

1. 燃焼制御概論 : 1.2 アルファ加熱による熱的不安定性とその制御

大西, 正視
関西大学工学部

岡本, 正雄
核融合科学研究所

御手洗, 修
九州東海大学電気工学科

<https://hdl.handle.net/2324/1544159>

出版情報 : Journal of plasma and fusion research. 75 (12), pp.1339-1345, 1999-12-25. The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

バージョン :

権利関係 :

小特集

磁場閉じ込め核融合プラズマの燃焼制御

1. 燃焼制御概論

1.1 はじめに

若谷誠宏
(京都大学大学院エネルギー科学研究科)

1.2 アルファ加熱による熱的不安定性とその制御

大西正視
(関西大学工学部)
岡本正雄
(核融合科学研究所)

御手洗 修
(九州東海大学電気工学科)

1.3 定常 D-T 燃焼における He 灰除去, リサイクリング制御, 対向壁材料

野田信明
(核融合科学研究所)

2. トカマク炉の燃焼制御

2.1 プラズマ閉じ込めと燃焼制御

福山 淳
(京都大学大学院工学研究科)
矢木雅敏
(九州大学応用力学研究所)

2.2 ディスラプションと炉の緊急停止

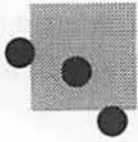
芳野隆治
(日本原子力研究所)

2.3 ITER における燃焼制御

藤沢 登
(日本原子力研究所)

3. ヘリカル炉の燃焼制御

山崎 耕造
(核融合科学研究所)



小特集

磁場閉じ込め核融合プラズマの燃焼制御

1. 燃焼制御概論

1.2 アルファ加熱による熱的不安定性とその制御

大西正視, 岡本正雄¹⁾, 御手洗修²⁾

(関西大学工学部, ¹⁾核融合科学研究所, ²⁾九州東海大学電気工学科)

Fundamentals of Burn Control Thermal Instability by Alpha Particle Heating and Its Control

OHNISHI Masami, OKAMOTO Masao¹⁾ and MITARAI Osamu²⁾

Faculty of Technology, Kansai University, Suita 564-8680, Japan

¹⁾National Institute for Fusion Science, Toki 509-5292, Japan

²⁾Department of Electrical Engineering, Kyushu Tokai University, Kumamoto 862-0970, Japan

(Received 28 September 1999)

Abstract

We review the early and more recent studies regarding thermal instability due to alpha particle heating and its control. The first subsection explains generally the physics of thermal instability and the control methods proposed for achieving a steady state operation. The last two subsections are devoted to present research and topics as well as future issues related to the operation scenario for ITER in relation to thermal instability.

Keywords:

thermal instability, feedback control, ITER, tokamak, burn control, ignition, operation scenario

自己点火状態にあるトラス核融合プラズマの熱的安定性について考えよう。最も反応率の高い D-T 核反応の場合を考える。D-T 核反応を十分起こすため、外部から高速中性粒子を入射 (NBI 加熱) したり、各種の波動を照射 (波動加熱) して、プラズマを超高温に加熱する。D-T 核反応の結果、3.5 MeV のエネルギーを持ったアルファ粒子 ^4He と 14 MeV の中性子 ^0_1n が発生する。中性子は電荷を帯びていないので磁界に捕らえられることなくプラズマ閉じ込め領域から出て第一壁にあたるが、アルファ粒子は発生と同時に完全電離され磁場に捉えられ、トラスを周回しながら衝突によりプラズマ粒子にエネルギーを与える。これがアルファ粒子加熱であ

る。プラズマが十分高温に加熱され、アルファ粒子が多く発生すると、外部加熱なしで、アルファ粒子加熱のみでプラズマが一定の状態に維持される。このような状態が自己点火状態である。

まず、自己点火状態の条件を調べよう。燃料としての重水素 D と三重水素 T は 1 対 1 で存在するとする。また、プラズマには燃料粒子と、D-T 核反応で生ずるアルファ粒子以外の不純物は存在しないとする。電子温度 T_e とイオン温度 T_i は等しいとする ($T = T_e = T_i$)。さらに発生したアルファ粒子はすべて発生と同時にプラズマの加熱に寄与するとする。簡単のため、空間的に平均された量のみを考える一点近似モデルを用いる。エネルギー

corresponding author's e-mail: onishi@kansai-u.ac.jp

ギーバランスは次の式で与えられる。

$$\frac{dW_p}{dt} = -\frac{W_p}{\tau_E} + Q_\alpha - Q_{br} \quad (1)$$

ここで、 W_p はプラズマの蓄積エネルギー、 τ_E はエネルギー閉じ込め時間、 Q_α はアルファ加熱、 Q_{br} は制動放射損失を表す。 W_p は

$$W_p = \frac{3}{2}(n_e T_e + n_i T_i) = 3nT \quad (2)$$

で与えられる。ただし、 n はプラズマの密度であるが、アルファ粒子の密度 n_α は十分小さくこれを無視し、電子密度 n_e とイオン密度 n_i は等しく、 $n = n_e = n_i$ とした。 Q_α はアルファ加熱を表しており、

$$Q_\alpha = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha \quad (3)$$

で与えられる。ここで、 $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ は D-T 核反応度で、 E_α は発生時のアルファ粒子のエネルギーで、 $E_\alpha = 3.5 \text{ MeV}$ である。式(1)のエネルギーバランスの式では、放射損失として制動放射しか考えていない。D-T 炉の動作温度は 10 keV から 30 keV 程度であるので、このような温度領域ではシンクロトロン放射損失は非常に少ない。後述の D-³He 核融合炉では動作温度が非常に高いため、シンクロトロン放射損失が重要になる。

式(1)の左辺をゼロとおいた式が平衡状態、すなわち自己点火条件を与える。

$$-\frac{W_{p0}}{\tau_{E0}} + Q_{\alpha 0} - Q_{br0} = 0 \quad (4)$$

ここで添え字 0 は平衡量であることを意味する。この式は、 $n\tau_E$ が一対になって現れ温度 T の関数である。式(4)は自己点火状態という平衡状態を表しているの、それが安定平衡かどうか問題になる。動作点での温度が低いとき (約 30 keV 以下)、 $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ は T とともに増大しかつその依存性は大きい。自己点火状態にある動作点に、もし何らかの摂動が加えられたとする。温度が高い方にずれたとすると $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ は大きくなり、より多くのアルファ粒子を生成し、プラズマはさらに加熱され、動作点はもとの点に戻らない。摂動が与えられた結果、温度が低くなる方へずれたとすると、プラズマはさらに温度が下がり、動作点はもとの点に戻らない。すなわち系は (この自己点火平衡状態は) 不安定である可能性がある。動作点が 30 keV 以上では、 $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ の T に対する

依存性から安定のように思われる。これを定量的に見るため、式(1)を平衡の式(4)の周りに展開して線形化し、系の成長率 γ_T を求める。密度 n を時間的に一定と仮定すると γ_T は次のように求まる。

$$\gamma_T = \frac{E_\alpha}{12} n_D \frac{d\langle \sigma v \rangle_{DT}}{dT_0} - \frac{1}{\tau_{E0}} \left(1 - T_0 \frac{\partial}{\partial T_0} \ln \tau_{E0} \right) - \frac{1}{3n} \frac{\partial Q_{br0}}{\partial T_0} \quad (5)$$

ここで、 $n_D = n_e/2$ である。この結果から、D-T 反応度が T とともに上昇すると、すでに考察したように成長率に対して正の寄与をする。また重要なことは、系の安定性は閉じ込め時間 (特にその温度依存性) にも強く依存することである。式(5)から明らかなように、 τ_E が T とともに改善される場合は広い範囲にわたって不安定になる。

以上から、自己点火状態にあるプラズマは熱的に不安定になる可能性があることがわかる。また、その不安定成長率はオーダとして閉じ込め時間程度である。式(4)の自己点火の条件は、理想化された場合であり、不純物が存在すると、放射損失が増し自己点火条件は厳しくなり、また、アルファ粒子の損失 (軌道損失や TAE などによる揺動損失など) も条件を厳しくする。アルファ粒子はプラズマを加熱してそのエネルギーが減衰してしまうと役目を終わり灰となるが、この灰がプラズマ内に留まると燃料が希釈されることになる。したがって灰の蓄積が増加していくと、自己点火状態は維持できずプラズマは冷却されてしまう。しかし、燃料の燃焼率は閉じ込め時間の間、高々 1% 程度であるので、希釈の時間スケールと熱的不安定性の時間スケールはまったく異なり、熱的不安定がもし生ずるとすると、希釈が十分進まない間に起こるだろう。

熱的不安定性が成長し動作点が速やかに平衡点を離れていくと、例えば炉壁に大きな損傷を与える可能性がある。しかし、もし、平衡点から高温側に動作点が動いた場合、ベータ限界に達し自然と不安定性が抑えられる可能性があり、ディスラプションほどの危険性はないと思われる。また、H モードで運転するとき、ELM の発生により自然と熱的不安定性が抑制されることも考えられる。しかし、一定の炉出力を得るために、熱的不安定性は抑えなければならない。このため、積極的に外部から熱的不安定性を抑制する方法も従来から盛んに研究されてきた。以下これらの抑制の方法について考える。

1.2.1 熱的不安定性に対する制御

熱的不安定性を抑制するプラズマ自身が有する安定化効果として, ①MHD不安定性, ②アルファ粒子の有限熱化時間効果, ③主半径方向のプラズマ運動(プラズマ膨張・収縮)が考えられる。①は熱的不安定性によるプラズマ温度上昇はアルファ加熱に起因する鋸歯状振動や臨界 β 値の存在により抑えられるとするものである。これらの不安定性は温度上昇に対しては抑制効果を持つが, 温度下降に対しては平衡動作点を回復させる効果は持たず, 熱的不安定性を安定化することはできない。②は大西ら[1]によって最初に考慮された効果であるが, その後, 辻ら[2]によりアルファ粒子のプラズマへの古典的エネルギー輸送を考慮して検討された。アルファ粒子のエネルギー輸送が古典的だとするとこの輸送時間は電子温度の $3/2$ 乗に比例する。今イオン温度, 電子温度とも上昇したとすると, イオン温度の上昇によりD-T核反応が上昇しアルファ粒子数は増えるが, 一方, 電子温度の上昇によるピッチ角散乱が大きくなり, アルファ粒子の軌道損失が増し, プラズマへの加熱入力は下がる。この古典的エネルギー輸送が安定化効果を持つというものである。しかしその後の解析で, この効果は不安定性の成長率を小さくするが, 不安定を安定にする効果はないことが示された[3]。③はBrombergら[4]により指摘されたもので, プラズマ温度が変動すると時間変化のない静的な垂直磁場の中では主半径が変化しプラズマが圧縮・膨張を受け安定化されるというものである。Brombergにより系が熱的に安定になる垂直磁場の指数(decay index)の満たすべき条件が求められた。それによるとプラズマの位置安定性を確保し熱的不安定を抑制し得る指数の値は存在しない。

以上のように熱的不安定性に対する受動的な安定化効果は十分ではなく何らかの外からの能動的制御が必要と考えられる。自己点火条件にある炉に対する制御法としては燃料注入を制御する, 不純物を注入する, トロイダル磁場のリップルにより高速イオンの損失およびイオンの熱伝導を制御する, プラズマを圧縮・膨張させる, 等が考えられてきた。

Mills [5]はプラズマ温度の動特性を計算し, DとTの混合比を変えることにより, 熱的不安定性を抑制することを考えた。太田ら[6]は線形安定解析および動特性解析により安定化に帰還制御を行った場合, 1秒程度の制御の時間遅れが許容されることを示した。藤沢[7]は燃料注入を帰還制御する方法を提案した。しかし, 粒子閉じ込め時間がエネルギー閉じ込め時間より十分長いと

熱的不安定の成長時間はエネルギー閉じ込め時間程度であるから, 燃料混合比や燃料注入率を制御する方法は有効とはいえない。

Sestero [8]はプラズマ温度が平衡より上昇した場合不純物を注入し放射損失の増大によりプラズマを冷却し不安定を抑える方法を提案した。温度が平衡より下がった場合に不純物をすばやく除去する有効な方法がないため, これは一方向の制御(one way control)となりこの方法だけでは熱的不安定性の制御にならない。

トロイダル磁場のリップルによるイオンの熱伝導係数, χ_i はイオン温度依存性が強いとされている($\chi_i \sim T_i^{9/2}$)。PetrieとRawls [9]はこのことを利用しリップル磁場がプラズマ境界近傍でトロイダル磁場の2%程度であれば安定な燃焼が実現できるとしている。しかし, リップル場を考慮したイオンの熱伝導係数は新古典論では一応計算されているが, 異常輸送まで考慮するとどのようなものになるかは解明されていない。またリップルを大きくすると高エネルギーイオンの閉じ込めが悪化し壁に局所的に大きな熱負荷を与えることになり, 壁のアブレーション等炉工学上の問題を生ずることになる。

プラズマの大半径方向の運動を利用した安定化は静的な垂直磁場では不可能であるとされているがBorras [10]はプラズマの主半径の変動を測定し垂直磁場をこの変動に比例して時間的に変化させて安定化する能動的制御を考えた。この方法は位置の安定性を保持した上で安定化を図るものであるが解析に系の時間遅れが考慮されていなかった。これを考慮するとこの方法では安定化できないことが示されている[11]。平衡からの中性子束の変化を計測し, それに応じて垂直磁場を制御しプラズマに圧縮・膨張を加えるフィードバック制御法が岡本, 大西により提案され詳細に検討された[12-14]。この方法は前述の方法に比べ制御に対するプラズマの応答が速いこと, 制御に必要な正味のパワーは小さいこと, プラズマの特性を変えないことなどの長所をもつ。しかし動作点が平衡より大きく逸脱するような外乱に対しては平衡動作点を回復するための大きな主半径の変動を伴うという欠点を持つ。

熱的不安定性を抑制する手法について述べたが熱的不安定性を積極的に利用する提案がなされている。D-D, D- ^3He を燃料とするアドバンスト核融合炉において自己点火加熱入力はD-T炉より約1桁大きい加熱入力が要請される。いかに少ない外部加熱で自己点火を実現するかがアドバンスト核融合炉での重大な課題の一つである。D-T自己点火燃焼状態から外部加熱入力なしで燃料混

合比を徐々に変えることにより D-D 炉および D-³He 炉の自己点火を実現する方法が議論されている[15,16].

前節で制御法について述べたがここでは圧縮・膨張制御を例にとり帰還制御について述べる. プラズマのイオン温度 T_i または核融合反応により生ずる中性子の個数, すなわち核融合出力 Q_F を測定する. 測定値の目標値(設定温度または設定核融合出力)からのずれに応じて垂直磁場 B_v を変動させプラズマに圧縮, 膨張を加え平衡動作温度を回復させる. 垂直磁場 B_v は

$$B_v = \left[B_{\perp 0} + \tilde{B}_v(t) \right] \left(\frac{R_0}{R} \right)^m \quad (6)$$

で与えられる. ここで $B_{\perp 0}$ および R_0 は自己点火平衡状態における垂直磁場および主半径である. $B_v(t)$ は時間的に変化させる垂直磁場で,

$$\begin{aligned} \dot{\tilde{B}}_v + \frac{\tilde{B}_v}{\tau_D} = & -\frac{GB_{\perp 0}}{\tau_D} \left[P(t - \delta t) \right. \\ & \left. + \frac{1}{T_1} \int_0^{t-\delta t} P(t') dt' + T_D \dot{P}(t - \delta t) \right] \quad (7) \end{aligned}$$

に従って変えられる. この式の右辺は PID (Proportional, Integral and Differential) 制御を表す. G は制御利得, T_1 および T_D は制御系の時定数, δt は制御系のむだ時間, τ_D は遅れ時間で電源の立ち上げ, ポロイダルコイル系のインダクタンス, 真空容器およびプラズマの表皮効果からくる時間遅れを一次遅れで近似したものである. $P(t)$ は目標値と測定値のずれを表し, Q_F 制御(核融合出力が制御の目標値)なら

$$P(t) = \frac{Q_F(t)(1 + \epsilon r)}{Q_{F0}} - 1 \quad (8)$$

T_i 制御(イオン温度が目標値)なら

$$P(t) = \frac{T_i(t)(1 + \epsilon r)}{T_{i0}} - 1 \quad (9)$$

である. ϵr は測定に含まれる白色雑音を表す.

プラズマの動特性を求めるには短い時間間隔でエネルギーの平衡の式を解き, 求められたイオン温度に対応して式(7)より B_v が求まり, この B_v がプラズマに加えられると Shafranov の平衡の式

$$B_v = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi R} \left(\ln \frac{8R}{a} - \frac{3}{2} + \frac{l_i}{2} + \tilde{\beta}_p \right) \quad (10)$$

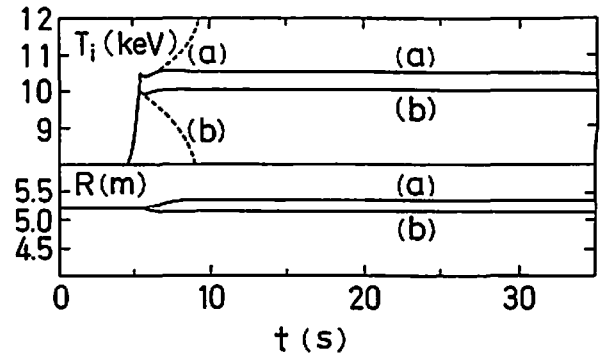


Fig. 1 Compression-decompression control.

に従ってプラズマは瞬時に平衡するとして R が求まる. この R より Furth-Yoshikawa の断熱圧縮則に従って, 他のプラズマ量も変化させる. このようにエネルギー平衡の式と断熱過程の式を交互に繰り返し解くことにより系の動特性が求まる.

Fig. 1 に T_i 制御による起動特性の計算結果を示す. イオン温度の測定に雑音は含まない ($\epsilon = 0$) とし, 目標値は $T_{i0} = 10$ keV とした. 図の曲線(a)は $T_i = 10.5$ keV, (b)は $T_i = 10$ keV になった瞬間に NBI を切り制御を開始したときの結果である. 点線は制御を加えないときの T_i の温度変化で, 熱的不安定の生起を示している. 制御を加えると熱的不安定性は完全に抑えられ, 定常な燃焼が実現される. NBI を切った後は, 帰還制御が 10 keV に相当するプラズマの自己点火状態を見出し, この状態を維持する. この遷移状態において, 主半径 R が変動する. (a)の場合, $\Delta R/R = 2.21\%$, (b)の場合 $\Delta R/R = -0.52\%$ である. いったん, 自己点火平衡点を実現すると大半径 R の変動はほとんど生じない(一周電圧に変化は生じない).

1.2.2 燃焼制御研究の現状と課題

ITER 等の核融合炉の制御において, ポロイダルコイルによるプラズマ電流, 位置, 形状制御のプラズマ運転制御の研究は詳細な部分まで進んでいるが, 燃焼制御の研究はそれに比して遅れている. それはプラズマ運転(運転の下部構造)がうまくいかない限り燃焼制御(運転の上部構造)はできないという目先の判断からであろう. しかし, 核融合燃焼制御自身の研究[17,18], 燃焼制御に関連した炉の安全性の研究[19]はまだ不十分ではあるが急速に発展しつつあり, 日本側からの貢献も少なくない. 燃焼制御においては加熱パワーと燃料供給の制御が本質的に重要である. 各種の制限条件内で, これらを自在に制御し, 安全に, 種々な擾乱にもかかわらず, 核融

合出力を制御することが燃焼制御の目標である。そのために、プラズマ中に内在する非線形性、ヒステリシス、飽和現象、限界値、パラメータ間の干渉等を明らかにし、不可逆過程を減らし外部から制御可能な状態、領域を可能な限り広げなければならない。これはまた閉じ込め研究のめざすところでもある。

一般に自己点火運転には熱的安定点と不安定点における運転がある。燃焼制御の研究では従来、前章で述べたように不安定点での制御が理論家の注目を集め、多くの研究が行われた。それはベータ値の小さな領域で、ダイバータ運転に有利な低温、高密度領域で行われ、また制御が困難なゆえに種々のアイデアが生まれた。一方、ITER-FDR では不安定点より安全な運転が見込まれる安定点での運転に焦点が移り始めた[20]。実際に核融合炉を作り、安全運転をめざす立場からは、制御が失敗しても出力が安定な熱的安定点での運転を採用するのは自然である。1993年にHモードパワーしきい値のスケールリング則が登場すると[21]、これが自己点火運転に大きな制限を与えることが明らかになった。この制限条件のもとではFig. 2に示すように、自己点火の熱的不安定性境界は、パラメータや閉じ込め則にもよるがLモード領域にあることが多く、そこでの運転は一般に困難となる[22]。もし不安定動作点がHモード領域にあって、核融合出力立ち上げ時に熱的に不安定なイグニッション領域内部をうまく通過できるかどうか問題となる。

また、Hモードパワーしきい値の制限によって、Fig. 3に示すように加熱パワーの等高線である“POPCON”上の平衡加熱パワーの最小点(鞍点)は実際はLモード領域にありHモード領域には存在しない。自己点火領域に到達するには迂回する必要がある、より大きな加熱パワーが必要となる。すなわち、低密度で高温度に加熱し、その後に密度を増大し温度を下げて自己点火境界上

し、その後に密度を増大し温度を下げて自己点火境界上の所要の動作点に到達する運転が必要となる。このような運転法は熱的に不安定なイグニッション領域に入らないので、種々の擾乱に強く、核融合出力の急峻な変化を抑えることができるなどより安全な運転が可能である[23]。

燃焼フィードバック制御は、Hモードパワーしきい値から求まる(Hモード領域に保つ)加熱パワーと核融合出力を所要の値にするような燃料供給によって行うことができる[17]。このフィードバック制御流れ図をFig. 4に示す。本アルゴリズムを用いれば、Hモードに入った後ヒステリシス効果があっても影響を受けることなくイグニッションに接近できる[24]。

プラズマコアからコンダクションロスパワーがスクレイプオフ層に流出し、ダイバータ板への熱流束となる。この熱流束を一定値以下に抑えるために、Dとダイバータ部へのAr不純物の注入と同時に排気する“パフ・ポンプ実験”がDIII-Dで行われた。その結果、ダイバータ領域の輻射損失が増え、プラズマへの不純物逆流もなく、Hモードを維持し、ダイバータ板の熱流束を低減できることが最近示された[25]。これはITER-FDRでのコアとダイバータを分離して扱えることを示す重要な成果である。しかし、核融合出力3GWの炉ではあとファクタ2の改善が必要である。

プラズママントル部に不純物を注入、輻射損失を増やしコンダクションロスそのものを減らしてダイバータ板への熱流束を下げることも考えられている[26]。それを実現するにはHモード領域がさらに広がるか、Hモードしきい値にヒステリシスが必要である。もしそうでなければ、輻射損失の分だけ加熱パワーを与えなければHモードを維持できず、結局ダイバータ板への熱流束

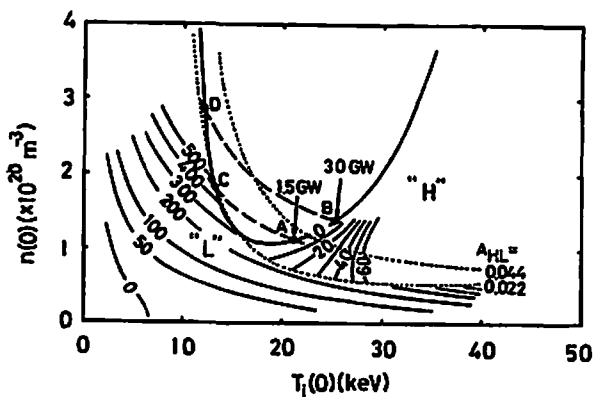


Fig. 2 POPCON diagram for H and L-modes in ITER.

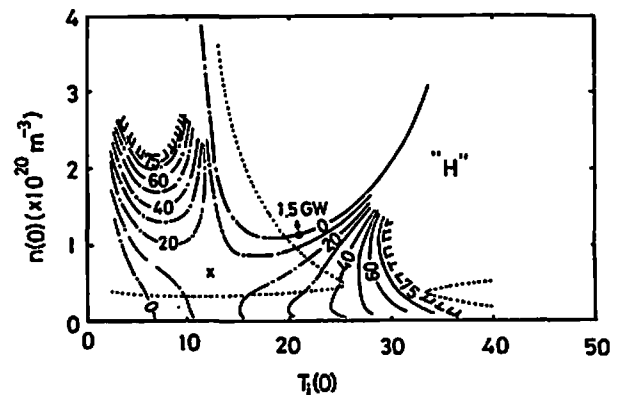


Fig. 3 POPCON diagram for the H-mode regime. Dotted lines are the L-H boundaries and the saddle point is in the L-mode regime.

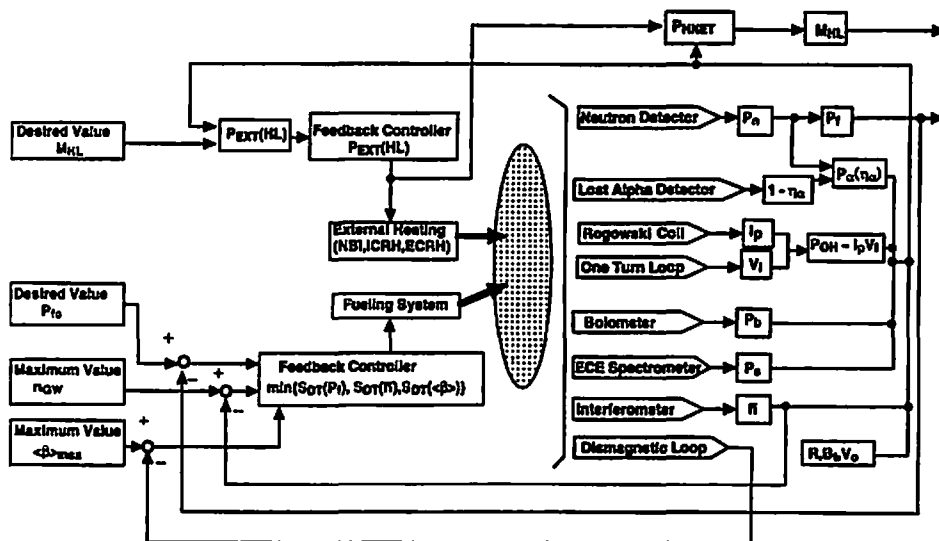


Fig. 4 The feedback control diagram for burn control.

を減少させることはできない。プラズママントル部から輻射損失を増やすとヒステリシスがなくなるような実験結果もありこの方法には注意が必要である。

1.2.3 燃焼制御の今後の課題

トカマク炉の運転制御には、誘導電流とHモードで運転する“標準運転”と、最近注目を集めている“内部輸送障壁”を生成、同時に発生する大きな自発電流と小さな非誘導電流を用いる“先進運転”がある。誘導電流の標準運転ではトロイダルコイルで電流を駆動するので電流駆動パワーとパワーバランスを決める加熱パワーは独立である。また、加熱パワーと燃料供給もほぼ独立に制御できるので、燃焼制御も比較的簡素で、理解しやすい。トカマクではこの場合のみ外部加熱のないいわゆる自己点火運転が可能である。一方、本質的に外部駆動運転である先進運転では、所要のプラズマ電流分布を得るために電流駆動パワーが必要で、パワーバランスを支配する加熱パワーも影響を受ける。また、核融合出力を制御する燃料供給と電流駆動パワーも自発電流を介して相互に依存するので、その干渉特性を明らかにした上で制御法を開発する必要がある。特に電流分布の制御パワーを急速に変化させると電磁結合のためにそこ以外の電流分布が急速に変化するので[27]、注意深い制御が必要である。この運転領域は物理的に多くの点が明らかではないが、実験、理論の両面から研究が活発に行われており、今後のさらなる発展が期待できる。標準運転の場合、さ

らに種々なプラズマパラメータの振動を抑制するためにPID制御が必要で、計測器のノイズ特性も考慮した上でPID制御の研究も必要である。また、燃焼制御全体のアルゴリズムは最も基礎的なPID制御とし、ベータリミットや密度リミットをニューラルネットワーク等で予測し、これらのリミット以下で運転するアドバンスト制御とすればよい。

なお、標準運転の場合、分布を固定した0次元パワーバランス方程式でかなり表現できるが、先進運転の場合、パラメータの分布が本質的であり、一次元パワーバランス方程式を用いることが重要になる。これらを用いて各種の制限条件内で、どの程度の擾乱までフィードバック制御で所要の核融合出力を保持できるかを明らかにしていかなければならない。燃焼制御では加熱パワーと燃料供給の制御が重要であると述べた。しかし、実際には加熱法の理論的、実験的研究に比して燃料供給法の研究は遅れている。ガスバフはコアの燃料供給としては遅れ時間が大きく、プラズマに直接供給するペレットも中心部への供給は難しい。しかし、高磁場側入射とトロイダルドリフトを利用した燃料供給の研究が進められており、上方からの垂直入射も期待が持てよう[28]。コンパクトトロイド(CT)入射も期待が持てるが、トロイダル磁場によるCTプラズマ中の反磁性誘導電流による力[29]のためにCT入射が妨げられるのでさらに入射速度を上げる必要がある。これを周期的に入射し、密度や核融合出力

を制御するアルゴリズムも開発しなければならない。このように燃焼制御のもう一方の柱である燃料供給法はまだ未熟であり、さらなるチャレンジが必要である。燃焼制御には計測器も重要である。例えばD-T燃料比を実時間で精度よく測定する方法はまだ存在せず、今後の発展が望まれている。なお、実際の実験においては部分的にフィードバック制御が行われ性能向上に役立っている。これらを燃焼制御の観点から統合化していくことが今後重要であろう。

参考文献

- [1] M. Ohnishi, H. Yoshikawa and J. Wakabayashi, Nucl. Fusion **13**, 761 (1973).
- [2] H. Tsuji, M. Katsurai, T. Sekiguchi and N. Nakao, Nucl. Fusion **16**, 287 (1976).
- [3] M. Ohnishi, T. Hoshino and J. Wakabayashi, *Proc. ANS 2nd Topical Meeting* (1977) Vol.3, p.343.
- [4] L. Bromberg, J.L. Fisher and D.R. Cohn, Nucl. Fusion **20**, 203 (1980).
- [5] R.G. Mills, *Proc. Symp. Engineering Problems of Fusion Research*, Los Alamos Scientific Laboratory, LA-4250 (1969).
- [6] M. Ohta, H. Yamato and S. Mori, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 4th Int. Conf. Madison, 1971)* IAEA, Vienna (1971) Vol.3, p.423.
- [7] T. Fujisawa, Nucl. Fusion **14**, 173 (1974).
- [8] A. Sestero, R.81.46, Associazione EURATOM-CNEN sulla Fusione, Centroidi Frascati, Italy (1981).
- [9] T.W. Petrie and J.M. Rawls, Nucl. Fusion **20**, 419 (1980).
- [10] K. Borrass, *Proc. 4th ANS Topical Meeting on the Technology of Controlled Nuclear Fusion, King of Prussia, Pennsylvania* (1980) p.154.
- [11] M. Okamoto and M. Ohnishi, J. Nucl. Sci. Technol. **20**, 366 (1983).
- [12] M. Okamoto and M. Ohnishi, Tech. Reports of the Atomic Energy, Kyoto Univ. Report (1982) No.189, p.10.
- [13] M. Ohnishi, A. Saiki and M. Okamoto, J. Nucl. Sci. Technol. **20**, 177 (1983).
- [14] M. Ohnishi, A. Saiki and M. Okamoto, Nuclear Technology/Fusion **5**, 326 (1984).
- [15] A. Iiyoshi, O. Motojima and M. Ohnishi, *Proc. 7th Symposium on Engineering Problems in Fusion-Research* (1978) Vol.2, p.1683.
- [16] M. Ohnishi *et al.*, Fusion Technol. **12**, 249 (1987).
- [17] O. Mitarai and K. Muraoka, Nucl. Fusion **39**, 725 (1999).
- [18] ITER Detailed Design Report (Dec. 1996), Chapter-III, Section 6.0.
- [19] T. Honda *et al.*, J. Nucl. Sci. Technol. **35**, 916 (1998).
- [20] P-H. Rebut *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (15th International Conference, Seville, Spain, 1994)* IAEA, Vienna (1995) Vol.2, p.491.
- [21] F. Ryter *et al.*, *Proc. 20th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics Research* (1993) Vol.17C, Part I, p.1.
- [22] O. Mitarai and K. Muraoka, Plasma Phys. Control. Fusion **38**, 551 (1996).
- [23] O. Mitarai and K. Muraoka, Nucl. Fusion **37**, 1523 (1997).
- [24] O. Mitarai *et al.*, submitted to Nucl. Fusion.
- [25] M.R. Wade *et al.*, *26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics*, Maastricht, June 14-18, 1999 (1999) Vol.23J, p.1229.
- [26] J. Mandrekas *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 1015 (1997).
- [27] D. Moreau and I. Voitsekhovich, Nucl. Fusion **39**, 685 (1999).
- [28] L.R. Baylor *et al.*, *26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics*, Maastricht, June 14-18, 1999 (1999) Vol.23J, p.297.
- [29] Y. Lee and P.M. Bellan, Nucl. Fusion **38**, 711 (1998).