起こる時の垂直位置変位が 17.5 cm（黒丸）および 140 cm（四角）の場合のハロー電流の大きさを電流クエンチ時間を変えてシミュレーションで求めたもの。ITER で予測される最大ハロー電流（約 6.5 MA）を 1/2 にするには変位が 17.5 cm 以内で熱クエンチを誘起し、電流クエンチ時間を 200 ms 以下とすればよい。

以下とすればよいことがわかる。

逃走電子による炉内構造物への熱負荷

ITER は既存の装置より電流が大きいため、雪崩（avalanche）機構により大きな逃走電子が発生すると予測されている [30]。これによる炉内構造物への熱負荷は、逃走電子の入射角と入射エネルギー密度によっては内部の冷却パイプの溶融にまで至る恐れもあり、緩和は極めて重要である。第一壁の構造が ITER と近い JET のデータを用いて ITER の場合を予測してみる。図 9 (a) は JET の逃走電子による上部第一壁の熱負荷分布である [31]。これより熱負荷が生じる全面積は約 0.3 m<sup>2</sup> と評価される。ITER でも同程度の面積とすると、20 MJ と評価される逃走電子のエネルギー密度は  $\approx 70$  MJ/m<sup>2</sup> となる。図 9 (b) はベリリウム、CFC、タングステンに対して逃走電子の進入深さと、その領域が溶融する臨界エネルギー密度の関係を計算したものである。ベリリウムの場合入射角が 1° の時の進入深さは 2.5 mm であり、それに対する臨界エネルギー密度は  $\approx 7$  MJ/m<sup>2</sup> と評価される。したがって逃走電子電流を 1/10 程度に下げることが必要である。

以上の緩和の目標値をまとめると表 1 のようになる。この表にはもし緩和措置がなされない場合の装置への影響もまとめてある。

3.2 各種緩和法の物理ベース

これまでディスラプション緩和法としていくつかの方法が実験・理論両面から検討されてきている。前節で述べたディスラプションの影響のうち、熱負荷とハロー電流については、不純物入射により目標値に近い緩和が可能であることが多くの装置で実験的に示されている。したがって不

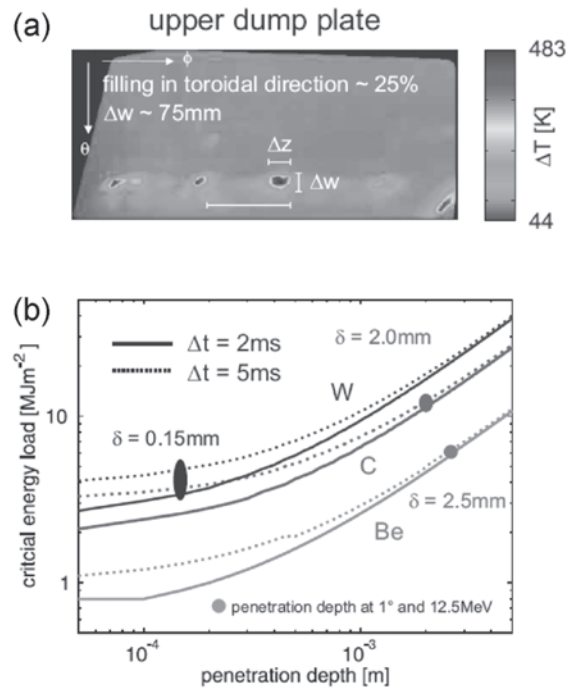


図 9 (a)JETにおける逃走電子の熱負荷による上部第一壁上の温度上昇。(b)ベリリウム、CFC およびタングステンの逃走電子による溶融臨界エネルギー密度を侵入深さの関数として求めたもの（文献[31]より転載）。

表1 ITERにおける緩和の目標値と緩和システムがない場合の装置への影響。

	Energy load on divertor target	Energy load on first wall	EM load due to halo currents	Runaway electrons
Target value of mitigation	1/(5-10)	<1/10 (VDEs)	1/(2-3)	< 1/10
Impact when mitigation system is not installed	Life time: 20 disruptions	Life time: <10 VDEs	Design criterion: $TPF \cdot I_{halo} / I_p \approx 0.62$	Life time: <4 REs

純物入射は緩和手段の基本となる。逃走電子の緩和法についてはまだ物理ベースが確立されておらず、現在多くの装置で精力的に研究開発が行われている。これらのなかで現在最も有望と考えられているのが大量の不純物をガスまたはペレットで入射する方法、いわゆる Massive Material Injection (MMI) である[32]。MMI では逃走電子の緩和のために、熱負荷とハロー電流の緩和に必要な量より5-10倍程度多くの不純物量を入射することが想定されている。MMIの典型的な物理過程を図10に示す[33]。ガスバルブ(DMV)を開いた後、ガスの伝播のためある時間遅れの後プラズマ境界の冷却が始まる(A)。その後数ミリ秒間、プラズマ周辺部の冷却が継続し(図10の2段目; cooling phase),  $q = 2$  面まで冷却が進むとMHD不安定性が励起され(熱クエンチ; B), 中心電子温度(図10の3段目)および蓄積エネルギーを示す軟X線(図10の4段目)が急減し、通常のディスラプションと同様にプラズマ電流クエンチ(C)が始まる。この過程における放射損失のパターンは図10の5段目のようになる(放射損失はcooling phaseで既に始まっているが、トロイダル非対称性のためこの測定に現れていないものと思われる)。

3.2.1 熱負荷緩和の物理ベース

熱負荷の緩和については測定の難しさもあって、ITERの目標値を十分に実現しているかどうか確定的な物理ベースはまだ得られていない。プラズマの蓄積熱エネルギーのうち放射エネルギーで散逸された量を求めて、ダイバータ部へ流入する(プラズマ粒子による)熱エネルギーがどの程度緩和されるかという間接測定が多くの装置で試みられている。この結果、ASDEX-U[34]、C-MOD[35]、DIII-D[36]では、Ne, Ar入射の場合、最大で全蓄積熱エネルギーの70-95%が放射エネルギーで散逸される結果が得られ

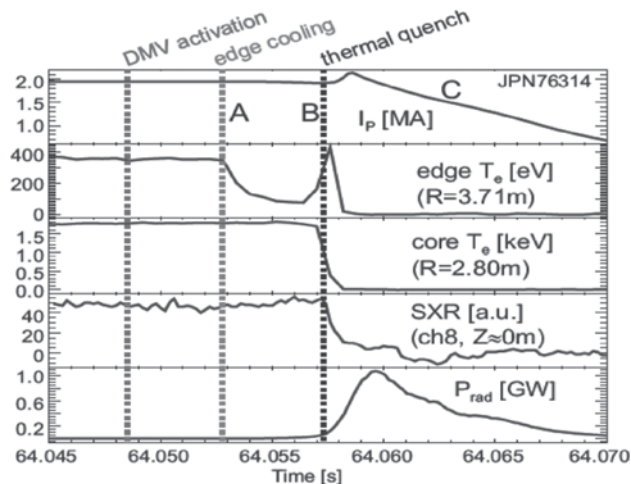


図10 JETにおけるMMI時の周辺および中心電子温度、軟X線、全放射パワーの時間発展(文献[33]より転載)。

ている。一方JETでは50%程度しか放射エネルギーで散逸されない結果となっている[33]。このJETの結果はプラズマ境界から $q = 2$ 面までが放射冷却され、MHD不安定性が励起された後は不純物による冷却よりプラズマ粒子により直接エネルギーがダイバータや第一壁に運ばれる、というMMIの物理描像に比較的近い。一方ダイバータ板の最大熱負荷がどの程度緩和されるかを直接測定する試みもJT-60U[37]、ASDEX-U[34]でなされ、前者ではピーク値が1/5-1/10に緩和され、後者では全エネルギー流入量が1/4程度に緩和されるという結果が得られている。

これらの結果によると、ITERの目標値を部分的に実現しているが、まだ確実に実現しているとはいえず、今後の研究課題といえるであろう。MMIの物理描像に従えば、MHD不安定性が励起された後、どれだけ多量にエネルギーを放射できるかがポイントとなる。

3.2.2 ハロー電流緩和の物理ベース

ハロー電流による電磁力の緩和はほぼ全ての装置で目標値が達成されている。JET、ASDEX-Uでは $TPF \times I_h / I_{p0} \leq 0.4$ となりITERの目標値を実現している[33, 34]。またC-MODではハロー電流値が1/2程度に緩和されている[35]。図11にASDEX-Uの実験結果を示す。これらの緩和にはArやNeの方が水素やヘリウムの入射より効果が大きいことが示され、また緩和に必要な不純物の量は、後に述べる逃走電子の緩和に必要な量の数分の一程度となっている。DIII-Dではポートの変位の測定から、電磁力の緩和を直接示し、ヘリウム入射により力が1/2程度に緩

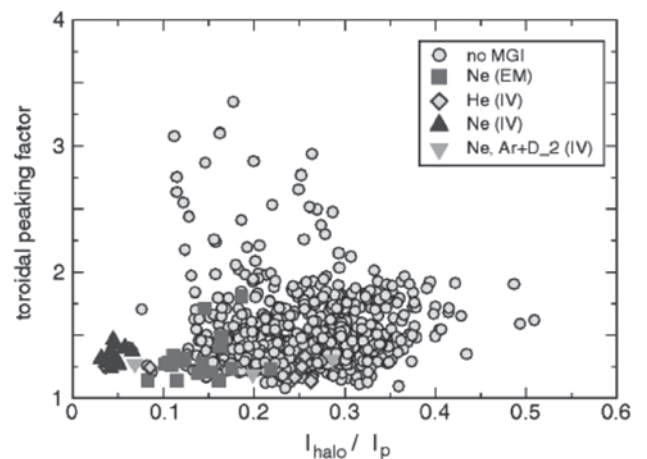


図11 ASDEX-UのVDEにおけるトロイダルピーキングファクターと初期電流で規格化されたハロー電流値。緩和が無い場合が丸印。真空容器内入射バルブ(IV)によりヘリウム(◇)、ネオン(△)、ネオンまたはアルゴンと重水素の混合ガス(▽)で緩和した場合がそれぞれ( )内の記号で示されている。また遠方に設置したバルブ(EM)によりネオンで緩和した場合が四角で示されている(文献[34]より転載)。



和されたことを実証している[38]。そして(i)垂直位置移動の早期検出, (ii)早い応答によるガス入射, (iii)十分な量のガス入射, が緩和にとって重要な鍵となることを示している。これらの条件は, 大きな垂直位置移動の前に電流減衰を起し, さらにプラズマ温度を下げることによりゆっくりした電流クエンチを避けることに相当するものであり, これらの条件は前節の図8で示したITERにおける緩和条件のベースと一致する。

### 3.2.3 逃走電子緩和の物理ベース

逃走電子の緩和については, まだしっかりした物理ベースが確立されていない。逃走電子生成の理論によると, いろいろな機構により生成された逃走電子の種が, 雪崩的増倍機構 (avalanche) により増大し, 逃走電子電流がほとんどのプラズマ電流を担うことが予想されている[30]。現在の装置では種の生成はいわゆる Dreicer 電場によると考えられるが, ITERのように装置が放射化する場合にはトリチウムのベータ崩壊やコンプトン散乱による種生成が加わるものと予想される。またITERのようにプラズマ電流が大きな装置では, 電流減衰時間が長いことから雪崩的増倍機構も極めて大きくなることが予想されている。雪崩的増倍機構はまだ直接実証されてはいないが, TEXTORにおいてエネルギースペクトルが Dreicer 電場によるものより広いことが示され[39], 間接的に実証されたと考えられている。雪崩的増倍機構の抑制には電子密度 (自由および束縛電子の合計) がいわゆる臨界密度値  $n_c$  (約  $5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ) を超えることが必要とされる[40]。逃走電子が容易に観測される装置は限られており, このうち Tore Supra[41], TEXTOR[42]およびJET[33]においてMMIにより逃走電子が抑制されたことが示されたが, 密度は  $n_c$  よりかなり低い値に留まっており, 逃走電子の抑制は雪崩的増倍機構の抑制ではなく Dreicer 電場による種生成の抑制 (この場合には抑制に必要な密度は  $\sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$  程度でよい) であると考えられている。ITERのように Dreicer 電場以外の種生成機構がある場合には, 密度を  $n_c$  まで高くする必要があると想定される。

MMI以外で逃走電子抑制法として近年注目されるものに共鳴擾乱磁場印加 (RMP) がある。この方法による逃走電子の抑制は, ディスラプション制御コイル (DCW) を用いたJT-60Uの実験において最初の実証された[19]。最近TEXTORも同様の効果を検証し[43], しかもITERでもELM制御用に真空容器内部にコイルを設置する設計変更を行ったことから, この方法が現実的となってきた。これらの実験では両装置ともプラズマ境界付近 (例えば規格化したポロイダル磁束で0.75付近) で  $\tilde{B}_r/B_T \sim 10^{-3}$  の擾乱磁場  $\tilde{B}_r$  を与えることにより逃走電子発生を抑制できることを示している。したがってITERでもこのレベルの擾乱磁場を与えることが目標となる。

## 3.3 各緩和法のITERへの適用と問題点

### 3.3.1 大量不純物入射

#### 不純物粒子入射効率

逃走電子を抑制するために電子密度を  $n_c$  ( $5 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ )

まで高くするためには, ITERのプラズマ体積を  $\approx 10^3 \text{ m}^3$  として, ヘリウムで  $2.5 \times 10^{25}$  個, ネオンで  $5 \times 10^{24}$  個の粒子が必要である。しかしながら実験では, 入射粒子数が大きい時には, 入射した粒子がプラズマ中に入る効率 ( $F_{\text{eff}}$ ) はかなり低くなっている。 $F_{\text{eff}}$  を高くすることは必要な入射不純物量を低く抑え, 入射システム, ポンプ系および排ガス処理系の負担を低減する上で極めて重要である。これまでの実験研究から, 入射効率の特性は次のようにまとめられる[34, 38]。

- (a) 入射粒子数の増大により  $F_{\text{eff}}$  は減少する。
- (b) 軽いガス ( $\text{D}_2, \text{He}$  など) のほうが重いガス ( $\text{Ne}, \text{Ar}$  など) より  $F_{\text{eff}}$  が大きい。また重いガスを軽いガスに混入させると  $F_{\text{eff}}$  は増加する。
- (c) 入射バルブをプラズマの近傍に置くと  $F_{\text{eff}}$  は増加する。このことからペレット入射の場合は  $F_{\text{eff}}$  が高いことが期待される。

以上の実験事実からITERではガス入射では  $F_{\text{eff}} \approx 0.2$ , ペレット入射では  $F_{\text{eff}} \approx 0.5$  程度と予測される。ただしガス入射ではプラズマの近傍に入射バルブを設置することが前提である。

#### 電流消滅時間

大量不純物入射による放射損失の増大により電流消滅時のプラズマ温度は低下する傾向となる。これによりプラズマの  $L/R$  時間が減少し電流消滅時間 ( $\tau_{\text{CQ}}$ ) が短くなることが予想される。消滅時間があまり短くなると, 誘起される渦電流で炉内構造物の電磁力が過大となる恐れがでてくる。実験では入射粒子数の増大と共に (ポロイダル断面積  $S$  で規格化した)  $\tau_{\text{CQ}}/S$  が短くなる傾向が示されているが, He, Ne入射の場合には最小の  $\tau_{\text{CQ}}/S$  が設計ガイドラインである  $1.7 \text{ ms/m}^2$ [44, 45]より大きく ( $> 2.5 \text{ ms/m}^2$ ), しかもその低下は飽和する傾向にある[33, 34, 38]。逃走電子の抑制に必要な, さらに高い電子密度の領域までこの特性を確認する必要がある。

#### 局在放射熱負荷

大量不純物入射による放射損失は入射ポート近傍に大きな局在熱負荷をもたらすことが懸念される。実際に実験でもトロイダルおよびポロイダル非対称はかなり大きいことが示されている。非対称性は初期のcooling phaseで特に大きい, 主なエネルギー散逸期である熱クエンチの時は小さくなる[46, 47]。この結果は大量不純物入射の物理過程から次のように理解される。すなわち初期のcooling phaseでは, 不純物のトロイダルおよびポロイダル方向への移動がまだ小さいため非対称性が大きく,  $q=2$  面まで冷却されて大きなMHD不安定性が励起されると不純物の強い混合が引き起こされて非対称性は弱くなる。このような局在熱負荷により入射ポート近傍のベリリウム壁が溶融しないようにトロイダル方向に数箇所の入射ポートを設けて放射損失を分散させる必要がある。

### 3.3.2 共鳴擾乱磁場印加

#### 擾乱磁場生成

前節で述べたように逃走電子を抑制するためには  $\approx 0.1\%$  の擾乱磁場を生成する必要がある。ITERでは真空容器内

に ELM 制御用コイルを設置するので、これを用いて必要な擾乱磁場を生成できるかどうかを検討した[48]。その結果を図12に示す。ELM 制御ではプラズマ周辺部に共鳴磁場を生成し、しかもプラズマ内部で擾乱磁場が急速に減衰するようにトロイダルモード数  $n$  を 3~4 (ポロイダルモード数  $m$  を  $\geq 9\sim 10$ ) とするが、逃走電子の抑制にはプラズマ内部に大きな擾乱磁場が必要なので、減衰が小さいように  $n$  を  $\sim 1$  ( $m$  を  $\geq 2\sim 3$ ) とする。図12によると ELM 制御コイル電流 120 kAT で  $\phi^{0.5} \approx 0.5$  ( $\phi$  は規格化ポロイダル磁束) の領域に 0.1% 程度の擾乱磁場が生成されている。現在のコイル電流の仕様値は 90 kAT であり、逃走電子を抑制できる可能性は十分にあるといえる。

#### 応答時間

この制御法では ELM 制御コイルの通電パターンを ELM 制御モード ( $n=3\sim 4$ ) から逃走電子制御モード ( $n\sim 1$ ) に変更する必要があるが、真空容器の遮蔽効果を考えるとその変更に必要な時間は 100~200 ms 必要と予測される。一方でディスラプション予測の成功率を高くするためには、緩和システムの起動する時刻と熱クエンチ発生時刻との時間差をなるべく小さくすることが求められる。実際ニューラルネットワークを用いた予測法では、例えば 30 ms で 90% 程度の予測成功率は 100 ms では 60% にまで低下することが示されている[49]。また逃走電子専用の制御コイルを別個に用意することも装置が複雑となりすぎて現実的でない。したがってこの制御方式は逃走電子の発生を抑制するよりも、発生した逃走電子を壁への過大な負荷がかからないように穏やかに散逸させることに重点が置かれると想定される。JT-60U や TEXTOR のこれまでの実験はディスラプションの起こる前から擾乱磁場を印加して逃走電子の発生を抑制したものであり、今後の実験で、発生してしまった逃走電子を壁へのパルスの熱負荷を避けながら穏やかにゆっくり散逸させることを実証しその制御条件を求めることが重要である。

擾乱磁場による制御は熱クエンチ時の熱負荷やハロー電流の緩和には無効であるから、これらは別の方法(不純物入射)で制御することが必須となる。このために必要な不純物量は、MMI を用いた逃走電子の抑制に必要な(電子密度を  $n_c$  にまで高めるために必要な)量の  $(1/5\sim 1/10)$  で十分である。

#### 3.3.3 逃走電子ビーム位置制御

発生してしまった逃走電子をゆっくり散逸させるためには、逃走電子ビームの位置(水平・垂直)を長時間(数秒以上)制御し、多数の逃走電子が壁にパルスのおよび局所的に流入することを防ぐことが本質的に重要となる。従来、非円形プラズマで逃走電子が発生した場合、垂直位置制御が困難と考えられてきたが、JT-60U で垂直位置制御により逃走電子がプラズマ電流の大部分を担う放電でのダイバータ配位が長時間維持できることがはじめて示された[50]。また円形プラズマではあるが TEXTOR, Tore Supra で逃走電子ビームの水平位置制御が実証された[41, 42]。一方 ITER のように真空容器の外部に設置したポロイダルコイルの場合、垂直および水平位置制御能力は現

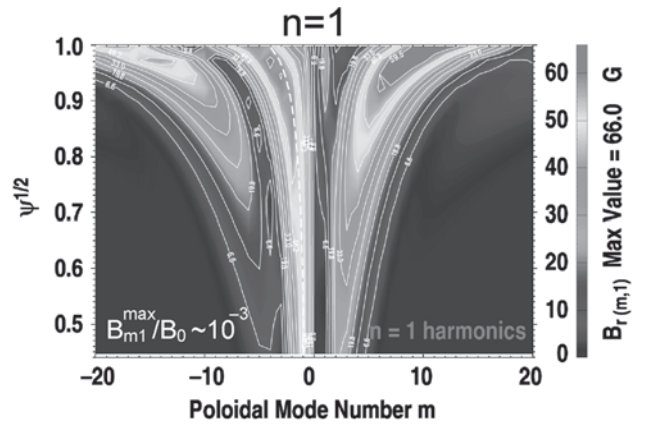


図12 ITER の ELM 制御コイルで  $n=1$  モードを生成した場合の  $\tilde{B}_{r,n=1}(m)$  等高線図。ELM 制御コイルの電流制限値 120 kA・turn を用いて計算したもの(文献[48]より転載)。

在の実験装置よりかなり限定されてくる(特に速い時間応答の制御は難しい)。しかし最近の設計変更により ITER でも真空容器の内部に位置制御コイルが設置されることになったため、逃走電子ビームの位置制御の可能性も現実的となってきた。実際に ITER の真空容器内位置制御コイルを用いて、単純化した逃走電子ビームのモデルを垂直位置制御シミュレーションしたところ、長時間うまく制御できることが示されている[51]。

もし逃走電子ビームの位置を長時間制御できると、MMI や RMP 以外にも逆電場印加や適量の高 Z ガスやペレット入射なども制御法として可能性が出てくる。これらの制御法は実験でも有効性の確認が試みられているところである[41, 50, 52]。

#### 3.3.4 ITER における制御候補案

以上の物理ベースに基づき、ITER ではいくつかの候補案を選定している[53, 54]。これらを表2に示す。候補案は大きく分けて2つの方式に分類される。ひとつは必要な緩和(熱負荷、ハロー電流、逃走電子)を、ただひとつの方法で行うもので(a), (b), (c)がこれに相当し、大量不純物入射を基本とするものである。もうひとつは熱負荷とハロー電流の緩和と逃走電子の緩和を別の方法で行うもので(d)と(e)がこれに相当する。この場合には前者ほど大量の不純物を必要としないので、ポンプや排気ガス処理系の負担は格段に軽くなる。

これらの候補案は、現時点で緩和に必要なと考えられる物理条件からの要求のみに基づいたものであり、実際には

表2 ITER における緩和方法の候補案。

Candidate	Tentative specification
(a) Massive Gas Injection	D <sub>2</sub> or He (500 kPa・m <sup>3</sup> ) or Ne (100 kPa・m <sup>3</sup> ); $F_{\text{eff}} \approx 0.2$
(b) Massive Pellet Injection	D <sub>2</sub> (200 kPa・m <sup>3</sup> ) or Ne (40 kPa・m <sup>3</sup> ); $F_{\text{eff}} \approx 0.5$
(c) Shell pellet (Be powder)	Be ( $\approx 400\text{g}$ ); $F_{\text{eff}} \approx 0.5$
(d) RMP pre-emptive	Ne (20 kPa・m <sup>3</sup> ) + $\tilde{B}_r/B_T \approx 10^{-3}$
(e) Position control + RMP and/or Inverse voltage and/or Heavy gas injection	Ne (20 kPa・m <sup>3</sup> ) + Position control + Reverse loop voltage and/or Kr, Xe (200 Pa・m <sup>3</sup> ) and/or RMP ( $\tilde{B}_r/B_T \approx 10^{-3}$ )

ディスラプションの影響とコスト・スケジュールのバランスをとりながら詳細な仕様を決めていく。特に大量不純物入射ではポンプや排気ガス処理系への負担が相当に大きくなり、不純物入射から次の放電へ復帰する時間 (recovery time) を短縮して稼働率を上げようとする、装置設計に過大な要求となる恐れがある。現在は3時間程度を復帰時間の目標として入射できる不純物量を検討している。また候補案どおりの量を入射した時の復帰時間の検討も同時に進めている。実際のITERの運転時にはこれと同様の検討が行われることであろう。逃走電子の抑制に必要な不純物量は現時点では不確定性が大きく、実際のITERでプラズマ電流値を徐々に大きくしながら、必要量や最適な不純物種を確定していくことになる。このときポンプや排気ガス処理系への負担と復帰時間も同時に確定する。さらに真空容器内ELMおよび垂直位置制御コイルなど、他の方式も援用して必要な入射不純物量を低減していく。したがって、実際の運転でこのような最適化が行えるようにいろいろな可能性を確保しておくことが肝要である。

### 3.4 ディスラプションの発生抑制

種々の緩和法によりディスラプションの影響を相当程度緩和できるにしても、緩和法は実際には(穏やかな)ディスラプションを引き起こすものであり、その影響も軽視できない。また100%の信頼性で緩和が成功するとは限らない。さらにITERの次の原型炉や商業炉ではディスラプション回避が必須であることを考えると、ディスラプションの発生自体を抑制することがITERにおける究極の開発目標であることは論を待たない。これを目指してこれまで多くの研究開発がなされてきたが、まだ確実な方法は見出されていない。これまでなされた研究のなかで注目されるのは、EC波により $q=2$ 面近傍を加熱することで、ディスラプションの発生や熱クエンチ後の電流クエンチを回避する実験であろう。先駆的実験はJFT-2M[16]やRTP[17]で行われてきた。最近FTUやASDEX-Uでも $q=2$ 面近傍のEC加熱により、密度限界やロックモードによるディスラプションを、比較的小さなパワーで回避できることが改めて示されており、将来の制御法の有力候補の一つとして注目されている[55]。この方法の原理の検証や必要パワーの評価、抑制可能なディスラプション原因の同定などが今後多くの装置でなされることが期待される。ITERで必要なEC波のパワーは、FTUとASDEX-Uから求められたサイズスケリングによると $\approx 4$  MWであり、ITERで用意しているEC波パワー(20 MW)で十分カバーできる。この制御法の物理ベースの確証実験はITERにおいても重要な研究開発目標の一つとなる。

### 3.5 結語

以上ITERにおけるディスラプションの影響緩和法について現在の考え方を概説した。ITERプロジェクトにおいて、このディスラプション緩和システムは基本設計に組み込むことは決定したものの、具体的設計仕様は現在検討中であり、まだ確定していない。最適な緩和法の開発を目指

した物理R&Dが多くの装置で進行中であり、物理ベースが急速に拡充されていきつつあるからである。一方でITERではディスラプション特性が既存装置と大きく異なることから、最適な緩和法はおそらくITERの実験のなかで確定していくことになると思われる。それに柔軟に対応できるように、入射不純物種や量等、いろいろな可能性を確保した緩和システムにしておくことに最大の重点を置きつつ、今後2~3年のうちに設計を確定する。

(杉原正芳)

## 4. 原型炉におけるディスラプションの考え方

原型炉の前に、商用炉について考えてみたい。商用炉がディスラプションで停止した後の再起動はどのような手順で進むだろうか。まずは炉内機器の異常がないかどうか点検するはずである。機器の異常がなく炉が温態停止状態(一次冷却材が運転中とほぼ同じ温度に保持されている状態をいう)にあれば直ぐ再起動、と行きたいところだが事はそう単純ではない。というのも核融合炉のディスラプションは紛れもなく「計画外停止」であり、電気事業上、重く受け止めねばならない事象だからである。国内における軽水炉は1基当たり年1.2-1.7回停止しているが('93-'07年の実績)[56]、その大部分は事前に判明したトラブルに対処するための「計画停止」である。落雷、地震など不測の事象による「計画外停止」はわずか0.2-0.7回/年に過ぎない。軽水炉の場合、計画外停止後の運転再開については国の判断の前に自治体による検証作業が必要であり、このプロセスは稼働率の低下を招きかねない。核融合が電気事業者を受容されるためには、原型炉段階でディスラプション頻度を大幅に低減して稼働率の観点で信頼できる電源になり得ることを実証することが重要である。

このような電力事情を勘案し、核融合戦略検討分科会による報告書[57]では原型炉におけるディスラプション頻度を0.5回/年程度とした。とはいえ、核融合の研究開発側にとってみれば、このような電気事業上の要求を突きつけられるよりはディスラプションのテクニカルな問題点を提示された方がディスラプション回避の必要性を理解しやすいであろう。以下、核融合炉の健全性確保の観点からディスラプションにまつわる問題を解説したい。

### 4.1 VDEの回避

原型炉のブランケット構造材料は低放射化フェライト鋼(F82H)が有力であり、ブランケット筐体の基本概念は図13のようになると考えられる[58]。表面熱流束の除熱のため、ブランケット表面からわずか3mmのところ冷却水路が設けられる。ディスラプション時にプラズマがブランケットに接触し表面の溶融が起ると、最悪の場合、冷却水(150気圧以上)が真空容器内に侵入し(Ingress of Coolant Event, ICE)、その補修のために長期間の停止を要する事態になりうる。また、このような事象には至らなくとも、ブランケット表面に施されるであろうタングステン数100 $\mu\text{m}$ -1mmの保護層(第一壁損耗抑制のため不可欠。保護層がなければ核融合炉における低放射化フェライ

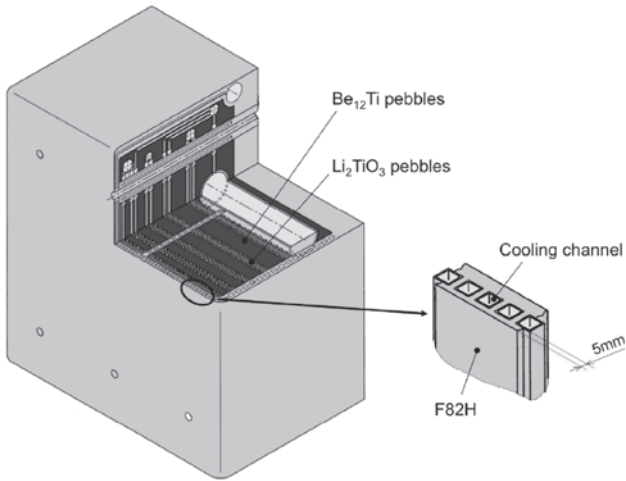


図13 ブランケット概念の例[58].

ト鋼の損耗は 3 mm/年程度[59]) の損傷・喪失は避けられない。このような問題を避けるため、デイスラプションに際してはプラズマが第一壁に接触することを回避しなければならない。容器内コイルの設置が困難な原型炉では高速の位置制御を期待できないので、VDEが生じにくいようプラズマを中立平衡点[60]近傍に置くように位置制御することが重要である。なお、中立平衡点は外部コイル系、プラズマ形状、電流分布、渦電流など複合的要因によって決まるので、プラズマが中立平衡点の近傍にあるかどうかを常にモニターしながら運転することが求められる。

#### 4.2 ブランケットの電磁力耐性

デイスラプションによる電磁力の発生も大きな問題である。ブランケットには誘導電流が流れる面に応じて  $M_r$ 、 $M_t$  および  $M_p$  の回転モーメントが働くが、プラズマが定位置で消滅する場合には  $M_r$  が主成分となる (図14(a))。プラズマ電流 17 MA が 30 ms で消滅するとき磁場 10 T (インポート側) の位置に置かれたブランケットに働く  $M_r$  を評

価した結果が図14(b)であり[61]、この図からデイスラプションによる電磁力の強さが理解される (0.5 MN・m は回転軸から 1 m の距離に 50 トンの重りを吊したときに作用する回転モーメントに相当)。ブランケットに働く回転モーメントを低減するにはブランケット寸法を小さくしてポロイダル磁場の鎖交面積を減らせばよいが、単純にそうはできない理由がある。ブランケットを細切れにすると、隣接ブランケット間のギャップ、ブランケット筐体枠など、非増殖領域の割合が相対的に増え、燃料自給が困難になるのである。図15の評価例のように、概略、ブランケット寸法を 1 m 程度として「トリチウム増殖比 > 1」を満たすように設計することが必要になる。結局、燃料増殖のためブランケットに求められる大きさのゆえに電磁力に対する支持は堅牢なものとならざるを得ない。他方、定期的に変換するブランケットには脱着容易であることも求められる。原型炉設計ではこれら相反する要求を両立させねばならない。稼働率向上を追求するならばブランケット寸法を大型化して交換すべき機器点数を減らしたところだが、電磁力がそれを許していないというのが実状である。

#### 4.3 熱衝撃に対するダイバータの健全性

核融合出力 3 GW の核融合炉ではプラズマ蓄積エネルギーは 1 GJ 程度になるので、そのごく一部 (~10 MJ/m<sup>2</sup>) がダイバータ板に到達しただけでもタングステンの溶融が生じる。これによる損耗の予測には不確実性があるが、熱消滅 (thermal quench) の熱パルスがダイバータ板に到達するとその数  $\mu$ s 後にはタングステンの一部で溶融が始まり、その後 20  $\mu$ s 程度で溶発へ移行するという評価がある[62]。このタングステン蒸気により流入エネルギーの大部分 (>90%) は散逸されてダイバータ板への局所的な熱集中は緩和されるものの、今度は放射のためダイバータ室の壁の溶融と溶発が生ずる可能性がある[63]。これを回避するには、熱消滅の前に ITER のような Massive material injection 等によってプラズマをソフトランディングさせる

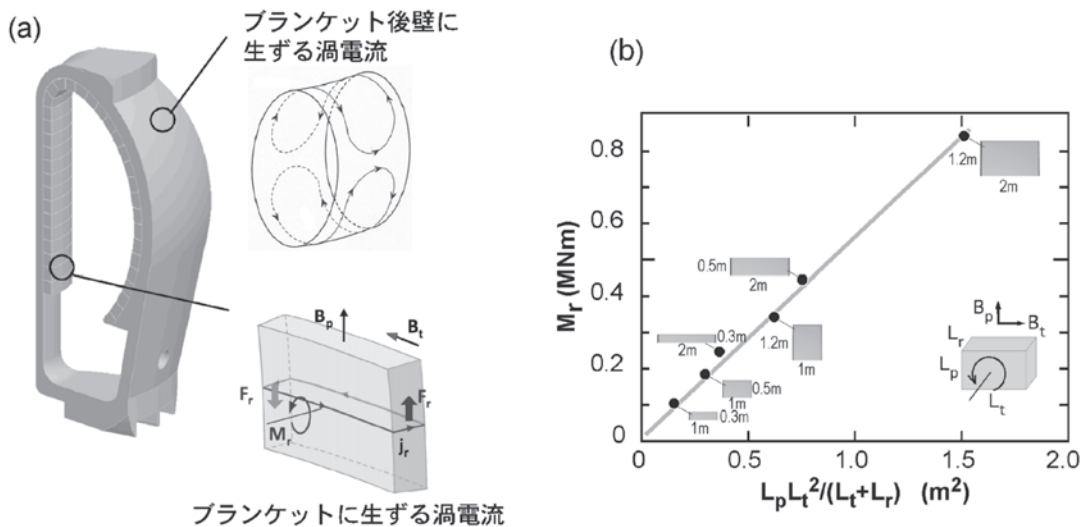


図14 (a) プラズマの定位置消滅時に誘導される渦電流, (b) ブランケット寸法 (奥行  $L_r$  は 0.3 m 仮定) と渦電流由来の回転モーメント  $M_r$  との関係。0.03 秒のプラズマ電流消滅時を仮定 (16.7 MA → 0 MA)。

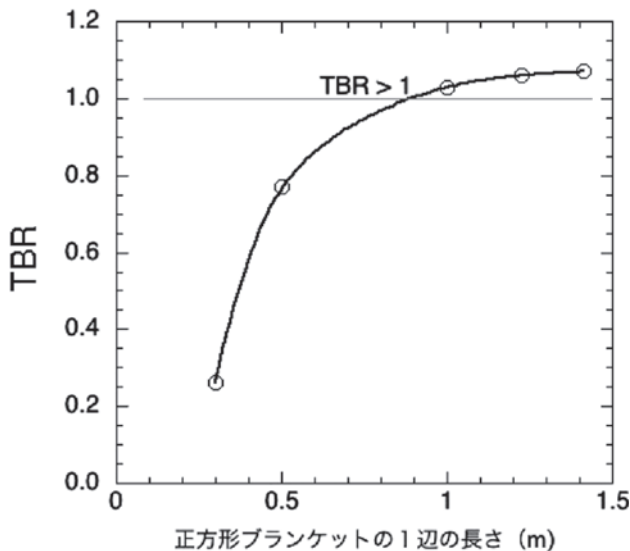


図15 正方形断面のブランケットに対する寸法とトリチウム増殖比 (TBR) の関係。

必要がある。原型炉におけるブランケット設計ではディスラプションを受け入れて耐電磁力仕様とするのに対し、ダイバータでは熱消滅が発生しないようディスラプション回避を要求することには一貫性がないように思われるだろう。これは現在の知見が限定的なため、設計で対応可能なこととそうでないことを峻別する、システム設計の途上段階にあるからである。熱消滅回避のためのソフトランディングは不可欠であり、これによる電流消滅速度が評価可能になれば、現在過剰設計になっているブランケットの耐電磁力強度をそれに合わせて決定すれば設計に調和が保たれるようになる。

原型炉では予兆現象を捉えディスラプション回避・緩和により熱消滅を回避することが第一に肝要と考えられる。熱消滅が原型炉において一度も許容されないのであれば、ディスラプション回避の手段は同一装置の運転経験に基づくニューラルネットワークではなく、一般性のある経験則またはシミュレーションに基づいたものでなければならない。さらに、ソフトランディング中のVDEの発生を回避するため中立平衡点近傍でプラズマを消滅させる運転も求められるであろう。本稿の趣旨とは異なるが、ディスラプション回避・緩和手法の研究開発のほかに、圧力限界、密度限界などに対するマージンとディスラプション頻度の研究が原型炉の設計基盤の確立のため重要であることを強調しておきたい。

(飛田健次)

### 参考文献

- [1] Y. Kawano, R. Yoshino, Y. Neyatani *et al.*, Fusion Sci. Tech. **42**, 298 (2002).  
 [2] 芳野隆治, 小関隆久, 徳田伸二, 他: プラズマ・核融合学会誌 **76**, 116 (2000).  
 [3] T.C. Hender, J.C. Wesley, J. Bialek *et al.*, Nucl. Fusion **47**, S128 (2007).  
 [4] 「トコトンやさしい核融合エネルギーの本」(井上信

幸・芳野隆治 著, 2005年, 日刊工業新聞社).

- [5] Y. Kawano, A. Nagashima, K. Tsuchiya *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **73**, 870 (1997).  
 [6] D.J. Ward and J.A. Wesson, Nucl. Fusion **32**, 1117 (1992).  
 [7] R. Yoshino, Y. Neyatani, N. Isei *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **70**, 1081 (1994).  
 [8] M. Greenwald *et al.*, Nucl. Fusion **28**, 2199 (1988).  
 [9] 中村幸治: プラズマ・核融合学会誌 **77**, 843 (2001).  
 [10] Y. Neyatani, R. Yoshino, Y. Nakamura *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 559 (1999).  
 [11] 関谷 譲: プラズマ・核融合学会誌 **72**, 403 (1996).  
 [12] H. Knoepfel and D.A. Spong, Nucl. Fusion **19**, 785 (1979).  
 [13] R. Jayakumar *et al.*, Phys. Lett. **A172**, 447 (1993).  
 [14] Y. Kawano, T. Kondoh and T. Hatae, Proc. Plasma Science Symposium 2005/The 22nd Symposium on Plasma Processing, 26-28 Jan. 2005, Will Aich, Nagoya, Japan (2005) p.93.  
 [15] R.D. Gill *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 1039 (2002).  
 [16] H. Hoshino, M. Mori, T. Yamamoto *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 2208 (1992).  
 [17] F. Salzedas, A.A.M. Oomens, F.C. Schüller *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 881 (2002).  
 [18] Y. Kawano, T. Nakano, A. Isayama *et al.*, Proc. 32nd EPS Conf. Vol. 29 (2005) P2.068.  
 [19] Y. Kawano *et al.*, Proc. 16th IAEA Fusion Energy Conf Vol. 1 (Vienna:IAEA, 1997) p. 345.  
 [20] R. Yoshino and S. Tokuda, Nucl. Fusion **40**, 1293 (2000).  
 [21] H. Tamai, R. Yoshino, S. Tokuda *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 290 (2002).  
 [22] M. Bakhtiari, Y. Kawano, H. Tamai *et al.*, Nucl. Fusion **42**, 1197 (2002).  
 [23] M. Bakhtiari, H. Tamai, Y. Kawano *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 318 (2005).  
 [24] D.G. Whyte *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 055001 (2002).  
 [25] A. Loarte *et al.*, Proc. 22nd IAEA Fusion Energy Conf. (2008) IT/P6-13.  
 [26] G. Federici *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **45**, 1523 (2003).  
 [27] M. Sugihara *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 337 (2007).  
 [28] H. Fujieda *et al.*, 'Studies on representative disruption scenarios, associated electromagnetic and heat loads and operation window in ITER,' ITER\_D\_284H6X (2009) <https://user.iter.org/?uid=284H6X>  
 [29] R. Mitteau, 'Numerical evaluation of the energy flux to the wall for upward VDE case,' ITER\_D\_2NJQ5H (2009) <https://user.iter.org/?uid=2NJQ5H>  
 [30] M.N. Rosenbluth and S.V. Putvinski, Nucl. Fusion **37**, 1355 (1997).  
 [31] M. Lehnen *et al.*, J. Nucl. Mater. **390-391**, 740 (2009).  
 [32] D. Whyte, J. Nucl. Mater. **313-316**, 1239 (2003).  
 [33] M. Lehnen *et al.*, Proc. 36th EPS Conf. on Plasma Phys., Vol. 33 (2009) O2.001.  
 [34] G. Pautasso, Proc. 36th EPS Conf. on Plasma Phys., Vol. 33 (2009) I3.049.  
 [35] R.S. Granetz *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1086 (2007).  
 [36] E.M. Hollmann *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 115007 (2008).  
 [37] R. Yoshino *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, 313 (1997).  
 [38] J. Wesley *et al.*, Proc. 22nd IAEA Fusion Energy Conf. (2008) EX/7-3Rb.

- [39] T. Kudyakov *et al.*, Proc. 36th EPS Conf. on Plasma Phys., Vol. 33 (2009) P2.
- [40] J. Connor and R. Hastie, Nucl. Fusion **15**, 415 (1975).
- [41] C. Reux *et al.*, Proc. 36th EPS Conf. on Plasma Phys., Vol. 33 (2009) O2.002.
- [42] S.A. Bozhenkov *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 105007 (2008).
- [43] M. Lehnen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 255003 (2008).
- [44] J. Wesley *et al.*, Proc. 21st IAEA Fusion Energy Conf. (2006) IT/P1-21.
- [45] T. Hender *et al.*, 34th EPS Conference on Plasma Phys., Vol. 31 (2007) P5.133.
- [46] M.L. Reinke *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 125004 (2008).
- [47] B. Reiter *et al.*, 36th EPS Conf. on Plasma Phys., Vol. 33 (2009) P1.161.
- [48] M. Schaffer *et al.*, Nucl. Fusion **48**, 024004 (2008).
- [49] R. Yoshino, Nucl. Fusion **43**, 1771 (2003).
- [50] R. Yoshino *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 151 (1999).
- [51] Y. Gribov and A. Kavin, 'Simulation of vertical stabilization of plasma with runaway electrons by VS in-vessel coils,' ITER\_D\_2NGJH5 (2009) <https://user.iter.org/?uid=2NGJH5>
- [52] Y. Kawano, T. Nakano, A. Isayama *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **81**, 593 (2005).
- [53] D.G. Whyte *et al.*, Proc. 22nd IAEA Fusion Energy Conf. (2008) IT/P1-23.
- [54] M. Sugihara *et al.*, 36th EPS Conf. Plasma Phys., Vol. 33 (2009) P4.165.
- [55] B. Esposito *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 045006 (2008).
- [56] 例えば, 原子力安全基盤機構 <http://www2.jnes.go.jp/atom-db/jp/index.html>
- [57] 核融合会議開発戦略検討分科会, 「核融合エネルギーの技術的実現性 計画の拡がり と 裾野としての基礎研究に関する報告書」(平成12年5月) <http://www.aec.go.jp/jicst/NC/senmon/old/kakuyugo/siryu/siryu136/siryu2.htm>
- [58] M. Enoda, Y. Kosaku, T. Hatano *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 1837 (2003).
- [59] P. Behrisch, G. Federici, A. Kukushkin and D. Reiter, J. Nucl. Mater. **313-316**, 388 (2003).
- [60] 中村幸治, 芳野隆治, R. Granetz 他: プラズマ・核融合学会誌 **78**, 347 (2002).
- [61] K. Tobita, S. Nishio, M. Enoda *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 075029 (2009).
- [62] G. Federici, H. Wuerz, G. Janeschitz and R. Tivey, Fusion Eng. Des. **61-62**, 81 (2002).
- [63] G. Federici, J.P. Coad, A.A. Haasz *et al.*, J. Nucl. Mater. **283-287**, 110 (2000).



かわの やすのり  
河野 康 則

ここ四半世紀ばかりプラズマ・核融合に関する研究開発に携わってきました。粒子ビーム慣性核融合から始まり、JT-60での実験および計測開発研究を経て、最近ではITERの計測装置の開発を主なテーマとしています。ITER関連での出張も増え、この文章もエクサンプロバンスのホテルで書いています。原子力機構所属。



すぎ はら まさよし  
杉原 正 芳

1977年慶大工学研究科博士課程修了, 工博。日本原子力研究所での30年間の勤務を経て2007年より現職。ITER 計画には初期の概念設計活動(CDA)から参加。工学設計活動(EDA)では8年間ガルヒンに滞在し, 周辺プラズマやペデスタル物理などを担当。現在はディスプレイション, VDEや逃走電子とその緩和などの物理設計を主に担当しています。20年にわたり従事してきたITER計画がやっと建設フェーズに入り感慨無量ですが, まったなしに決めていかなくてはならない建設期は, これまでと質的に違った緊張感が強いられます。趣味は古武道。カダラッシュでも時間をみつけてはフランス人と一緒に合気道で汗を流しています。



とび た けんじ  
飛田 健 次

日本原子力研究開発機構 核融合炉システム研究グループリーダー。研究分野は核融合炉のシステム設計研究。遅ればせながら, 今頃になってマイケル・ジャクソンに開眼。しばらくテレビのない時期があり世紀のスーパーstarをすっきり見過ごした。時代とシンクロして熱狂できなかった不覚を恥じつつ, 失われた20年を挽回中。