



## 解説

# トカマクとステラレータにおける電極システムの適用

## Application of Electrode-Based Systems for Tokamak and Stellarator Concepts

RAMAN Roger

William E. Boeing Department of Aeronautics and Astronautics, University of Washington, Seattle, WA, U.S.A.

(原稿受付：2020年8月20日)

電極間の放電を用いてプラズマを生成するシステムは、トカマクおよびステラレータ型の核融合炉の性能改善やインフラの保護に役立てることができる。電極を用いたシステムの利用を考える理由は、構築が比較的容易であり、大規模な核融合炉構想におけるいくつかの困難なプラズマ制御問題の解決に役立つからである。そうすることで、これら複雑な装置による核融合エネルギー発電をより経済的で競争力のあるものへと近づけることができる。ここではプラズマバイアス、磁気ヘリシティ注入、およびレールガンに基づく概念について説明する。

### Keywords:

plasma, biasing, helicity injection, transient CHI, LHI, fueling, momentum injection, disruption mitigation

### 1. はじめに

この解説では、トカマクとステラレータ型の核融合炉構想への電極システムの適用について説明する。最も単純な形の電極構成では、通常は金属を導電材料とし、電圧は電気的接地である別の導電性材料に対して印加される。電気的接地は、トカマクの真空容器などの大きな構造物や、真空容器などの他の構造から絶縁された別個の金属構造とすることができる。電流は電極から電気的接地に導電性媒質を通して流れ、核融合システムにおいてそれは通常プラズマである。また、レールガン加速器の場合のように、別の金属導体であることもある。

電極システムを用いるのは、それらを構築するのが比較的容易であり、トカマクやステラレータなどの大規模な核融合炉構想におけるいくつかの困難なプラズマ制御問題の解決に役立ち、また、そうすることでこれらの大きく複雑なシステムを経済的な核融合エネルギー発電炉として成立させることに近づけることができるからである。また、一部の電極に基づくシステムは、それ自身で炉級の核融合プラズマ配位となる可能性もある。

トカマクは変圧器の2次巻線のように、磁気誘導を利用してプラズマ電流を流す(図1)。トカマクの場合、変圧器の一次巻線は中心のソレノイドコイルで構成され、プラズマ自体が二次巻線として機能する。ソレノイドコイルの変化する電流はプラズマに電圧を誘導し、トロイダル方向に流れるプラズマ電流を生成する。この電流によりポロイダル方向に磁場が発生し、このポロイダル磁場は、他の磁場コイルによって生成された磁場と組み合わせられて、核融合燃料を含む閉じたドーナツ型プラズマ配位の形成に寄与する。ステラレータシステムでは、プラズマを閉じ込めるために必要な磁場のほぼ全てが、プラズマの外部にある磁気

コイルにより生成される。図2は1つの例であり、他のコイル構成も可能である。

スフェロマックの概念のように、2つの同軸電極間に電流を直接流すだけで、磁氣的に閉じ込められたプラズマ配位を形成することもできる。さらに、電極間に一定の電圧を印加できるという単純な方法に基づく概念では、トカマクシステムの性能の向上に資するプラズマ運動を生み出すこともできる。

本解説の構成は以下の通りである。まず、電極の電流密度が低いシステムから始め、電極表面の電流密度を高くする必要があり、より高度な工学、技術が求められる複雑なシステムへと話を進める。2節ではトカマクプラズマバイ

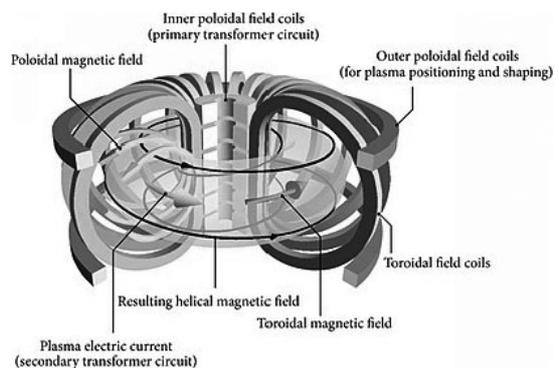


図1 一般的なトカマクの主要コンポーネント。一次変圧器コイル(ソレノイド)、ポロイダルおよびトロイダル磁場生成コイル。プラズマは変圧器回路の二次として機能し、トロイダル電流を運び、ポロイダル磁場を生成する。内側ポロイダル磁場コイルとトロイダル磁場コイルの内側部分が占める領域であるドーナツ中心の穴を非常に小さくした配位は球状トカマク(ST)と呼ばれる。

(<https://en.wikipedia.org/wiki/Tokamak> and doi:10.1155/2014/940965)

本解説の原文は下記からご覧いただけます

[http://www.jspf.or.jp/Journal/PDF\\_JSPF/jspf2021\\_01/jspf2021\\_01-commentary.pdf](http://www.jspf.or.jp/Journal/PDF_JSPF/jspf2021_01/jspf2021_01-commentary.pdf)

author's e-mail: [raman@aa.washington.edu](mailto:raman@aa.washington.edu), [rroman@pppl.gov](mailto:rroman@pppl.gov)



図2 Wendelstein 7-X stellarator のコイル配置. ([https://en.wikipedia.org/wiki/Wendelstein\\_7-X](https://en.wikipedia.org/wiki/Wendelstein_7-X))

アス, 3節では磁気ヘリシティ入射電流駆動に基づく概念について説明する. 4節では, トカマクおよびステラレータ型核融合炉の効率を改善させるための, 深部燃料補給およびトロイダル運動量注入について説明する. 5節では, トカマク炉の高価なインフラを保護できる可能性のあるレールガンに基づく比較的新しい概念について説明する. 最後の6節は, 電極システムの簡単な要約と磁場核融合エネルギー研究をサポートするための将来の展望を記載する.

## 2. トカマクプラズマバイアス

トカマクプラズマバイアスは, トカマクプラズマの性能改善に用いられた電極放電の初期の使用法の1つである. プラズマエッジの近く, セパトトリクスのおすぐ内側に電極を配置し, 真空容器に対して電圧を印加すると, 適用される配位に応じて, L-Hモード遷移の閾値電力の低減やダイバータポンピング作用が可能となる.

LモードとHモードは, プラズマのエネルギー閉じ込め時間 ( $\tau_E$ ) の低閉じ込めモードと高閉じ込めモードを示す. エネルギー閉じ込め時間は, プラズマの熱エネルギー ( $\frac{3}{2}N[T_i + T_e]$ ) を総入力電力 ( $P$ ) で割ったものとして定義され, Hモードでは通常Lモードの約2倍となる. ここで,  $N$  はプラズマ内の総電子インベントリー,  $T_i$  および  $T_e$  は平均イオンおよび電子温度であり, 閾値電力は, 高エネルギー閉じ込めモードへの遷移を起こすのに必要なプラズマへの総入力電力量である.

Hモード遷移の場合, 必要なバイアス電圧と電極駆動電流は低く, 標準電圧は $<1.5$  kV, 電極電流は $<200$  Aである. ダイバータポンピングの場合, 印加電圧は同程度であるが電極電流は大きくなり数kA必要となる. 電極設計では, 電流が望ましくない経路でなく, 所望の経路に沿って流れるようにする必要があるが, ダイバータポンピングではこの電流と印加電圧を増やすことは一般的に困難である. トカマク環境では電極付近に導電性の高いプラズマが存在するため, 望まない経路に沿って流れる電流が生じる. ここでは, これら両方の概念の最も重要な詳細について説明する.

**Hモード遷移:** 電極バイアスによるHモードタイプの放電トリガーは, Continuous Current Tokamak (CCT) でR.J. Taylor等により最初の実証された[1]. それ以降, この方法はT-10[2]やTEXTOR[3]を含む他の多くのトカマクで検証されてきた. この方法に必要な主要構成品の簡易模式図を図3に示す. 主要件は, 最外殻磁気面 (LCFS) 近くに閾値径電場を形成するのに十分な高電圧が印加されることである.

バイアス電圧自体が正であるか負であるかは, 既にある

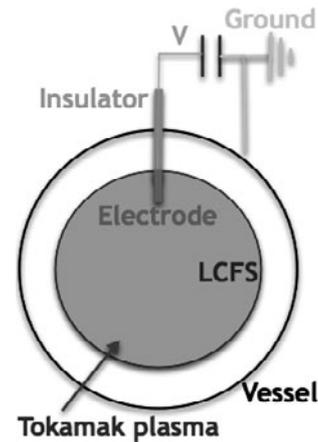


図3 電極バイアスを用いたトカマクHモード遷移閾値電力低下に用いられる主な構成部品を示すポロイダル断面模式図. 円柱電極 (赤色) は最外殻磁気面のすぐ内側に配置され, グランド電位の容器に対してバイアスされている.

プラズマ電位の半径方向分布およびLCFS付近のプラズマ回転分布に関連するターゲットプラズマ条件に依存する. 既存の電位は, 電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECRH) を用いているかどうか, または中性粒子ビーム入射 (NBI) が支配的かどうかによって異なる. 例えばECRHに依存するT-10では, プラズマエッジでの電子とイオンの垂直拡散の比率が増加するとプラズマが正に帯電する. したがってこの場合, 外部から加えられた正のバイアスは, プラズマエッジに既に存在する正の径電場勾配を増大し, それによってL-H遷移閾値電力を下げる. 同様にNBI加熱を用いたTEXTORでは, プラズマからのイオンの軌道損失の増大によりプラズマ電位が負になるため, 電極に負のバイアスを加えることでその恩恵を受けることができる.

トカマクエッジプラズマ内の既存の径電場は, イオン圧力勾配, およびトロイダル・ポロイダル回転速度に依存し, 結果として生じる  $E \times B$  シアー流は, エッジプラズマ内の乱流と輸送の低減に寄与する[4]. したがって, エッジプラズマにおいて閾値電場勾配を超えることで, プラズマエッジでの乱流渦が十分に抑制され, プラズマのHモード遷移につながる.

**ダイバータバイアス:** 外部から印加する電場  $E$  により,  $E \times B$  ドリフトを通してスクレープオフ層 (SOL) にプラズマ流を導くというアイデアを最初にテストしたのはStrait等[5]であった. これらの実験は, Wisconsin Levitated Toroidal Octupoleで行われた. プラズマバイアス中, リミターまたはダイバータ板と真空容器壁との間に電位差を加えることによって径電場が生成された.

この構想はDIII-D[6], TdeV[7], JFT-2M[8], その他の世界中の多くのトカマクにおいてダイバータ内の粒子排気を制御するために用いられた. 先述の電極とは異なり, ダイバータバイアス用の電極はトロイダル方向に軸対称であり, 表面積がはるかに大きい. この電極はトロイダル方向に軸対称な大きな絶縁体によって真空容器の残りの部分から絶縁されている. ダイバータバイアスには, バイアスがダイバータの1つだけに限定されるか, もしくは上部ダイバータ構成部品から下部ダイバータ板に向けて加えられる

かに基づいて、いくつかの異なる構成がある。参考文献[9]の図1には、多くのトカマクで使用されたこれらの様々なバイアスの組み合わせを示す絵が含まれている。

現在のトカマクで電極を絶縁することは比較的簡単であり、したがって多くの構成をテストすることができるが、セラミック絶縁物が中性子衝撃から保護される必要があるため、炉における電極絶縁対策は重要である。この要件を念頭に置いて、核融合炉で使用できる可能性のあるダイバータ構成のみをここでは説明する。これは、大型のDIII-D トカマクでテストされた構成でもある[6]。

DIII-D では、バイアスシステムは外側容器側に設置されたリング電極で構成され、セラミック絶縁体を使用して半径の大きい側で絶縁されていた。リング電極からリング電極下の容器構成部への放電を避けるために、この電極の下に2番目の絶縁体が配置された。そして、外側 SOL がリング電極上に位置している間に、リング電極が容器に対してバイアスされた。このバイアス構成は次節で説明するヘリシティ入射構想と非常によく似ているが、それにはダイバータポンピングよりもさらに高い電極電流密度が必要となる。

正バイアスの場合、プラズマ内の電界はより小さい半径方向に向けられる。トカマクの上から見てトロイダル磁場の向きが反時計回りの場合、 $E \times B$  ドリフト方向はポンプダクトのある下向きになる。これにより、ダイバータクライオポンプにつながる下部ダイバータ領域の圧力が上がり、排気性能が改善される。

ここで印加されるトロイダル磁場の向きが逆転すると、 $E \times B$  ドリフトが下部ダイバータから離れる方向となり、SOLに沿って密度が蓄積し、下部ダイバータ領域の密度が減少する。この様子は参考文献[6]の図6に非常によく示されている。有益であるため、この段階でヘリシティ入射の場合の構成を吟味しておく。図5(a)に示すヘリシティ入射の場合の絵は、 $E \times B$  ドリフト方向を視覚化するのに特に役立つ。同じバイアス極性に対してトロイダル磁場が反転されており、 $E \times B$  方向が逆転して下部ダイバータの密度が低下する構成となっている。これはNSTXでのヘリシティ入射実験において実際に見られ、上部ダイバータの圧力は下部ダイバータの圧力よりも何倍も高くなった。この顕著な効果のために、容器の上部は「アブソーバー」と名付けられた。下部ダイバータ領域が「インジェクター」として機能している間、 $E \times B$  ドリフト流を吸収していたためである。

駆動可能なバイアス電流のレベル（または印加可能な電圧）は、高い導電性のプラズマの存在下において望まない電流経路を最小限に抑えるための電気絶縁体の完全性に強く関連する。DIII-D チームは堅牢な絶縁能力を開発するために多大な努力を払い、最終システムでは、DIII-D の高出力追加熱を伴う高出力放電において印象的な 20 kA もの電極電流を 1 秒以上駆動させることに成功した[6]。

### 3. ヘリシティ入射電流駆動

磁気ヘリシティ（図4）とは磁束同士の交差の指標で、

磁力線がどの程度ねじれているかを表し、 $Wb^2$  の単位を持つ。図4の緑の磁束管が空の場合、領域中の全ての磁力線は青い磁束管に沿ってトロイダル方向に向き、ねじれが生じない（螺旋状にならない）のでヘリシティは0である。緑の磁束管内の磁束が増えると、磁力線のねじれが大きくなりヘリシティが増加する。

ヘリシティ入射の応用においては、ポロイダル磁束と交差するトロイダル磁束が重要であり、ヘリシティ入射という呼称は、これら両方の磁束を真空容器内に入射することによって由来する。前述したように、ヘリシティ入射電流駆動はダイバータバイアスといくつかの類似点を共有するが、必要電力量はそれよりも大きい。ダイバータバイアスではプラズマ流の制御に  $E \times B$  ドリフトを必要とするのに対して、ヘリシティ入射では投入電力が高いために、磁力線に沿って大電流が駆動され、磁束管自体がプラズマと共にトカマク容器内に入射される。

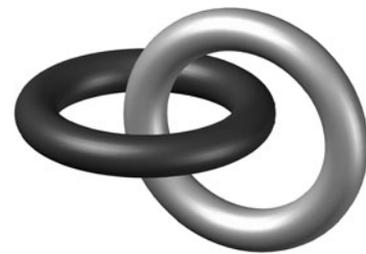


図4 磁束の交差の指標となるヘリシティ。図示する二つの磁束管の交差の場合、ヘリシティは二つの磁束管内の磁束の積に比例する。

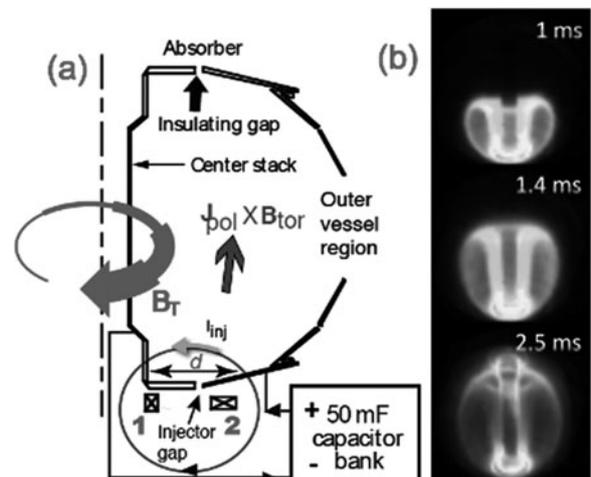


図5 (a)CHI 放電を開始するために必要な構成。下部のダイバータコイルは青い円で示されるインジェクター磁束の生成に用いられる。オレンジ色の矢印で示されるように、電流は外側のダイバータ板から内側ダイバータ板へと流れる。電流が十分に大きい場合、(b)のNSTX容器内の過渡的なCHIプラズマの成長を示す高速度カメラ画像のように、磁束が容器内へと入射される。 $t = 1 \text{ ms}$  の時点で、下部ダイバータに接続された磁束が真空容器の途中まで引き込まれている。電圧を印加してから 2.5 ms 以内にプラズマが容器を完全に満たし、この場合、 $t = 2.5 \text{ ms}$  に 200 kA の閉磁束電流が含まれている。CHI の適用中、 $E \times B$  ドリフト流は下部ダイバータ（インジェクターと呼ばれる）から離れて上部ダイバータ領域へ至り、上部ダイバータは  $E \times B$  流を吸収することからアブソーバーと呼ばれる (R. Raman, et al., Physics of Plasmas 18, 092504 (2011), doi:10.1063/1.3628540 より AIP 出版社の許可を得て転載)。

図5 (a)に同軸ヘリシティ入射 (Coaxial Helicity Injection, CHI) として知られるヘリシティ入射に必要な装置構成を示す。第一条件として、トカマク容器の軸対称な2つの構成部が互いに電氣的に分離されなくてはならない。例えば、HIT-II[10]やNSTX[11]では真空容器の上部と下部に埋め込まれたセラミックスリングにより、容器の内側と外側が電氣的に分離されている。これらのセラミックスリングは真空を保持する容器の一部でもある。容器下部の内側と外側ダイバータ板を連結させるポロイダル磁束 (入射磁束) をダイバータコイルにより生成し、これにトロイダル磁場を加えてプラズマ着火前の初期配位を形成する。この下部ダイバータ板間にガスを導入し、キャパシターバンク電源を用いて高電圧を印加する。十分な印加電圧、もしくはECHなどの予備電離の補助により、入射されたガスがブレークダウンし、図5 (a)の青い円で示されるように容器下側の内側と外側ダイバータ板をつなぐ入射磁束に沿って電流が流れる。この外部から入射された電流 (入射電流) が十分大きいと、入射磁束に作用する  $J_{\text{pol}} \times B_{\text{tor}}$  力が磁力線の張力を上回り、入射磁束は容器内に伸びて広がる。この様子は図5 (b)のNSTXにおけるCHI放電でよくわかる。

現在CHIには2種類の手法がある。一つ目の transient CHI (t-CHI) として知られる手法では、プラズマが容器を満たした直後に印加電圧を停止させる。NSTXではこの時間は1-2 ms程度である。これにより  $J \times B$  の力は素早く消滅するため容器内に広がった磁力線を維持できず、その開いた磁力線は下部ダイバータ領域へと引き戻される。しかしながら、もし放電開始時に、入射磁束を形成するダイバータコイルの電流と逆向きの電流をダイバータコイル近傍のポロイダル磁場コイルに流すと、入射磁束にスロート (磁束の狭まった領域) を形成することができる。この磁場成形が適切に行われると、プラズマがこの狭いスロートを通して引き戻されることが困難になる。これは特に、磁束入射時点からスロート領域において磁気リコネクション過程が始まるためである。適切に磁気スロートを設定することで、スロート領域において十分な磁気リコネクションを起こし、入射したプラズマが閉じた磁束配位として容器内に留まることができる。これが図5 (b)の放電で生じていることであり、2 ms 間の電圧印加の間にプラズマは容器を満たし、200 kA ものプラズマ電流を有する優れた閉磁束平衡が形成されている。

この構図は石鹸のシャボン玉の形成に例えて考えるとわかりやすい。石鹸液に浸したリングに空気を吹き込むと、石鹸の膜はその表面張力を上回る空気圧が吹き込まれることで大きく膨らむ。石鹸膜はリングからある程度膨らんで初めて再結合してシャボン玉を形成する。そうならない場合は、石鹸膜は元のリングへと戻ってしまう。CHIにおいては、内側と外側ダイバータ板をつなぐ磁気膜を考えればよく、 $J \times B$  力が空気圧力にあたる。

Transient CHI の駆動電流のスケーリングは単純で、閉磁束電流は初期にダイバータ板間に形成した入射ポロイダル磁束に比例する。これは、入射磁束を形成するダイバータコイル電流を増やすことで容易に増加させることができ

る。NSTXにおけるこの開いた入射磁束から閉じた磁束への変換効率は極めて高く70%以上である。トロイダル磁場強度の高い将来の核融合炉では、磁束を入射させるための条件が緩和されるため[12]、この方法は将来の核融合炉においてもうまく適用できる。

核融合炉の概念設計研究[13]では、先進的なスーパー X ダイバータ配位を用いるトカマク構想にもこの手法がうまく適用可能であることが示されている[13]。また、HIT-IIやNSTXのようにCHI絶縁体が真空を封じる容器の一部となっていないCHI技術が開発されれば、炉への適用がより簡単になることが示されている。この炉と整合するCHI構想は現在発展途上にあり、九州大学のQUEST装置がそのような新しいバイアス電極配位の開発研究を先導する役割を担っている。この構想は2節で紹介したバイアス研究と似通っているが、DIII-Dでのバイアス実験に用いられた方法よりもさらに難しい電極絶縁の設計が求められている。

QUESTでは真空を保持する容器の一部ではないセラミック絶縁体がトロイダル状に敷かれ、その上にCHI電極全体が置かれている。図6では電極が赤色で示されており、絶縁体の上に乗っている。PF5-1およびPF5-2のポロイダル磁場コイルにより、CHIバイアス電極とグランドである下部高温壁の間を接続する入射磁束が生成される。上から見て時計回りにトロイダル磁場が印加されており、電極に負バイアスを印加した場合に、 $E \times B$  ドリフト及び  $J \times B$  力は共に入射領域から離れて容器内へと向かう方向となる。このような絶縁体であれば、ある炉設計において数年間の運転にわたり中性子損傷から保護できると期待される[13]。QUESTにおける初回のCHI実験において、このバイアスダイバータ電極を用いた容器内への磁束入射が可能であることが実証された。現在は、大きな閉磁束構造形成のための、磁気スロート領域における磁束形状改善の

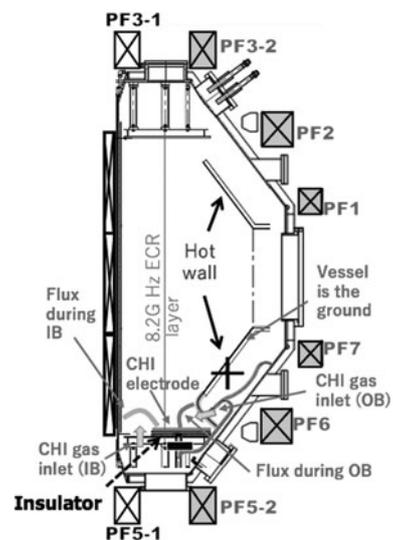


図6 QUESTの外部バイアス(OB)電極CHI配位では、入射磁束が電極を外壁に接続する。外壁(下部高温壁)から電極表面に向けてガスが入射され、電極と下部高温壁の構成部との間で初期放電が始まる[15]。内側バイアス(IB)配位では、入射磁束は電極をQUESTのセンタースタックに接続する(研究実施中)。

ための実験が進行中である。

CHIは、もう一つの steady-state 又は driven CHI (SS-CHI) と呼ばれる手法でも可能である。SS-CHI ではプラズマが真空容器を満たした後に CHI 電圧を完全に切らず、入射磁束が容器内に伸びた状態を維持するように適切な電圧を保持し、電流をプラズマ周辺に沿って連続的に流す。これらの条件下では、プラズマ周辺で発生する不安定性がダイナモ電流駆動として知られる過程により周辺電流をプラズマ内部へと輸送させる。原理的にプラズマ電流を連続に維持できることがこの手法の強みである[16]。HIT-II の実験においてこの手法による電流駆動が実際に可能であることが確かめられたが[17]、一方で放射損失が非常に大きく、プラズマの持続時間およびエネルギー閉じ込め時間が非常に短くなることが示された。主な原因は電極表面から連続的に放出される不純物によるプラズマ劣化である。将来、改善された電極を用いて、エネルギー閉じ込めを劣化させることなくある程度の定常電流を駆動できるかもしれない。ただし、この手法の核融合炉への適用までには大幅な改善が必要である。

この手法の他の利点は、プラズマ周辺部の電流分布をよりよく制御でき、プラズマの安定限界さらにはブートストラップ電流分布の改善が期待されることである。ブートストラップ電流はトカマクの全体のエネルギーバランスにおいて非常に重要である。その電流は径方向の電子圧力勾配に起因してプラズマ自体が流し、その電流値は圧力分布に依存する。いくつかの炉設計、特に球状トラス配位ではブートストラップ電流割合は非常に高く(90%以上)、必要電流の内の残り10%のみを補助電流駆動システムで流せばよいことを意味する。この点は炉の再循環電力比率を最小にする観点から明らかに極めて重要である。

この SS-CHI とやや異なるヘリシティ入射法として、ダイバータ電極の全面ではなく、局所的な磁束管に沿って電流を駆動する手法がある。この磁束管は2つの電極(高電位とグランド電位)間をつなぎ、単に電極をバイアスするのではなく、金属電極の代わりに特別のプラズマアーク源を用いる。この手法は局所ヘリシティ入射(LHI)と呼ばれ、CDX-U[18]で最初に開発され、その後 PEGASUS[19]において大きく進展した。プラズマ源自体はプラズマガン[20]であり、容器上部のアノード金属板に対して下部ダイバータ近傍に設置された(金属電極ではない)ガン構造のプラズマ源[20]にバイアス電位を印加させる[21]。ガン内のプラズマ源とアノード金属板をつなぎ磁束管に沿って電流が流れ、磁気不安定性により電流駆動を行う。PEGASUSではこのLHIと外部ポロイダル磁場コイルによる誘導を用いることで全体的に平均化されたトカマクに近い配位を生成し、およそ100 kAもの電流駆動を達成した。現在はヘリシティ入射電流駆動の停止後も長い時間にわたってプラズマを維持させるための平衡位置制御の改善が進められている。これはプラズマを立上げてヘリシティ入射電流駆動を停止させた後に、プラズマガンを容器内から退避させることを想定している。

#### 4. 運動量注入と炉級プラズマ深部燃料補給

電極放電を基にしたスフェロマックプラズマ立ち上げは、球状トカマク(ST)におけるCHIと多くの共通点をもつ。実のところ、CHIは最初にスフェロマックプラズマを生成するために使われ、STにおける最近のCHIはスフェロマック研究で生まれた副産物である。スフェロマックはトカマクよりも基礎的で単純な形状を持つ。トカマクプラズマは外部コイルで作られる強い磁場に支配される一方で、スフェロマックではトロイダル磁場とポロイダル磁場はおおよそ同じ強さである。

STにおけるCHIと同様、スフェロマックは2つの同軸円柱電極をつなぎ磁束に沿って電流を流すことにより形成される[22]。繰り返しになるが、もし  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  力が入射ポロイダル磁束の張力を超えると、入射磁束は閉じ込め真空容器の中へと拡がることができ、閉磁気面の形成が可能となる。この様子が図7に連続する絵で表されている。トロイダル磁場が内側電極に沿って流れる入射電流により生成される点が重要な違いである。このトロイダル磁場は非常に小さいため(強力な外部コイルを用いるトカマクやSTに比べて)、より高い入射電流がポロイダル磁束の入射に必要となる。この超高電流の要件が、閉じ込めの良い高電流スフェロマック平衡の形成に技術的挑戦として常に付きまってきた。

スフェロマック配位の重要な利点は、トロイダル磁場コイルが必要ない故に、真空容器の中心に穴が必要ないことである。したがってスフェロマックシステムの工学設計はトカマクよりも遥かに簡単になり、もし十分に閉じ込めの良いプラズマが実現されたならば同サイズのトカマクシステムと比べて遥かに低コストのシステムになると期待される。しかしながら、おそらく電極設計にながしかの革新が起きるまで、許容される電極表面の電流密度に対する工学的限界から十分なエネルギー閉じ込め時間を有するプラズマ生成は非常に困難であろう。

スフェロマック形成の容易さは核融合炉の燃料補給に使えるというアイデアにつながった。この概念はローレンスリバモア国立研究所(米)のPerkinsとHammerにより最初に提案された[23]。この手法では図7、8で表されるように、ある小さい(数リットルの体積)スフェロマックプラズマを生成し、これを同軸レーンガン加速器により300–1000 km/sの超高速まで加速させる。このような速度に達すると、コンパクトトロイド(CT)として知られる高速スフェロマックプラズモイドの運動エネルギー密度( $0.5\rho v^2$ )はターゲットであるトカマクプラズマの磁気圧( $B^2/2\mu_0$ )を超え、CTは磁場を押しやってトカマクプラズマ深部へと侵入することができる。ここで  $\rho$  はCTプラズマの質量密度、 $v$  はCTの進行速度、 $B$  はトカマクのトロイダル磁場である。CTは保持していた燃料をトカマクプラズマ内部に注入することになる。深部への燃料補給はステラレータ型の炉においても重要な課題である。

CTは高速が故に高い運動量を持つため、CTが接線方向に入射された場合、トロイダル方向の運動量をターゲットプラズマに与え、トロイダル回転を誘起させることができ

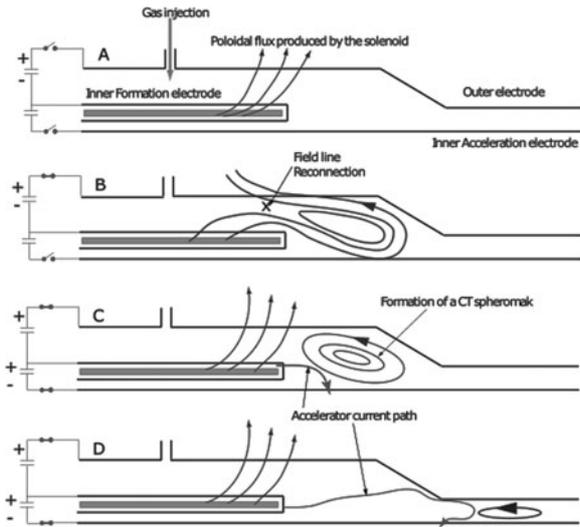


図7 スフェロマックCTの形成と加速を示すシーケンス。(A)内側同軸形成電極内のソレノイドにより内側電極と外側電極をつなぐ磁束が生成され、電極間にガスが注入される。(B)コンデンサバンクからの電圧が電極間に印加され、ガスがイオン化されて電極をつなぐ磁力線に沿って電流が流れる。内側電極に沿って流れる電流により電極間に生成される  $B$  と径方向の  $J$  から生じる  $J \times B$  力により、磁束が閉じ込め容器に膨張し、そこでスフェロマックCTが生成される。(図9とも比較)(C, D) 2番目のコンデンサバンク放電が同様の  $J \times B$  力によりCTを加速させる。

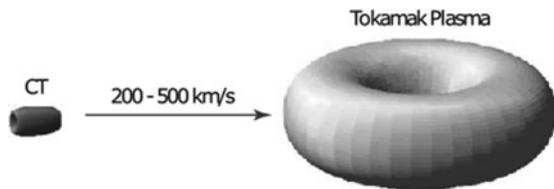


図8 短時間CT(この場合はスフェロマック)のトカマクプラズマへの高速入射による燃料補給。(J. Plasma Fusion Res. 84, 790-795 (2008) 図1より転載)

る。この特徴は特に重要で、おそらく燃料補給自体よりも重要である。それは現在の高性能トカマクプラズマがトロイダル回転の付与、そしてプラズマの安定性限界の改善に必要な回転シアの生成を、中性粒子ビームにより入射される接線方向運動量に依存しているからである。等方でも必要な加熱パワーを供給できるアルファ粒子が生成される核燃焼炉では、NBIはプラズマを加熱する必要はなく、したがってプラズマ回転や回転シアの生成のための代替方法が開発される必要があるかもしれない。一方でCTは恩恵をもたらす可能性を秘めており、それは密度分布制御(外部追加加熱パワーの軽減に求められるブートストラップ電流の最大化)とトロイダル運動量入射の両方の同時達成である。TdeV [24] や JFT-2M [25] で行われたCT入射の初期結果は将来性を示したが、いくつかの技術発展がCTの生成と加速で必要とされた。それは磁場と混ざり合うただの電離プラズマが流出されるのではなく、スフェロマックが生成、加速される必要があるためである。CT入射装置を出たプラズマがきれいなスフェロマックだと考える間違っただけの傾向が一般にある。ほとんどの例で、スフェロマックは加速部から射出される際、非常に長くなる傾向

にあり、スフェロマック自体よりも遥かに多い粒子を含むプラズマとガスが後から続いてくる。CT入射装置の適切な設計により、入射装置に存在した短いCTが主なプラズマとなるように問題解決を図る必要がある。これからのCT実験では、トカマクから切り離してまず先にCT入射装置自体の開発と試験を行うべきである。STはトロイダル磁場が大半径方向に急激に弱くなるため、ST型の炉にCT入射技術はより適している。ITERに対する概念設計を行った研究では、ITER用のCT入射は燃料補給と適切な運動量注入の性能を確かに有することが示された[26]。

### 5. ディスラプション軽減

トカマクは核融合エネルギー発電の最も研究が進んだ方式である。しかし、「突然のプラズマ放電終了に耐え、炉のインフラの深刻なダメージにつながらないように建設できるか」はトカマク型核融合炉で重要な憂慮である。これはトカマクで生じる問題であり、プラズマ閉じ込め磁場のほぼ全てが外部コイルで作られるステラレータとは異なり、トカマクではプラズマ中の大きなトロイダル電流が閉じ込めのためのポロイダル磁場の生成を担っているためである。つまり、この電流経路の喪失や他のプラズマ不安定性により、プラズマの蓄積エネルギーがダイバータのような真空容器の一部に局所的に入力されてしまう。これらの局所領域はプラズマエネルギーの大半を散逸するには設計されていない。ステラレータにおけるプラズマディスラプションはさほど大きな問題ではない一方で、ある外部コイルの制御を失ったり、壁材料がプラズマ中へ落下したりすること等の因子を考える必要がある。これらは素早いプラズマ放電の崩壊を招き、結果的に真空容器への局所的な熱蓄積が起きうる。

したがってITERや将来のトカマクやST炉の安全で信頼のある運転には、今まさに起ころうとしているディスラプションを検知し、プラズマ放電を制御して安全に終了させるシステムが必要とされるだろう。ディスラプション軽減システムは放射を促す物質をプラズマに入射し、プラズマの熱エネルギーを一様に容器壁へと放射させる。これはどの特定の場所も容量を超えたエネルギーにさらされないようにすることを保証するものである。加えて逃走電子電流の生成可能性も退けることができる。ディスラプションの一部、例えば固体材料がプラズマ中へと落下するイベントでは、ディスラプション検知のための時間スケールは短くなる。

今のところ最も試されている手法は多量ガス入射(MGI) [27]かシャッターベレット入射(SPI) [28]を用いたものである。MGIではアルゴンやネオンもしくは混合ガスのような高Zガスを高速ガスバルブを用いて真空容器内に入射する。SPIはITERのベースラインのディスラプション軽減システム(DMS)に採用されており、ネオンかアルゴンもしくはそれらの混合ガスを重水素と混ぜたベレットを加速させ、曲がったチューブ内で衝突させてバラバラにする。チューブを出た物質は凍ったベレットの破片と衝突過程で作られた蒸発ガスが混ざったものになる。これらが単

純な MGI のガスよりも深くプラズマ内へ侵入することが DIII-D において示された[29]。

これらのシステムには幾つかの制限がある。1つは警告時間が短いディスラプションイベントにおいて十分な応答速度をもたない可能性である。2つ目は、ITER の高出力放電においてガスやペレットがどこまで深く侵入できるかよく分かっていないことである。そしてチューブを出た破片の組成変動が計算機によるプロセス全体の正確なモデル化を困難にしていることである。ITER プラズマは現在の実験におけるプラズマと比べて巨大であるため、現在の実験でベンチマークされた信頼度の高いモデリングのみが、ITER を想定した予測の唯一の方法となっている。

これらの問題に対応するために、電磁粒子入射 (EPI) [37] という新しいシステムがワシントン大と PPPL において開発中である。このシステムは数 ms の時間スケールで応答し、また同時に核融合炉級プラズマ深部への放射ペイロードの侵入が可能となる高速度 (km/s) を得ることができると考えられている。加えて入射装置を出た放射ペイロードの形状、サイズ、速度をよく把握でき、モデリングを容易にもできるだろう。EPI はレールガンの考えに基づいている。

最も単純な形状のレールガンは平行な二本の金属レールで考えられる。図 9 に示すように、サボットとして知られるスライドする電機子が、二つのレールを電気的に接続している。電流が片方からもう片方へサボットを通して流れると、サボットを流れる電流とレール間の磁場により  $J \times B$  力が発生し、サボットを推進させる。このシステムはスフェロマックや ST における CHI, および CT 入射に似ており、異なる点は、加速されるのがプラズマではなく金属サボットということである。もう一つの相違は、CT 入射は同軸電極を用いるがレールガンでは直線電極を用いること

である。核融合炉への応用として、サボットが放射ペイロード (制御不能な大規模ディスラプションへの防御) や燃料ペレット (核融合プラズマへの燃料補給) を運ぶことが考えられる。加速過程の最後では、サボットは入射装置内で保持され、ペイロードだけがターゲットプラズマに侵入する。この構想は将来有望であり、現在は大型トカマクにおける試験を待っている状態である。

### 6. まとめと今後の展望

本解説では、核融合エネルギー開発のための電極システムの適用について簡単に説明した。最も単純な形の電極構成は、電圧が印加される導電性材料、通常は金属であり、電圧は別の導電性材料である電気的グランドに対して印加される。核融合システムにおいては、電流は通常プラズマである導電性媒体を介して電極からグランドに流れる。また、例えばレールガン加速器のように別の金属導体である場合もある。電極システムはトカマクとステラレータシステムをより経済的にできる可能性を有している。

この解説で示された多くのシステムはトカマクおよびステラレータ型核融合炉を簡素化する可能性を秘めており、それらは以下の通りである。(1) 周辺プラズマバイアスを用いた H モード閾値電力の低減による追加熱電力の低減、(2) 周辺プラズマバイアスを用いた流れ制御による真空排気装置位置での中性粒子密度の制御性の改善、(3) 中心ソレノイドへの依存の排除または低減させる CHI, LHI を用いた高電流閉磁束プラズマの形成、(4) 高速プラズモイド入射によるトカマクへのトロイダル回転の付与、およびトカマクとステラレータ型核融合炉の深部燃料補給、(5) レールガンシステムによる大規模ディスラプション時のトカマク炉の高価なインフラの保護。

トカマクへの電極システムの最初の適用は、L-H 遷移閾値電力の低減のためのトカマクプラズマ周辺部へのバイアス印加であった。これは L モードから H モードに遷移させるために必要な外部加熱電力を低減させることに役立つ。プラズマ加熱源は高価であり、トカマク容器周りの広いスペースを占めるため、既存の径電場を増強するバイアスによってより好ましい状況を提供することは有益である。バイアスに必要な容器内ハードウェアは単純であり、H モードへの遷移後に容器から引き出すことが可能である。

バイアスを使用して SOL に沿った周辺流れを効率良く制御し、真空排気を促すこともできる。妥当な実験的研究がないために本解説では割愛したが、バイアスはプラズマの安定性限界を改善するための周辺部電流駆動にも使える。さらに、ダイバータ部の密度を上げて非接触ダイバータプラズマを生成することにも使える。非接触ダイバータでは、ダイバータ上流プラズマでの線放射によりダイバータタイルへの熱負荷を減少させ、それによって核融合出力を増加させることができる。1990年代と続く10年間にはこの分野で多くの研究がなされていたが、現在はこの分野での研究は減少し、大型トカマクでの実験の焦点は ITER における近未来でのニーズに取り掛かることになっている。バイアスシステムの単純性を考えると、仮にプラズマ周辺

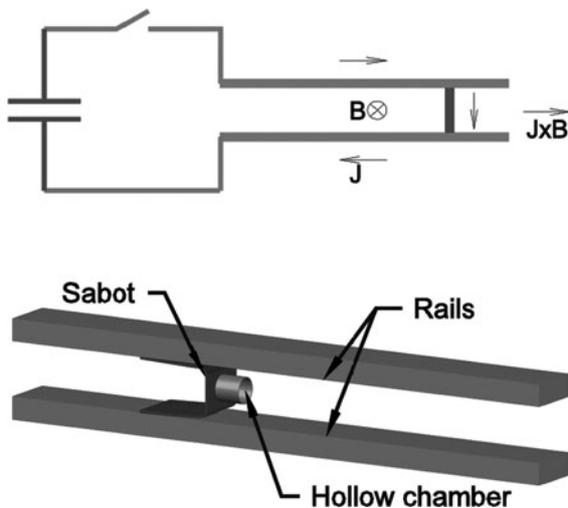


図 9 EPI システムの主要構成部品図。上図は、レールに沿った電流方向と、この電極電流により生じるレール間の磁場の向きを示す。この磁場は、サボットに沿って流れる電流と交差しており、CT 入射と同様にサボットを推進する。下図の中空の緑の箱にペイロードが置かれる。赤いサボットと中空の箱は捕獲機構によって保持され、ペイロードのみがトカマクプラズマに入射される。

部に過渡的に挿入してエッジバイアスを印加できる電極などの新しい方法ができ、概念設計によりそれらが炉にどのように実装されるか、炉システムに対する全利益はどの程度かが評価されれば、さらなる開発へとはずみがつくだろう。

ヘリシティ入射電流駆動には中心ソレノイドのサイズを大幅に縮小できるという利点があり、さらなる研究によりソレノイドを完全に省くことも可能であろう。この点はトカマク炉設計において重要である。フルサイズのソレノイドはプラズマ電流を維持できるわけではないに関わらず、トカマク設計において最も重要な領域を占めているためである。また、アクセスが困難な高放射線環境にあって広範囲のシールドが必要になることに加え、強い  $J \times B$  力 ( $J$  は TF コイル電流、 $B$  は装置上下のソレノイド磁場のへり) に耐えるために、装置上部と下部の TF コイルを強化する追加のサポート構造が必要で、コストとサイズを上げてしまう。部分ソレノイドが用いられるか、または完全に排除された場合には、核融合炉で必要とされるもっと重要なシステムに高磁場側のスペースを用いることができる。これらは、コア燃料補給およびブートストラップ電流分布改善のための高磁場側ペレット入射や、従来の外側ランチャーよりも高効率と予想されている内側 RF ランチャーである。最後に、ソレノイドサイズの最小化により、ブートストラップ電流割合が高くなると予測される ST に似た配位へのアクセスも可能であろう。トカマクを経済的に競争力のあるものにするためにはいくつかの革新が必要となるため、ソレノイドを使用しないプラズマ立ち上げの分野には真剣な検討が必要である。ソレノイドを用いないプラズマ立ち上げは、原理実証のための最初の実証研究を完了したところであり、QUEST および PEGASUS-III において新しいバイアス電極システムが開発された後には、これらのシステムはトカマク炉の設計エンジニアの目に触れる機会が増えるはずである。これは活発に開発されている分野であり、特に QUEST では、単一のバイアス電極構造を用いた transient CHI が近い将来に実証されるだろう。これにより QUEST では、初めてとなる全金属装置における RF 電流駆動による CHI ターゲットプラズマの加熱・電流駆動を積極的に研究できる手段を得ることができる。PEGASUS-III は非誘導プラズマ立ち上げのための設備であり、中心ソレノイドがない。Transient CHI, Driven CHI, LHI, RF 電流駆動を研究開発し、これら異なる方法の相乗効果を研究する。内側と外側の両方のダイバータ板が容器に対して絶縁されたダブルバイアス電極構造を使用して、これらの研究が行われる。

ヘリシティ入射は、スフェロマックと呼ばれる小さなプラズモイドを生成することもでき、トカマクプラズマに必要なトロイダル運動量の注入源を提供すると同時に、低磁場側からの深部燃料補給の可能性を有する。結果として生じる回転シアはプラズマの安定性限界の改善に役立ち、燃料の深部補給の機能は密度と圧力分布の制御をもたらす。プラズマの自発ブートストラップ電流割合を増やすことができる。これらは核融合炉に必要な補助電流駆動電力

を低減させることを意味する。設計研究は、このようなシステムが ITER で可能であることを示しているが、この技術は ST 型のシステムに特に適している。

現在、米国の TAE Technologies は小型の CT/プラズマ入射機を使用して、Field Reversed Configuration (FRC) プラズマに燃料を供給している[31]。しかし、核融合炉設計がこのような燃料補給システムの適用を検討するには、ヘリシティ入射電流駆動の研究と比較してかなり多くの進歩が必要である[32]。この分野の研究は、凍結ペレット入射と比較してはるかに困難と認識されているため、1990年代の初期の有望な研究以来、大型トカマク実験において停滞している。しかし、凍結ペレットは運動量を注入できず、また、高ブートストラップ電流割合を維持するための最適化された圧力分布を保証する炉心燃料補給としての性能はまだ十分に実証されていない[33]。これは主に、現在のトカマクが必要なトロイダル運動量の付与とコア燃料補給の両方に中性粒子ビームを使用しているためである。現在の物理研究には十分である一方、主に大きな中性粒子ビームダクトを通しての非常に大きな核融合中性子の漏れのため、中性粒子ビーム入射は炉と整合する技術ではなく、これらすべてがトカマク炉プラズマを維持するうえでどうなるかについては不明である。もし適合可能だとしても、良好な安定性と閉じ込めを備えた低トルクのプラズマは次の10年では開発されないであろうから、他のエネルギー源と競争できる経済的なトカマク炉開発のために CT 入射などの概念が再起されることは十分に起こりうる。

トカマクプラズマは大きなトロイダル電流を運ぶため、この電流チャンネルが不安定になる可能性は無視できない。トカマク炉のインフラは複雑で高価であり、修理に数か月を要する内部損傷は電力会社からは好意的に見られないだろう。速い時間スケールで応答し、プラズマ深部の必要な場所に、必要な放射ペイロードを投入し、蓄積されたプラズマエネルギーを一様に放射させる安全システムが必要である。EPI のようなシステムは必要な全ての利点を備えており、初期段階から炉設計の一部として組み込まれるならば、システム全体の応答時間（トリガーからプラズマ内へのペイロード投入まで）をおよそ 3 ms まで短縮するために、真空容器の非常に近くに設置されるだろう。オフラインでの実験研究と設計研究はかなりの見込みを示しているが、これらの研究から得られた結果を 3D MHD コードにより信頼性高くモデル化し、ITER やトカマク炉における信頼できるシナリオを開発するために、大型トカマクでの実験が必要である。NSTX-U プログラムではこの開発に大きな関心が寄せられており、DIII-D や KSTAR などの他のトカマクも関心を示している。

## 謝 辞

本研究の一部は U.S. DOE Grant # DE-SC0019415 の支援を受けた。

【翻訳：池添竜也】

## 参考文献

- [ 1 ] R.J. Taylor *et al.*, Phys. Rev. Lett. **63**, 2365 (1989).  
 [ 2 ] G.S. Kirnev *et al.*, Czech. Jour. Phys. **51**, 1011 (2001).  
 [ 3 ] R.R. Weynants, G. Van Oost, G. Bertschinger, Nucl. Fusion **32**, 837 (1992).  
 [ 4 ] K.H. Burrell, Phys. Plasmas **4**, 1499 (1997).  
 [ 5 ] E.J. Strait, D.W. Kerst, J.C. Sprott, Phys. Fluids **21**, 2342 (1978).  
 [ 6 ] M.J. Schaffer *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 495 (1996).  
 [ 7 ] D. Whyte *et al.*, Nucl. Fusion **34**, 203 (1994).  
 [ 8 ] T. Shoji *et al.*, J. Nucl. Mater. **220-222**, 357 (1995).  
 [ 9 ] R.R. Weynants and G. Van Oost, Plasma Phys. Control. Fusion **35**, B177 (1993).  
 [10] R. Raman, Phys. Rev. Lett. **90**, 075005 (2003).  
 [11] R. Raman *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 305 (2001).  
 [12] R. Raman *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 092504 (2011).  
 [13] R. Raman *et al.*, Fusion Sci. Technol. **68**, 674 (2015).  
 [14] K. Kuroda *et al.*, Plasma Fusion Res. **12**, 1202020 (2017).  
 [15] K. Kuroda *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **60**, 115001 (2018).  
 [16] M. Nagata and T. Kanki, J. Plasma Fusion Res. **93**, 563 (2017).  
 [17] A.J. Redd *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 022506 (2008).  
 [18] M. Ono *et al.*, Phys. Rev. Lett. **44**, 393 (1980).  
 [19] J.A. Reusch *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 156101 (2018).  
 [20] G. Fiksel *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 78 (1996).  
 [21] T. Maekawa and M. Nagata, J. Plasma Fusion Res. **88**, 724 (2012).  
 [22] M. Nagata, J. Plasma Fusion Res. **84**, 760 (2008).  
 [23] L.J. Perkins, S.K. Ho, J.H. Hammer, Nucl. Fusion **28**, 1365 (1988).  
 [24] R. Raman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 3101 (1994).  
 [25] N. Fukumoto *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 982 (2004).  
 [26] R. Raman, Fusion Eng. Des. **83**, 1368 (2008).  
 [27] R.S. Granetz *et al.*, Nucl. Fusion **47**, 1086 (2007).  
 [28] N. Commaux *et al.*, Nucl. Fusion **56**, 046007 (2016).  
 [29] D. Shiraki *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 0625516 (2016).  
 [30] R. Raman, *et al.*, Nucl. Fusion **59**, 016021 (2019).  
 [31] T. Asai *et al.*, Nucl. Fusion **57**, 076018 (2017).  
 [32] R. Raman and K. Itami, J. Plasma Fusion Res. **76**, 1079 (2000).  
 [33] R. Raman, Fusion Sci. Technol. **54**, 71 (2008).

## RAMAN Roger

Roger Raman holds a Ph.D. in Plasma Physics from the University of Washington (1990). Upon graduation, he worked for the Canadian Fusion Fuels Technology Project to develop an advanced fueling system known as Compact Toroid Injection. Since 1999 he has been employed by the University of Washington to develop a solenoid-free plasma start-up system known as Coaxial Helicity Injection (CHI). He is on long-term assignment to the Princeton Plasma Physics Laboratory (1999 to present), where he developed the transient CHI concept on the NSTX experiment. More recently, he has been involved in the development of a fast time response tokamak disruption mitigation system known as the Electromagnetic Particle Injector (EPI). Dr. Raman has been an active Physics Operator on NSTX and was the Experimental Run Coordinator for the 2006 and 2009 NSTX Run campaigns, and before graduate studies was also trained as Reactor Shift Engineer for the NRU fission Research Reactor at the Atomic Energy of Canada Limited. His primary interest is to identify and develop promising new reactor-relevant systems that can help simplify the spherical torus and tokamak reactor designs.