

2000-029



核融合動力炉 A-SSTR2 の物理検討

2000年10月

西尾 敏・牛草 健吉・植田 僚三・A. Polevoi*・栗田 源一
飛田 健次・栗原 良一・G. Hu*・青木 功・岡田 英俊
村上 好樹・安島 俊夫・安藤 俊就・小原 祥裕
西 正孝・實川 資郎・山田 禮司・河村 弘
石山 新太郎・岡野 邦彦*・佐藤 文武*
栗山 正明・関 泰・菊池 滉
二宮 博正

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合せは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越し下さい。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布を行っております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 〒319-1195, Japan.

核融合動力炉 A-SSTR2 の物理検討

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部

西尾 敏・牛草 健吉・植田 倭三⁺・A. Polevoi^{**}・栗田 源一・飛田 健次・
栗原 良一・G. Hu^{*2}・青木 功・岡田 英俊・村上 好樹⁺²・安島 俊夫・
安藤 俊就⁺³・小原 祥裕⁺³・西 正孝⁺³・實川 資郎⁺⁴・山田 禮司⁺⁴・
河村 弘⁺³・石山 新太郎⁺⁵・岡野 邦彦⁺³・佐藤 文武^{*4}・栗山 正明⁺⁶・
関 泰⁺⁷・菊池 満・二宮 博正

(2000年8月4日 受理)

定常トカマク核融合原型炉 SSTR、コンパクトで高出力の改良型定常トカマク動力炉 A-SSTR 及び環境適合性を高め稼働率向上を目指した大型核融合動力炉 DREAM 等の設計をベースに、高い経済性、稼働率を有し環境適合性に優れた小型で大出力の高効率核融合動力炉 A-SSTR2 の物理概念を提案する。JT-60 で得られている実験データを基にこれから炉心プラズマ研究の進展を予測して、主半径 6.2m、小半径 1.5m でプラズマ電流が 12MA の高磁場トカマクとし、規格化 β 値 4 で 4GW の核融合出力とした。超伝導コイルは高温超伝導を用いた高磁場コイルとし、最大経験磁場を 23T とした。超伝導マグネット系の簡素化及び強い電磁力支持の観点から、中心ソレノイドコイル無しの設計とともに、分解・保守用大型水平ポートを設置を想定して、装置の上下に 6 個のポロイダル磁場コイルを設置することとした。このような著しく簡素化されたコイル系で、プラズマの平衡、形状制御性、着火、12MA までの非誘導電流駆動立ち上げ、ダイバータを検討し、A-SSTR2 概念の成立性を明らかにした。

那珂研究所：〒311-0193 茨城県那珂郡那珂町向山 801-1

+ 國際協力室

+² ITER 開発室

+³ 核融合工学部

+⁴ 東海研究所物質科学研究所

+⁵ 大洗研究所核熱利用研究部

+⁶ 核融合装置試験部

+⁷ 國際原子力総合技術センター

* ロシア研究センター クルチャトフ研究所（ロシア）

*² 西南物理研究所（中国）

*³ 電力中央研究所

*⁴ 三菱核融合開発室

Physics Design of Advanced Steady-state Tokamak Reactor A-SSTR2

S. NISHIO, K. USHIGUSA, S. UEDA⁺, A. POLEVOI*, G. KURITA, K. TOBITA,
R. KURIHARA, G. Hu^{*2}, I. AOKI, H. OKADA, Y. MURAKAMI⁺², T. AJIMA,
T. ANDOH⁺³, Y. OHARA⁺³, M. NISHI⁺³, S. JITSUKAWA⁺⁴, R. YAMADA⁺⁴,
H. KAWAMURA⁺³, S. ISHIYAMA⁺⁵, K. OKANO^{*3}, F. SATO^{*4}, M. KURIYAMA⁺⁶,
Y. SEKI⁺⁷, M. KIKUCHI and H. NINOMIYA

Department of Fusion Plasma Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received August 4, 2000)

Based on design studies on the fusion power reactor such as the DEMO reactor SSTR, the compact power reactor A-SSTR and the DREAM reactor with a high environmental safety and high availability, a new concept of compact and economic fusion power reactor (A-SSTR2) with high safety and high availability is proposed. Employing high temperature superconductor, the toroidal filed coils supplies the maximum field of 23T on conductor which corresponds to 11T at the magnetic axis. A-SSTR2($R_p=6.2m$, $a_p=1.5m$, $I_p=12MA$) has a fusion power of 4GW with $\beta_N=4$. For an easy maintenance and for an enough support against a strong electromagnetic force on coils, a poloidal coils system has no center solenoid coils and consists of 6 coils located on top and bottom of the machine. Physics studies on the plasma equilibrium, controllability of the configuration, the plasma initiation and non-inductive current ramp-up, fusion power controllability and the divertor have shown the validity of the A-SSTR2 concept.

⁺ Office of International Affairs

⁺² Department of ITER Project

⁺³ Department of Fusion Engineering Research

⁺⁴ Tokai Research Establishment, Department of Materials Science

⁺⁵ Oarai Research Establishment, Department of Advanced Nuclear Heat Technology

⁺⁶ Department of Fusion Facilities

⁺⁷ Nuclear Technology and Education Center

* Russian Research Center, Kurchatov Institute (Russia)

*² Southwestern Institute of Physics (China)

*³ Central Research Institute of Electric Power Industry

*⁴ Mitsubishi Fusion Center

Keywords: Tokamak Fusion Power Reactor, A-SSTR2, SSTR,
High Temperature Superconductor, Non-inductive Current Drive,
Tokamak Operation Scenario

This is a blank page.

目 次

1.	概要.....	1
1. 1	経済性と安全性に優れた核融合炉の要件.....	1
1. 2	A-SSTR2 概念の背景.....	2
1. 2. 1	高磁場の必要性.....	2
1. 2. 2	マグネット位置・形状の最適化の必要性.....	4
1. 2. 3	高温超伝導コイルの必要性.....	6
1. 2. 4	第1壁構造材料の選択.....	6
1. 2. 5	非誘導電流駆動立ち上げの必要性.....	7
2.	A-SSTR2 の炉心プラズマパラメータ.....	15
3.	中性粒子ビーム電流駆動の検討.....	21
3. 1	中性粒子ビームエネルギー.....	21
3. 2	ビーム断面積.....	23
3. 3	ビーム入射位置.....	23
3. 4	電流駆動効率.....	24
4.	輸送解析.....	33
4. 1	計算モデル.....	33
4. 2	輸送係数を決める定数.....	34
4. 3	標準運転.....	35
4. 4	出力制御.....	36
5.	MHD 平衡の検討	47
5. 1	平衡配位.....	47
5. 2	形状制御の裕度.....	48
5. 3	プラズマ着火時の鎖交磁束.....	49
6.	プラズマ着火及び初期立ち上げ.....	57

7. 標準運転までの立ち上げシナリオの検討.....	60
7. 1 ACCOME コードによる立ち上げシナリオの検討	60
7. 2 TOPICS コードによる電流立ち上げの検討	61
8. MHD 安定性.....	67
8. 1 シェルによる上下位置安定化効果.....	67
8. 2 MHD 安定性	68
9. ダイバータ検討.....	76
9. 1 A-SSTR2 のパワーフロー.....	76
9. 2 2 点モデルによる検討.....	77
9. 3 B2 コードによる検討	81
9. 3. 1 計算メッシュの作成と境界条件.....	82
9. 3. 2 計算結果.....	83
9. 4 ダイバータ検討のまとめと今後の課題	85
10. アルファ粒子の閉じ込め.....	100
10. 1 即時軌道損失.....	100
10. 2 リップル損失.....	100
11. まとめと今後の課題.....	102
謝辞.....	103
参考文献.....	104

Contents

1. Introduction	1
1.1 An Attractive Fusion Power Reactor	1
1.2 Background of A-SSTR2 Concept	2
1.2.1 High Magnetic Field	2
1.2.2 Optimization of Coil Position and Shape	4
1.2.3 High Temperature Superconducting Coil	6
1.2.4 Selection of the First Wall Material	6
1.2.5 Non-inductive Current Ramp-up	7
2. Core Parameters in A-SSTR2	15
3. Neutral Beam Current Drive	21
3.1 Beam Energy	21
3.2 Beam Cross-section	23
3.3 Injection Point	23
3.4 Current Drive Efficiency	24
4. Transport Analysis	33
4.1 Numerical Model	33
4.2 Transport Coefficients	34
4.3 Standard Operation	35
4.4 Fusion Power Control	36
5. MHD Equilibrium	47
5.1 Equilibrium Configurations	47
5.2 Controllability of the Configuration	48
5.3 Flux at the Plasma Breakdown	49
6. Plasma Initiation and Initial Current Ramp-up	57

7. Non-inductive Current Ramp-up Scenario	60
7.1 Analysis by ACCOME Code	60
7.2 Analysis by TOPICS Code	61
8. MHD Stabilities	67
8.1 Vertical Stability	67
8.2 MHD Stability	68
9. Divertor Studies	76
9.1 Power Flow in A-SSTR2	76
9.2 Analysis by Two Point Model	77
9.3 Simulation by B2 Code	81
9.3.1 Mesh and Boundary Conditions	82
9.3.2 Simulation Results	83
9.4 Summary and Issues in Divertor Study	85
10. Confinement of Alpha Particles	100
10.1 Orbit Loss	100
10.2 Neoclassical Diffusion and Ripple Banana Diffusion	100
11. Summary and Issues	102
Acknowledgements	103
References	104

1. 概要

国際熱核融合実験炉 ITER の建設準備が進められている現在、効率的な発電と安全性・環境適合性を満たす将来のトカマク型核融合動力炉を具体的に明らかにすることが求められている。これまで、発電実証を目的とした核融合原型炉 SSTR[1]、米国で進められている動力炉 ARIES-II[2]、ARIES-RS[3]、ARIES-ST[4]、分解・保守と環境適合性に重点を置いた DREAM 炉[5]、Proto-type DREAM 炉[6]、高い核融合出力密度を仮定し経済性を重視した A-SSTR[7]、CREST[8]等の設計が報告されている。これまでの核融合動力炉設計は、高い経済性と高い安全性・環境適合性が両立しているものが少なく、必ずしも核融合炉の社会受容性の高さを十分にアピールできていない。そこで、これまで原研が進めてきた動力炉設計の成果に基づいて、社会受容性の高い核融合動力炉概念 A-SSTR2 を新たに提案し、その概念の成立性を明らかにするための物理検討を行った。本報告は、その検討結果を示す。

1. 1 経済性と安全性に優れた核融合炉の要件

核融合炉の最も重要な利点は、高い安全性を活かした動力炉プラントが構成できることにある。核融合炉では燃料ガスの停止や微量の不純物の混入等により炉心での核融合反応を容易に停止させることができ、核融合反応の暴走等が本質的に発生しない固有の安全性を有する。核融合炉において安全性・環境適合性に優れた設計とは、燃料ガスであるトリチウムの閉じ込めをより確実にすることや、電磁力や熱的な変動に対して裕度を高めること、更には、中性子によって放射化されにくい構造材料を採用し放射化物を低減することなど、核融合反応そのものに直接関連しないものが中心となる。一方、経済性を高める設計は、炉心プラズマ技術や工学技術の広範囲な側面で工夫する必要があり、また、それらの技術の飛躍的な進展が必要である。これまでの動力炉の設計をベースに、上記の二つの側面に留意して、下記に示す特徴を有する新たな核融合動力炉 A-SSTR2 を提案する。

- 1) コンパクトで高出力の定常核融合炉とし、国際熱核融合炉 ITER-FEAT[9] 程度のコンパクトなサイズで核融合出力 4GW を発生する。
- 2) 規格化 β 値は 4 度となるような高磁場装置とし、20K 程度の運転温度の高温超伝導コイルを想定する。
- 3) 分解保守性及び炉システムの簡素化の観点から、12 個のトロイダルコイ

ル、及びプラズマ平衡用の6個のポロイダル磁場コイルとする。

- 4) 第1壁構造材料として、最大使用温度が1200°CのSiC/SiC低放射化複合材を仮定し、その他の構造材料は中性子束に応じて適切な低放射化構造材料を採用する。
- 5) ヘリウム冷却、ガスタービン発電とし、動力変換係数50%を目指す
- 6) 数日程度の時間で非誘導電流駆動によりプラズマ電流と核融合出力を上昇させるものとし、中心ソレノイドコイルを削除した設計とする。
- 7) プラント設備全体の利用率の向上を目指して、1サイトに2機の炉を設置する大型発電プラントを仮定する。

1. 2 A-SSTR2 概念の背景

ここでは、上記に示した核融合炉をより魅力的にするための要件について議論し、A-SSTR2の概念に至った背景を示す。

1. 2. 1 高磁場の必要性

核融合炉の経済性を高める最も重要な課題は、コンパクトで高い核融合出力を実現することである。核融合出力は、プラズマの圧力に比例するが、プラズマが持つうる圧力には β 限界と呼ばれる上限が存在する。プラズマの安定性から決まる圧力限界は、規格化ベータ値 $\beta_N \equiv \beta(\%) a_p(m) B_T(T)/I_p(MA)$ で記述される。ここで、 $\beta = 2\mu_0 \langle p \rangle / B^2$ 、 $\langle p \rangle$ はプラズマの平均圧力、Bは磁場強度、 a_p 、 I_p はプラズマの小半径及びプラズマ電流を表す。逆アスペクト比を $\epsilon \equiv a_p/R_p$ (R_p はプラズマの大半径) とすると、プラズマ平衡から決まる圧力の上限値は β/ϵ または $\epsilon\beta_p$ ($\beta_p = 2\mu_0 \langle p \rangle / B_p^2$ 、 B_p はプラズマ電流が作るポロイダル磁場強度) で記述される[10]。図1.1は、 $\epsilon\beta_p$ を横軸に、 β/ϵ を縦軸にして、JT-60の準定常プラズマのデータ及びDIII-Dの実験データ領域、代表的な核融合動力炉の設計点を描いたものである。横軸の $\epsilon\beta_p$ は、圧力勾配によって自発的に流れるブートストラップ電流の大きさの指標でもあり、大きくなるほどブートストラップ電流の割合が増大しより効率的な定常運転が可能となる。従って、図1.1は、右上に行く程、効率的、経済的な核融合炉となることを近似的に示すものである。図中の2種類の線は、プラズマの楕円度 ($\kappa \equiv$ プラズマの縦半径/横半径) を2とした場合の規格化 β 値及び安全係数 q^* ($\equiv a_p B_T / R_p B_p \cdot (1 + \kappa^2)/2$)を表す。

図1.1に示されているように、JT-60等の現在の実験データではプラズマが準定的に保持できる格化 β 値は3程度である。核融合実験炉ITERや近未来の技術で十分成立するように設計された原型炉SSTR等は現在の実験データの極く近傍に設計点が置かれている。多くの動力炉の設計では、プラントの経済性をより高めるために、現在の実験データに比べ、 β/ϵ 、 $\epsilon\beta_p$ とも高めた設計点を仮定している。プラズマの安定性解析によると、プラズマの電気抵抗がゼロとなるような理想的な状態では、規格化 β 値が5～6程度のプラズマが安定と成り得る。実験的にも、短時間なら規格化 β 値が5～6程度のプラズマが実現されている[11]。高い規格化 β 値を定的に維持しようとすると、プラズマの電気抵抗で決まる比較的ゆっくりとした時定数で成長する不安定性が発生し、プラズマの圧力が低下する現象が観測されている[12]。また、真空容器壁の電気抵抗に関連したプラズマの不安定性の発生も報告されている[13]。これらの不安定性を高周波や外部コイルにより抑制する研究が進められつつある[14,15]が、現在のデータベースとこれからの炉心プラズマ技術の進展を想定して、将来の核融合炉で期待可能な圧力限界として、規格化 β 値～4程度が現実的であると判断される。

このような制約の基で高核融合出力を得るために、トロイダル磁場強度を増大させてプラズマ圧力を高める必要がある。磁場を増大させることにより、高プラズマ電流領域や高密度領域の運転裕度が拡大するだけでなく、安全係数を高めディスラプション確率の低下やダイバータに到達する熱流束の低減を期待できる。反面、装置に蓄積される磁気エネルギーや電磁力が増大し、構造材料強度等への要求が厳しいものとなる。

図1.2は、A-SSTR2 ($R_p=6.2$, $a_p=1.5$, $\kappa_{95}=1.8$, $\delta_{95}=0.4$, $I_p=12MA$, $P_{CD}=60MW$) で核融合出力に対する、磁気軸での磁場を11Tとした場合の規格化 β 値 β_N 、自発電流割合 I_{BS}/I_p 、平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ 、核融合利得 Q_{DT} 、閉じ込め改善度 $\tau_E/\tau_E^{ITER89P}$ をシステムコード[16]で求めたものである。但し、 $n_{He}/n_e=10\%$, $n_c/n_e=0.5\%$, $n_o/n_e=0.45\%$, 温度分布指数1.0、密度分布指数0.8とした。A-SSTR2のパラメータでは、核融合出力を4GWとすると、規格化 β 値を4程度とするためには磁気軸での磁場の値を11T程度にしなければならない。この時、Lモード則に対する閉じ込め改善度が約2程度で、自発電流割合は80%、核融合利得は70となる。平均電子密度は $2\times 10^{20} m^{-3}$ となり、グリンワルド密度比で $n_e/n_{GW}=1.18$ の高密運転となる。磁気軸上の磁場を11Tとすると、超伝導コイル内側の超

電導導体の位置が 3.15m の場合（内側 SOL、プランケット、遮蔽体、真空容器、コイルケース厚の合計で 1.55m に相当）、最大経験磁場が約 2.2 T となり、極めて高磁場の超伝導線材が必要となってくる。

1. 2. 2 マグネット位置・形状の最適化の必要性

動力炉プラントの経済性を高める上で鍵となる主要な要因として、プラントの稼働率の向上を挙げなければならない。発電プラントの平均発電原価は運転維持費、定期交換費、燃料費等が時間的に変化しないとした場合、次のように表すことができる。

$$\text{発電原価} = \frac{\text{総資本費} \times \text{年資本費率} + \text{運転維持費} + \text{定期交換費} + \text{燃料費}}{8760 \times \text{送電端発電容量(MW)} \times \text{稼働率}}$$

(1. 1)

稼働率は、発電原価に直接影響する重要な要因であり、その向上はプラントの経済性を高める上で不可欠である。核融合炉では、第 1 壁やダイバータの損耗や中性子による構造強度の劣化、また、燃料であるトリチウムの増殖を安定にするための中性子増殖材、トリチウム増殖材の交換が必要であり、2~3 年程度でプランケットやダイバータの交換が必要である。プラントの稼働率を高めるためには、プランケットやダイバータの交換を短期間に行う必要がある。極めて高い放射線環境下で、真空容器の開放、冷却管等の配管の切断・溶接、プランケットの取り外し・取り付け、試験、真空容器の閉止、真空引き、容器内部の洗浄等、一連の作業ができる限り短期間で終える必要がある。特に、作業工程数が多いと予想されるプランケットの交換については、トロイダル磁場コイル間の 1 セクションを 1 体で新規のものに交換できるようにし、プラントの運転に並行してセクション内のプランケットモジュールの解体・試験を行うようにする必要がある。

このような方式を採用した場合、核融合炉の超伝導マグネットの形状及び配置が大きく制約される。プランケットのトロイダルセクターが水平方向に引き抜けるためには、トロイダルコイルの外側が干渉しない程度大きなものとする必要がある。トロイダルコイル間に挟まれるプランケットトロイダルセクターを引き抜くためには、近似的に次式が満たされなければならない。

$$R_t > R_B + 0.5W/\tan(\theta/2) \quad (1.2)$$

ここで、 R_B 、 R_t 、 θ 、 W は、それぞれ、ブランケットモジュールの外側半径、トロイダルコイルケース外側の内半径、隣り合うトロイダルコイル間の角度、コイルの幅である。上式から、できる限りトロイダルコイル間の間隔を広げた方がコイルサイズが小さくなるが、トロイダル磁場のリップル率が増大するため最適値がある。トロイダル磁場のリップル率は次式で近似される。

$$\text{ripple} = \frac{1.5}{\left(\frac{R_{sco}}{R_p+a_p}\right)^N - 1} + \frac{1.5}{\left(\frac{R_p+a_p}{R_{sci}}\right)^N - 1} \quad (1.3)$$

ここで、 R_{sco} 、 R_{sci} はそれぞれコイル外側、内側レッグの導体中心半径を表し、 N はコイル数を表す。ブランケット及び超伝導コイルの径方向幅をそれぞれ DR_{Bk} 、 DR_{SC} とすると、近似的に $R_{sco}=R_p+a_p+DR_{Bk}+DR_{SC}$ 、 $R_{sci}=R_p-a_p-DR_{Bk}-DR_{SC}$ と表すことが出来る。図 1.3 は、隣り合うトロイダル磁場コイル間の角度($\theta=360/N$)に対して、(1.2) 式から求めたプラズマ表面とトロイダルコイル外側ケース間の距離 D_{pls-TF} 、及び、(1.3) 式で求めたトロイダル磁場のリップル率を描いたものである。この条件下では、トリダルコイル間の角度は 20 度から 30 度が最適となり、コイル数として 18 個から 12 個程度となる。また、ブランケットセクターの重量や設置寸法精度等もトロイダルコイル間隔を決める要因となる。

ポロイダルコイルの設置位置についても大きな制約が附加される。ブランケットセクターを水平方向に一括して引き抜くためには、それが通過する経路であるプラズマの水平面近傍にポロイダル磁場コイルを設置できない。また、先に述べたように、最大磁場が 22T 近傍であるトロイダルコイルに作用する電磁力を支持するためには、従来中心ソレノイドコイルが設置されている場所に支持構造材料を設置する必要があるため、A-SSTR2 では中心ソレノイドコイルを設置できない。このため、ポロイダルコイルの設置位置は装置の上下の領域のみに限られることになる。このような制約の下で、プラズマの着火、電流立ち上げ、位置・形状の制御性を確保できる設計が必要である。

1. 2. 3 高温超伝導コイルの必要性

高温超伝導材料は、未だ開発段階であるため A-SSTR2 の超伝導マグネットを設計する上で必要となる高温超伝導導体の基本概念及びその仕様を、現在の開発状況を踏まえ決定する必要がある。

図 1.4 に代表的な高温超伝導線 (HTS) と ITER 及び SSTR で想定されている低温超伝導線 (LTS) の臨界電流密度の磁場依存性を示す。代表的な HTS として、 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (Bi-2212) 及び $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Bi-2223) が開発されつつあり、高磁場で比較的高電流密度であるという特徴を有し、短尺ながら 25T を越える HTS が既に開発されている。温度が 30K を越えると構造材料の構造強度が劣化すること、及び、導体に含まれる材料の比熱の温度依存性を考慮して、A-SSTR2 の高温超伝導コイルは 20K で使用することを想定する。これにより、低温領域の構造強度を確保するとともに、4K の運転に比べ冷凍負荷を 20%に削減することが可能である。更に、Bi-2223 の臨界温度が 106K であることから、温度マージンが十分確保されることになる。

高温超伝導材料は、現在急速に開発が進められており、その温度マージンの高いことを利用して、冷媒を用いずに直接冷凍機から冷却板を介して冷却するコイル[17]、Bi-2212 テープを矩形または丸形状にワイヤ状に加工し、銀もしくわ銀合金で固めた ROSAT 線[18]、Bi-2212 で PAIR 法を用いて製作した高磁場、高電流密度線材 (10T で 5kA/mm^2 、30T で 2kA/mm^2) [19]、0.6%程度の歪みまで J_c が劣化しない PAIR 法を用いた高 J_c 線材線材[20]等が既に開発されている。このように、現時点では極めて開発段階である高温超伝導線材であるが、核融合炉が実用化される将来、核融合炉用で要求される高温で動作し高磁場で優れた J_c 特性を有し、高い安定性と高耐歪み特性を有する高温超伝導線の開発が十分期待できると考えられる。

1. 2. 4 第1壁構造材料の選択

核融合炉の第1壁は極めて高い中性子束と熱流束を受け、その材料選定は最重要課題の一つである。実験炉及び近未来の原型炉においては、現在の開発状況から判断して、低放射化フェライト鋼や ODS 鋼等が最も有望である。実用化段階に入った核融合動力炉を想定すると、構造材料を最適化することにより、核融合炉が一層魅力的なものとなる可能性がある。

図 1.5 は、代表的な核融合炉構造材料に $5\text{MW}/\text{m}^2$ の中性子束を 2 年間照射したあとの誘導放射能と表面線量率の時間的変化を示すもの[21]である。F82H や SUS316 と SiC/SiC 複合材の単位重量当たりの誘導放射能を比較すると照射後 1 年間は 2 衍程度 SiC/SiC 複合材が低いレベルに留まっている。照射後数十年で両者は同じレベルに達し、その後 F82H の誘導放射能が下回っている。表面線量率で見ると 100 年程度の時間間隔では SiC/SiC が有利となっている。SiC/SiC の場合不純物である窒素が除去できれば、誘導放射能、表面線量率とも極めて低いレベルとなることが示されており、また、そのような製造法のが既に開発されている。中性子照射後の材料特性の改善等、今後の材料開発の進展によつては SiC/SiC 複合材料は極めて魅力的な構造材料と成り得る可能性がある。A-SSTR2 では、少なくとも中性子束が高い第 1 壁の構造材料として、不純物が除去された SiC/SiC を想定することとする。

本来、SiC/SiC 複合材は高温で使用可能な材料として開発されたものであることから、その使用温度を高く設定することが可能である。A-SSTR2 では、高圧の He ガス冷却とし冷媒温度を入口で 600 度、出口で 900 度と設定することにより動力変換効率を～50% 程度まで高めるものとし、A-SSTR2 が優れた環境適合性と高い経済性を同時に満たす設計とする。

1. 2. 5 非誘導電流駆動立ち上げの必要性

高い稼働率が要求される将来の定常核融合動力炉では、放電の開始・終了は定期点検開始・終了時にのみ限られる。放電そのものは非誘導電流駆動で維持されるため、プラズマ外部から磁束の供給は不要である。仮に、電流立ち上げ・立ち下げも非誘導的に可能であれば、トカマクを構成する磁場コイルの内、装置中心部に置かれる中心ソレノイドコイルを設置しない簡素な磁場コイル系のトカマク炉概念が成立する。

1970 年頃から本格的に研究が進められてきた高周波や中性粒子ビーム等による非誘導電流駆動の研究は、低密度、低 β プラズマを用いた研究が殆どであった。現在知られている非誘導電流駆動方式の場合、その電流駆動効率が十分高くなく、密度に反比例して駆動できる電流が減少するため、極めて低い密度でなければ核融合炉で要求されるプラズマ電流まで電流を立ち上げることができないと考えられてきた。その後 JT-60 等の実験結果から、プラズマの圧力勾配により自発的に流れるブートストラップ電流が実験的に検証され、これを利用して

プラズマ電流を非誘導的に維持する原型炉概念 SSTR が提案された。A-SSTR2 では、これを更に発展させ、僅かの外部電流駆動パワーを利用してプラズマ中の DT 燃焼を制御することで、ブートストラップ電流を時間的に増大させながらプラズマ電流を立ち上げる新しい方式を提案する。これにより、先に述べたように、高磁場コイルに作用する強力な電磁力を支持する構造を可能とともに、核融合炉を構成する最も重要な要素である超伝導マグネットシステムを著しく簡素なもとととることができる。

表 1. 1 A-SSTR2 の主要諸元

Plasma current	I_p	12MA
Major radius	R_p	6.2m
Aspect ratio	A	4.13
Toroidal field	B_t	11T
Fusion power	P_f	4.5GW
Current drive	PCD	60MW
Normalized β	β_N	4.0
Average density	$\langle n_e \rangle$	$2 \times 10^{20} m^{-3}$
Max. neutron load	ϕ_n	8MW/m ²
Blanket heat flux	q_w	2MW/m ²
Div. heat flux	q_{div}	4MW/m ²
Neutron fluence	F	12MWa/m ²
Max. coolant temp.	T_{max}	900°C
Blanket Mat.		SiC/SiC
Coolant		He
Vessel		F82H

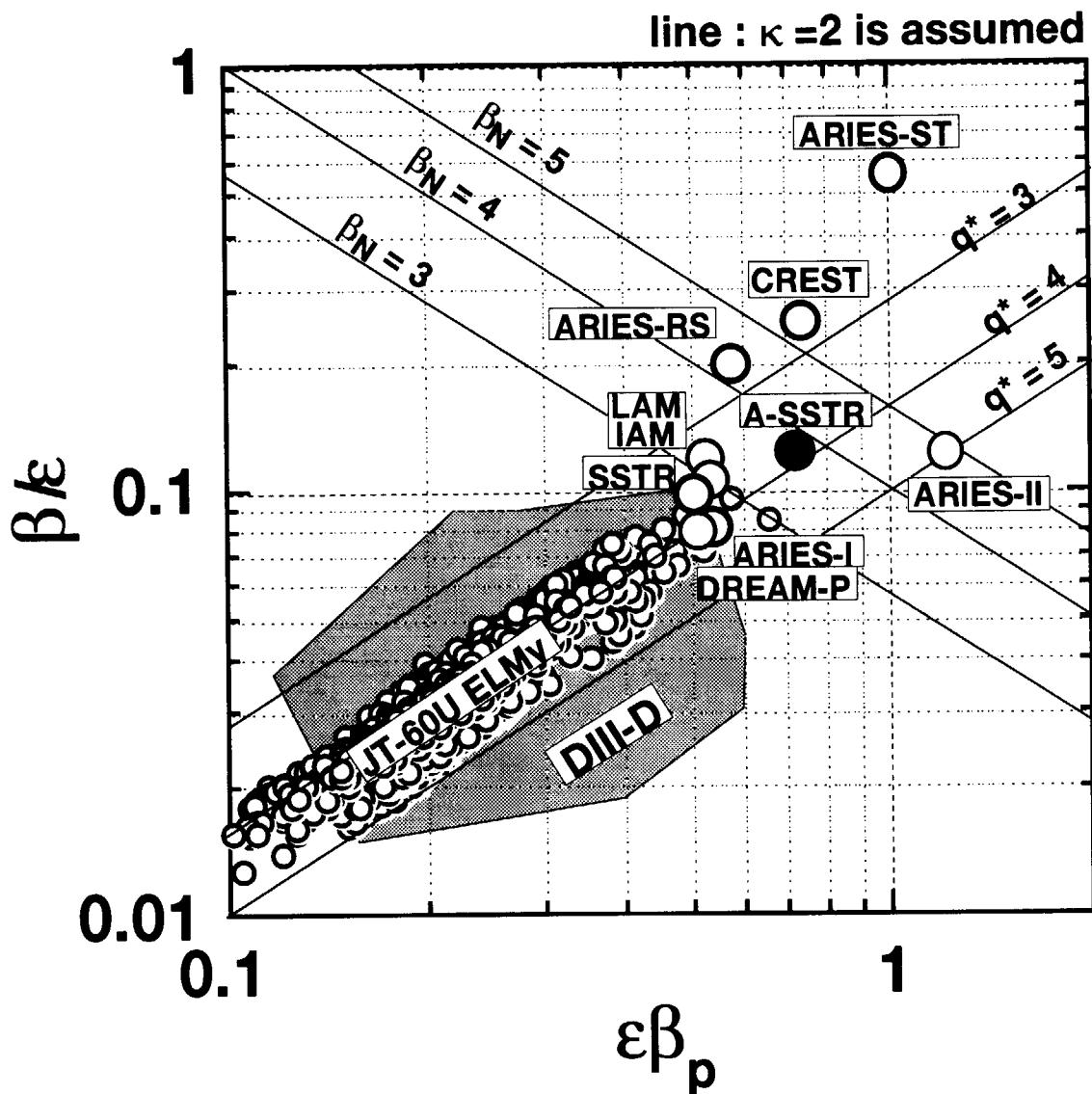


図1. 1 $\beta/\epsilon - \epsilon\beta_p$ 平面における実験値と代表的核融合炉設計値。小さい○印は、JT-60U の準定常プラズマの実験結果、実線で囲まれた領域は DIII-D の実験領域。大きな○は代表的核融合炉設計値を表す。橢円度を 2 とした時の安全係数及び規格化 β 値が実線で描かれている。

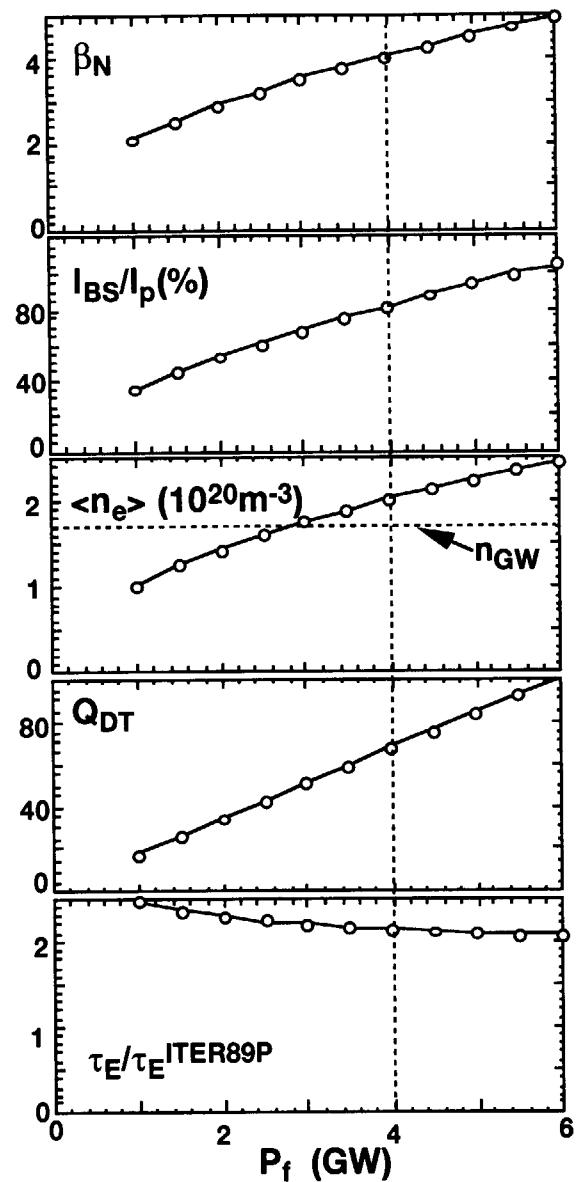


図1.2 A-SSTR2 ($R_p=6.2$, $a_p=1.5$, $\kappa_{95}=1.8$, $\delta_{95}=0.4$, $I_p=12MA$, $P_{CD}=60MW$) で核融合出力に対する、磁気軸での磁場を 11T とした場合の規格化 β 値 β_N 、自発電流割合 I_{BS}/I_p 、平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ 、核融合利得 Q_{DT} 、閉じ込め改善度 $\tau_E/\tau_E^{ITER89P}$ 。 $n_{He}/n_e=10\%$, $n_C/n_e=0.5\%$, $n_O/n_e=0.45\%$, $n_e(r)=n_e(0)[1-(r/a)^2]^{0.8}$ 、 $T_e(r)=42[1-(r/a)^2]^{1.0}$ keV とした。

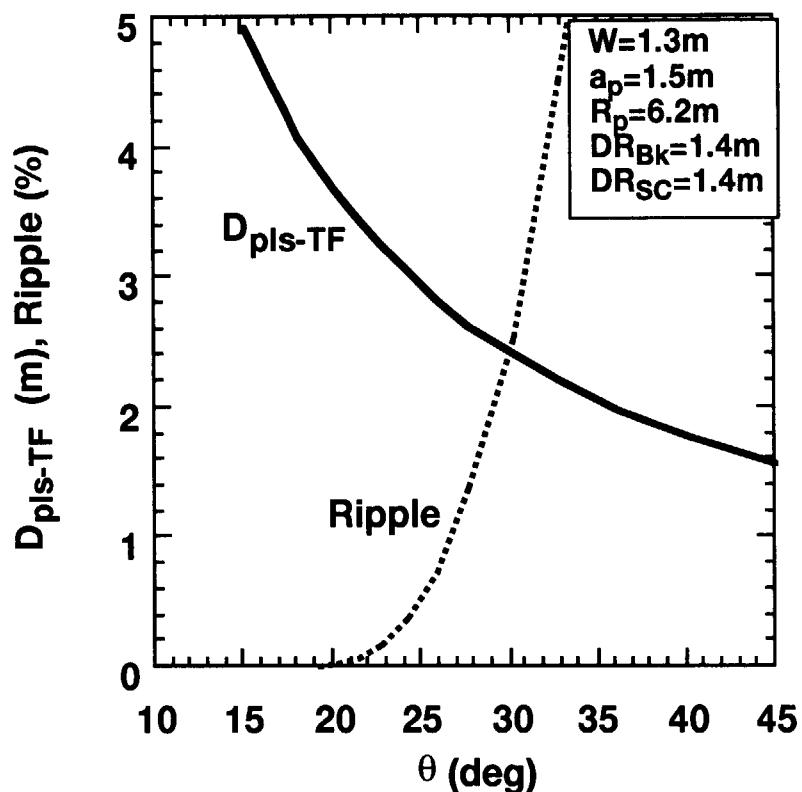


図 1. 3 隣り合うトロイダルコイル間の角度に対するプラズマ表面とコイルケース間距離 $D_{\text{pls-TF}}$ (1. 2 式) とプラズマ表面での磁場のリップル率 (1. 3 式)。

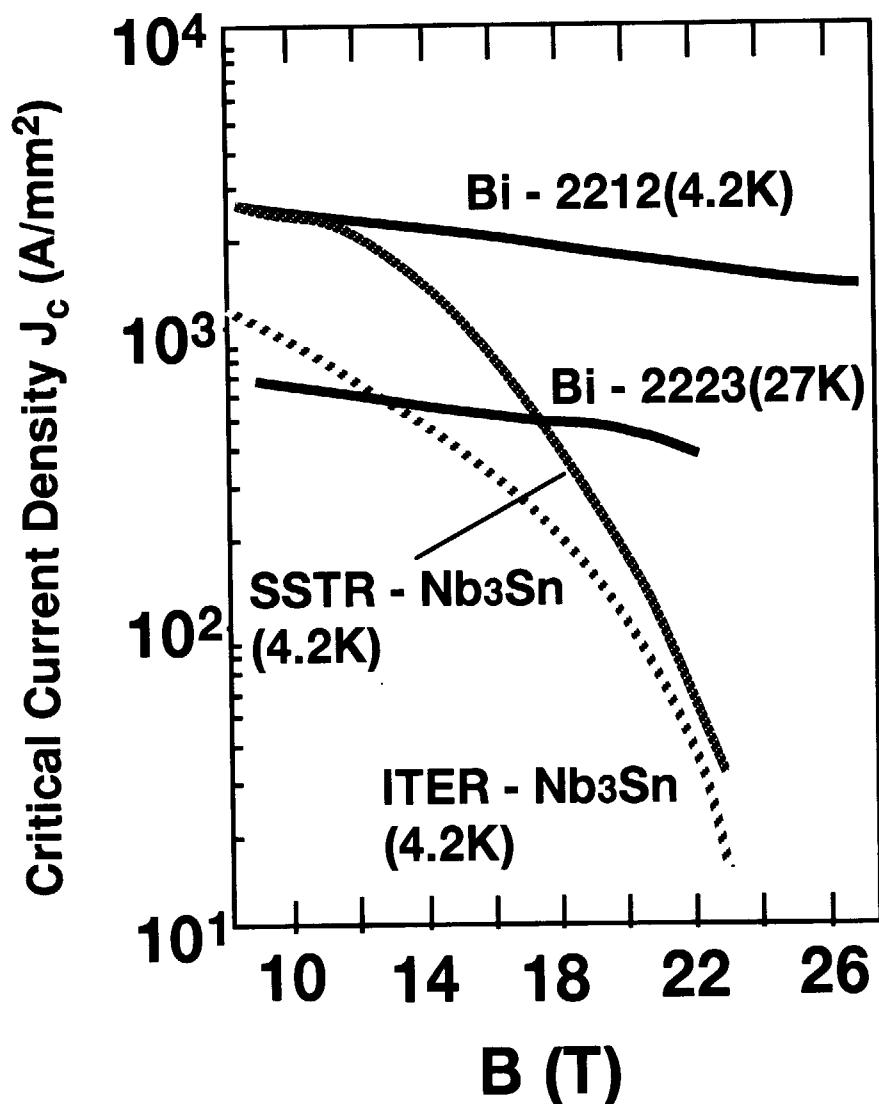


図 1. 4 超伝導線材の J_c 特性。代表的な高温超伝導材として、Bi-2212 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}\text{Cu}_2\text{O}_x$) 及び Bi-2223 ($\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$) の特性を ITER 及び SSTR で想定されている低温超伝導材 Nb_3Sn と比較した。

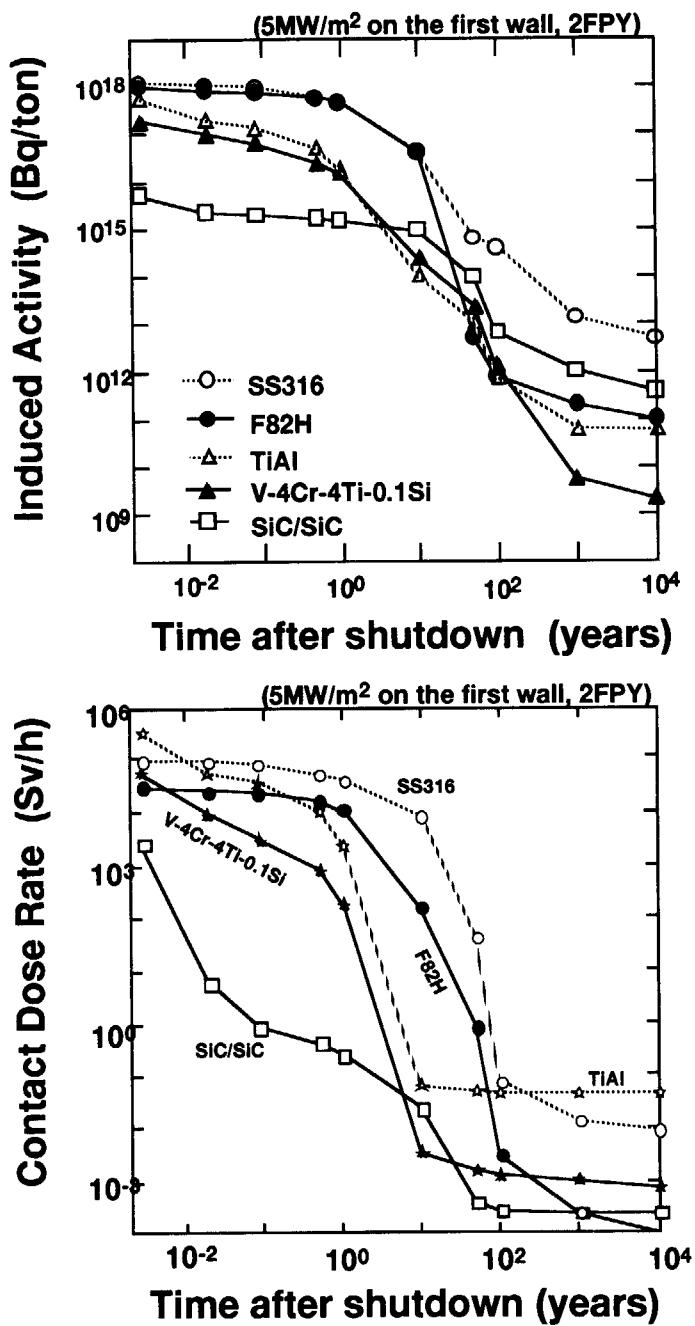


図1. 5 5MW/m² の中性子束を 2 年間照射した後の、各種材料の誘導放射能及び表面線量率の時間変化[21]。

2. A-SSTR2 の炉心プラズマパラメータ

システムコード[16]を用いて A-SSRT2 で必要とされる炉心プラズマのパラメータサーベイを行った。計算条件を表 2.1 に示す。電流駆動パワー 60MW (1.5MeV の負イオン源中性粒子ビーム N-NBI) を固定し、密度、温度を変化させた。システムコードの検討では、先進的な燃料補給法が開発されるものとして、比較的ピークした電子密度分布を仮定している。

図 2.1 は温度－密度平面上で各種パラメータの等高線を描いたもので、A-SSTR2 の設計代表点を○で示した。図 2.1(a)では、核融合出力 P_f 、規格化 β 値 β_N 、ITER89P 則[22]に対する閉じ込め改善度の等高線を、それぞれ、実線、破線、細破線で示してある。平均密度、温度がそれぞれ $2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、19keV の時、A-SSTR2 の設計条件である規格化 β 値 4 で核融合出力 4GW が可能である。この時、L モードに対する閉じ込め改善度 H_{89P} は約 2.15 となる。図 2.1(b)は閉じ込め時間及び ITER-ELMy93 則[23]に対する同様の等高線であり、4GW の出力時のエネルギー閉じ込め時間は約 1.15 秒で、93ELMy 則程度の閉じ込め時間に相当する。最近 ITER で用いられている y2 則[24]に対する閉じ込め改善度で表すと約 1.3 となる。図 2.1(c)は、エネルギー増倍率 Q_{DT} 及びブートストラップ電流比 I_{BS}/I_p 、図 2.1(d)は近似的な中性子壁負荷 P_n 、ポロイダル β 値の等高線を表す。設計代表点では、ブートストラップ電流割合が約 80% であり、残りの 20% の 2.4MA をビーム駆動電流で賄う必要がある。このためには、 $0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ A/W}$ 程度の電流駆動効率の非誘導電流駆動が必要であるが、後に示す 1 次元電流駆動コード ACCOME の解析で分かるように、1.5MeV の N-NBI で十分達成可能である。設計代表点での中性子壁負荷は約 5.5 MW/m^2 であり、2 次元効果を考慮すると、最大の中性子壁負荷は 8 MW/m^2 程度になる可能性があることに留意した第 1 壁の設計が必要である。

先に示したように非誘導電流駆動による定常運転が成立するためには、想定する N-NBI 電流駆動効率が $\sim 0.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ A/W}$ 程度の必要がある。このことを確認するために、1 次元電流駆動コード ACCOME[25]を用いて、A-SSTR2 の標準定格運転近傍の電流駆動性能を評価した。図 2.2 に、A-SSTR2 の代表的運転パラメータに対して評価した、非誘導電流駆動割合 $(I_{BS}+I_{NB})/I_p$ 、ビーム駆動電流割合 I_{NB}/I_p 、核融合出力 P_f 、閉じ込め改善度 H_{89P} 、 H_{93ELMy} 、グリーンワルドに対する密度比 n_e/n_{GW} 、電流駆動効率 η_{CD} の平均電子密度依存性を示す。ここで、プラ

ズマ電流 12MA、平均半径 ($R_p=6.2\text{m}$) での磁場 11T の標準的な A-SSTR2 を仮定し、ビームエネルギー 1.5MeV、ビーム半径 $0.8\text{m} \times 1.2\text{m}$ 、ビーム接線半径 5.7m で 60MW の中性粒子ビームを入射している。システムコードの評価と同様、平均密度が $2 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$ 程度で核融合出力が 4GW、ブートストラップ電流割合が約 80% となっている。この時、NBI 駆動電流は全電流の約 20% であり、全電流が非誘導的に駆動できることが分かる。

図 2.3 は、図 2.2 で最も密度の高い場合の平衡配位、及び、安全係数 q 、駆動電流、圧力の分布を示す。全電流の 8 割がブートストラップ電流となる A-SSTR2 の標準運転条件近傍では、図 2.3 に示されるように電流分布はブートストラップ電流の分布で決定される。図 2.3 の計算では、横半径 0.8m、縦半径 1.2m のガウス分布のビームを接線半径 5.7m で水平面上 ($z=0\text{m}$) に入射している。磁気軸の垂直位置が 0.6m 程度であるため、ビーム駆動電流もホーロー分布となっている。このため、安全係数の分布は図に見られるように小半径の 55% 程度から内側で負磁気シア配位となっている。トロイダル磁場が高いために最小の安全係数は 3.6 と高く、比較的安定な分布となっている。後述するように、ビームの入射位置により電流駆動効率や中心部での安全係数が変化するため、中性粒子ビーム入射装置について総合的な観点からの設計が必要である。

以上の検討により、A-SSTR2 の標準運転パラメータとして平均密度が $2 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$ 程度である必要が分かる。この密度は、グリーンワルド密度限界 ($n_{GW}=1.7 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$) に比べ約 17% 高いものであり、現在の実験では、この密度領域で、比較的ピークした分布を持ち、閉じ込め改善度 $H_{89P} \sim 2$ 程度の高性能プラズマは実現されていない。ここでは、核融合炉の実用段階までに今後の炉心プラズマ研究が進展し、新技術が確立されるものと仮定する。

表 2.1 システムコード計算パラメータ

Plasma Current	$I_p = 12.0 \text{MA}$
Major Radius	$R_p = 6.2 \text{m}$
Minor Radius	$a_p = 1.5 \text{m}$
N-NB Power	$P_{NB} = 60 \text{MW}$
Toroidal Field	$B_{T0} = 11 \text{T}$
Helium Density	$n_{He}/n_e = 0.1$
Effective Z	$Z_{\text{eff}} = 1.6$
Ellipticity	$\varepsilon_{95} = 1.8$
Triangularity	$\delta_{95} = 0.4$
n_e profile fact.	$\alpha_n = 0.8$
T_e profile fact.	$\alpha_T = 1.2$
Beam Energy	$E_B = 1.5 \text{MeV}$

ただし、 $n_e(r) = n_e(0)[1 - (r/a)^2]^{\alpha_n}$ 、 $T_e(r) = 42[1 - (r/a)^2]^{\alpha_T} \text{keV}$ とした。

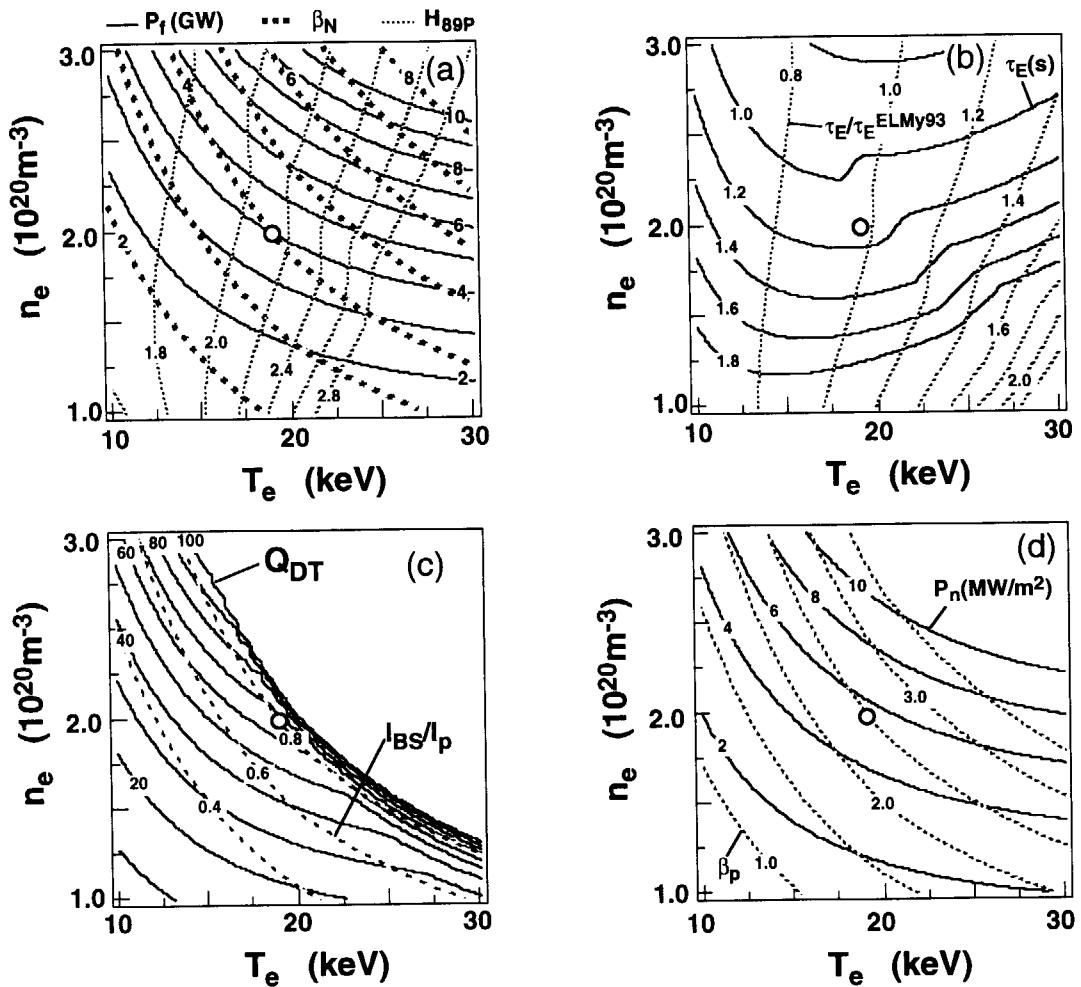


図 2.1 システムコードによる A-SSTR2 の運転パラメータ。平均密度—平均温度平面で描いた各種パラメータの等高線。表 2.1 の計算パラメータを用いている。

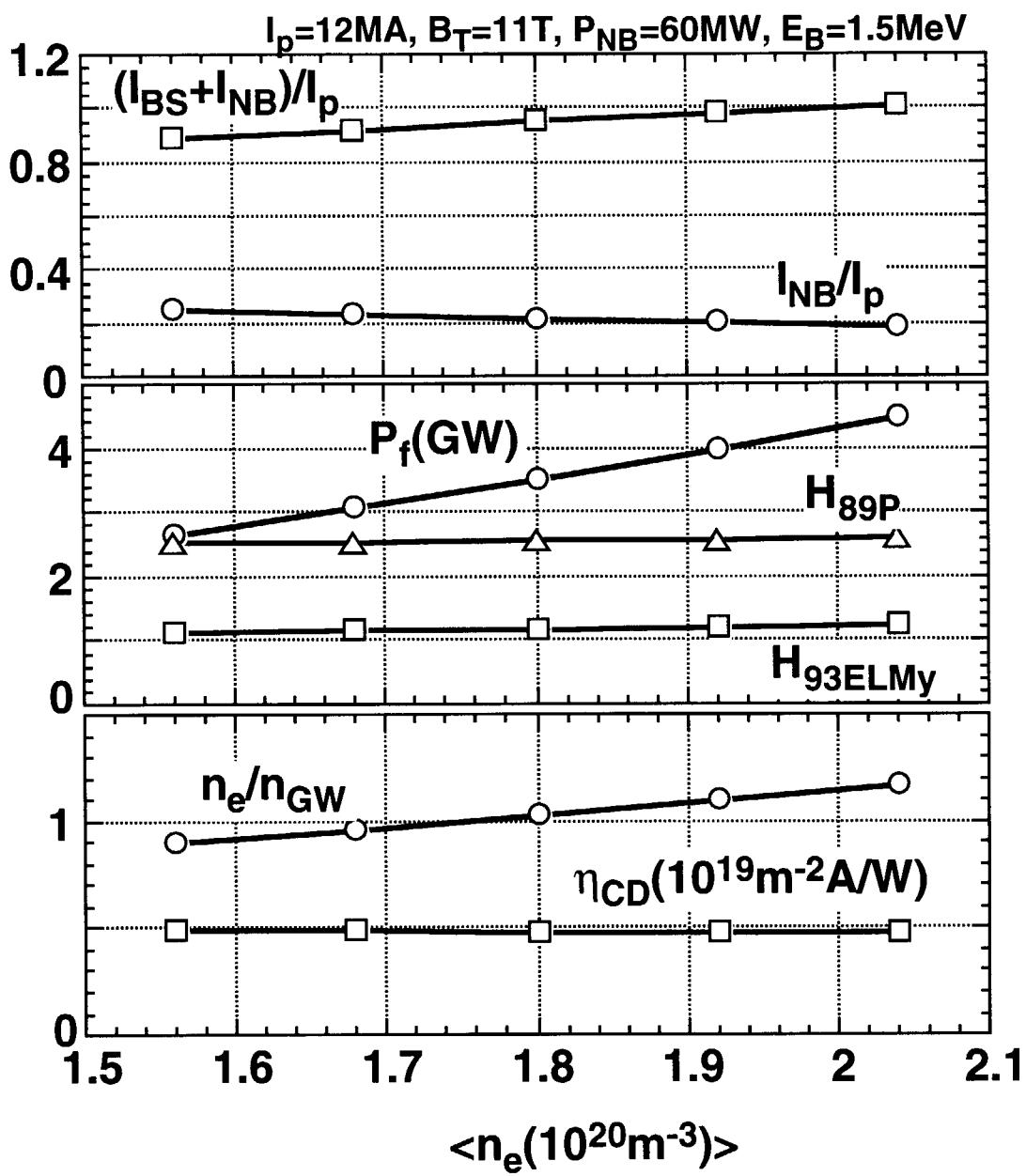


図 2.2 ACCOME コードによる A-SSTR2 標準運転近傍の電流駆動特性。

NB 入射条件 : $E_B = 1.5\text{MeV}$ 、 $a_B = 0.8\text{m}$ 、 $b_B = 1.2\text{m}$ 、 $R_t = 5.7\text{m}$ 、 $Z_{inj} = 0\text{m}$ 。

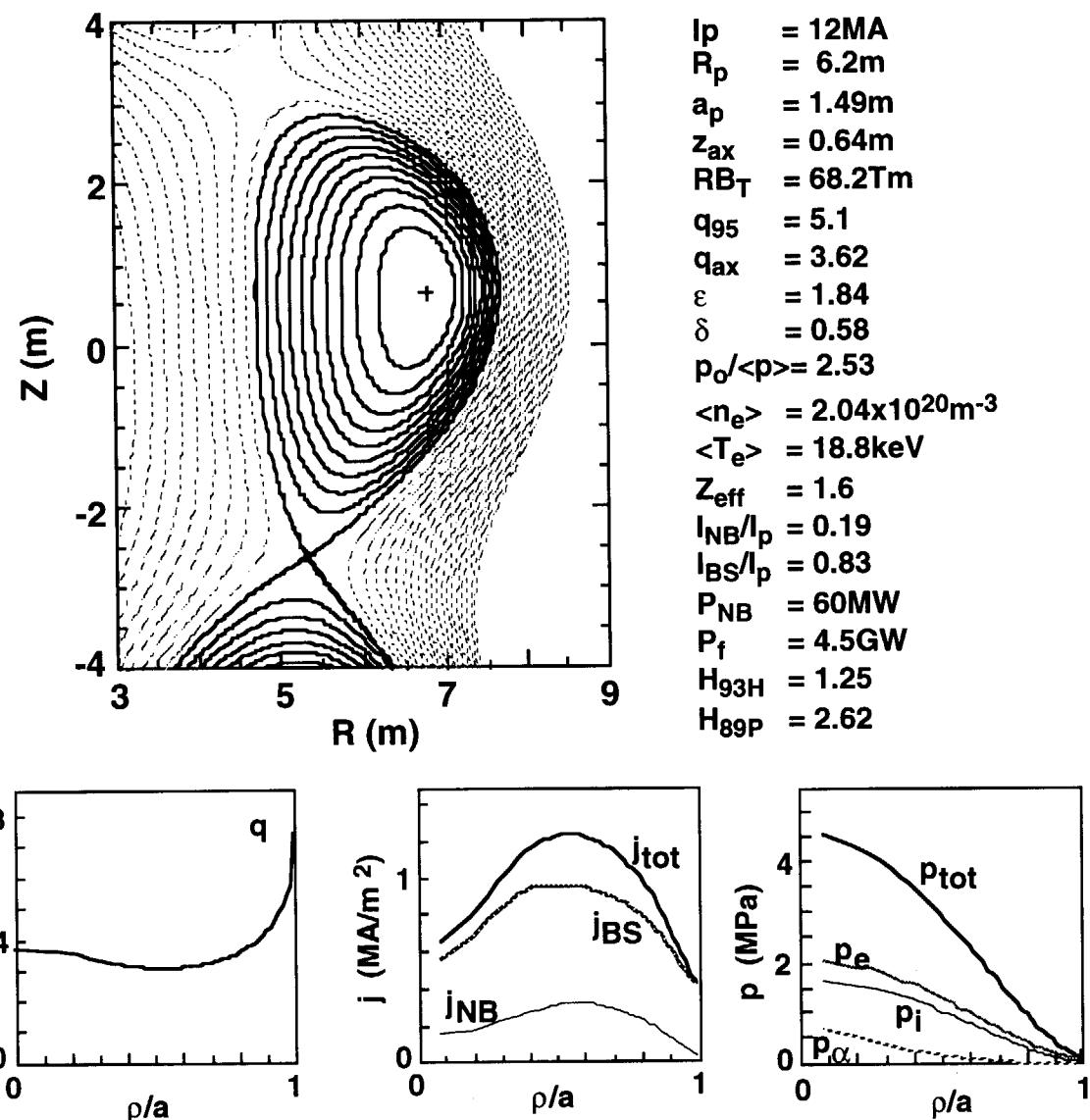


図 2.3 平均密度 $2.08 \times 10^{20} m^{-3}$ の時の ACCOME コードの計算結果。平衡配位と安全係数、電流及び圧力分布。

3. 中性粒子ビーム電流駆動の検討

ここでは、A-SSTR2 で要求される中性粒子ビーム入射装置性能を明らかにするために、定常運転に不可欠な N-NBI 電流駆動特性を ACCOME コードを用いて検討する。

3. 1 中性粒子ビームエネルギー

中性粒子ビームエネルギーを決定する際、プラズマ立ち上げ時の突き抜け、電流駆動効率、標準運転時のプラズマ中心部の電流密度等を考慮する必要がある。A-SSTR2 は中心ソレノイドコイルが無く非誘導電流駆動によってプラズマを立ち上げることを想定するため、プラズマ電流立ち上げの初期から非誘導電流駆動パワーを入射しなければならない。また、非誘導電流駆動でプラズマ電流を立ち上げるには長い時間を要すると予想されることから、立ち上げシナリオの最適化、対向面の保護の観点から適切なビームエネルギーの選択が必要である。図 3.1 は、ACCOME コードで評価した NBI の突き抜け率（細線）及び電流駆動効率（太線）を、ビームエネルギー E_B 及び平均密度 $\langle n_e \rangle$ の平面上で等高線状に表したものである。ここで、平均電子温度を $\langle T_e \rangle = 10\text{keV}$ 、ビームの接線半径を $R_t = 5.7\text{m}$ 、ビームの縦（横）半径を 1.2 (0.8) m と仮定した。仮に平行ビームが直角に対向面に入射されるとし、 $1\text{MW}/\text{m}^2$ の熱負荷が除熱可能であると仮定すると、このビーム径の場合定常的な突き抜けパワーは約 3MW 以下でなければならない。平均密度が $\sim 0.3 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$ あるとすると 1.5MeV の場合突き抜け率が 0.15 であるため 20MW 程度、 0.75MeV では 30MW 程度の入射が可能となる。図 3.1 の電流駆動効率の等高線から、このパラメータ領域では電流駆動効率は概ね $0.3 \times 10^{20}\text{m}^{-2}\text{A/W}$ 程度であり、密度の低下とビームエネルギーの増大とともに緩やかに増大しているのが分かる。

図 3.2(a)は、突き抜け率の密度依存性を表す。記号は ACCOME で求めた値であり、実線は、 $P_{thr}/P_{IN} = C_1 \exp \{-C_2 \langle n_e \rangle\}$ とし係数 C_1 及び C_2 を最小自乗法で求め、更に、各ビームエネルギー毎に得られた係数 C_1 及び C_2 をビームエネルギー E_B の多項式で記述する。このようにして求めた突き抜け率の近似式は、図 3.2(b)に示されているように ACCOME コードの結果と良く一致している。以上から、A-SSTR2 の突き抜け率は概ね次式で近似されることが分かる。

$$\eta_{ST} = P_{thr}/P_{IN} = C_1 \exp \{-C_2 \langle n_e \rangle\}$$

$$\begin{aligned} C_1 &= 0.527 + 0.294 E_B & (3.1) \\ C_2 &= 20.38 - 17.73 E_B + 7.819 E_B^2 - 1.032 E_B^3 \end{aligned}$$

ここで、 $\langle n_e \rangle$ は 10^{20}m^{-3} 単位、 E_B は MeV 単位である。

A-SSTR2 では、プラズマ着火直後から 2MA 程度までは 10^{19}m^{-3} 以下の密度で電子サイクロトロン波による着火及び電流駆動立ち上げを想定している。プラズマ電流を 2MA から標準運転の 12MA まで NBI による電流駆動とブートストラップ電流で電流立ち上げを行うとすると、 10^{19}m^{-3} 以下の極めて低い密度から中性粒子ビームを入射しなければならない。NBI 対向面の許容熱流束を Q_{NBmax} 、ビームの横半径を a_B 、縦半径を b_B とし、ビーム断面と対向面が直交すると仮定すると、対向面に到達するパワーは $P_{NBthrm} = \pi a_B b_B Q_{NBmax}$ 以下、入射パワーは $P_{NBmax} = P_{NBthrm}/\eta_{ST}$ にしなければならない。対向面が傾いて熱を受ける面積が広がることで熱流束が緩和される効果は、ビームがガウス分布状に分布してピークの熱流束が高くなることと相殺するとする。図 3.1 で見たように、概ね電流駆動効率が一定であると仮定すると、次式で示される駆動電流以上は駆動できない。

$$\begin{aligned} I_{NBmax} &= \eta_{CD} P_{NBmax} (1 - \eta_{st}) / (\langle n_e \rangle R_p) & (3.2) \\ P_{NBmax} &= \min\{60 \text{MW}, \pi a_B b_B Q_{NBmax} / \eta_{ST}\} \end{aligned}$$

ここで、 R_p はプラズマの主半径を表す。図 3.3 は、 $Q_{NBmax}=1 \text{MW/m}^2$ 、 $a_B=0.8 \text{m}$ 、 $b_B=1.2 \text{m}$ とし、(3.1) 式及び (3.2) 式を用いて求めた NB 駆動電流の最大値の密度依存性を表す。実線 I_{GW} はグリーンワルド密度 n_{GW} によって定まる電流であり、 $I_{GW} = n_{GW} \pi a^2 = \langle n_e \rangle \pi a^2$ で与えられる。電流を非誘導電流駆動で立ち上げるためには、プラズマ密度 - 電流経路図 3.3 の最大駆動電流 I_{NB} と密度限界を与える電流 I_{GW} の間を通過しなければならない。図 3.3 の 1.5MeV の場合にはその間隔が狭いため運転裕度が少なく、低密度領域での高い密度制御性が保証されなければならない。また、プラズマ電流を立ち上げる速度も遅くなり、不安定な低密度、低電流の期間が長くなる。従って、A-SSTR2 の場合には、定格ビームエネルギー 1.5MeV に加え 0.75-1.0MeV 程度の低ビームエネルギー運転ができる必要がある。

3. 2 ビーム断面積

ビーム断面積の検討する際、ビームエネルギーと同じくビーム対向面の許容熱流束が重要な要因となる。図 3.4 は、ビームエネルギーを 0.75MeV とし、ビーム断面を変化させて、図 3.3 と同様の計算を行った結果である。前節で議論したように、運転裕度確保の観点から少なくともビーム断面積は 1m^2 を越えるもので無ければならない。標準運転近傍のプラズマにおいてビーム断面積を変えた場合に、どの程度ビーム駆動電流分布が変化するかを ACCOME コードを用いて検討した。図 3.5 は、ビーム駆動電流の空間分布を示す。ここで、ビーム軸中心は磁気軸から垂直方向に 0.6m ずれたところを通過し、接線半径は $R_{\text{tang}}=5.7\text{m}$ とした。また、ビームエネルギーは $E_B=1.5\text{MeV}$ 、ビーム断面の楕円度 $\epsilon_B=b_B/a_B$ を 1.5 と固定した。図 3.5 に示されているように、ビーム断面積 S_B を小さくするほどプラズマ中心での電流密度が増大する。プラズマ中心での安全係数は、概略プラズマ中心の電流密度に逆比例 ($q_0 \sim 2B_T/(\mu_0 R_p j_0)$) するため、OH 電流がない定常状態では中心の安全係数はプラズマ中心でのビーム駆動電流密度で決まる。鋸歯状振動による核融合出力の変動を抑制するためには、中心の電流密度に上限ができる。A-SSTR2 ではプラズマ中心領域で負磁気シアとなる電流分布を想定するため、N-NBI 駆動電流分布が中心ピークすることを避けたい。また、プラズマの輸送障壁が安全係数が最小となる位置近傍に発生することが報告されている[26]が、できる限り広い輸送障壁を形成するためには、NB 駆動電流分布が平坦なものが望ましい。これらのことから、A-SSTR2 の NBI のビーム断面積は 3m^2 程度とする。

3. 3 ビーム入射位置

ビーム入射位置は、中性粒子ビームエネルギーと同様に電流駆動効率と中心での電流密度に強く影響を与える。図 3.6 (a) は電流駆動効率のビームの接線半径 R_{tang} 依存性を ACCOME コードで求めたものである。但し、標準運転時近傍のプラズマで 60MW、1.5MeV のビームを用い、 $Z_{\text{inj}}=0.0\text{m}$ 、 $a_B=0.8\text{m}$ 、 $b_B=1.2\text{m}$ とした。一般に、接線半径を大きくするほど駆動効率が向上するが、ビームがプラズマを通過する距離が短くなるため、突き抜けが大きな低密度領域でネットの吸収パワーが減少し、ビーム対向面の保護が必要となる。A-SSTR2 では、磁気軸から小半径の 30%程度トーラスの内側を接線半径とする。ビームの横半径を 0.8m とすると、ビーム軸と磁気軸間距離は 0.5m、ビーム径の約 63%の位

置に磁気軸があることになる。

図 3.6 (b) は、 $R_{\text{tang}}=5.7\text{m}$ と固定し、ビーム軸の z 方向位置を変化させた時の駆動電流分布の変化を表す。ビーム断面積と同様に、磁気軸とビーム軸が近く程プラズマ中心での電流密度が増大する。駆動効率は磁気軸入射時及び水平面入射時にそれぞれ $\eta_{\text{CD}}(10^{20}\text{m}^{-2}\text{A/W})=0.480$ 及び 0.462 となり大きく変化しない。先に示したように A-SSTR2 が負磁気シア配位を念頭に設計することから、ビームの Z 方向高さを $Z_{\text{inj}}=0.0\text{m}$ と水平面上に置くこととする。

3. 4 電流駆動効率

中性粒子ビームの電流駆動効率は、近似的に次式で表すことができる[27]。

$$\frac{j_b}{p_b} = 15.82 \frac{T_e(10\text{keV})\xi_b}{Z_b n_e(10^{20}\text{m}^{-3})} \frac{17}{\ln\Lambda} J(x,y) \left[1 - \frac{Z_b}{Z_{\text{eff}}} (1 - G(Z_{\text{eff}}, \varepsilon_t)) \right]$$

$$J(x,y) = \frac{x^2}{4+3y+x^2(x+1.39+0.61y^{0.7})} \quad (3.3)$$

ここで、 $x=(E_b/E_c)^{0.5}$ 、 $\varepsilon_t=r/R$ 、 $y=4Z_{\text{eff}}/5/A_b$ 、 $\xi_b=R_{\text{tang}}/R_p$ 、 $E_c(\text{keV})=100A_b(T_e/10\text{keV})$ 、 $\ln\Lambda$ はクーロン対数、 E_b 、 Z_b 、 A_b はそれぞれビームエネルギー、ビーム荷電数、質量数を表す。(3.3) 式から、電流駆動効率を決める重要な要因は、電子温度、ビームエネルギー、密度、ビーム入射位置等であり、装置設計上では密度や温度を除いた他の量は概ね定数として扱える。図 3.7 は、A-SSTR2 の標準的な配位、ビーム入射条件下で ACCOME コードで求めた電流駆動効率を平均電子密度及び平均電子温度の平面上に等高線表示したものである。電子温度に強く、密度に対しては緩やかな依存性であることが分かる。平均温度が 20keV 程度の A-SSTR2 の標準運転では広範囲の密度で電流駆動効率が $0.5 \times 10^{20}\text{m}^{-2}\text{A/W}$ 程度であることが分かる。ACCOME コードで求めた電流駆動効率は、電子密度で決まる定数 C_0 、 C_1 を用いて

$$\eta_{\text{CD}}^{\text{FIT}}(10^{20}\text{m}^{-2}\text{A/W}) = C_0 \langle T_e(\text{keV}) \rangle^{C_1} \quad (3.4)$$

で記述することができる。図 3.8 は、ACCOME コードで求めた電流駆動効率と (3.4) 式の効率を比較したもので、A-SSTR2 の運転領域の電流駆動効率は概ね (3.4) 式で近似できることが分かる。

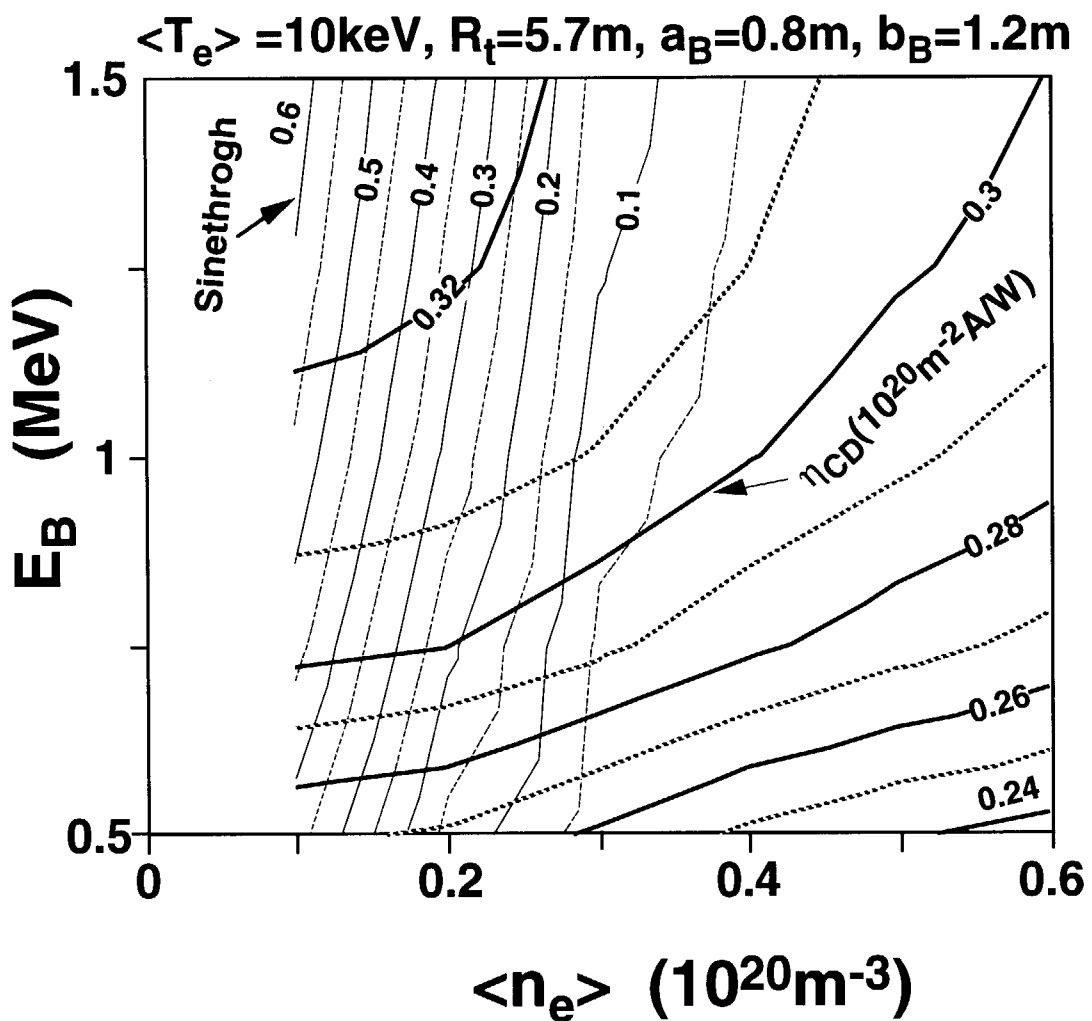


図 3.1 ACCOME コードで求めた突き抜け率と電流駆動効率を平均密度及びビームエネルギー平面で等高線状に描いたもの。 $\langle T_e \rangle = 10\text{keV}$ 、 $a_B = 0.8\text{m}$ 、 $b_B = 1.2\text{m}$ 、 $R_{tan} = 5.7\text{m}$ 、 $Z_{inj} = 0\text{m}$ 、 $I_p = 12\text{MA}$ 、 $Z_{eff} = 1.6$ 。

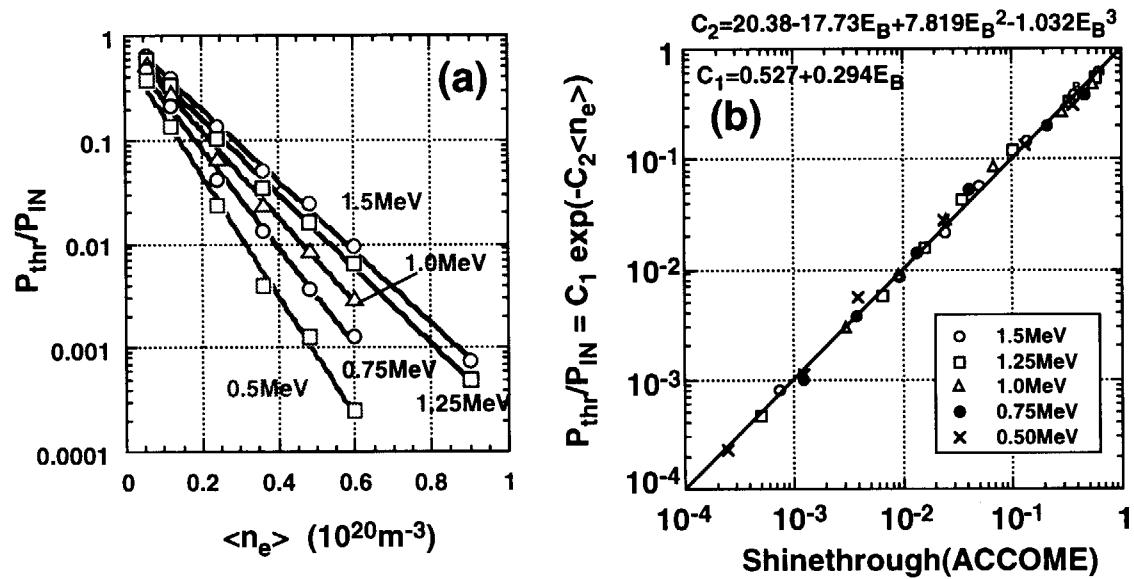


図 3.2 (a) 突き抜け率の密度依存性。計算パラメータは図 3.1 と同じ。
(b) ACCOME コードで求めた突き抜け率と最小自乗法で (2.1) 式に近似したものとの比較。

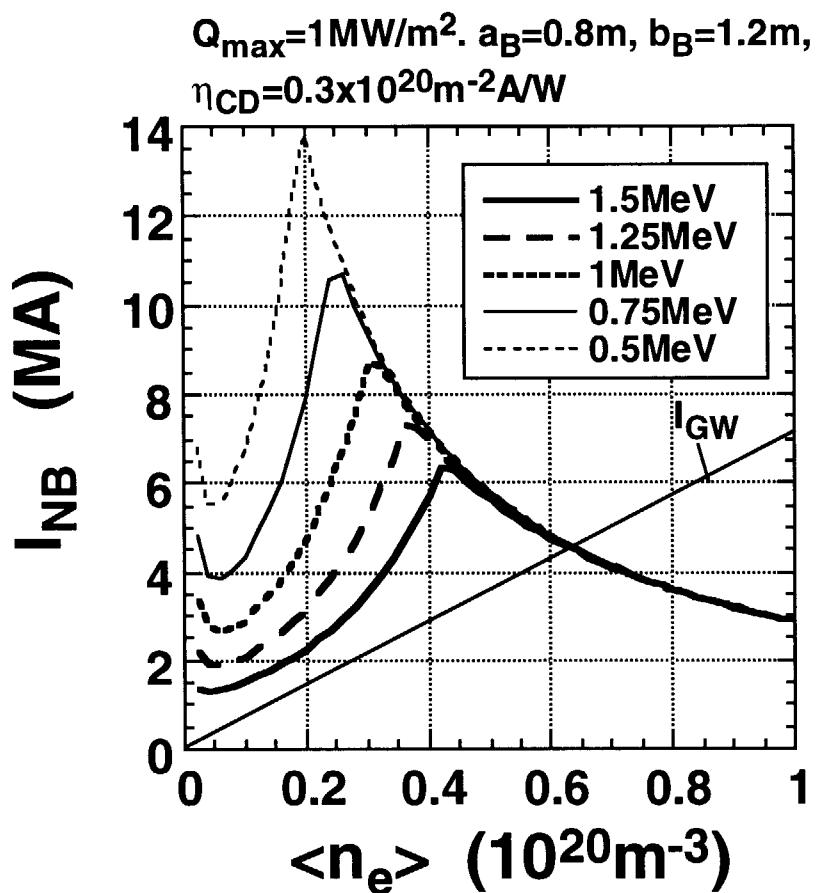


図 3.3 (3.1) 式及び (3.2) 式を用いて求めた NB 駆動電流の最大値の密度依存性。 $Q_{NB\max} = 1 \text{ MW/m}^2$ 、 $a_B = 0.8 \text{ m}$ 、 $b_B = 1.2 \text{ m}$ 。 I_{GW} は $n_{GW} = <n_e>$ となるプラズマ電流を表し、電流立ち上げのためには $I_{NB} > I_{GW}$ でなければならない。

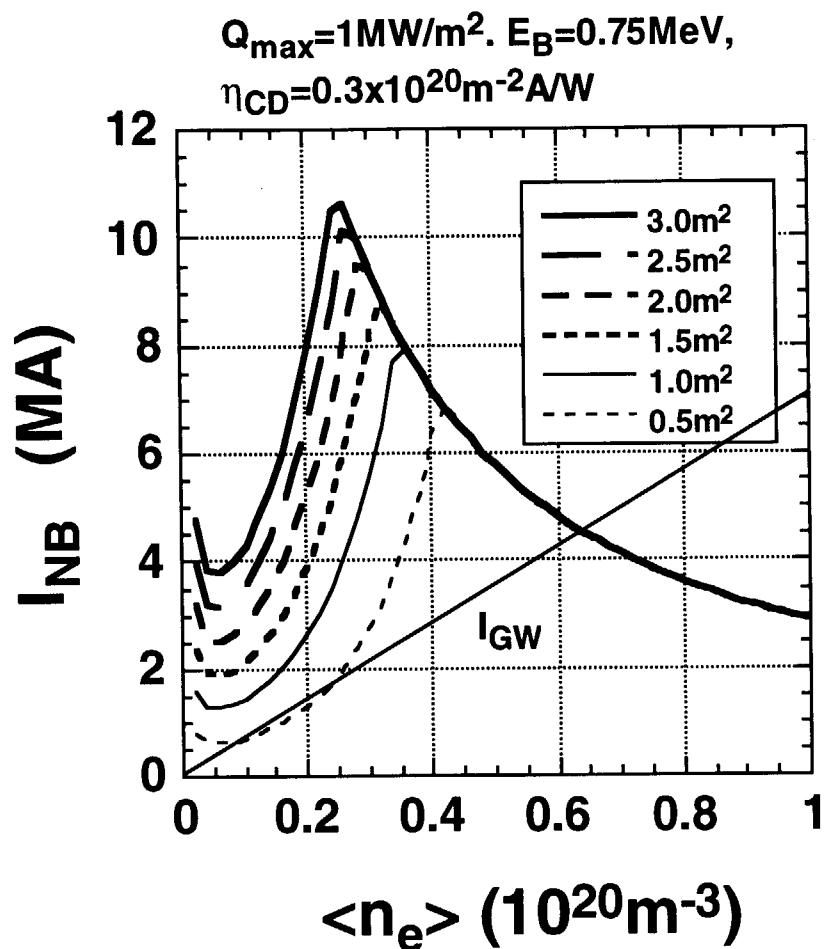


図 3.4 (3.1) 式及び (3.2) 式を用いて求めた NB 駆動電流の最大値の密度依存性。 $Q_{NB\max}=1 \text{ MW/m}^2$, $E_B=0.75 \text{ MeV}$ とし、ビーム断面積を 0.5 m^2 から 3 m^2 に変化させている。実線は最大のビーム駆動電流で評価したグリーンワルド密度 n_{GW} 。

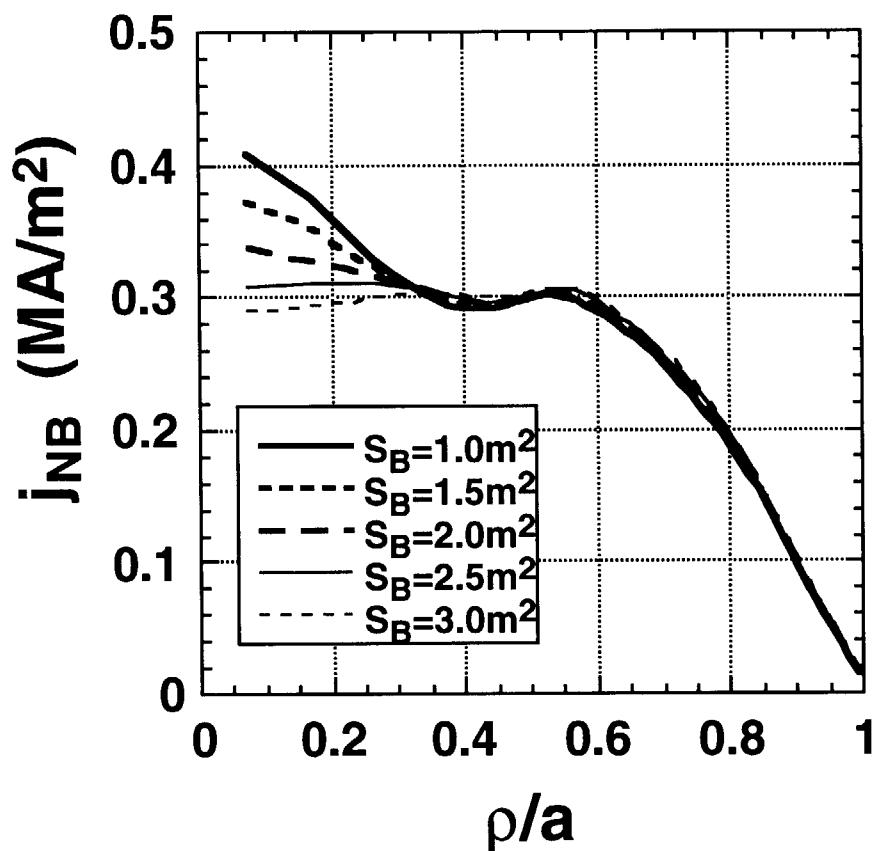


図 3.5 ACCOME コードで評価したビーム駆動電流の空間分布。ビーム断面の
楕円度 $\epsilon_B = b_B/a_B$ を 1.5 と固定し、ビーム断面積 S_B を変化させている。
 $Z_{inj}=0.6\text{m}$ 、 $Z_{tang}=5.7\text{m}$ 、 $E_B=1.5\text{MeV}$ 、 $P_{NB}=60\text{MW}$ 、 $\langle n_e \rangle = 1.92 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$ 、
 $\langle T_e \rangle = 18.8\text{keV}$ 、 $Z_{eff}=1.6$ 、 $I_{NB}=2.349-2.360\text{MA}$ 、 $P_f=3.959-3.965\text{GW}$ 、 $q_o=2.21-2.60$ 。

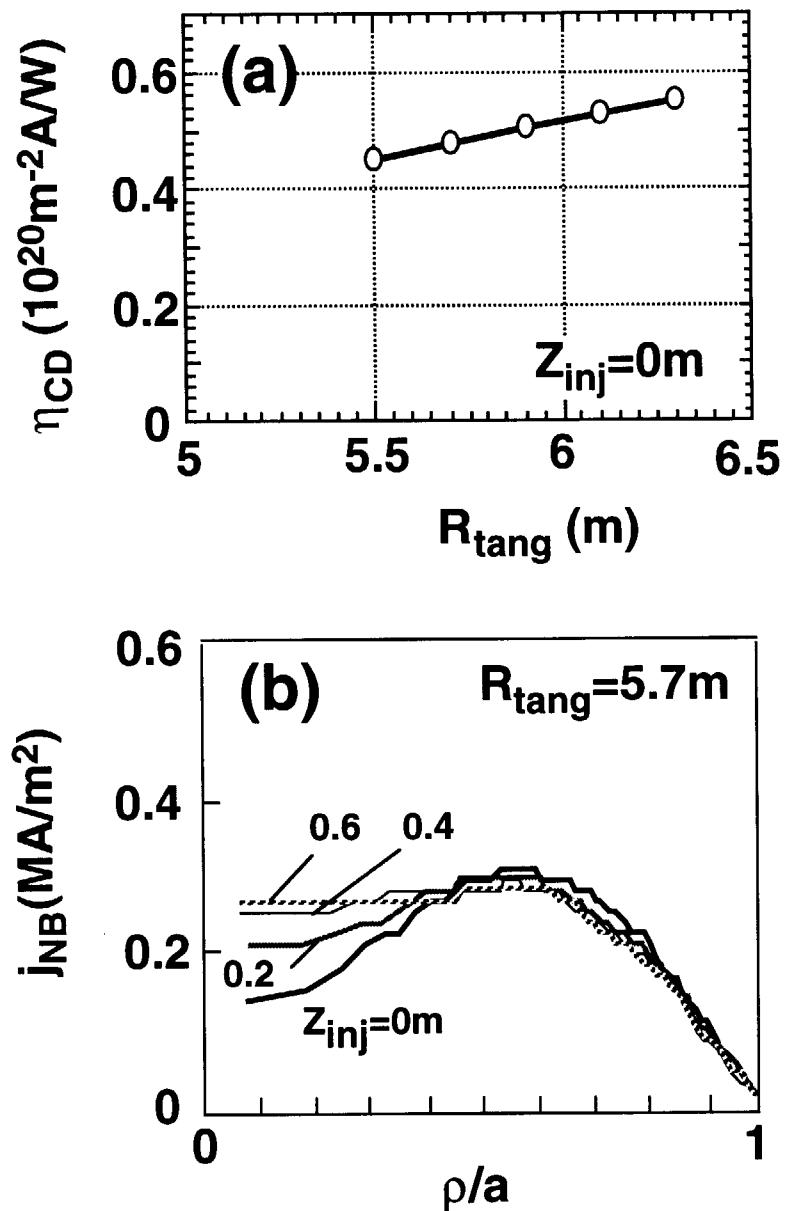


図 3.6 (a) ACCOME コードで評価した電流駆動効率の接線半径依存性。
 $\langle n_e \rangle = 2.04 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ 、 $\langle T_e \rangle = 18.8 \text{ keV}$ 、 $Z_{inj} = 0.0 \text{ m}$ 、 $a_B = 0.8 \text{ m}$ 、 $b_B = 1.2 \text{ m}$ 、 $E_B = 1.5 \text{ MeV}$ 、 $P_{NB} = 60 \text{ MW}$ 。 (b) $R_{tang} = 5.7 \text{ m}$ としたとき、ビーム軸の z 方向位置を変化させた時の駆動電流分布の変化。駆動効率は磁気軸入射時及び水平面入射時にそれぞれ $\eta_{CD}(10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ A/W}) = 0.480$ 及び 0.462 となった。

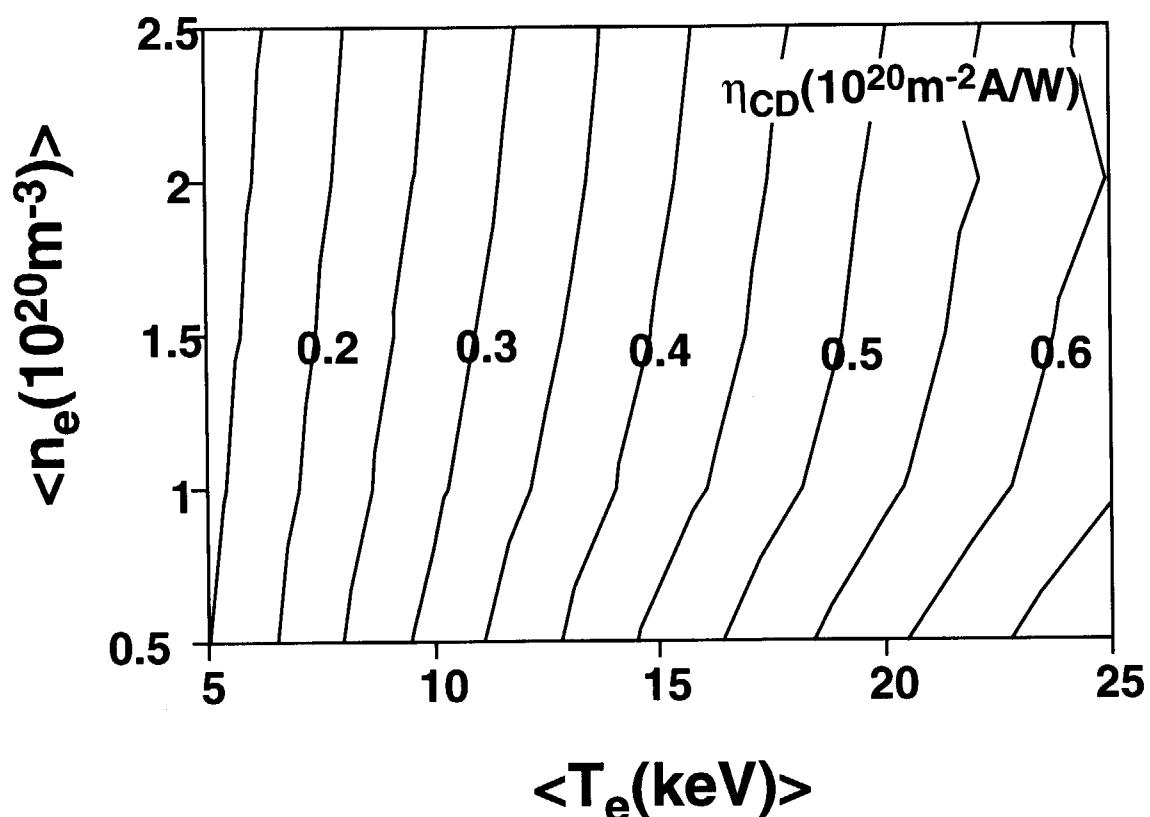


図 3.7 A-SSTR2 の標準配位で、1.5MeV の中性粒子ビームの電流駆動効率を ACCOME コードで求め、平均温度、平均密度平面上で等高線表示したもの。 $Z_{inj}=0.0\text{m}$ 、 $R_{tang}=5.7\text{m}$ 、 $E_B=1.5\text{MeV}$ 、 $P_{NB}=60\text{MW}$ 、 $a_B=0.8\text{m}$ 、 $b_B=1.2\text{m}$ 、 $Z_{eff}=1.6$ 、 $I_p=12\text{MA}$ 、 $R_p=6.2\text{m}$ 、 $a_p=1.5\text{m}$ 、 $\kappa_{95}=1.8$ 、 $\delta_{95}=0.4$ 。

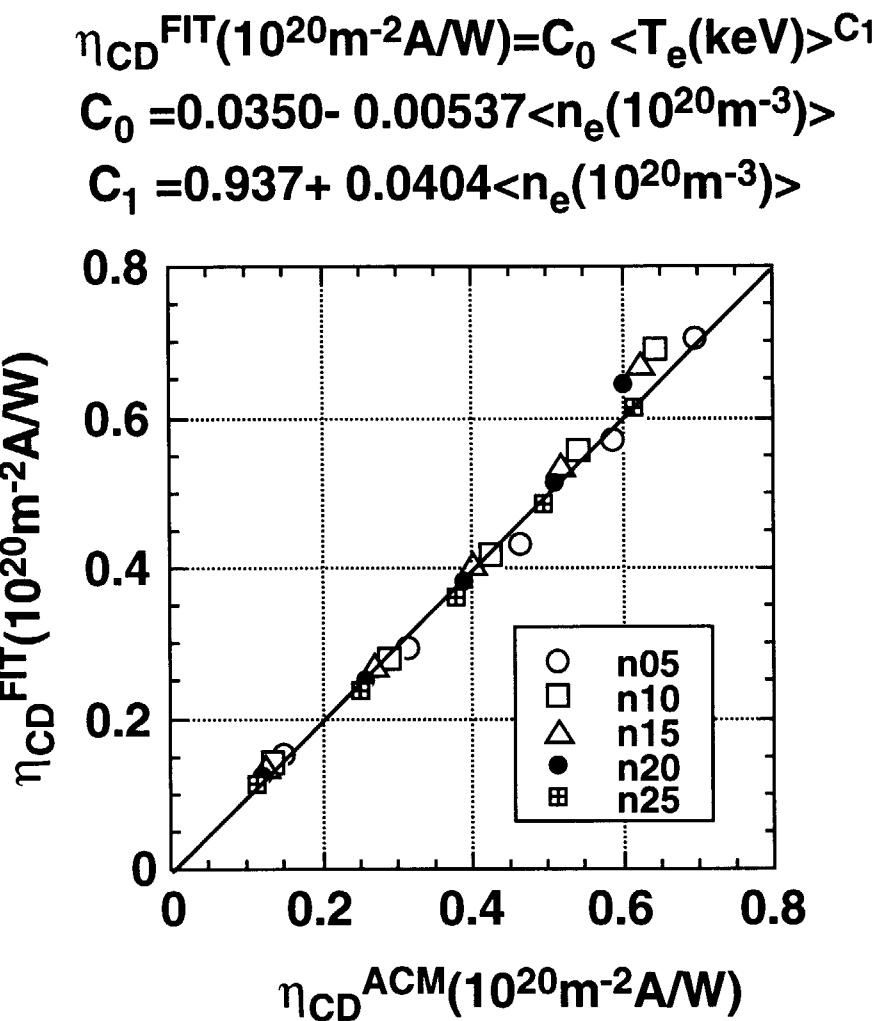


図 3.8 図 3.7 の電流駆動を効率を平均電子温度 $\langle T_e \rangle$ 及び平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ を用いて比例則 η_{CD}^{FIT} を求め、ACCOME コードの効率と比較したもの。

4. 輸送解析

ここでは、A-SSTR2 のプラズマの動的挙動を予測するために、1.5 次元トカマク輸送コード(TOPICS[28])を用いたシミュレーションを行う。

4. 1 計算モデル

TOPICS コードは、自由境界 MHD 平衡を求め、磁気面平均輸送方程式を与えた輸送モデルの基で解き、プラズマパラメータの時間発展を予測計算するものである。プラズマの形状等の時間発展も、必要に応じて MHD 平衡を解き直すことで追跡可能であるが、ここでは、プラズマの形状そのものは変化しないとして、計算初期のプラズマ平衡計算で得られるプラズマ形状がその後も保持されていると仮定する。中性粒子ビームの吸収は Fokker-Planck 方程式から計算し、中性粒子ビームによる駆動電流は、ビーム断面積を 100 本の要素ビームに分解し、それぞれの要素ビームに対して第(3.3)式の駆動効率から駆動電流密度を計算する。

輸送モデルは、負磁気シアプラズマを含めて JT-60 で観測されたプラズマを模擬できるモデル[29]を用いた。

$$\begin{aligned}
 x_e &= x_e^{\text{ano}} + C_{e3} x_i^{\text{NC}} \\
 x_i &= x_i^{\text{ano}} + C_{i3} x_i^{\text{NC}} \\
 x_e^{\text{ano}} &= C_d (1 + C_{e2} \rho^2) \frac{a^2}{\tau_E^{85\% ELMfree}} E_e(s) \\
 x_i^{\text{ano}} &= C_{i1} (1 + C_{i2} \rho^2) \frac{a^2}{\tau_E^{85\% ELMfree}} E_i(s) \\
 E_\beta(s) &= \left[1 + \exp \left\{ \alpha_\beta (s + \Delta_\beta) \right\} \right]^{-1} + \left[1 + \exp \left\{ -\alpha_\beta (s - \Delta_\beta) \right\} \right]^{-1} \\
 D &= C_d x_e
 \end{aligned} \tag{4. 1}$$

ここで、 χ_i^{NC} は新古典イオン熱拡散係数、 C_{e11} はエネルギー閉じ込め時間が比例則に一致するよう調整するための定数、 C_{e12} は温度分布を実験結果に一致させるための定数、 C_{e13} は定数 (=1)、 α_{ei} は負磁気シアの輸送障壁の圧力勾配を与える定数、 Δ_{ei} は負磁気シアの輸送障壁の幅を与える定数、 C_d はヘリウム濃度を決めるための定数である。関数 $E_\beta(s)$ は負磁気シアプラズマを記述するためのもで、磁気シア s と輸送係数を結合させるためのものである。図 4.1 は、関数 $E_\beta(s)$ に用いられている係数 α_β 及び Δ_β を変化させた時の関数 $E_\beta(s)$ の変化を示す。関数 $E_\beta(s)$ 、プラズマの異常輸送を磁気シアがゼロとなる領域近傍で新古

典輸送係数に近づけるものである。先に示したように、 Δ_{el} を変えることにより輸送係数が減少する幅を変化させ、 α_{el} により輸送障壁領域の輸送係数の改善度合いを変化させ、圧力分布を変えることができる。 $\alpha_{el} < 0.1$ とすることで、関数 $E_\beta(s)$ は磁気シアに対する依存性がなくなるため、シアと輸送係数を無関係なものとすることができます。ここでは、 $\alpha_{el}=0.01$ とし、負磁気シアによる輸送特性の改善効果は取り入れないものとする。

4. 2 輸送係数を決める定数

第(4.1)式に現れる A-SSTR2 の輸送係数を決めるための定数 C_{el1} 、 C_{el2} 及び C_d は下記のようにして決定した。定数 C_d はヘリウム濃度に関する考察から決めるとした。ヘリウム粒子のバランスの式は次式で記述される。

$$\begin{aligned}\frac{dN_{He}}{dt} &= Q_{He} + Q_R - \frac{N_{He}}{\tau_{He}} \\ Q_{He} &= 3.55 \times 10^{20} P_f (GW) \\ R_{He} &= Q_R / (N_{He} / \tau_{He}) \\ \tau_{He} &= 2 / D_{He}\end{aligned}\tag{4. 2}$$

ここで、 Q_{He} は核融合反応率で決まるヘリウム粒子生成速度、 Q_R はリサイクリングによるヘリウム粒子の変化率、 τ_{He} 、 D_{He} 、 R_{He} はヘリウム粒子閉じ込め時間、拡散係数、リサイクリング率を表す。これを用いると定常状態では、ヘリウム濃度は下記のように記述することができる。

$$\frac{\langle n_{He} \rangle}{\langle n_e \rangle} = \frac{3.55 P_f (GW)}{2\pi^2 R_p(m) \kappa (1 - R_{He}) D_{He} (m^2/s) \langle n_e (10^{20} m^{-3}) \rangle}\tag{4. 3}$$

図 4.2 は、A-SSTR2 のパラメータでヘリウムのリサイクリング率、拡散係数を変化させ、TOPICS コードを用いてヘリウム濃度を求めたものである。平均ヘリウム濃度が 10% 程度となるためには、リサイクリング率が 0 とすると、ヘリウムの拡散係数が 0.05- 0.1 m^2/s 程度でなければならない。異常輸送係数が $\chi_e^{ano} = 1 m^2/s$ 程度とすると、定数 C_d は ~0.5 – 1.0 程度としなければならない。

定数 C_{el2} は、温度分布から決定する。図 4.3 は、TOPICS コードにて、定数 C_{el2} を変化させ、温度分布がどのように変化するかを調べたものである。定数 C_{el2}

を変化させ、温度分布がどのように変化するかを調べたものである。定数 $C_{e/i2}$ を大きくするほどピークした温度分布が得られる。図中の破線はパラボリック様の分布 $(1 - \rho^2/a^2)^\alpha$ を表している。JT-60 等の高閉じ込めモードにおいては、比較的ピークした温度分布が観測されていることから、ここでは温度分布がパラボリック分布の 1 ~ 2 乗程度の分布となるよう、定数 $C_{e/i2}$ を 3 ~ 4 度とする。

定数 $C_{e/i1}$ は、エネルギー閉じ込め時間を決める重要な定数である。第 (4.1) 式の異常輸送に関する輸送係数 χ_e^{ano} は、85%ELMFree 閉じ込め比例則 (93ELMy 則) で規格化されている。従って、この輸送モデルで計算されるエネルギー閉じ込め時間の各種パラメータ依存性は、この比例則に従うものとなる。閉じ込め時間の絶対値については、定数 $C_{e/i1}$ で決定される。図 4.4 は、A-SSTR2 のパラメータを用い、定数 $C_{e/i1}$ を変化させ、非誘導駆動電流、93ELMy 則で評価した閉じ込め改善度、全 α 加熱パワーを求めたものである。ここで、 $C_d=0.5\text{m}^2/\text{s}$ 、 $C_{e/i2} = 4$ とし、1.5MeV、60MW の中性粒子ビームを A-SSTR2 の標準プラズマに近い配位 ($R_p=6.0\text{m}$, $a_p=1.5\text{m}$, $B_t=11\text{T}$, $\kappa=1.8$, $\delta=0.4$) に入射した。定数 $C_{e/i1}$ を変化させることで、閉じ込め改善度 $H_{93\text{ELMy}}$ が大きく変化し、それに伴い核融合出力、 α 加熱パワー、ブートストラップ電流量が大きく変化する。定数 $C_{e/i1}$ が $C_{e/i1}=0.11$ の時に、A-SSTR2 の標準運転である核融合出力約 4GW、 $H_{93\text{ELMy}} \sim 1$ 、12MA の完全電流駆動プラズマが得られる。

4. 3 標準運転

以上のようにして求めた定数を用いて、A-SSTR2 の標準運転のシミュレーションを行った。図 4.5(a)は、 $t=0$ 秒から 60MW の中性粒子ビームを入射したときの各プラズマパラメータの時間変化を表す。約 10 秒で定格である約 4GW の核融合出力が得られ、約 15 秒で全プラズマ電流が中性粒子ビーム駆動電流とブートストラップ電流により担われている。ここに示したように巨視的な量については、概ね 20 秒程度で定常状態に達している。図 4.5(b)は、図 4.5(a)の $t=102$ 秒での各種パラメータの空間分布を示す。本シミュレーションでは、粒子補給は中性粒子ビームとプラズマの外側から入射される 5eV の中性ガスを入射している。後者が主たる粒子補給となっているために、密度分布は図に示すように平坦な分布となっている。前節で述べたように輸送係数を比較的ピークした温度分布となるように設定しているため、圧力分布で考えると、システムコード

や ACCOME コードの評価に近いものとなっている。電流分布に見られるように 100 秒後においてもオーミック電流が内部に流れしており、完全な定常状態に達していない。中心にピークの OH 電流が残っている条件下でも、安全係数の分布に見られるようにプラズマ中心領域の磁気シアが負となっている。

4. 4 出力制御

通常、軽水炉や核融合炉など設備投資費の高いプラントでは、電力需要の内ベースロードを担うものとし、その出力は一定であると考える。夏期には最大で 2 倍程度電力需要が変動しているが、現時点では火力・揚水発電により出力調整を行っている。しかしながら、化石燃料の枯渇や CO₂ 排出規制が現実の問題となるような将来、原子力プラントにおいても安全に出力制御を行う能力を備えている方がより魅力的なプラントと言える。従来、自己点火条件を基にした核融合炉では、自己点火条件を維持しながら核融合出力を変化させるのは困難と考えられていた。しかし、A-SSTR2 のような常に非誘導電流駆動パワーが必要な定常核融合炉では、核融合出力を変えるためのプラズマ条件を極めて容易に見つけることができる。定常核融合炉で核融合出力を変化させる場合、①電流、パワー等の標準運転の範囲内において、②閉じ込め改善度が標準運転時の仮定を下回る条件の基で、③MHD 的に安定性な、④ブートストラップ電流割合の高い完全電流駆動を行わなければならない。ここでは、輸送コード TOPICS の予測計算を行い、将来の定常核融合炉の出力調整運転の可能性を検討する。

図 4.6 は、図 4.5 で示された A-SSTR2 の標準運転を 300 秒まで続け、その後 200 秒間にわたってプラズマ電流を 12MA から 9MA に下げ、そのまま保持するシミュレーション結果である。主要計算条件は図 4.5 の場合と同様である。プラズマ電流の減少と同時に電子密度及び電流駆動パワーを変化させることにより、閉じ込め改善度がほぼ一定で、且つ、全プラズマ電流が非誘導的に駆動されている。この時、核融合出力はほぼ A-SSTR2 の定格である 4GW から 1.3GW に減少している。即ち、上記の条件の内③を除く全てが満たしつつ核融合出力を定格の 30%まで下げたことになる。図 4.7 は、出力調整期間でのプラズマ圧力及び電流分布の変化を示している。核融合出力の減少とともに圧力が下がると同時にピークした電流分布が形成されている。この電流立ち下げシナリオでは、プラズマの圧力を下げブートストラップ電流が下がった分だけプラズ

マ電流を下げるよう調整されているため、プラズマ中心部の電流密度は大きく変化していない。プラズマの β の減少とともにプラズマの内部インダクタンスが増大していることから、出力の減少とともにMHD的にはより安定な方向に向かっていると予想される。このMHD安定性については、後に詳細に検討するが、バルーニングモードに対しては安定であり、また、壁の安定化効果により低nの理想キンクモードも安定であることが示されている。

出力制御に要する時間を決める最も重要な要因はプラズマ電流の変化に要する時間である。よく知られているように、トカマクでのプラズマ電流の変化は次式で記述される。

$$\begin{aligned} L \frac{dI_p}{dt} + R_\Omega (I_p - I_{CD}) &= V_{ext} \\ R_\Omega (\Omega) &= 2.15 \times 10^{-9} Z_{eff} \langle \gamma_{NC} \rangle \frac{R_p}{\kappa a^2 T (10 \text{keV})^{1.5}} \\ L &= \mu_0 R_p \left\{ \ln \frac{8R_p}{a_p} - 2 + \frac{l_i}{2} \right\}, \quad \langle \gamma_{NC} \rangle = 4.2 - 0.6 \frac{R_p}{a_p} \end{aligned} \quad (4.4)$$

ここでLはプラズマのインダクタンス、 R_Ω はプラズマの電気抵抗、 I_{CD} は非誘導駆動、 V_{ext} は外部回路から供給される一周電圧である。A-SSTR2 ($R_p=6\text{m}$, $a_p=1.5\text{m}$, $l_i=1$, $\langle T_e \rangle = 20\text{keV}$, $Z_{eff}=1.5$, $\kappa=1.8$) の場合、 $L \sim 14.8\mu\text{H}$ 、 $R_\Omega \sim 3.2 \times 10^{-3}\mu\Omega$ 程度である。ここで、非誘導駆動電流とプラズマ電流の比が常に一定と仮定すれば、第(4.4)式は簡単に解けて次式のように解くことができる。

$$I_p = \left[I_{p0} - \frac{V_{ext}}{(1 - I_{CD}/I_p)} \right] \exp \left\{ - (1 - I_{CD}/I_p) t / \tau_\Omega \right\} + \frac{V_{ext}}{(1 - I_{CD}/I_p)} \quad (4.5)$$

ここで、 $\tau_\Omega = L/R_\Omega$ である(A-SSTR2の場合には、 $\tau_\Omega \sim 4600$ 秒～1.3時間である)。従って、 $V_{ext} = 0$ 、即ち、外部からの磁束の供給がなければ、プラズマ電流を I_{p0} から I_{p1} まで立ち上げるのに必要な時間は、 $T = \tau_\Omega \ln(I_{p1}/I_{p0})/(I_{CD}/I_p - 1)$ と求めることができる。仮に $I_{CD}/I_p = 1.1$ とすれば、9MAから12MAまで電流を増大させるためには、約4時間必要となる。外部からの磁束が期待できる場合には、第(4.5)式から求まる立ち上げ時間、

$$T = \frac{\tau_\Omega}{(I_{CD}/I_p - 1)} \ln \left[\frac{I_{p1} + V_{ext}/R_\Omega/(I_{CD}/I_p - 1)}{I_{p0} + V_{ext}/R_\Omega/(I_{CD}/I_p - 1)} \right] \quad (4.6)$$

を用いて、供給磁束 $\Phi_{ramp} = V_{ext} T$ と立ち上げ時間の関係を知ることができる。図 4.8 は供給磁束に対する I_p を 9MA から 12MA まで立ち上げるために必要な時間を、非誘導電流駆動比 I_{CD}/I_p をパラメータに描いたものである。 $I_{CD}/I_p=1.1$ の場合、プラズマ電流を 9MA から 12MA まで立ち上げるのに必要な時間は、供給磁束が無ければ約 4 時間なのに対して、20Vs の磁束を供給することにより約 2 時間程度に短縮できる。供給磁束が少なければ、立ち上げ時間は非誘導電流駆動比で大きく変化するが、供給磁束が十分あれば立ち上げ時間は非誘導電流駆動比に依らなくなる傾向が分かる。

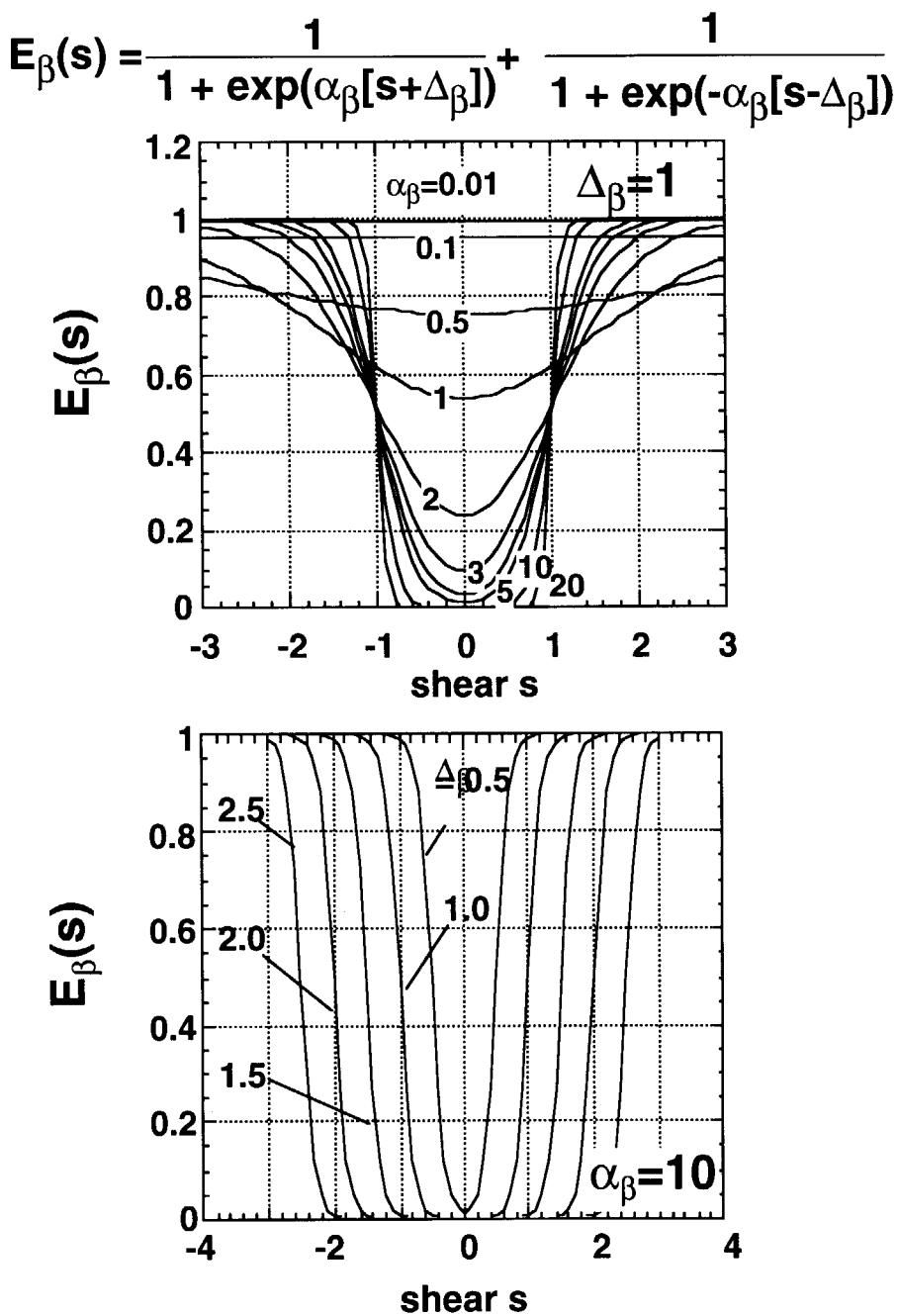


図 4.1 輸送係数と磁気シアを結合させるための関数 $E_{\text{eff}}(s)$ のシア s 依存性。パラメータ α_{β} は輸送障壁中の輸送係数の分布を決め、パラメータ Δ_{β} は輸送障壁の幅を決める。 $\alpha_{\beta} < 0.1$ とすることにより、磁気シアと輸送係数を無関係とすることができる。

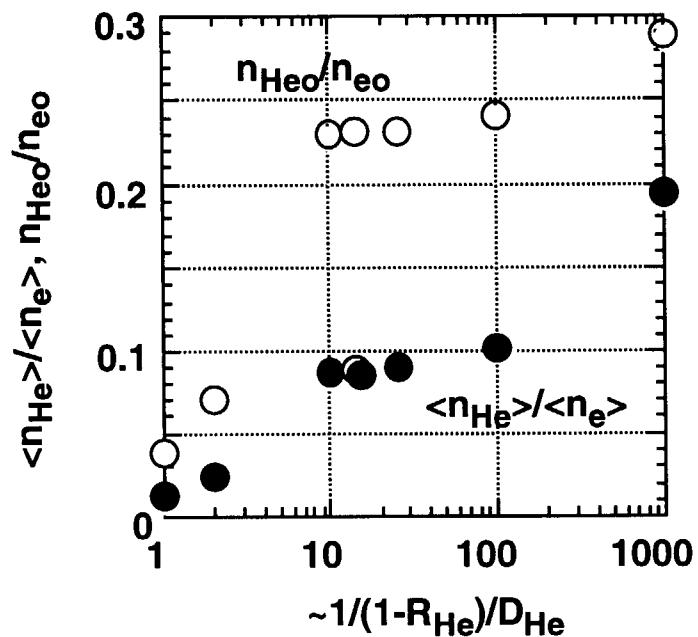


図 4.2 平均ヘリウム濃度とヘリウム輸送係数、ヘリウムリサイクリング率との関係。TOPICS コードで A-SSTR2 のパラメータで計算。

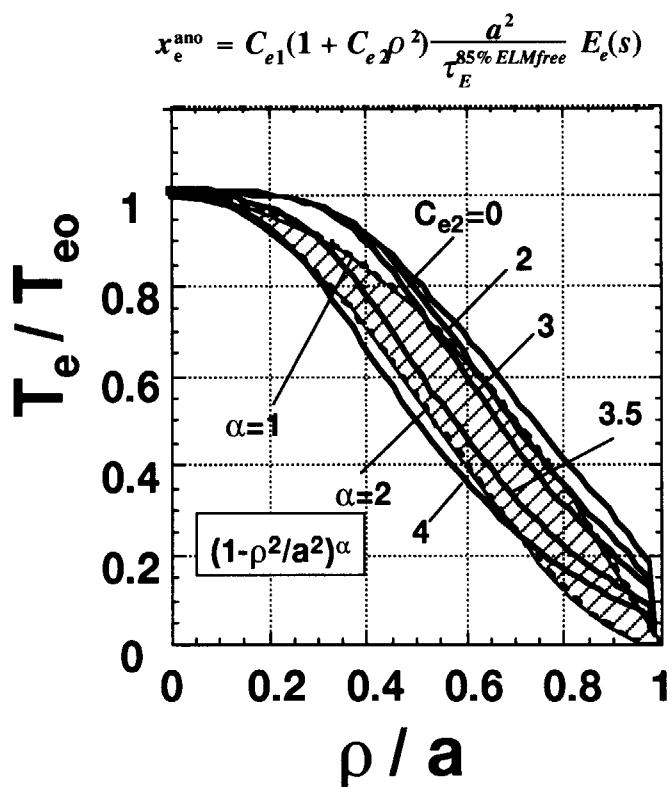


図 4.3 定数 C_{e2} と温度分布の関係。図中の破線はパラボリック様の分布 $(1 - \rho^2/a^2)^\alpha$ を表している。

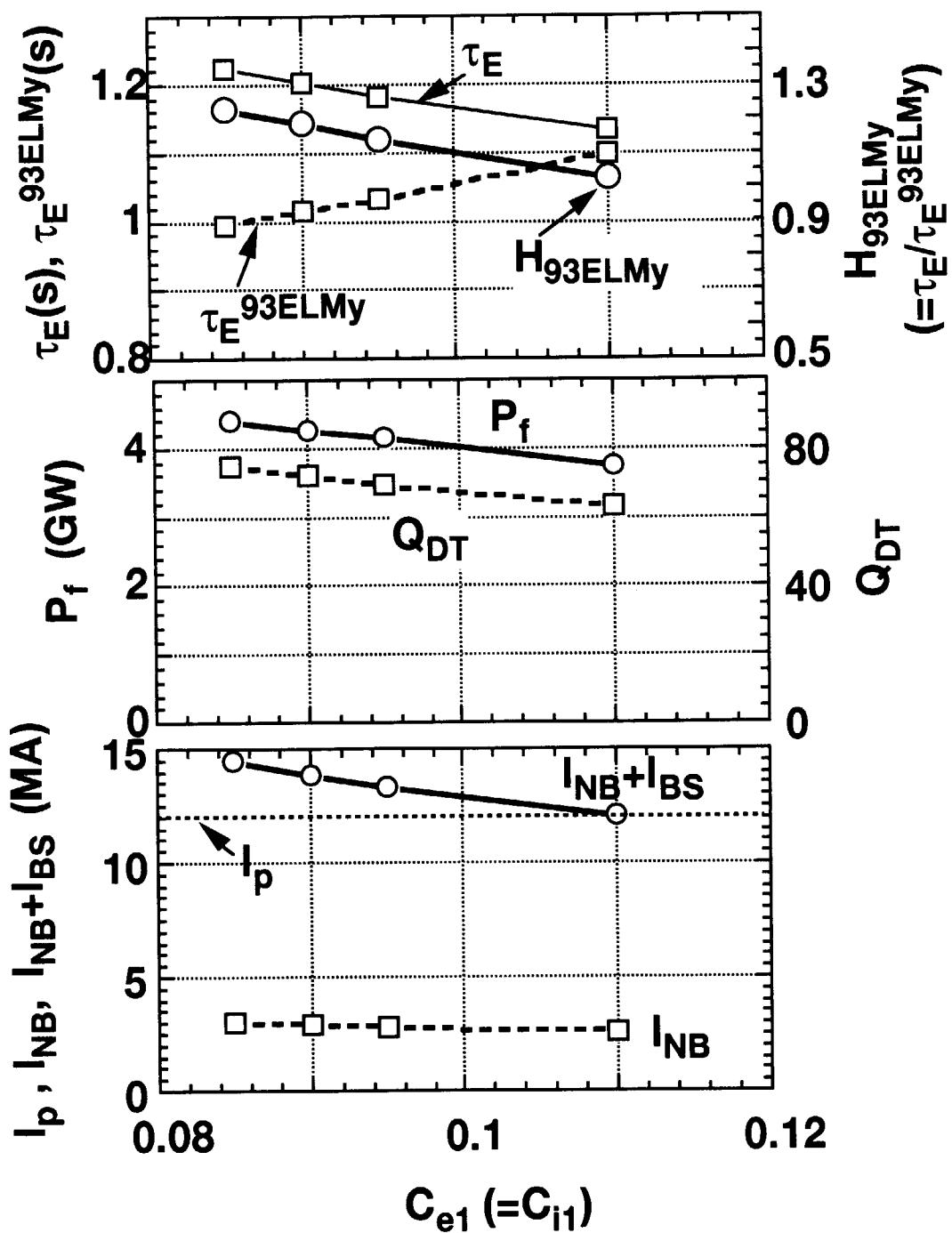


図 4.4 定数 $C_{e/i1}$ と閉じ込め改善度、核融合出力、非誘導電流駆動との関係。

$C_d = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $C_{e/i2} = 4$ 、 1.5 MeV 、 60 MW 、 $R_p = 6.0 \text{ m}$ 、 $a_p = 1.5 \text{ m}$ 、 $B_t = 11 \text{ T}$ 、 $\kappa = 1.8$ 、 $\delta = 0.4$ ）。

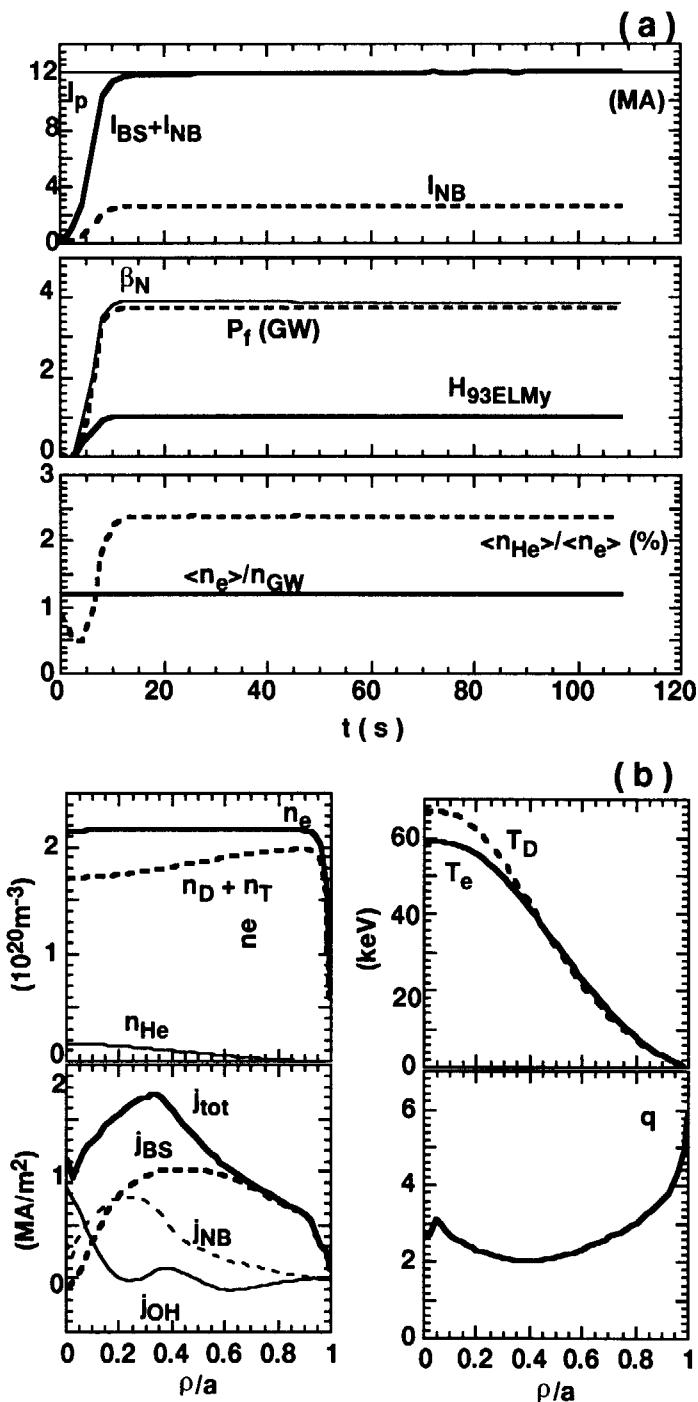


図 4.5 (a) A-SSTR2 の標準運転の輸送解析シミュレーション結果で各種パラメータの時間変化を示す。 $C_{eii}=0.11$ とし、他の条件は合う図 4.4 と同じ。時刻 $t=0$ 秒で 60MW の中性粒子ビームを入射。(b) 時刻 $t=102$ 秒でのプラズマパラメータの空間分布。

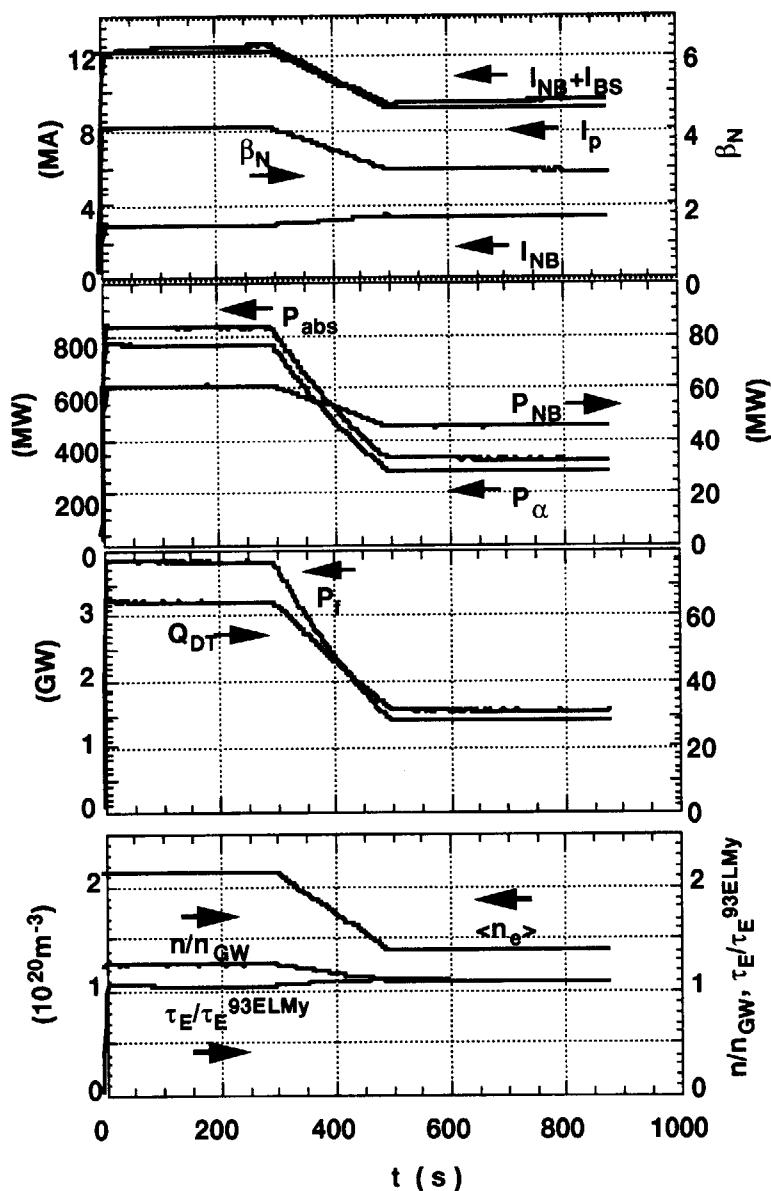


図 4.6 A-SSTR2 の標準運転プラズマ電流を 12MA から 9MA に下げ、出力調整運転のシミュレーション結果。主な計算条件は図 4.5 と同様である。

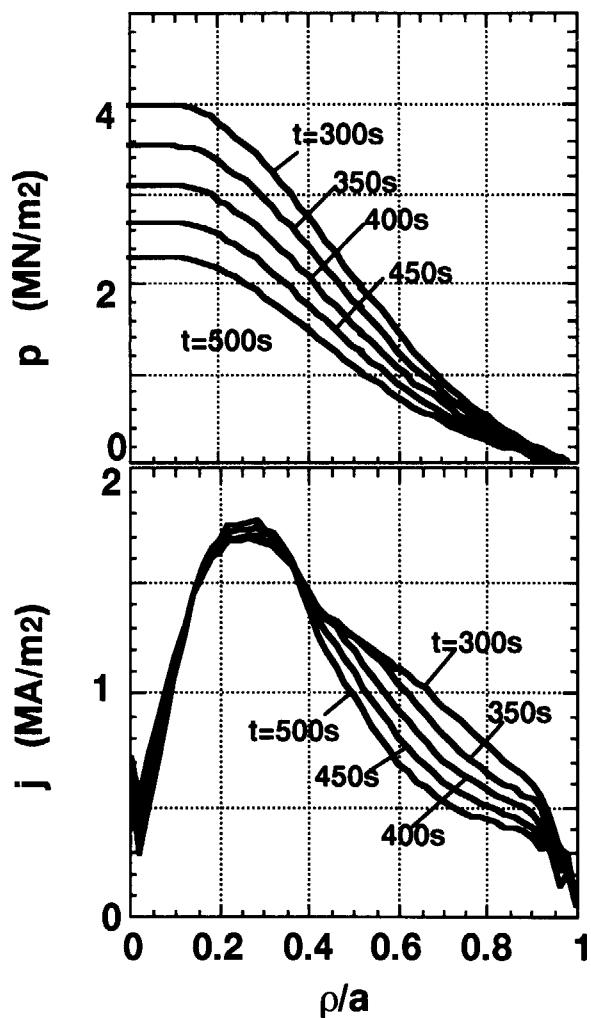


図 4.7 図 4.6 の出力調整期間でのプラズマ圧力及び電流分布の変化。

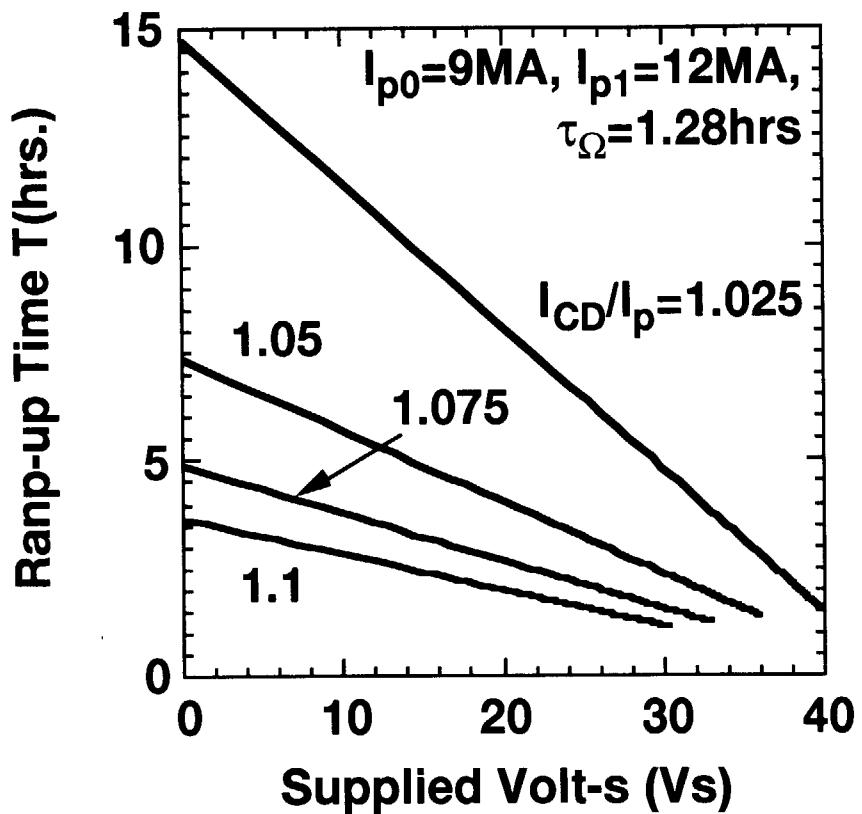


図 4.8 I_p を 9MA から 12MA まで立ち上げるために必要な時間と外部から供給する磁束との関係。パラメータは非誘導電流駆動比 I_{CD}/I_p 。

5. MHD 平衡の検討

ここでは、A-SSTR2 の MHD 平衡の検討を行う。A-SSTR2 では、超伝導コイルシステムの簡素化と強力なトロイダル磁場で生じる電磁力の支持の観点から、プラズマに磁束を供給するための中心ソレノイドコイルを設けない設計としている。また、プラント稼働率の向上を目的に簡易なプランケットの分解・保守方式である、プランケットモジュールのトロイダルセクター一体引抜き方式を採用する。したがって、A-SSTR2 は、プラズマの平衡配位を形成するために必要なポロイダル磁場コイルの設置領域に大きな制約がある。図 5.1 は、A-SSTR2 の立面図を示しており、装置中心部の斜線領域には最大磁場 23T のトロイダルコイルの強大な向心力を支持するために、中実の中心支柱を設置している。また、図 5.1 に示されているように、プランケットセクターを一体で引き抜くための経路を確保するために、大きな水平ポートを設置する。従って、その経路上にはポロイダルコイルが設置できない。このため、同図に示されているように、ポロイダルコイルは装置の上下の領域のみに限られることになる。プラズマの平衡制御はポロイダル磁場の各成分で対応付けると、プラズマ電流はプライマリー成分である鎖交磁束によって、プラズマの垂直及び水平方向の位置は 2 重極成分によって、プラズマ楕円度は 4 重極成分によって、そしてプラズマ三角度は 6 重極成分によって制御される。従って、6 本の独立したポロイダルコイルで定性的（原理的）には A-SSTR2 の平衡制御がされることになる。

ここでは、上記 6 本のポロイダルコイルシステムで、A-SSTR2 の具体的な平衡解が存在するか否か、存在する場合のポロイダルコイル起磁力容量、平衡配位（位置及び形状）の制御性、プラズマとの鎖交磁束量等を検討する。

5. 1 平衡配位

図 5.2 は、EQUCIR コードを用いて求めた A-SSTR2 の平衡計算結果を示す。表 5.1 に計算に用いたポロイダルコイル位置を示す。高いブートストラップ電流割合で非誘導的に電流を立ち上げることを想定し、プラズマの着火直後を除いて、比較的低いプラズマ内部インダクタンス ($I_i \sim 0.5$) を仮定した。プラズマの立ち上げ過程におけるプラズマ形状は、プラズマ電流が比較的初期の 0.5MA から定格運転時の 12MA まで、ほぼ一定とした。このシナリオの妥当性は、プラズマ電流が小さい場合は小さい断面形状の平衡配位が得られ難いこと、および非誘導方式によるゆっくりした立ち上げを想定しているためプラズマ表

面での安全係数を一定に保つ必要がないことによる。図 5.2 の下図は各プラズマ電流における 6 本のポロイダル磁場コイル各々の起磁力の変化を表している。内側のコイル PF1 及び PF6 に高い起磁力が要求されており、最大で約 40MAT 必要である。ここで留意すべきは、PF6 の起磁力が立ち上げ途中のプラズマ電流 6MAT の時点にも拘わらず定格時の 40MAT に達していることである。この時点では、本格的な核燃焼はまだ生じておらず、ポロイダルベータ値、 β_p は低い。即ち、PF6 については低い β_p の方が高い起磁力を必要とするので低い β_p の状態で高い電流のプラズマ平衡を得ようとする場合、最大起磁力は立ち上げ途中の状態で規定されることになる。従って、合理的な設計の観点からは定格時の起磁力を越えないような β_p とプラズマ電流の組み合わせで立ち上げシナリオを構築することが望ましい。

図 5.3 はプラズマ電流とポロイダル磁場コイルの総起磁力及びプラズマと鎖交する磁束との関係を示したものである。12MA の標準運転時の総起磁力 120MAT の内、約 65%を内側の PFC1 及び PFC6 が担っている。また、標準運転時には、約 55Vs の磁束がプラズマに鎖交しており、後に示す非誘導電流駆動立ち上げシナリオの検討時に留意する必要がある。

PFC2 及び PFC5 のコイル位置を若干内側（6m から 4.5m へ）に移動させることにより、PFC6 の電流、ポロイダルコイル全体の総起磁力及び磁気エネルギーを若干（それぞれ 10%、2.5%及び 5%程度）下げができるが、後に示すようにプラズマ形状制御の裕度を減らすことになるため、表 5.1 の標準的なコイル位置が妥当であると判断される。

5. 2 形状制御の裕度

A-SSTR2 の限られたポロイダルコイルシステムのプラズマ形状の制御性を検討する。先に示したように、コイル容量の観点から最も厳しいのは内側のコイル PFC1 及び PFC2 である。PFC6 はダイバータに近くヌル点を一定に制御する観点から大きく変動できないことから、形状制御時に問題となるコイルは PFC1 であろう。図 5.4 は、12MA 放電の平衡計算結果で得られた PFC1 の電流を橙円度 κ_{95} 及び三角形度 δ_{95} 平面上で描いたもので、平衡計算で得られた κ_{95} 、 δ_{95} の位置に○印が描かれ、その脇に PFC1 のコイル電流値が記載されている。図中の曲線は、コイル電流値から推定した PFC1 電流値である。PFC1 コイルの起磁力が 40~50MAT とすると、 $\kappa_{95}>1.6$ で $\delta_{95}<0.35$ 、 $\kappa_{95}>1.7$ で $\delta_{95}<0.40$ 、 $\kappa_{95}>1.8$ で

$\delta_{95} < 0.50$ なる領域で運転が可能であることが分かる。高い安定性が期待できると考えられている高三角形度配位の運転が、高橿円度配位でしかできないことに注意が必要である。

先に示したように PFC2 及び PFC5 を標準位置より内側に設置すると、PFC1、PFC6 のコイル容量の低減化が可能である（これは、PFC1 及び PFC6 の電流の一部を PFC2 及び PFC5 に担わせることに相当）。この場合には、特に高三角形度配位の運転領域が狭くなるとともに、小半径プラズマを生成する際に必要となる磁気エネルギーが増大する。

5. 3 プラズマ着火時の鎖交磁束

中心ソレノイドコイルがない場合のプラズマ着火では、中心ソレノイドコイルからの漏れ磁場がないため、電子サイクロトロン波等を用いた着火が容易であると考えられる。しかし、プラズマ着火直後は電子温度が低く非誘導電流駆動の電流駆動効率が極めて低いと予想されるため、プラズマ電流を立ち上げ閉じ込め磁場を生成し始める過程を通過するのは容易ではない。この時に僅かの磁束を平衡制御用のポロイダル磁場コイルで供給できれば、安定な着火と電流初期立ち上げができる可能性がある。ここでは、前節で述べたポロイダル磁場コイル系でプラズマ着火時にどの程度磁束が供給できるか検討する。

プラズマのブレイクダウン電圧の最小値は、理論的に次式で予測される[30]。

$$E_{||}(V/m) = \frac{1.25 \times 10^4 p_o(\text{torr})}{\ln\{510 p_o(\text{torr}) L(m)\}}$$

$$L = \frac{a_{\text{eff}} B_t}{4 B_z^{\text{err}}}$$

(5. 1)

ここで、 p_o は真空容器中の中性ガス圧、 a_{eff} 、 B_t 、 B_z^{err} はそれぞれ着火時のプラズマの実効半径、トロイダル磁場、垂直方向の誤差磁場を表す。第(A-11)式の電界強度が最小となる中性ガス圧及び電界強度は、 $dE_{||}/dp_o = 0$ より次のように求めることができる。

$$p_o^{min}(\text{torr}) = \frac{e}{510 L(m)} = 0.2132 \frac{B_z^{err}}{a_{eff}(m)B_t}$$

$$E_{\parallel}^{min}(\text{V/m}) = 1.25 \times 10^4 p_o^{min}(\text{torr}) = 266.5 \frac{B_z^{err}}{a_{eff}(m)B_t}$$

(5. 2)

図 5.5 は、 $B_t=11.0\text{T}$ としたときの (5.2) 式で得られるブレイクダウン最小電界強度をプラズマ実効半径 a_{eff} 及び垂直方向誤差磁場 B_z^{err} の平面上で等高線表示したものである。10 (数十) ガウスの誤差磁場の場合、概ね 0.1 (0.3) V/m の電界強度が必要で、プラズマの主半径を 6.2m として一周電圧に換算すると 4 (12) V 程度の電圧が必要となる。

A-SSTR2 のポロイダルコイル系が磁束を供給しようと擦る時にどの程度の誤差磁場が発生するかを、検討した。図 5.6 は A-SSTR2 の初期プラズマ外側点の鎖交磁束が 1Vs となるよう各コイル電流を求め、鎖交磁束と磁場の等高線を描いたものである。プラズマ領域での漏れ磁場は殆どが垂直成分である。磁束 1Vs を供給する時、プラズマ領域での垂直誤差磁場は 30~40 ガウス程度となる。図 5.6 で見たように、漏れ磁場を 10 ガウス程度とするためには供給できる磁束としては $\pm 0.3\text{Vs}$ 程度であり、一周電圧で 4V を 0.15 秒間程度しか印可できないことになる。プラズマの抵抗によるジュール損や放射損失が電子サイクロトロン加熱で補われ、外部から注入された磁気エネルギーは全て電流立ち上げに寄与するとすれば、プラズマのインダクタンスを $1.5 \sim 2.0 \times 10^{-5}\text{H}$ として、0.6Vs で立ち上げ可能なプラズマ電流は 300kA 程度となる。

表 5.1 A-SSTR2 のポロイダル磁場コイル標準位置

	R(m)	Z(m)	DR(m)	DZ(m)
PF1	2.50	6.60	1.59	1.59
PF2	6.00	7.60	1.00	1.00
PF3	11.20	5.70	1.00	1.00
PF4	11.00	-5.90	1.00	1.00
PF5	6.00	-7.60	1.00	1.00
PF6	2.50	-6.60	1.59	1.59

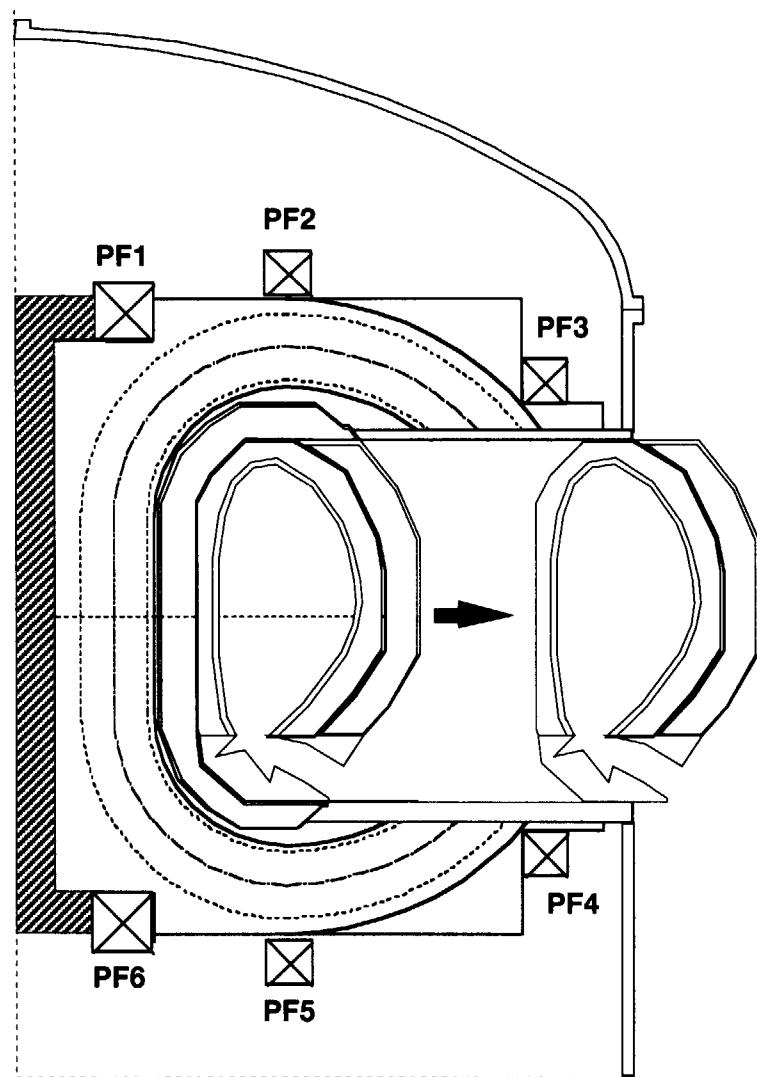


図 5.1 A-SSTR2 の立面図。図中の破線領域はトロイダル磁場コイルの向心力を支持するためのセンター・ポールを表す。ブランケットモジュールの引き抜きのために、大型水平ポートの位置にポロイダル磁場コイルを設置できない。

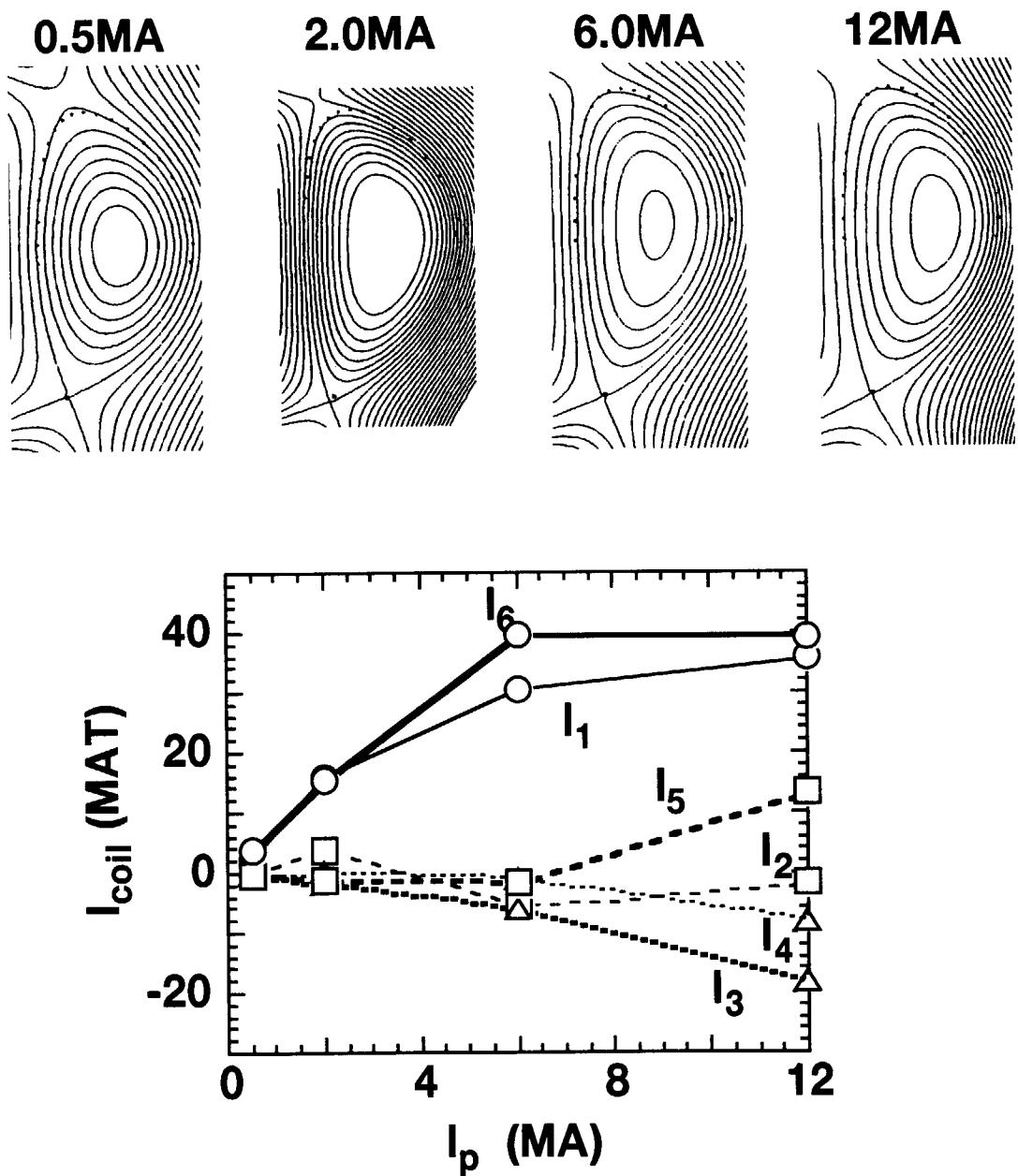


図 5.2 EQUICIR コードで求めた A-SSTR2 の代表的なプラズマ電流での平衡計算結果と各プラズマ電流における 6 個のポロイダル磁場コイルの起磁力。

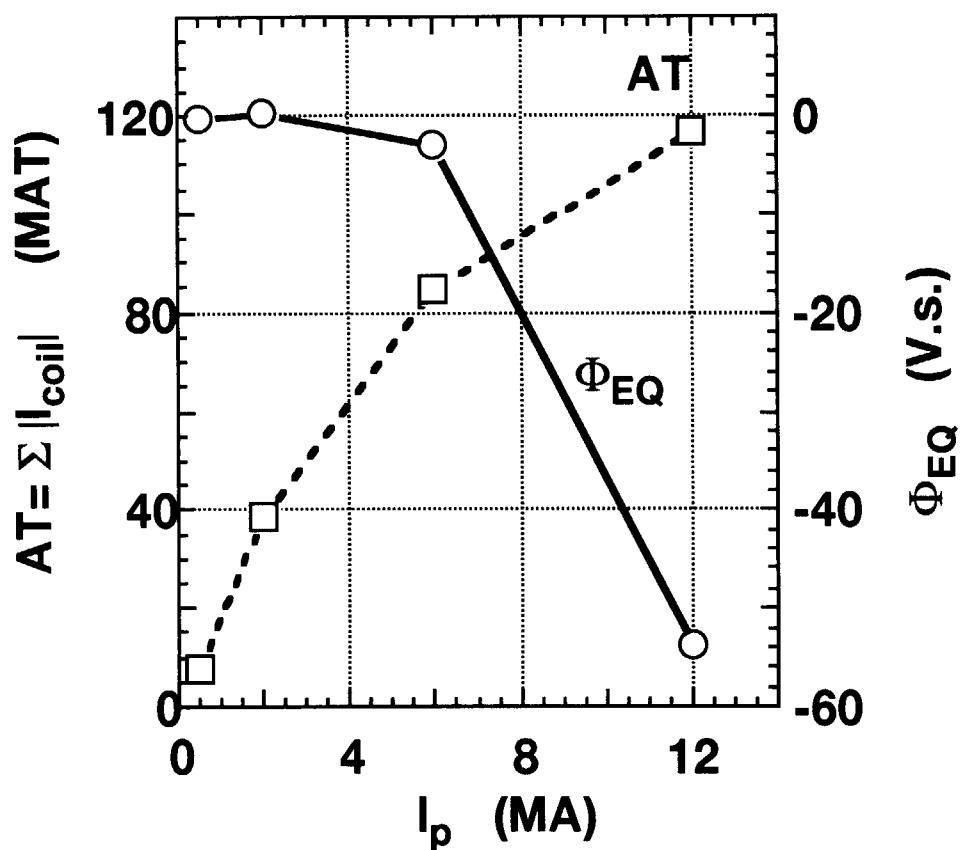


図 5.3 プラズマ電流とポロイダル磁場コイルの総起磁力及びプラズマと鎖交する磁束との関係。

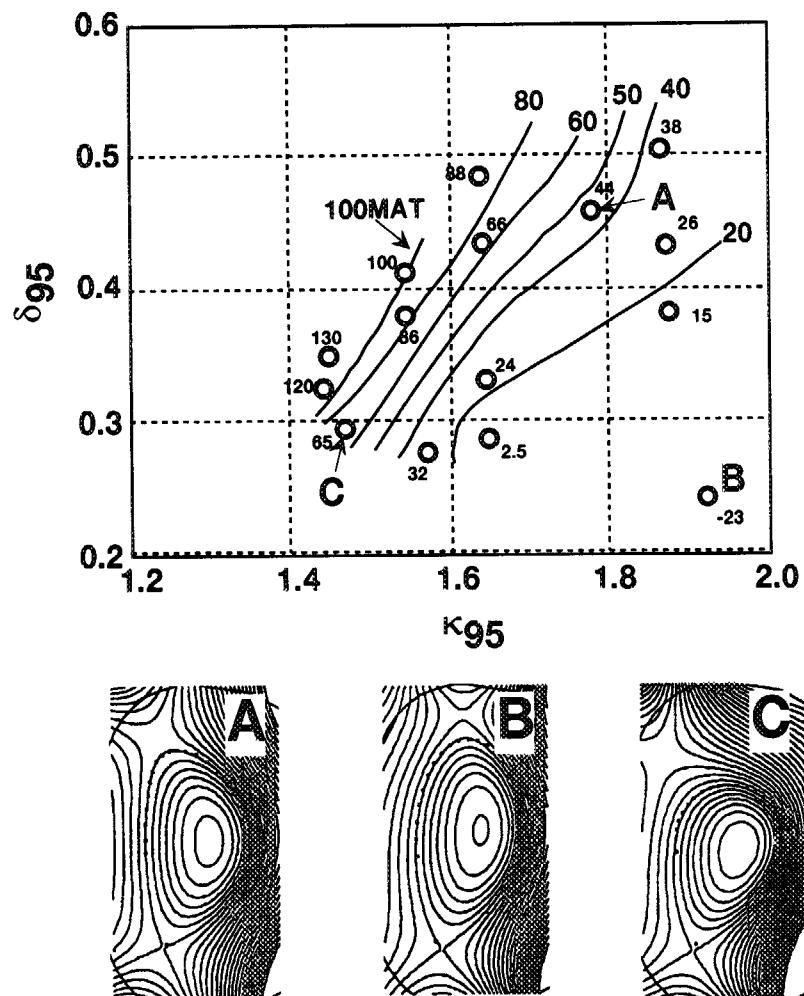


図 5.4 12MA 放電の平衡計算結果で得られた PFC1 の電流を、楕円度 κ_{95} －三角形度 δ_{95} 平面上で描いたもの。平衡計算で得られた κ_{95} 、 δ_{95} の位置 (○印) の脇に PFC1 コイル電流値を記載。下図は代表点 A、B 及び C の平衡配位を示す。

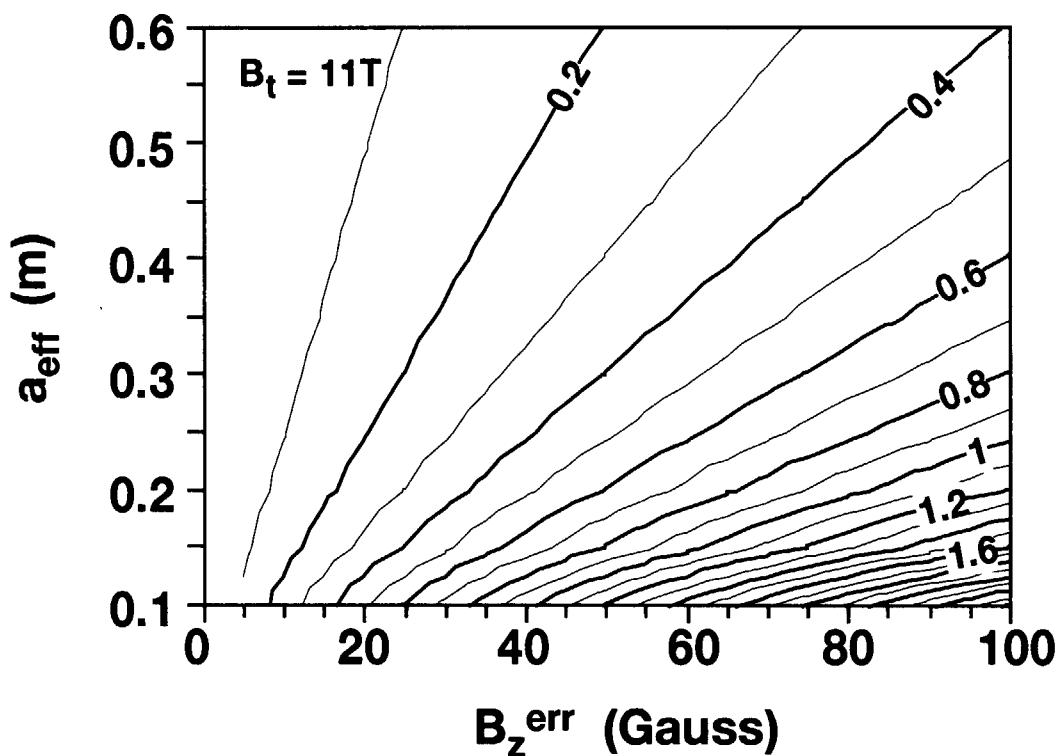


図 5.5 (5.2) 式で得られるブレイクダウン最小電界強度をプラズマ実効半径 a_{eff} 及び垂直方向誤差磁場 B_z^{err} の平面上で等高線表示したもの。 $B_t=11.0\text{T}$ とした。

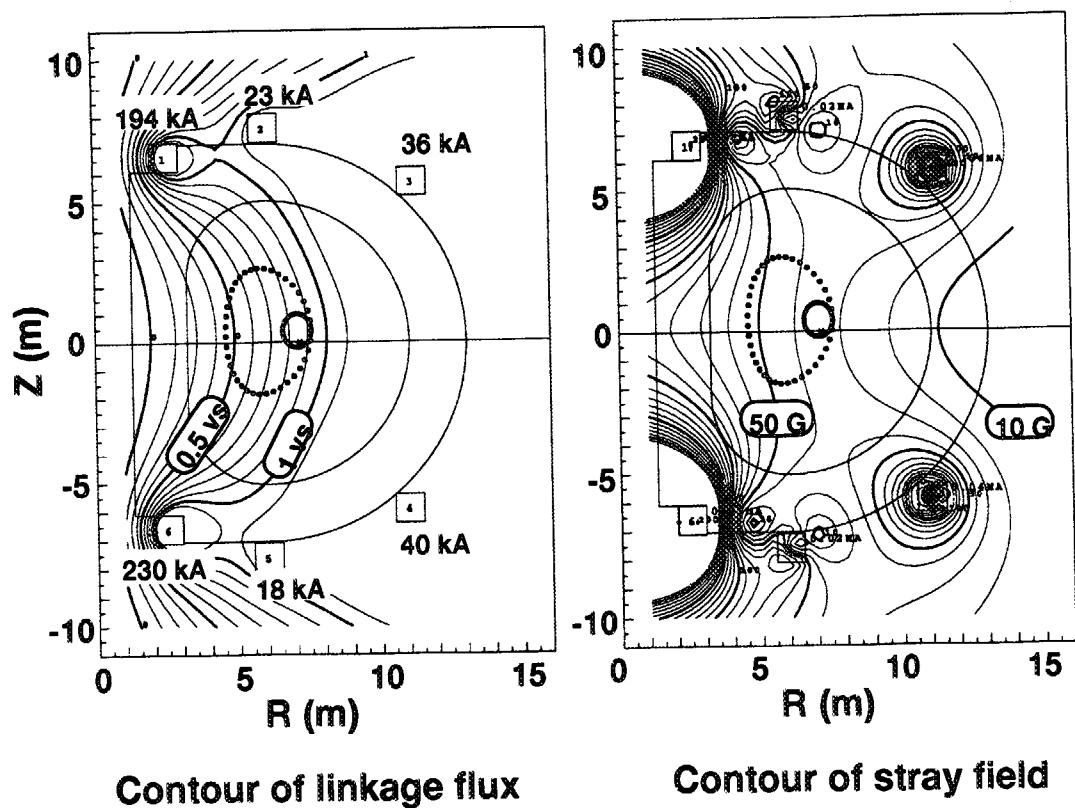


図 5.6 A-SSTR2 の初期プラズマに磁束 1Vs 供給する場合の鎖交磁束と漏れ磁場の等高線。

6. プラズマ着火及び初期立ち上げ

中心ソレノイドコイルを設けない A-SSTR2 は、プラズマの着火及びプラズマ電流の初期立ち上げに工夫を要する。5.3 節で示したように A-SSTR2 のポロイダル磁場コイル系で、許容誤差磁場範囲内で供給できる磁束は 0.6Vs 程度であり、通常のプラズマ着火が期待できない。このため A-SSTR2 では、プラズマ着火及び初期立ち上げ用に電子サイクロトロン波による予備電離・加熱及び電流駆動を備えるとする。ここでは、ECRH を併用したブレイクダウン及び電流立ち上げを検討する[31]。

A-SSTR2 の着火フェーズでは、誤差磁場 10 ガウス程度以下という制約のもとで 0.1 秒程度の時間間隔で磁束を変化させれば、最大 6V 程度の一周期電圧をポロイダル磁場コイルから供給できる可能性がある。誤差磁場 10 ガウス程度の時、初期ガス圧が 0.5×10^{-5} torr 程度、実効プラズマ半径が $a_{\text{eff}}=1.0\text{m}$ であるとすると、(5.1) 式から分かるように、ブレイクダウンで必要な電界の下限値は 0.032V/m 、一周電圧は約 1.3V 程度となる。この圧力の中性ガスが完全に電離し、全容器体積とプラズマ体積の比を $\delta = V_{\text{tot}}/V_p = 5$ と仮定すると、電子密度は $0.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度となる。また、電離度 $\xi = n/N_e$ が 10% 程度までブレイクダウンするのに必要な時間 $\tau_B = \ln(1/10\xi) 2\pi R / 9000 V_{\text{OH}}$ [32] は $V_{\text{OH}}=4\text{V}$ とすると 15ms 程度となる。従って、この 0.1 秒間で電離度 10% を越えることが可能であると考えられる。電子のドリフト速度 ($v_e(\text{m/s}) = 35 V_{\text{OH}}(\text{V}) / \{2\pi R(\text{m}) p_0(\text{torr})\}$) からトロイダル電流を算出すると概ね 50kA となる。この電流は誤差磁場 10 ガウスに比べて大きい 50 ガウス程度のポロイダル磁場を形成するので、この段階で磁力線が閉じた磁気面様の配位の形成が期待できる。

電子温度が 2~4eV 程度の水素プラズマから水素による電離、放射損、荷電交換損は A-SSTR2 の場合、

$$P_H^{\text{RB}}(\text{MW}) = 1.375 \{10^5 p_0(\text{torr})\}^2 \{T(\text{eV}) - 2\}$$

また、5eV 程度として炭素不純物による放射損は

$$P_C^{\text{RB}}(\text{MW}) = 4.5 \{10^5 p_0(\text{torr})\}^2 (100 n_C/n)$$

と見積もれる[31]。従って、5eV、 $p_0=0.5 \times 10^{-5}$ torr とすると、 $P_H^{\text{RB}}=1\text{MW}$ 、 $P_C^{\text{RB}}=1.3\text{MW}$ ($n_C/n = 1\%$) 程度となる。この期間、少なくともこれらの損失パワー

を上回る EC パワーを入射し続け、電子温度を 10eV 以上にあげる損失の少ない領域に移行させる必要がある。電圧を印加できる 0.1 秒間に供給される磁束のいくらかはプラズマの磁気エネルギーに変換されプラズマ電流増大に寄与する。

電離度 10%以上のプラズマ着火後のプラズマ立ち上げシミュレーションを 1.5D 輸送コードを用いて行った[31]。磁気面平均された密度、温度を用い、下記の式を解いてプラズマ挙動を予測した。

$$\partial n / \partial t = \text{div}(D \nabla n) + n S_i \quad (6.1)$$

$$1.5 \partial(nT_i) / \partial t = \text{div}(n \chi_{ei} \nabla T_i + 2.5 D T_i \nabla n) + Q_{ei} - Q_{in} \quad (6.2)$$

$$1.5 \partial(nT_e) / \partial t = \text{div}(n \chi_e \nabla T_e + 2.5 D T_e \nabla n) + Q_{OH} - Q_{ei} - Q_H - Q_C + Q_{EC} \quad (6.3)$$

$$\partial \psi / \partial t = 2\pi R c (j_{BS} - j_{CD}) / \sigma_{||} \quad (6.4)$$

$$N_{out} = (N_0 \delta - n) / (\delta - 1 + N/N_{out}) \quad (6.5)$$

$$L_{ext} dI_p / dt + R_\Omega (I_p - I_{CD}) = V_{OH} \quad (6.6)$$

ここで、 n はプラズマ密度、 N は中性粒子密度、 S_i は電離強度、 χ_{ei} は電子/イオンの熱拡散係数、 D は粒子拡散係数、 Q_{ei} は電子ーイオン間の、 Q_{in} はイオンー中性粒子間の衝突に伴うエネルギー交換、 Q_{OH} はオーミックパワー、 Q_{EC} は ECH パワー、 Q_H は電子と中性粒子間の弾性衝突及び非弾性衝突によるパワー損、 Q_c は不純物による放射損を表す。(6.5) 式は粒子の保存を示しており、 N_{out} はプラズマ外の中性粒子密度、 N_0 は初期中性粒子密度、 $\delta = V_{tot}/V_p$ は容器全体の体積とプラズマ体積の比を表す。輸送係数については、文献 [33]と同様とし、エネルギー閉じ込め時間が L モード則に一致するよう調整している。EC による駆動電流は電流駆動効率を ITER で検討された結果を利用して

$$\eta_{EC}^* (A/W) = 0.01 T_e (\text{keV}) / n_e (10^{19} \text{m}^{-3}) \quad (6.7)$$

と仮定した。極めて電流が小さい領域では $(\beta_p + l/2) < R/a$ なる β 限界があるため、閉じ込め時間 τ_E が比例則で決まっている場合には、入射できる EC パワーに上限ができることに留意する必要がある。

図 6.1 は ASTRA コードで予測した低電流領域の電流立ち上げシナリオである。時刻 $t=0$ 秒は初期ブレイクダウン（電離度 10%）で 50kA のドリフト電流が流れている状態である。先に示したように、この時刻は OH 電圧を印加した後約 15ms 経過している。中性粒子密度の挙動から分かるように約 2.5ms で完全電離状態に達している。この期間、印加した ECH パワーの殆どが水素の電

離に費やされ、電子密度の上昇とともに電子温度が減少している。完全電離状態に到達後は、プラズマ電流と電子温度が上昇し始める。磁束が供給されている間 ($t < 0.1$ 秒)、プラズマ電流は $dI_p/dt \sim 0.4\text{MA/s}$ で上昇しているが、完全に EC 電流駆動立ち上げとなってからは、 $dI_p/dt \sim 1\text{kA/s}$ なる速度に落ちている。 $I_p > 0.35\text{MA}$ で先に述べた β 限界の制約が取れ EC パワーを 3MW から 5MW に上昇させ、最終的に着火後 2000 秒でプラズマ電流を 2MA まで立ち上げるシナリオと成っている。

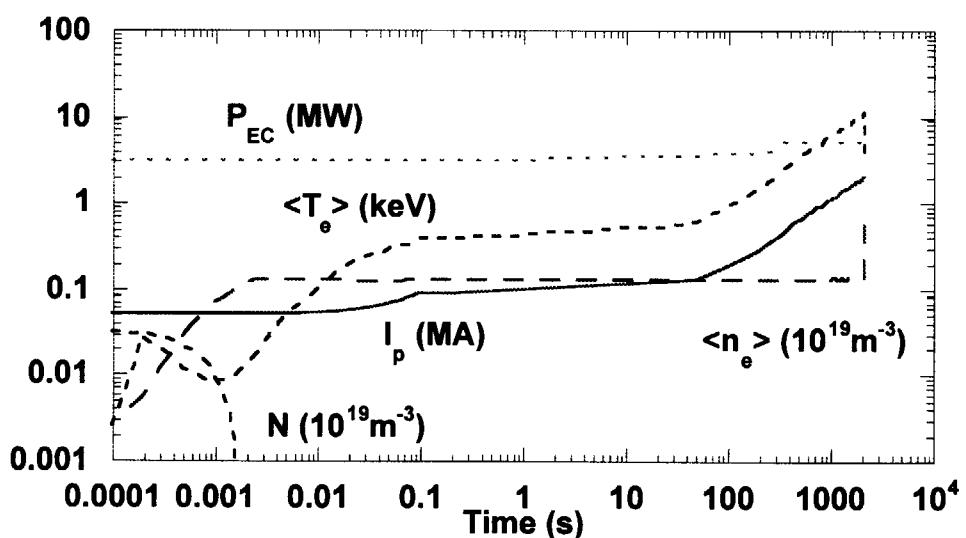


図 6.1 ASTRA コードで予測した低電流領域の電流立ち上げシナリオ。 $T=0.1$ 秒まで外部 OH 電圧 4V を印加し、 $I_p > 0.35\text{MA}$ で EC パワーを 3MW から 5MW に増大している。高温低密度とし EC 駆動電流ができるだけ多く流れれるようなシナリオとしている。

7. 標準運転までの立ち上げシナリオの検討

先に示したように A-SSTR2 ではプラズマ電流 2MA 程度まで、ポロイダルコイルからの若干の磁束と最大 5MW の ECCD で電流を立ち上げる。その際、できるだけ、効率よく立ち上げるために、 10^{18}m^{-3} という低い密度を仮定した。2MA でのグリンワルド密度は約 $2.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ であり、図 3.1 で示されているようにビームエネルギー 0.75MeV の N-NBI の突き抜け率は 10% を下回るため、主加熱・電流駆動である NBI による電流立ち上げが可能である。ここでは、2MA 以上の電流立ち上げを ACCOME コード、TOPICS コード等で検討する。

7. 1 ACCOME コードによる立ち上げシナリオの検討

ACCOME コードを用いて、プラズマ電流立ち上げシナリオを検討する。ここでは、第 3 章で検討した計算条件をベースに、閉じ込め改善度を $H_{93\text{ELMy}} = 0.9 \sim 1.3$ 程度と概ね一定にし、電子密度と中性粒子ビームパワーを変化させ、完全電流駆動条件を探すこととした。第 3.1 節で示したように突き抜け抑制の観点から、NBI のビームエネルギーは 1.5MeV と 0.75MeV の 2 段階での切り替え入射が可能であるとする。図 7.1 及び表 7.1 はプラズマ電流が 1MA から 12MA まで 2MA 毎に、ACCOME コードで求めた平衡配位及び得られた解の代表的なパラメータをプラズマ電流に対して描いたものである。表 7.1 に見られるように、プラズマ電流が 4MA 以下では、ビームエネルギーを 0.75MeV に下げ、突き抜け率の低減を図っている。電流が 1MA の場合、グリンワルド密度の 75% であるにも拘わらず突き抜け率が 20% を越えて、対向面に到達するパワー P_{th} が 3.5MW に達している。これはビーム断面積を大きくした A-SSTR2 の標準 NBI 条件においても、 $1\text{MW}/\text{m}^2$ を越える熱負荷に相当するため、このような低電流領域での NBI 使用は想定できない。プラズマ電流が 6MA 以下の領域では、中性粒子ビーム電流が支配的であり、8MA 以上の高電流領域ではブートストラップ電流が支配的となっている。これは、高電流領域で急激に核融合出力が増大し、プラズマの蓄積エネルギーが増大するためである。

ACCOME コードの検討により、突き抜けパワーが許容レベル以下で各電流領域で完全電流駆動プラズマを実現する見通しが得られた。本検討においても、ビーム断面積を大きくすること、また、ビームエネルギーを最低でも 2 種類選択できることが必要であることが示された。

7. 2 TOPICS コードによる電流立ち上げの検討

第4章のTOPICSコードによる輸送解析手法を用いて同様の電流立ち上げ時のシミュレーションを行った。計算条件は第4章で得られた標準的なTOPICS条件をベースに、ACCOMEコードの立ち上げ検討結果を参考にして、密度とNBパワーを変化させた。但し、ここでは、プラズマ電流は4MAから12MAまで変化させるとし、ビームエネルギーを1.5MeVと固定した。図7.2はTOPICSコードで予測したプラズマパラメータの時間変化を示す。閉じ込め改善度は概ね一定で、常に非誘導駆動電流がプラズマ電流を上回ることが示されている。図7.3はTOPICSで得られたビーム駆動電流比 I_{NB}/I_p 、ブートストラップ電流比 I_{BS}/I_p 及び全非誘導電流比 $(I_{NB}+I_{CD})/I_p$ をプラズマ電流に対して描いたものである。ACCOMEコードでの検討に比べ、低電流領域での密度を高めとしているため、図7.1に比べ低電流領域でビーム駆動電流比が小さくブートストラップ電流比が大きくなっている。全非誘導電流とプラズマ電流の比率は4MAから12MAの期間にわたって1以上であり、平均して $(I_{NB}+I_{CD})/I_p \sim 1.06$ 程度となっている。

図7.2の計算では、外部回路からの磁束供給により電流を増大させ非誘導駆動電流を求めており、600秒程度の時間で電流立ち上げができている。実際のA-SSTR2では、外部回路からの十分な磁束供給が期待できないので、極めて長い立ち上げ時間が必要となる。立ち上げ時間の予測は、第4章で行った検討と同様の手法で可能である。図7.3で $(I_{NB}+I_{CD})/I_p \sim 1.06$ で概ね一定であることから、第(4.6)式を用いて評価すると、プラズマ電流を2MAから12MAまで非誘導的に増加させるのに必要な時間は、図7.4で示されるように約28時間(~ 1.6 日)となる。また、45Vs程度の磁束供給があれば24時間程度で立ち上げができる。5.1節で述べたように、A-SSTR2の6個のポロイダルコイル系では、12MAの標準運転配位では約55Vsの鎖交磁束がある。これを考慮すると、A-SSTR2がゼロ出力から標準出力4GWまで立ち上げるために必要な時間は、概ね1日程度となろう。多くても1年に1度程度の立ち上げ頻度であり、また、プランケットや冷却配管の熱応力低減化の観点からも出力の急激な変動が出来ないことを考慮すれば、この立ち上げ時間は発電プラントとして非現実的なのではないと考えられる。

表 7.1 ACCOME コードで評価した電流立ち上げシナリオ時の代表的プラズマ
パラメータ

I_p (MA)	1	2	4	6	8	10	12
$\langle n_e^{(10^{20}m^{-3})} \rangle$	0.11	0.16	0.27	0.42	1.08	1.56	2.04
$\langle T_e(\text{keV}) \rangle$	1.6	3.1	6.1	9.4	13.2	16.3	18.8
P_{NB} (MW)	15	20	30	40	46	55	60
E_B (MeV)	0.75	0.75	0.75	1.50	1.50	1.50	1.50
η_{ST} (%)	23.63	10.83	2.49	3.20	0.10	0.00	0.00
P_{th} (MW)	3.54	2.17	0.75	1.28	0.05	0.00	0.00
I_{BD} (MA)	0.77	1.73	3.40	4.48	2.60	2.38	2.28
I_{BS} (MA)	0.29	0.56	1.05	1.69	5.41	7.69	9.91
I_{OH} (MA)	-0.06	-0.28	-0.45	-0.17	-0.01	-0.07	-0.19
I_{BD}/I_p	0.77	0.86	0.85	0.75	0.32	0.24	0.19
I_{BS}/I_p	0.29	0.28	0.26	0.28	0.68	0.77	0.83
H_{93ELMy}	0.90	0.88	0.89	1.01	1.23	1.23	1.25
H_{89P}	1.81	2.02	2.27	2.65	2.92	2.71	2.62
$\eta_{CD}^{(10^{20}m^{-2}A/W)}$	0.03	0.09	0.19	0.29	0.38	0.42	0.48
P_f (GW)	0.00	0.00	0.02	0.08	0.84	2.24	4.48
n_e/n_{GW}	0.76	0.56	0.47	0.48	0.93	1.08	1.18

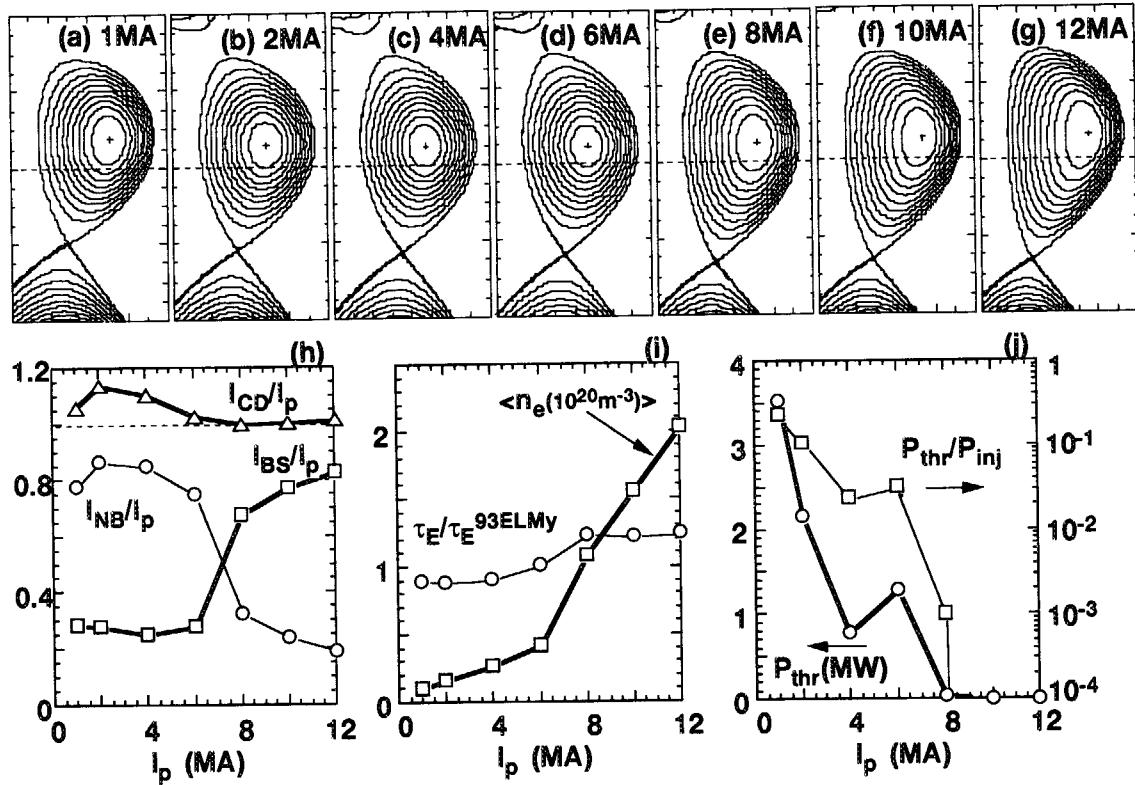


図 7.1 ACCOME コードで検討した非誘導電流駆動立ち上げシナリオ。 P_{thr}/P_{inj} は突き抜け率、 P_{thr} は突き抜けパワーを示す。各電流毎の詳細なパラメータは表 7.1 に記載されている。

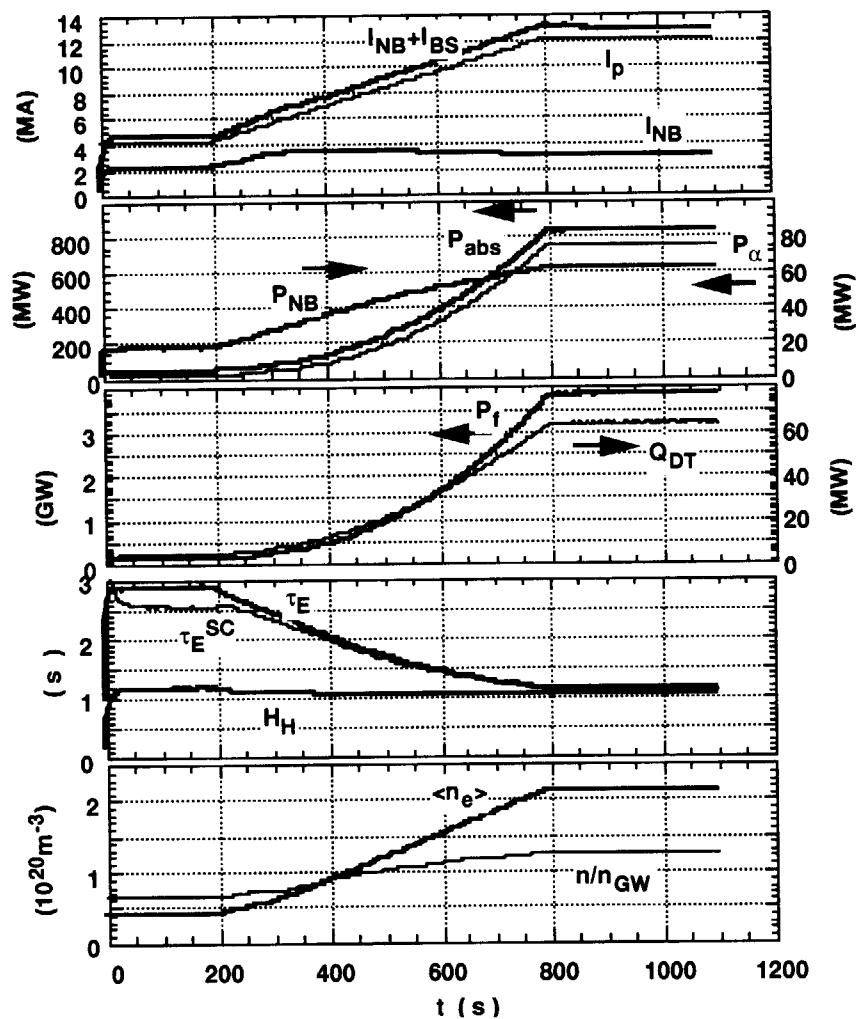


図 7.2 TOPICS コードによる電流立ち上げ時のシミュレーション結果。計算条件は第 4 章で得られた標準的な TOPICS 条件をベースに、ACCOME コードの立ち上げ検討結果を参考にして密度と NB パワーを変化させた。ビームエネルギーを 1.5MeV と固定した。

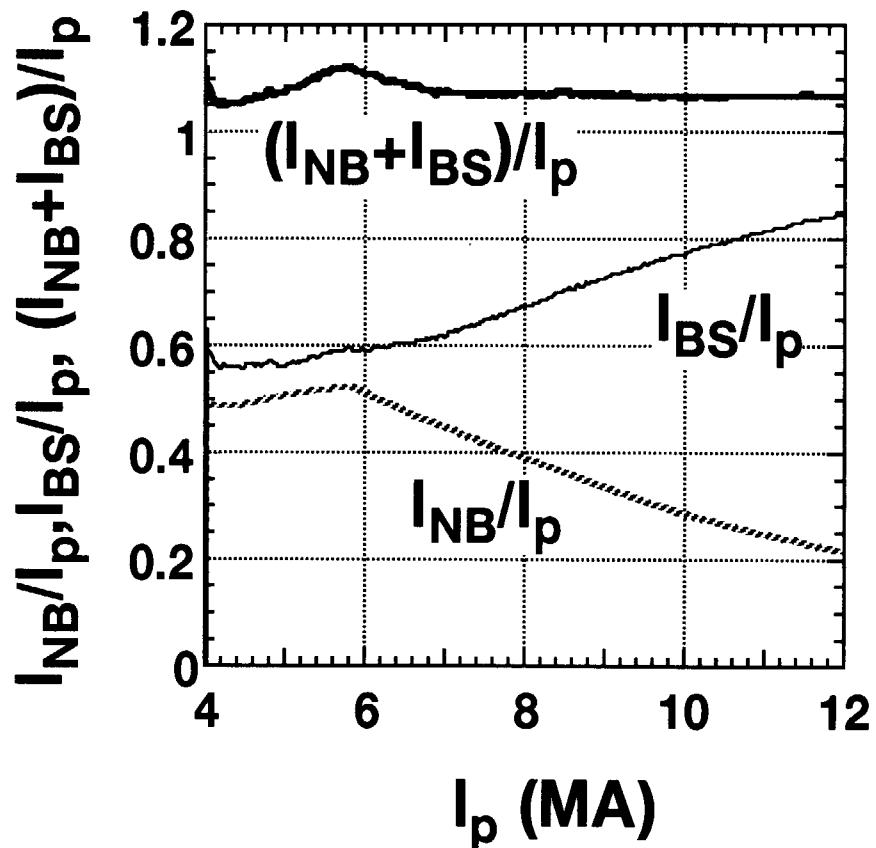


図 7.3 TOPICS コードで求めた非誘導電流駆動比をプラズマ電流に対して描いたもの（図 7.2 の立ち上げシナリオに対して）。

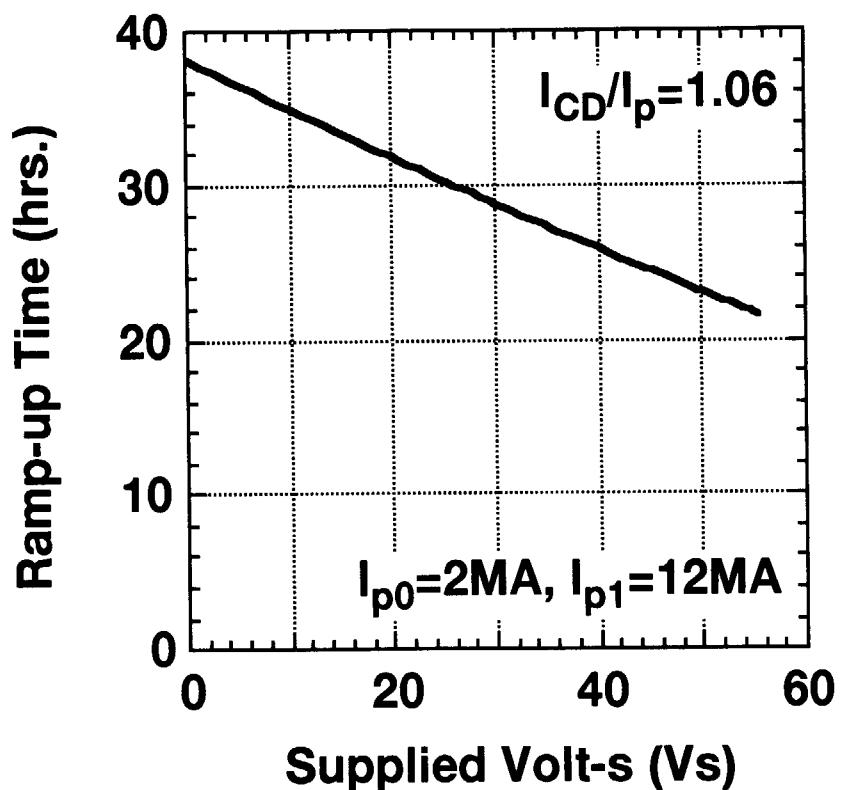


図 7.4 (4.6) 式を用いて評価した A-SSTR2 で 2MA から 12MA まで電流を非誘導的に立ち上げるために要する時間とポロイダルコイルの供給磁束との関係。図 7.3 の結果から、 $I_{CD}/I_p=1.06$ とした。

8. MHD 安定性

A-SSTR2 は、規格化 β 値 4 を定常的に維持する必要があり、バルーニングモードやキンクモード等に対して十分な安定性が確保されなければならない。また、楕円度約 1.8 を想定しているために垂直方向の位置安定性の確保も重要な課題である。ここでは、主に垂直位置安定性に対する壁の安定化効果を検討し能動的な高速上下位置制御の可能性を探るとともに、理想 MHD モードの安定性を調べ、今後の MHD 安定性向上に向けた課題摘出を図る。

8. 1 シェルによる上下位置安定化効果

楕円度が高い場合、垂直位置不安定性が生じるために帰還制御が必要となるが、導体壁がない場合にはその不安定性がアルフベン速度程度で特徴づけられる短い時間 ($\tau \sim a/v_A = 0.46 \times 10^{-6}$ a(m) $(A_n(10^{20} m^{-3}))^{0.5}/B(T)$ 、A-SSTR2 の場合～ $0.14\mu s$) で成長するために、外部から制御することが不可能である。プラズマ近傍に導電性の壁が存在する場合には、導電性壁に流れる渦電流によりその成長速度が大きく緩和される。A-SSTR2 の場合には、プラズマに面する第 1 壁構造材料が導電性のない SiC/SiC 複合材であるため、これによる垂直位置安定化効果は期待できない。ここでは、このような A-SSTR2 で垂直位置安定性をどのように確保するかを検討する。

図 8.1 に A-SSTR2 の立面図と検討中のシェル構造を示す。A-SSTR2 のブランケットモジュールはプラズマに面する表面が $0.5m \times 0.5m$ の矩形であり、奥行きが $0.43m$ 及び $0.56m$ である。ブランケットモジュールの背面に導体壁を置くとし、SOL 幅がないとしても、導体壁が設置できる位置はプラズマ半径で規格化して $r/a \sim 1.25 - 1.37$ 程度となる。図 8.1 の右上のシェル板は、このようなブランケットモジュールの背面に設置するタイル状の導体板を表している。右下は同様の位置に設置する鞍型のシェル導体で、ブランケット背面にある遮蔽体に支持されるものである。この 2 種類の導体壁でどの程度垂直位置不安定性が緩和されるか検討する。

よく知られているように、垂直位置不安定性を評価するために、平衡磁場の n 値 ($= R/B_z (\partial B_z / \partial R)$) が用いられる。導電性壁の渦電流効果 n_s を考慮して、垂直位置の安定条件は $n + n_s > 0$ と表される。図 8.2 は、図 8.1 の右上に示されたタイル状のシェル板がプラズマから $0.5m$ 離れた所に置かれたとして、導体壁の安定化効果 n_s の周波数依存性を描いたものである。ここで、導体壁は厚さ 2cm

のバナジウム合金と仮定した（抵抗率： $4.8 \times 10^{-7} \Omega\text{m}$ ）。図 8.2 の太い実線はタイル状のシェル板が全て電気的につながっていると仮定した場合であり、プラズマの n 値が -0.6 程度であるので、10Hz 以上の垂直位置負安定性に対しては安定となる。一方、細い実線はタイル状に電気的に分割されたとした時の結果であり、この場合には全ての周波数で $n+n_s > 0$ とはならず、プラズマの垂直方向の安定性は確保されない。図中、太い破線はタイル状の導体板で導電率をバナジウムより 2 枝上げた場合であるが、この場合でも安定性は確保されないことが分かる。

図 8.3 は、図 8.1 の鞍型シェルの場合に同様の評価をしたものである。但し、鞍型シェルは厚さ 5cm のバナジウム合金でできているとした。図中の破線は、外側遮蔽体にのみ鞍型シェルを設置した場合、実線は内側にも設置した場合を示す。外側設置、両側設置とも、それぞれ周波数 40Hz 及び 47Hz で $n+n_s = 0$ となり、それ以上の周波数の揺動に対して安定である。したがって、45 – 50Hz 以下の垂直位置の変動に対して帰還制御ができれば、安定性が確保されることになる。この帰還制御を実現するために、A-SSTR2 では、真空容器外に銅製の垂直位置高速制御用のコイルを設置する必要がある。定常炉心試験装置で行った垂直位置の動的解析結果では、成長率が 30-50Hz の垂直位置不安定性を真空容器外の 1 対の銅製コイルによる高速制御で安定化できることが報告されている [29]。A-SSTR2 でも同様の検討を行う必要があり、制御性、外乱に対するマージン、交流損失等の評価が必要である。

8. 2 MHD 安定性

規格化 β 値が $\beta_N=4$ が定常に維持できるかどうかは、A-SSTR2 の成立性に重要な課題であり、それに関連する実験的、理論的検討を注意深く行う必要がある。ここでは、その第 1 ステップとして、理想 MHD 安定性を検討する。プラズマが動的に変化した場合の検討も行う目的で、ここでは、4.4 節において TOPICS コードで求めた出力制御時のプラズマ分布を用いて検討する。図 8.4 は 4.4 節で示した出力制御時の核融合出力、各種電流の時間変化とプラズマ圧力及び電流密度の空間分布の時間発展を示す。この分布を用いてて、ERRATO-J コードにより、理想 MHD の安定性解析を行った。

図 8.5 に、時刻 300 秒及び 500 秒におけるバルーニングモードに対するシア s と規格化圧力勾配 α の関係を表す $s-\alpha$ 図を示す。図中実線はバルーニングモード

に対する圧力勾配の限界値であり、両時刻とも TOPICS コードで得られた分布はバルーニングモードに対して安定であることを示している。また、両時刻ともプラズマ半径の一部で、規格化圧力勾配が限界値に極めて近い領域が存在するため、マージナルな安定と考えることができる。TOPICS コードで得られた分布は、第 2 安定化領域に近い可能性があるため、今後立ち上げシナリオに沿って、その安定性を評価しておく必要がある。

図 8.6 は、理想キンクモードに対する成長率と、不安定性の固有関数の空間分布の時間変化を示すものである。理想モードに対して $\gamma_N^2 = \gamma^2(v_A/R)^2 > (0.5-1) \times 10^{-4}$ を不安定領域とみなす。理想導体壁がない場合には、 $n=1$ の理想キンクモードの成長率は $\gamma_N^2 \sim 10^{-2}$ 程度となり不安定である。時刻とともに成長率が減少するが安定領域には達しない。理想導体壁が $r/a \sim 1.4$ にある場合には $n=1$ モードの成長率は $\gamma_N^2 = 2 \times 10^{-5}$ となっているが、この値は計算精度によって生じた見かけの値であり、実際の成長率は 0 と考えて良い。同様の解析を $n=2$ モードに対して行うと、理想導体壁の位置を $r/a \sim 1.2$ とすることで安定化可能であることが分かった。固有関数の時間発展を見ると、4GW の出力時には、プラズマ表面近傍のモード構造が中心であるのに対して、出力を下げるに従い、プラズマ内部の高いポロイダルモード数 m のモードが重要となるモード構造となっている。低 n の理想キンクモードに対しては、A-SSTR2 で想定する導電性壁の位置に導体を設置することで、ある程度安定化効果が期待できると考えられる。今後導体壁がタイル状に分割された場合、鞍型シェルの効果を評価するとともに、プラズマ立ち上げシナリオに沿ってキンクモードの解析を進める必要がある。更に、抵抗性モードの安定性評価、外部コイルによる不安定性の帰還制御の検討等が課題である。

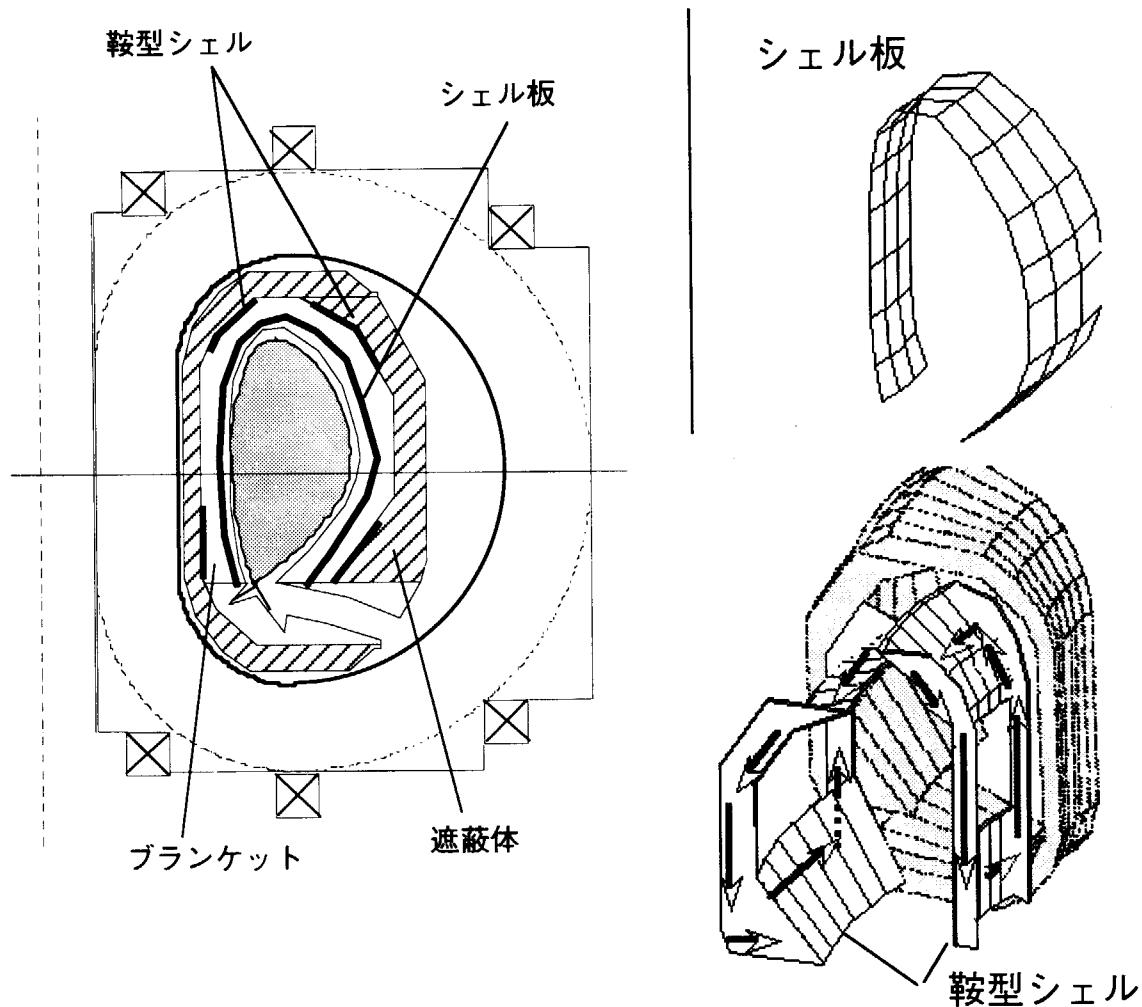


図 8.1 A-SSTR2 の立面図と導電性シェル構造の検討例。タイル状のシェル板は厚みが 2cm、0.5m×0.5m の矩形のバナジウム合金製でブランケットモジュールの背面に設置する。鞍型のシェル導体は、厚みが 5cm のバナジウム合金でブランケット背面にある遮蔽体に支持されるものとする。

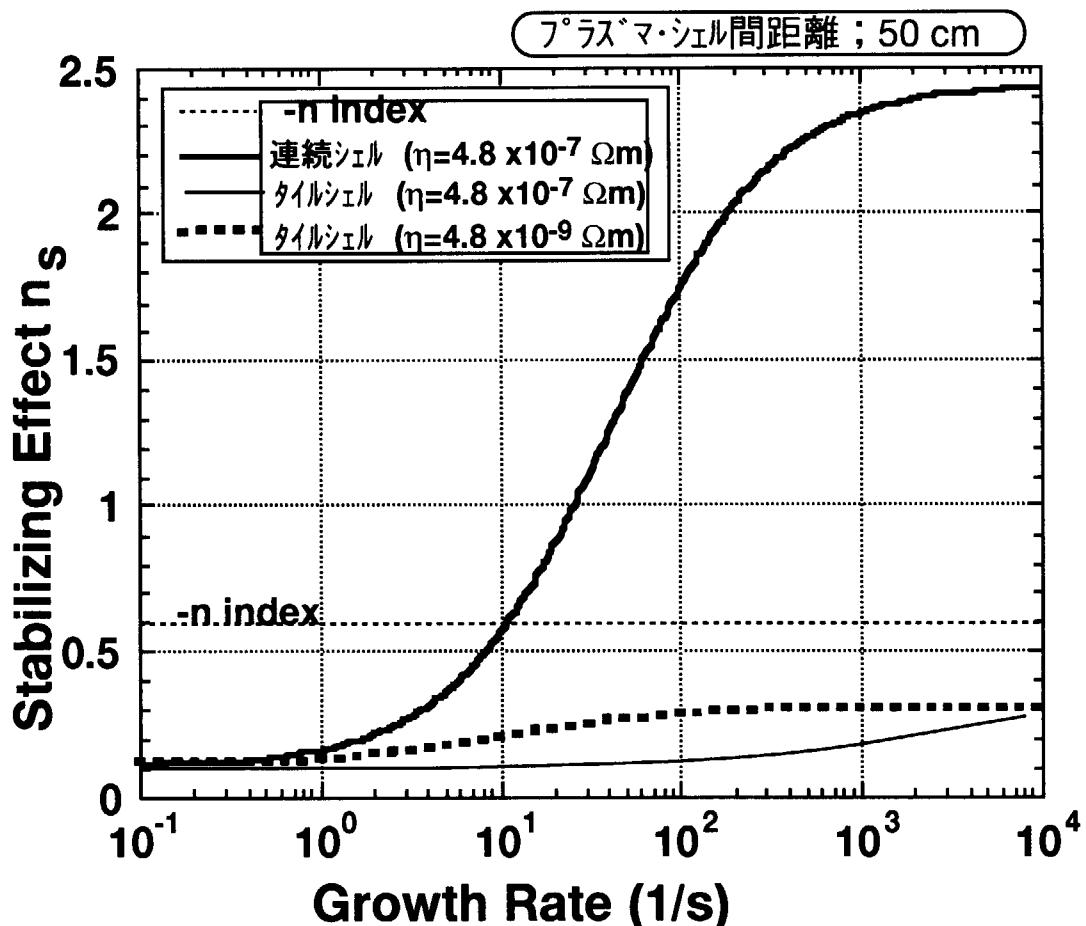


図 8.2 プラズマから 0.5m 離れた所にタイル状のシェル導体が置かれたとして求めた、導体壁の安定化効果 n_s の周波数依存性を描いたものである。太実線は厚さ 2cm のバナジウム合金（抵抗率： $4.8 \times 10^{-7} \Omega\text{m}$ ）とし、各タイルが電気的につながっているとした場合、細実線は電気的につながっていない場合、太破線は細実線で導電率を上げた場合、破線は平衡磁場の n 値の符号を変えたもの。

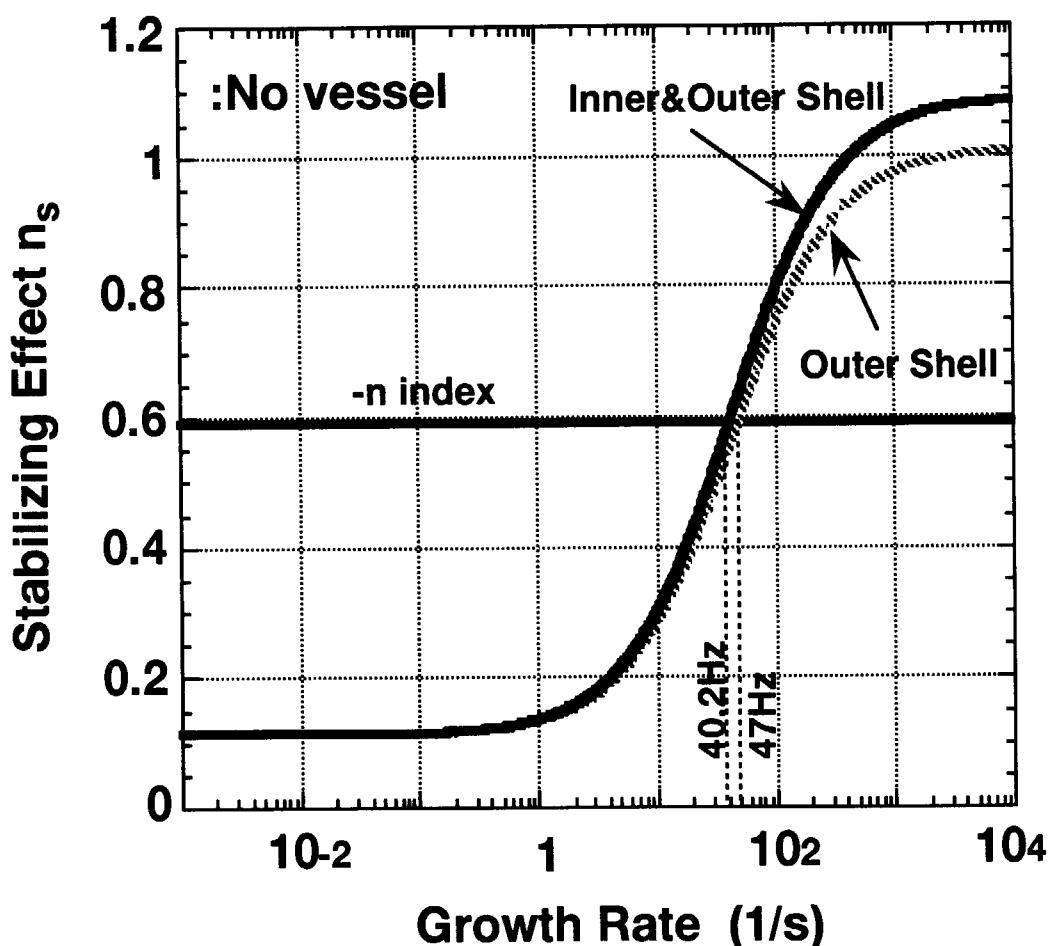


図 8.3 厚さ 5cm のバナジウム合金製の鞍型シェルの場合の、導体壁による安定化指数 n_s 。破線はトーラスに外側のみに設置した場合、実線は内側にも設置した場合を示す。

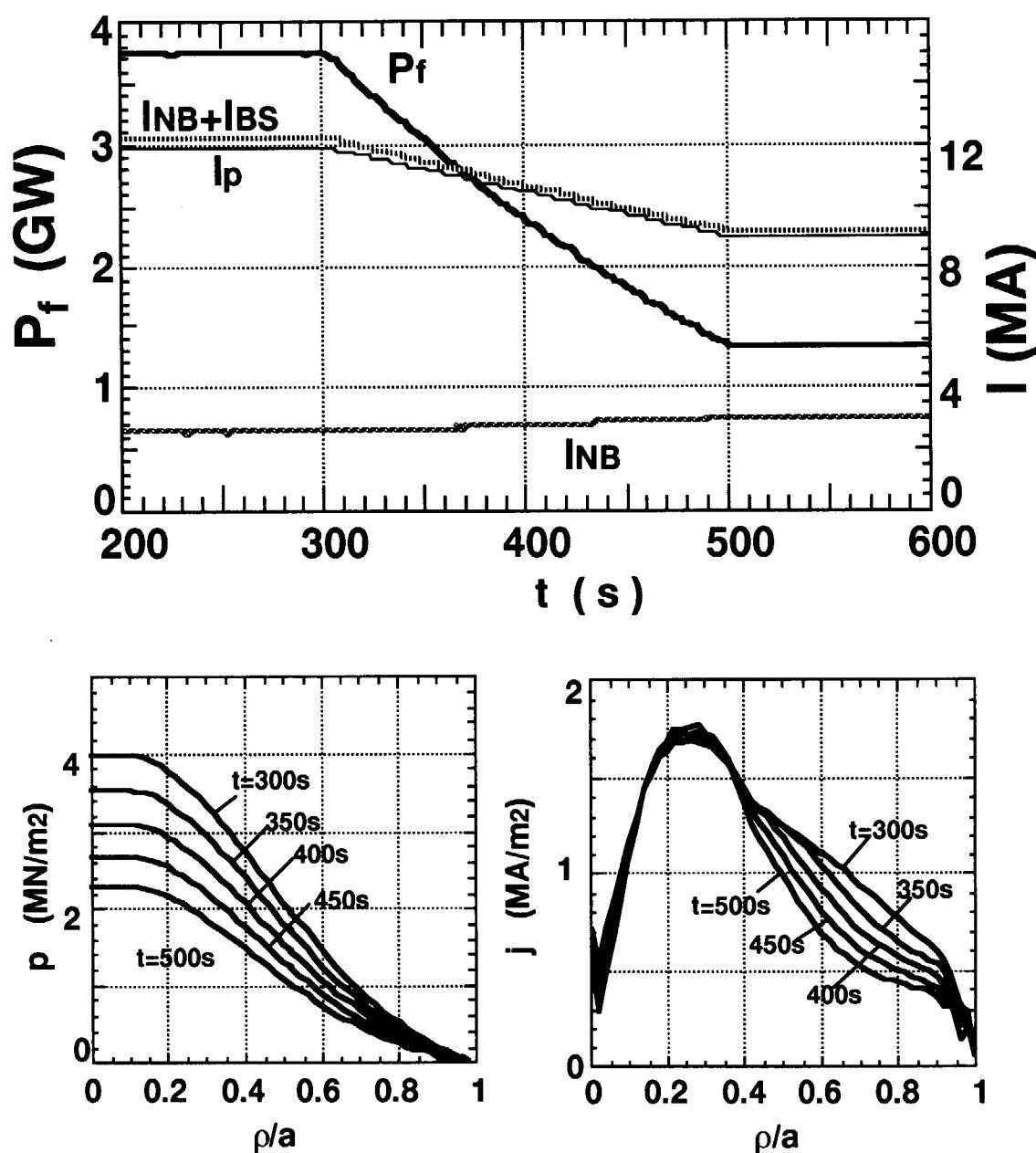


図 8.4 第 4.4 節で示した出力制御時の核融合出力、各種電流の時間変化とプラズマ圧力及び電流密度の空間分布の時間発展。この分布を用いて理想 MHD モードの安定性解析を行う。

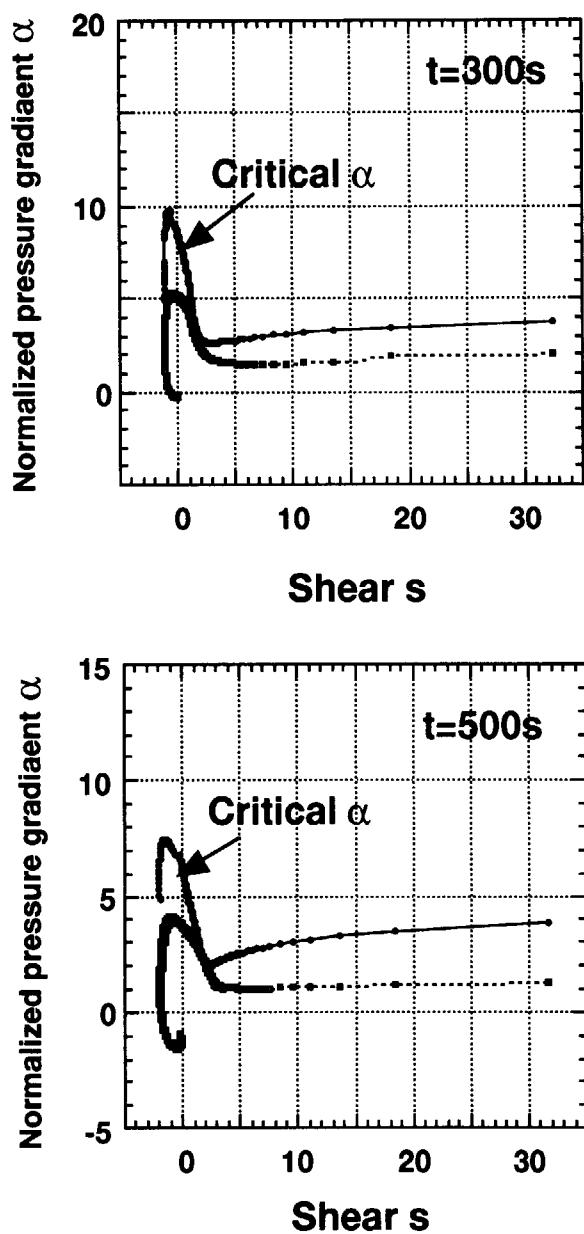


図 8.5 図 8.4 の時刻 300 秒及び 500 秒におけるバルーニングモードに対するシア s と規格化圧力勾配 α の関係 (s - α 図)。図中実線はバルーニングモードに対する圧力勾配の限界値。

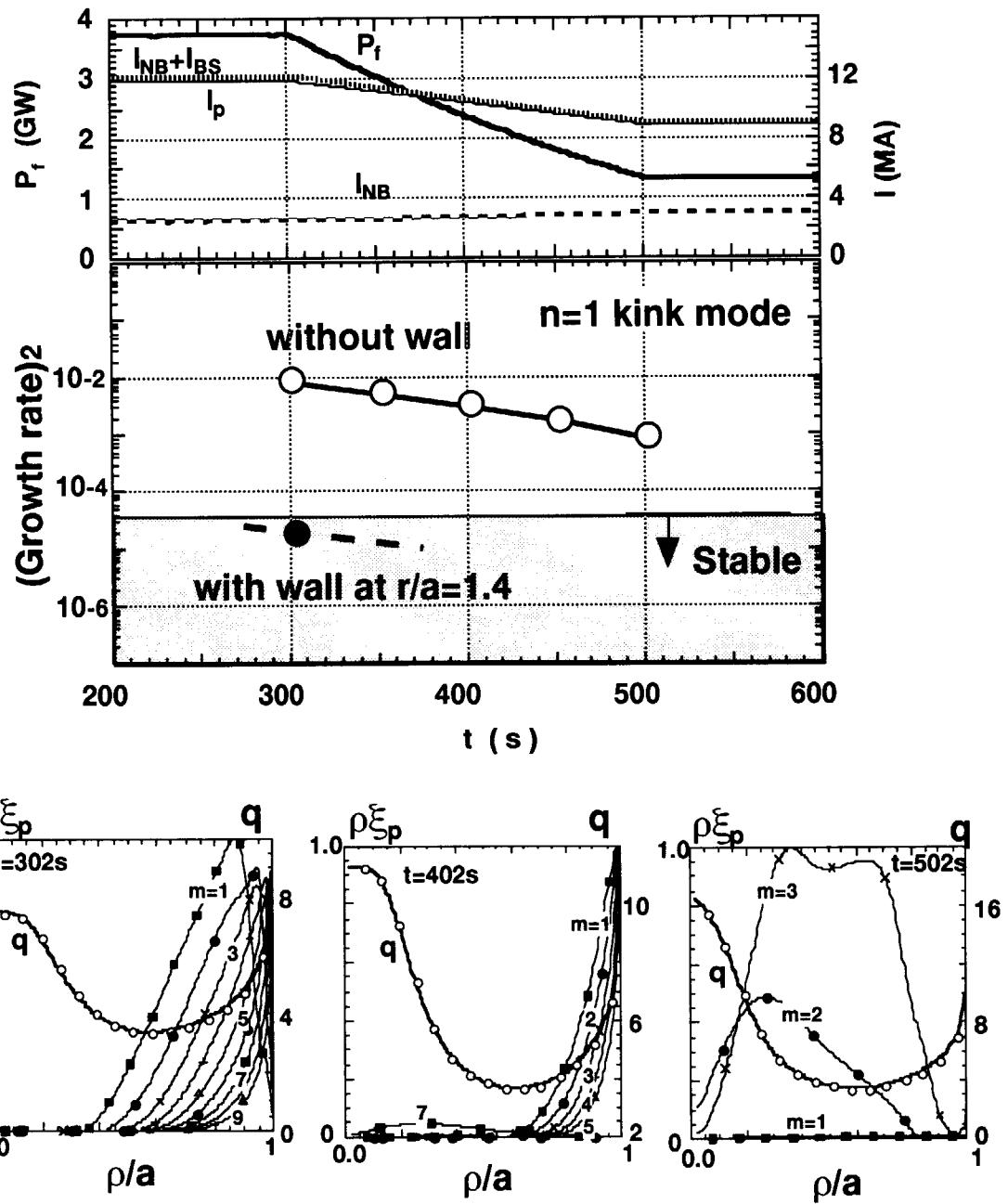


図 8.6 理想キンクモードに対する規格化成長率と、不安定性の固有関数の空間分布の時間変化。○は理想導体壁がない場合、●は $r/a=1.4$ に理想導体壁を設置した場合。理想モードは $\gamma_N^2 > (0.5-1) \times 10^{-5}$ で成長すると考えられる。これより小さい値は計算精度に由来しており、導体壁に対する実際の成長率は 0 と見なして良い。

9. ダイバータ検討

核融合動力炉において、プラズマからの熱及び粒子の制御機能を持つべきダイバータは極めて重要な構成要素である。核融合出力が 4GW の A-SSTR2 では、アルファ粒子加熱パワーが 800MW であり、60MW の加熱電流駆動パワーと併せて 860MW のパワーを何らかの方法で受熱しなければならない。そのパワーの一部は主プラズマで放射損により失われ、残りは SOL (スクレープオフ層) を通じてダイバータ領域へと流入する。更に、減速したあのアルファ粒子 (ヘリウム灰) は、不純物となり主プラズマの燃料を希釈しないよう効率よく排気する必要がある。本章では、パワーフロー、簡易モデルでの評価及び流体コードを用いて、不純物添加による A-SSTR2 のダイバータの成立性を検討する。

9.1 A-SSTR2 のパワーフロー

図 9.1 にトカマクプラズマのパワーフロー概念図を示す。 P_{α} は α 粒子加熱パワー (800MW)、 P_{AUX} は加熱・電流駆動パワー (60MW) を表す。 P_{SYN} はシンクロトロン放射損失パワーで近似的に次式で記述される。

$$P_{SYN}(MW) = 1.3 \times 10^{-4} n_{e20} T_{e10}^{2.5} B_T^2 \left[\frac{B_T}{n_{e20} a_p} \left(1 + \frac{5.7}{AT_{e10}^{0.5}} \right) \right]^{1/2} (1 - R_w)^{0.5} V_p \quad (9.1)$$

ここで、 $n_{e20} = \langle n_e (10^{20} m^{-3}) \rangle$ は平均密度、 $T_{e10} = \langle T_e / 10 \text{keV} \rangle$ は平均電子温度、 $B_T = B_T(T)$ は磁気軸上の磁場、 $a_p = a_p$ (m) はプラズマ小半径、 $R_p = R_p$ (m) は主半径、 $A = R_p/a_p$ はアスペクト比、 R_w はシンクロトロン放射の第 1 壁での反射係数、 $V_p = 2\pi^2 R_p a_p^2 \kappa$ はプラズマ体積、 κ は楕円度を表す。A-SSTR2 の標準的パラメータ ($R_p = 6.2 \text{m}$ 、 $a_p = 1.5 \text{m}$ 、 $\kappa = 1.8$ 、 $\langle n_e \rangle = 2 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ 、 $\langle T_e \rangle = 19 \text{keV}$ 、第 2 章参照) とすると、壁の反射係数を $R_w = 0.8$ とすると、全シンクロトロン放射損失は 94MW 程度(約 100MW) となる。 P_{BRM} は制動輻射損失であり、近似的に次式で求めることができる。

$$P_{BRM}(MW) = 1.6 \times 10^{-2} Z_{eff} n_{e20}^2 T_{e10}^{0.5} \frac{(1 + \alpha_n)^{1.5} (1 + \alpha_n + \alpha_T)^{0.5}}{(1 + 2\alpha_n + 0.5\alpha_T)} V_p \quad (9.2)$$

ここで、 Z_{eff} は実効電荷数、 α_n 及び α_T は電子密度及び温度の分布指数を表す。A-SSTR2 の場合では、 $Z_{eff} = 1.6$ 、 $\alpha_n = 0.8$ 、 $\alpha_T = 1.2$ として、全制動輻射損失は 91MW

程度(約 100MW)となる。 P_{IMP} は主プラズマ周辺部からの不純物による線スペクトル放射損失で、 SOL へのパワーを減らすために意図的に主プラズマに不純物を混入させて利用する[34]。この放射損失は、主プラズマのエネルギー閉じ込め性能に余裕があるときに限られる。A-SSTR2 では、 $P_{IMP} = 200\text{MW}$ とし、これによる閉じ込め性能の劣化(約 20%程度)は無視すると仮定する。以上の主プラズマからのパワー損の合計を約 400MW と見積もると、SOL に流入するパワー P_{SOL} は約 460MW となる。

ダイバータ板における受熱可能なピーク熱負荷を w_{DIV} 、熱流束の半値幅を Δ_p 、ダイバータ位置の大半径を R_{DIV} 、磁力線とダイバータ板の交差する角度を θ_{DIV} とすると、ダイバータ板で受熱できる最大パワー P_{DIV} は次式で記述できる。

$$P_{DIV} = 4\pi R_{DIV} \Delta_p w_{DIV} / \sin \theta_{DIV} \quad (9. 3)$$

熱流束の半値幅 Δ_p は、次節の 2 点モデルで述べる各種比例則モデルを用いて簡便に求める方法や多流体 2 温度モデルによって評価できるが、ここでは前者の評価の平均を取り A-SSTR2 の熱流束の半値幅を $\Delta_p = 5\text{cm}$ と仮定する。ダイバータ板で除熱可能な熱流束の最大値を $w_{DIV} = 10\text{MW/m}^2$ とし、 $R_{DIV} = 6.2\text{m}$ 、 $\theta_{DIV} = 20^\circ$ とすると、ダイバータ板が受け得る最大パワーは、 $P_{DIV} = 114\text{MW}$ (約 100MW)程度となる。したがって、SOL に流入したパワーの内 360MW 以上を、ダイバータ領域での不純物による線スペクトル放射損失 P_{RMT} で冷却する[35]必要がある。次節では、ダイバータ板に向かう熱流 P_{DIV} を合理的な値に下げるための具体的な運転条件を検討する。

9.2 2 点モデルによる検討

ダイバータプラズマの評価ではダイバータ板熱負荷とダイバータ板近傍でのプラズマ電子温度が重要であることは既に述べた。ここでは参考文献[36-38]に従って、古典的な熱伝導の理論に基づく簡易式(通常 2 点モデルと呼ばれる)を用いてダイバータ領域における電子温度を評価する。そのとき、ダイバータ室内での不純物元素による放射冷却 P_{RMT} はコロナ平衡を仮定して求める[39, 40]。磁力線と垂直方向の熱流の減衰を指数関数的に記述できると仮定して、磁力線方向の熱伝導の式から磁力線に沿った電子温度の分布を知ろうとするものである。解析における幾何形状モデルは、図 9.2 に示すように SOL プラズマを小半

径方向 x と磁力線方向 z の 2 次元スラブで近似する。

2 点モデルにおいて不純物による放射損失割合を考慮する場合、不純物の割合 f_z が一定で、不純物周辺のプラズマ温度が T のときの原子 1 個あたりの放射損失パワーを I_z とし、小半径方向の拡散は場所によらず一定とすると、磁力線方向の熱伝導方程式は

$$\frac{dq_{para}}{dz} = -\kappa_0 \kappa_B \frac{d}{dz} \left(T^{5/2} \frac{dT}{dz} \right) = -f_z n_e^2 I_z(T) \quad (9.4)$$

となる。ここで、

q_{para} : 磁力線方向の熱流束

κ_0 : 磁力線方向の熱伝導係数の比例定数 ($\kappa_{para} = \kappa_0 T^{5/2}$)

κ_B : ボルツマン定数

である。(2)式の両辺に $\kappa_0 \kappa_B (T^{5/2} dT/dz)$ を乗じて、 $p = n \kappa_B T$ を用いると

$$(\kappa_0 \kappa_B)^2 \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \left(T^{5/2} \frac{dT}{dz} \right) = \frac{f_z p^2}{\kappa_B^2 T^2} I_z(T) \kappa_0 \kappa_B \left(T^{5/2} \frac{dT}{dz} \right) \quad (9.5)$$

となる。更に、 z で積分して

$$(\kappa_0 \kappa_B)^2 \left(T^{5/2} \frac{dT}{dz} \right)^2 = \frac{2 \kappa_0 \kappa_B f_z p^2}{\kappa_B^2 T^2} \int_{T_D}^T I_z(T) T^{0.5} dT + q_D^2 \quad (9.6)$$

となるから、従って

$$q_s^2 = q_D^2 + \frac{2 \kappa_0 \kappa_B p^2}{\kappa_B} \int_{T_D}^T I_z(T) T^{0.5} dT \quad (9.7)$$

となる。添字 s および D は SOL 上流およびダイバータ板直前のそれぞれ物理量を表す。 $I_z(T)$ は不純物の種類によって異なり、

$$I_z(T) = \sum_j c_j I_j(T) \quad (9.8)$$

で表される。ここで、 c_j は j 番目の荷電状態の存在比率であり、 I_j は各荷電状態のイオンがイオン化するときの吸収エネルギーである。ダイバータ領域での各荷電状態の比率はその温度でのコロナ平衡から低温側にずれていると考えられるが、ここでは簡単のため評価のためコロナ平衡を仮定する。この場合、放射冷却比率は実際よりも低く見積もられるため、より裕度を見込んだ安全側のダイバータ熱設計となる。放射冷却比率 f_{RMT} は

$$f_{RMT} \equiv \frac{q_s - q_d}{q_s}$$

で定義され、(9.7)式右辺の第2項の積分は T_s と T_d の値のみで決定され、磁力線に沿った温度分布には依らない。また、積分項の中に $T^{0.5}$ があり、低温領域での放射冷却の寄与は比較的小さく、積分の下限は重要ではない。従って、上流の温度 T_s が大きいほど積分の値は大きくなる。しかし、 n_s が小さく T_s が大きな領域では q_s そのものが T_s のほぼ $7/2$ 乗に比例して大きくなるため、放射冷却の割合は逆に小さくなる。

図9.3にはネオン(Ne)、アルゴン(Ar)、クリプトン(Kr)原子に対して計算した放射冷却率 $I_z(T)$ の電子温度依存性を示したものである[41,42]。ArやKrの冷却率はNeの冷却率より10eV以上では1~2桁大きい。50eV以上の温度領域ではKrの冷却率はArより1桁程度大きいが、20~50eVでは逆にArの放射冷却率が大きいことがわかる。従って、入射する不純物を選ぶ場合にはダイバータ部のプラズマ温度領域を考慮する必要がある。A-SSTR2においては相当量の放射冷却が要求されるため、比較的高Z材料の不純物の選択を迫られる。ここでは、先の稀ガスNe、ArおよびKrを用いた計算結果の例を図9.4に示す。ダイバータ領域に向かう熱流成分 $P_{SOL}=460\text{MW}$ の内、ダイバータ領域における放射冷却成分を $P_{RMT}=360\text{MW}$ 以上(0.78以上の放射冷却比率 f_{RMT})を達成するためにはKrで0.5%程度、Arで2.2%程度、Neでは現実的な解は存在しない。そのときKrおよびArでは、ダイバータ板直前のプラズマ温度は20~30eV程度となり、ダイバータ板損耗の観点からは満足できる解となる。

次に、ダイバータ板でのピーク熱負荷 w_{DIV} の評価を行う。 $\Delta_p=5\text{cm}$ および $\theta_{DIV}=20^\circ$ を仮定して、ダイバータ領域での放射冷却を考慮しない場合($P_{DIV}=460\text{MW}$)には、ダイバータ板のピーク熱負荷 w_{DIV} は約 40MW/m^2 となる。

今、単純に 0.5% 程度の Kr 注入あるいは 2.2% 程度の Ar 注入により $P_{DIV}=100\text{MW}$ が達成されたとして、先に述べたように $\Delta_p=6\text{cm}$ および $\theta_{DIV}=20^\circ$ の場合には w_{DIV} は約 10MW/m^2 になる。これで設計条件は一応満足しているが、 Δ_p の評価には様々な提案がなされており、以下 Δ_p の依存性について言及する。 Δ_p は磁力線方向の熱の流れと磁力線に垂直方向の熱の拡散との競合過程で決定され、Harrison 等[43]によれば、

$$\Delta_p \approx C_{DIV} \left(\frac{P_{SOL}}{S_p} \right)^{-5/9} n_s^{7/9} L^{4/9} Z_{eff}^{2/9} \chi_{para}^{-2/9} \chi_{perp}^{7/9} \quad (9.9)$$

で表される。ここで、 C_{DIV} は比例定数であり、その他の記号はそれぞれ

- S_p : プラズマ表面積
- n_s : セパラトリックス磁気面の赤道面上での電子密度
- L : 磁力線の結合長で、MHD 安全係数 q_ψ とプラズマ大半径 R_p の積
- Z_{eff} : イオンの実効電荷数
- X_{para} : 磁力線に平行方向の熱拡散係数
- X_{perp} : 磁力線に垂直方向の熱拡散係数

である。(9.9)式より、 n_s を大きくすれば Δ_p が大きくなり、結果的に w_{DIV} が小さくなる。従って、高リサイクリングによる高密度ダイバータ運転がピーク熱負荷の低減に有効となるが、ダイバータ密度が上昇するとプラズマ周辺密度も上昇すると考えられ、一方でプラズマ周辺密度には密度限界があることや、低密度で低リサイクリングが必要な H モードとの両立性が問題となる。

X_{perp} についてある仮定をすることで Δ_p のパワー依存性を求めることができる。 X_{perp} がパワーによらず一定であると仮定すると(9.9)式から直ちに

$$\Delta_p^{Const-\chi_{perp}} \propto n_s^{7/9} L^{4/9} S_p^{5/9} P_{SOL}^{-5/9} \quad (9.10)$$

を得る[36]。ここで SOL 密度 n_s は電子密度 n_e に比例すると仮定した。一方、 X_{perp} がボーム的であると仮定すると、

$$\Delta_p^{Bohm} \propto n_s^{7/18} L^{4/9} S_p^{5/9} P_{SOL}^{1/36} \quad (9.11)$$

となる[44]。また JT-60U の実験からは、

$$\Delta_p^{JT60U} \propto n_s^{0.46} q_{eff}^{4/9} S_p^{0.49} P_{SOL}^{-0.49} \quad (9.12)$$

と云う結果が得られている[45]。

以上の式から半値幅の各種パラメータ依存性即ち比例則は得られたが、絶対値の評価には2次元ダイバータコードによる計算結果との較正が必要となる。その場合には逆に X_{perp} を数値的に与えることになる。ITERにおける2次元ダイバータコードによる計算結果で較正し、これらの式の比例定数を算出すると、 Δ_p をm単位、 S_p をm²単位、 n_s を10²⁰m⁻³単位、Lをm単位で表したとき、 $C_{Const}=0.0055$ 、 $C_{Bohm}=0.00037$ および $C_{JT60U}=0.0035$ となる。

半値幅 Δ_p のこれらの比例則に基づいてダイバータ板でのピーク熱負荷 w_{DIV} を先の稀ガスNe、ArおよびKrの注入量の依存性として示したものが図9.5である。 $P_{DIV}=100\text{MW}$ を達成するために注入する0.5%程度のKrあるいは2.2%程度のArの場合のダイバータ熱負荷は何れの比例則においても、ITERと同じ $\Delta_p=6\text{cm}$ を機械的に仮定して得られた前述の約10MW/m²と結果的には同程度となった。不純物の注入がない場合は、各比例則での Δ_p の P_{sol} 依存性の差異が比較的顕著に現れている。

以上2点モデルによるダイバータプラズマの解析結果について述べた。2点モデルは比較的簡便な手法であるため機動性が高く全体の傾向を知るには極めて有効である。しかしながら、既に述べたようにダイバータ領域の不純物プラズマはコロナ平衡には達していないこと及び2点モデルでは中性粒子の考慮がなされていないこと等のため過剰に安全側の評価になっている可能性がある。ダイバータ領域で要求される放射冷却を満足する不純物注入を実施した場合、当該不純物の主プラズマへの逆流する問題については2点モデルでは計算できない。Fatal fractionと呼ばれているが、約2.5%のNe、約0.6%のArあるいは約0.15%のKrが主プラズマに混入すれば自己点火プラズマの実現は不可能になる。このことを考えると、この問題は極めて深刻である。

9. 3 B2コードによる検討

ダイバータ領域の熱および粒子による負荷条件を然るべき精度で知るためにには、主プラズマからの熱流および粒子束を境界条件として周辺プラズマからダイバータ領域に至る熱および粒子の輸送を2次元で解く必要がある。周辺プラズマを磁力線方向とプラズマ副半径方向の2次元で記述する流体方程式はBraginskiiにより作成されている[46]。この2次元ダイバータ計算のために多流

体2温度モデルによる熱および粒子の輸送方程式を解く計算機プログラム B2 コード[47]が開発されており、ここでも B2 コードによる結果を例示する。ここでは、周辺プラズマ領域で流体として扱われる対象はイオンのみであるが、エネルギー保存則としてはイオンおよび電子を別々に解かれる。なお、”多流体”の示す意味は様々なイオン即ち不純物の各電離状態のそれぞれが個別の流体に対応すると云うことである。従って、高 Z の不純物を注入する場合、不純物イオンの電荷状態に相当する数十もの流体を連立して解く必要があり、計算の困難さは飛躍的に増大する。この対策は今後の課題として後述する。

9. 3. 1 計算メッシュの作成と境界条件

計算メッシュの作成に先立ってプラズマ MHD の平衡計算を実施する。得られた平衡配位を用いて、作成したメッシュ図を図 9.6 に示す。 SOL の厚み方向のメッシュ数は 18 とし、1 メッシュの厚みは数 mm から 1.5cm 程度である。ポロイダル方向のメッシュ寸法は厚みに比べて $\sqrt{\chi_{para}/\chi_{perp}}$ 倍を越えないことおよびプラズマ表面形状の滑らかさを考慮して決定した。後で明かとなるが、この程度のメッシュ寸法でプラズマの温度及び密度の分布を表現することが充分可能である。ただし、ダイバータ板近傍での中性ガスの平均自由行程が数 cm であることからこれと同程度のメッシュ寸法では通常は不充分と考えられる。しかし、本解析での中性ガスの取り扱いはモンテカルロ法による挙動解析ではなく、ダイバータ板での反射率（リサイクリング率）を考慮した簡易モデルであるため平均自由行程より細分化されたメッシュである必要はない。ダイバータ板の磁力線に対する傾斜角度は内側ダイバータ板で 18°、外側ダイバータ板で 25° とした。

境界条件の設定について述べる。主プラズマの境界では電子密度および電子とイオンの全熱流を与える。 SOL プラズマ境界では粒子束（密度勾配）および熱流束（温度勾配）を零とし、中性粒子の反射率（リサイクリング率）も零とする。プライベート領域の境界でも SOL プラズマ境界と同様に粒子束、熱流束、中性粒子の反射率共に零である。ダイバータ板での境界条件はボームのシース条件（マッハ数=1）を与え、中性粒子については反射率（リサイクリング率、R）を与える。例えば、R=0.95 の場合、ダイバータ板に入射したイオンの内、95%が中性粒子として反射されダイバータプラズマ中でイオン化されてプラズマに対するソースとなる。あるいは、100%が反射され 5%はイオン化さ

れずに、排気されると考えてもよい。

9. 3. 2 計算結果

(1) 不純物の無い系

始めに不純物の注入がない系、即ち、水素イオン（質量数を 2.5 として DT プラズマを模擬）およびヘリウムイオンの 2 流体系で計算を実施した。但し、水素イオンとヘリウムイオンの温度は等しいとした。ここでは主に、スクレーパオフ層(SOL)への流入パワー P_{SOL} および磁力線と垂直方向の熱拡散係数 χ_{perp} が与えるイオンおよび電子の温度および密度への影響を調べた。これらのパラメータサーベイの結果を示すに先立って、ダイバータ領域におけるイオンと電子の温度と密度の分布を可視化して表 9. 1 に示す。ダイバータ板近傍でも温度は 50 eV 以上であり、殆どアタッチプラズマであることが判る。この表は $P_{\text{SOL}}=400\text{MW}$ 、スプラズマ境界での電子密度 $n_s=0.97\times10^{20}/\text{m}^3$ 、 $\chi_{\text{perp}}=2.0 \text{ m}^2/\text{s}$ 、および粒子拡散係数 $D_{\perp}=0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ の条件で計算されたものである。同じ条件で計算したヘリウムの 1 値イオンおよび 2 値イオンの密度分布を図 9. 7 に示す。ダイバータプラズマの温度が 50 eV 以上あるため、1 値イオンが殆ど存在しないことが判る。

B2 コードでは主プラズマの境界付近については、セパラトリックス磁気面の内側 7 メッシュ分までが計算領域である。表 9.1 に掲載している図ではセパラトリックス磁気面のすぐ内側のメッシュにおいて、電子温度が約 260 eV、イオン温度が約 430 eV になっている。電子温度とイオン温度の境界条件に関しては、炉心からの流出パワーのうち電子およびイオンの担う割合 (Q_e/Q_i) に大きく依存する。本計算では $Q_e = 200 \text{ MW}$ 、 $Q_i = 200 \text{ MW}$ と仮定した。電子密度に関しては主プラズマ領域の境界で与えているが、セパラトリックス磁気面上の平均電子密度 (n_s) は約 $0.97\times10^{20}/\text{m}^3$ 、イオン密度は約 $0.88\times10^{20}/\text{m}^3$ である。ヘリウムイオンに関しては、主プラズマからの全流出量 ($1.4\times10^{21}/\text{s}$; 4.0 GW の核融合出力に相当) を与えた。この場合には炉心周辺部でのヘリウム割合は電子密度の約 4% である。

次にパラメータサーベイの一環として、熱拡散係数 χ_{perp} が $1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ と $2.0 \text{ m}^2/\text{s}$ の場合について、ダイバータプラズマの温度およびダイバータ板熱負荷に与える P_{SOL} の影響を調べ、結果を図 9.8 に示す。ただし、粒子拡散係数は $D_{\perp}=0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ で共通とした。

B2 コードと 2 点モデル、両計算結果の特徴的な差異は、ダイバータプラズ

マの温度である。2点モデルでは200 eV以上となっているが、B2コードでは80~100 eVになっている。これはすでに述べておいたが、2点モデルでは中性粒子の考慮がなされていないためである。

(2) 不純物の有る系

B2コードによる不純物注入のケースを解析する場合、あまりZ値の高い不純物は流体の種類が多くなり計算が困難である。現状ではZ=10のNeが計算可能な限界であり、これについて計算を実施した。重水素と三重水素は実効的に2.5の質量数と1の電荷数の1流体とし、Neは10流体であり、計11流体のシミュレーションを行なった。微量のヘリウムの影響は無視した。磁力線に沿った方向の各種輸送係数は古典的としたが、垂直方向については熱拡散係数 $\chi_{\text{perp}}=1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ 、粒子拡散係数 $D_{\perp}=0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ および粘性係数 $\eta_{\text{perp}}=0.2 \text{ m}^2/\text{s}$ とした。

$Q_e=200\text{MW}$ 、 $Q_i=200\text{MW}$ で主プラズマ境界でのネオン比率を $n_{\text{Ne}}/n_s=1.7\%$ (このときセパラトリックス磁気面上の平均電子密度(n_s)は $1.3\times10^{20}/\text{m}^3$ となる)とした場合の電子およびイオンの温度と密度を表9.2に掲載する。表9.1の不純物なしの場合に比較して、温度は50eV程度から20eVまで低下しており、密度は2倍近くまで上昇しており、Ne注入の効果が顕著に現れている。一方、Ne注入の効果を線スペクトル放射(放射冷却)およびマッハ数の分布から見たものが図9.9である。ダイバータ領域への入熱 $P_{\text{sol}}=400\text{MW}$ の内 $P_{\text{RMT}}=280\text{MW}$ が放射冷却成分となり、ダイバータ板への入熱は $P_{\text{div}}=120\text{MW}$ にまで抑制されている。しかしながら、放射冷却の分布はX点近傍および主プラズマ境界近傍に局在する傾向にあり、所謂MARFE状態に近く安定な運転状態ではないことに留意する必要がある。

(3) コロナ平衡からの逸脱効果

2点モデルにおける評価が相当安全側であることは既に述べた。これはコロナ平衡からの逸脱(低電価側へのシフト)する効果に起因する。以下、この効果を2点モデルに取り込む方策について論じる。コロナ平衡からの逸脱は主要因として中性の水素原子との荷電交換反応、副次的には不純物原子の有限リサイクリング効果がある。ここでは逸脱効果を中性水素原子の等価量に一元化して模擬する。図9.10に中性水素原子の効果を模擬した放射冷却率の温度依存性を示す。先のB2コードによるNeの計算と同条件、即ち $P_{\text{sol}}=400\text{MW}$ 、 $n_s=1.3\times10^{20}/\text{m}^3$ および $\chi_{\text{perp}}=1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ を用いて2点モデルによる放射冷却量を計算

した。B2 コードによる計算結果と合わせて図 9.11 に示す。図から電子密度に対する中性水素原子の割合が、 $n_0/n_e=0.004\%$ のケースが B2 コードによる結果に近く、この割合をコロナ平衡からの逸脱の等価量とする。

9. 4 ダイバータ検討のまとめと今後の課題

高い出力密度が要求される商用動力炉 A-SSTR2 を対象にダイバータプラズマの解析を行った。ここでは 2 つの代表的な解析手法を取りあげた。ひとつは、2 点モデルと呼ばれている古典的な熱伝導の理論にコロナ平衡を仮定した放射冷却効果を取り入れて解析的に解く方法であり、簡便で機動性が高い。この手法は一般的には安全側（保守的）の評価を与え、最悪のケースを想定する際の指標となる。他のひとつは、多流体 2 温度モデルによる熱および粒子の輸送方程式を実形状を忠実に模擬した系で数値的に解く方法であり、B2 コードが開発されている。これは詳細な物理描写が可能であるが、長時間の計算を要し、機動性に欠ける点に難がある。

ここでは、両者の欠点を互いに補う形で A-SSTR2 のダイバータ解析を以下のように実施した。

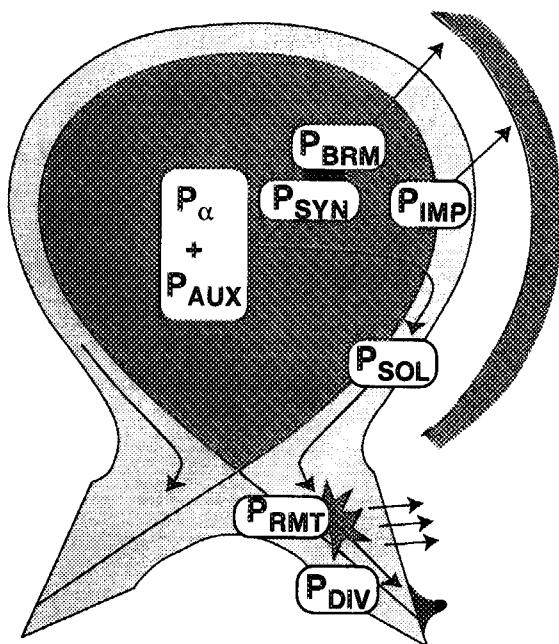
- 1) A-SSTR2 は出力密度が高く、主プラズマでの不純物による相当量の線スペクトル放射に加えて、ダイバータ領域でも流入熱の大部分(90%程度)を不純物注入によって放射冷却する必要がある。
- 2) そのためには、高 Z 稀ガスをダイバータ領域に注入する必要があるが、B2 コードでは Ne までが現実的であり、Ar、Kr の計算は極めて困難である。
- 3) そこで、前もって 2 点モデルにより Ne、Ar および Kr の場合を計算しておき、2 点モデルの Ne の計算結果を B2 コードによる Ne の計算結果で較正し、2 点モデルの Ar および Kr の計算結果から B2 コードによる Ar および Kr の計算を予測する。

2 点モデルを用いた簡単な評価ではダイバータ領域にアルゴン原子が 2 % 程度、あるいはクリプトン原子が 0.5 % 程度注入されれば、必要な放射損失量が得られることがわかった。この値はいわゆる fatal fraction の 4 倍および 3 倍に相当する。一般的には fatal fraction 程度が限界と考えられる (ITER では、fatal fraction の 1 / 3 程度の Ar を注入している) のでかなり厳しい条件である。しかし、2 点モデルは一般に保守的な結果を与えるので実際に必要な不純物量

はさらに少なくて良いかもしない。Ne 不純物を注入した場合におこなったB2コードによる計算では2点モデルに比べて4倍程度の放射損失が得られている。このような関係がArやKrの場合にも成り立てば、fatal fraction以下の不純物量で十分な放射パワーが得られるかもしない。しかしながら、上記のB2コードの計算では不純物が主プラズマ方向へ逆流していく様子が見られている。従って、不純物をダイバータ領域に閉じ込めておく手段（パフ・アンド・パンプ等）も検討する必要がある。

B2コードを用いたネオン不純物に対する初期的なシミュレーションで2点モデルが実際のシミュレーションに比べて極めて保守的な結果になっていることは確かめられた。従って、ArやKr原子を用いることで必要とされる線輻射パワーを達成できる可能性は高い。しかしながら、不純物がダイバータ領域に閉じ込められているかどうかについては実際にシミュレーションを行ってみなければわからない。また、放射冷却ダイバータが安定的に維持できるかどうかについても検討する必要がある。この場合、不純物の注入量のフィードバック制御が必要になる。もし中性粒子の影響が大きい場合には、EIRENEコードなどによる中性粒子のモンテカルロ計算と結合した計算を行う必要がある。この場合、ArやKrなどの高Z原子を直接に扱うのは困難であるので、多群化などにより流体方程式を減らす工夫も必要になる。

A-SSTR2のように放射パワーが大きくなってくると、放射によってパワーを分散させたとしても壁負荷がかなり大きくなることが考えられる。特に不純物がターゲット板近傍に閉じ込められていれば放射損失領域がターゲット板のごく近傍に集中し、実際的にはパワーの散逸効果が小さいという可能性もある。従って、放射パワーによる壁負荷分布についても検討しておく必要がある。通常はオパシティーを考慮する必要はないが、光学的な厚みによっては光子の輸送を考慮した解析が必要になるかもしれない。



P_{α}	核融合出力の内、 α 粒子の担う成分	800MW
P_{AUX}	加熱・電流駆動用入力成分	60MW
P_{SYN}	シンクロトロン放射成分	100MW
P_{BRM}	制動輻射成分	100MW
P_{IMP}	主プラズマ中の不純物による線スペクトル放射成分	200MW
P_{SOL}	ダイバータ領域に向かう熱流成分	460MW
P_{RMT}	ダイバータ領域での不純物による線スペクトル放射成分	360MW 以上目標
P_{DIV}	ダイバータ板に向かう熱流成分	100MW 以下目標

図.9.1 トカマクプラズマのパワーフロー概念図。下表は A-SSTR2 の標準運転時のパワー分担例。

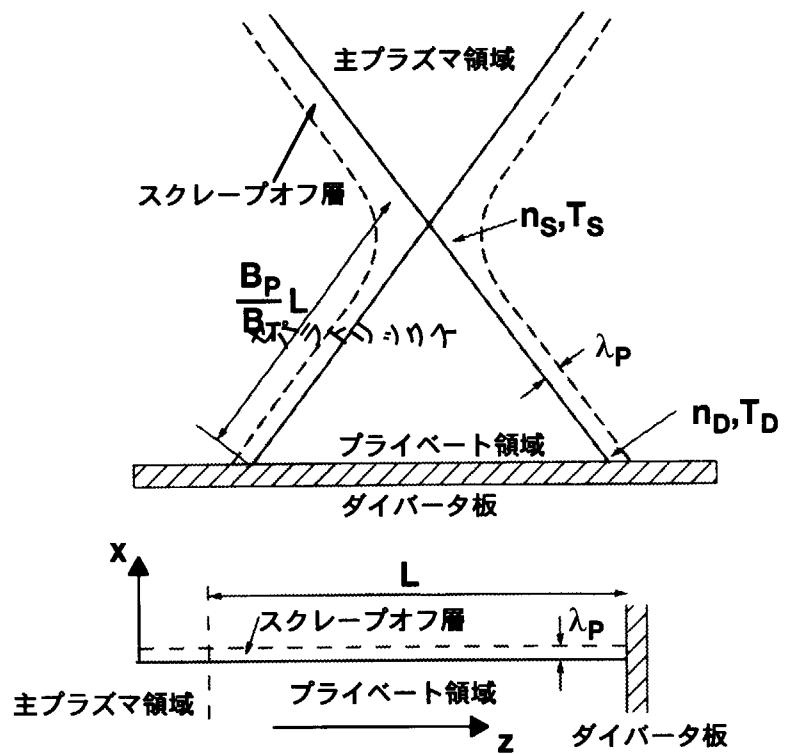


図 9.2 2点ダイバータモデル

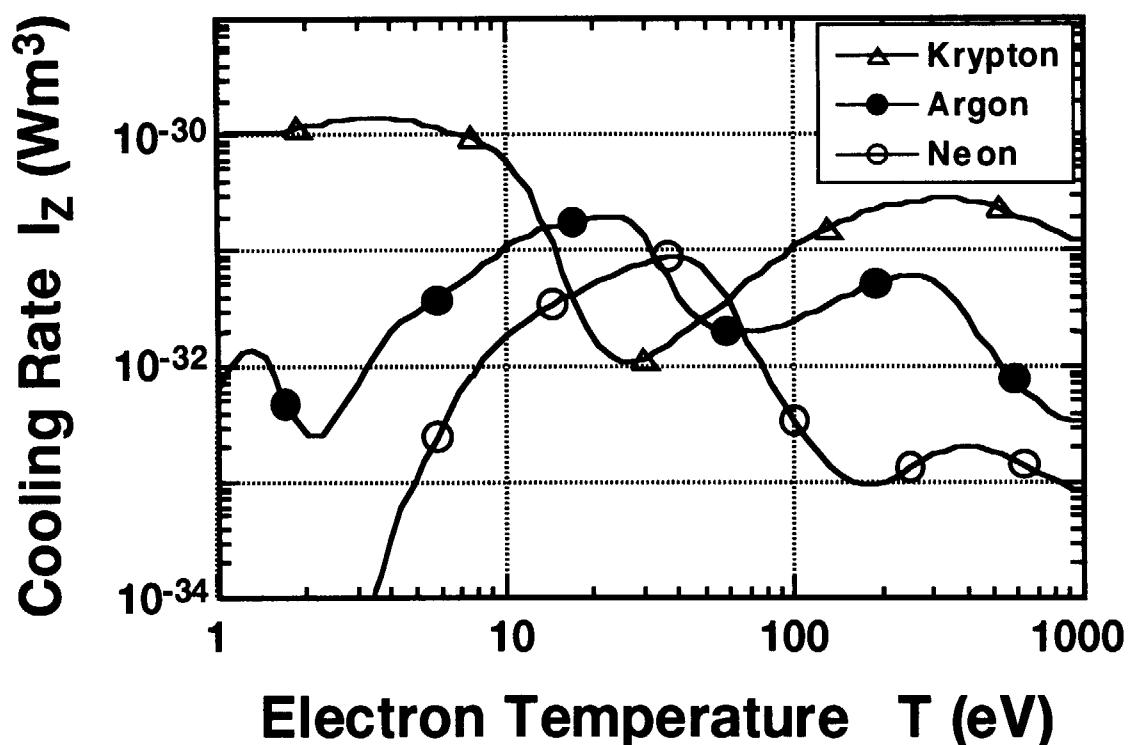


図 9.3 2点モデルに用いた放射冷却率の温度依存性

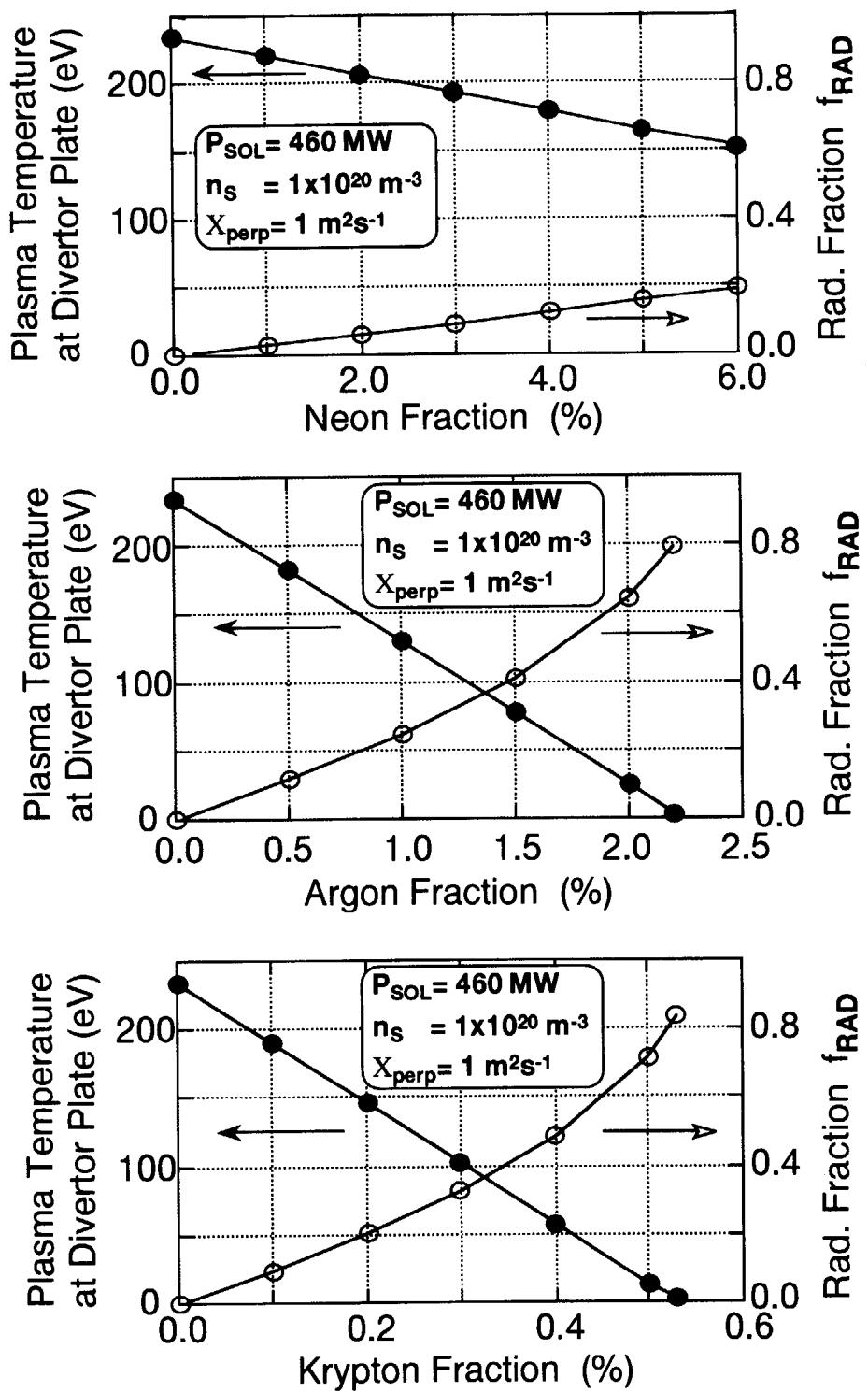


図 9.4 2点モデルで評価したダイバータ部プラズマ温度及び放射損失率 f_{RAD} の不純物量依存性。不純物としてネオン、アルゴン、クリプトンを用いた場合。

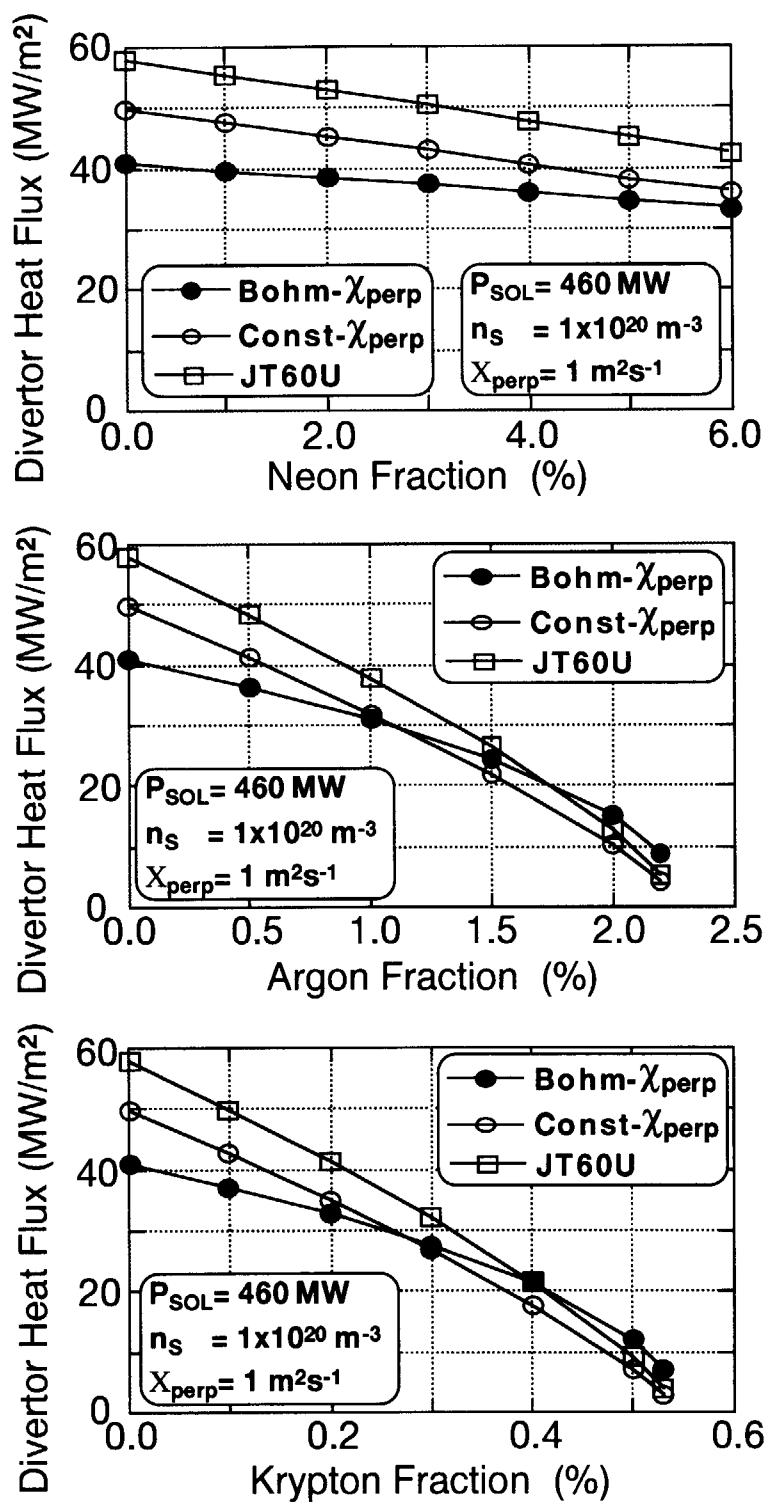


図 9.5 2 点モデルで評価したダイバータピーク熱の不純物量依存性。3 種類の SOL の熱流速半値幅非比例則を用いた。

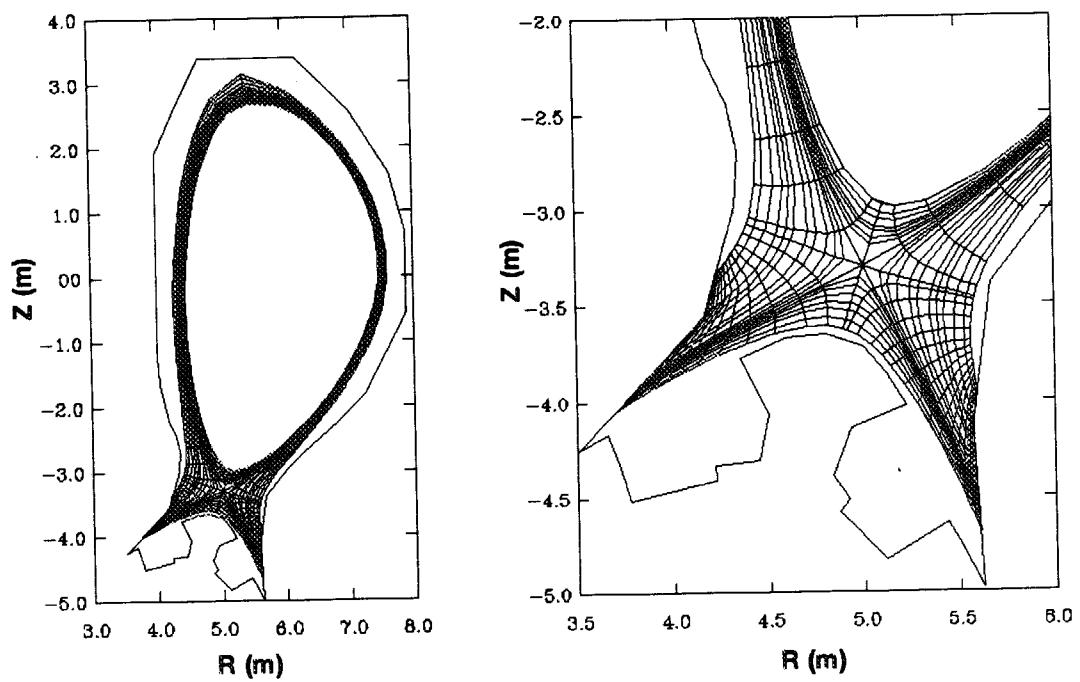
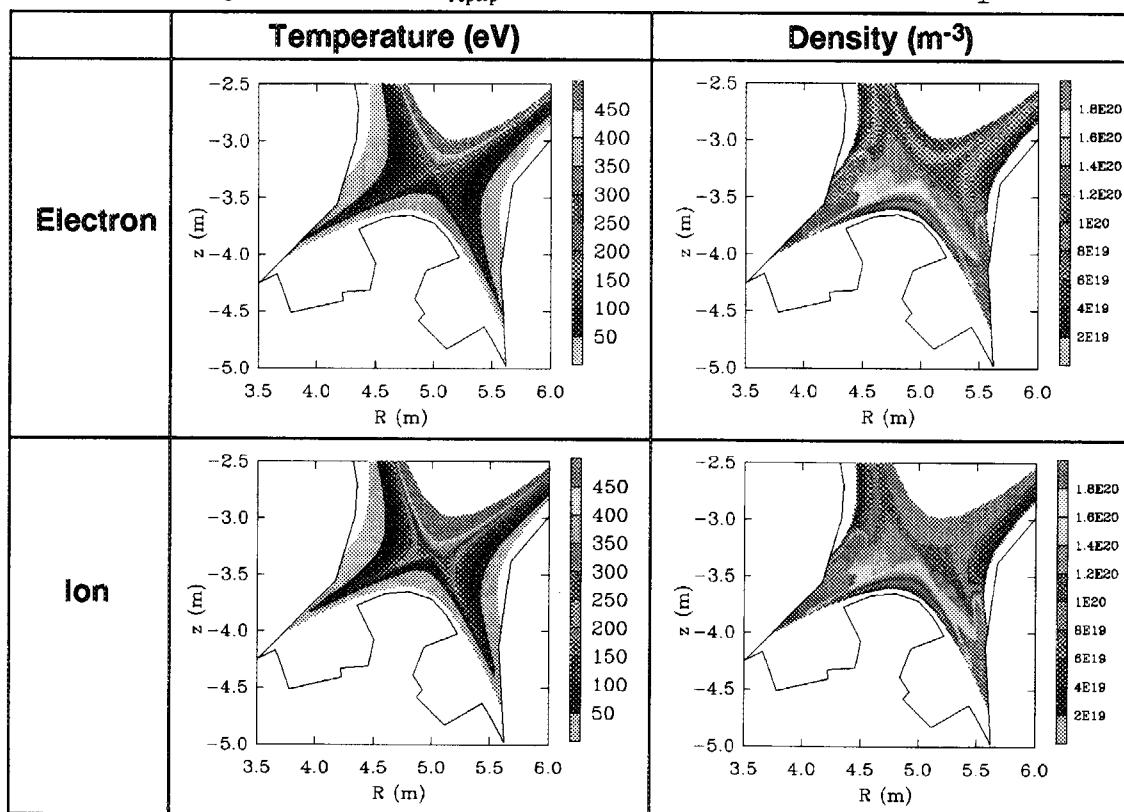


図 9.6 B2 コードのメッシュ図。

表9. 1 不純物入射無しの場合のB2コードで評価したダイバータ領域のイオンと電子の温度と密度の分布。 $P_{\text{SOL}}=400\text{MW}$ 、スプラズマ境界での電子密度 $n_s=0.97\times10^{20}/\text{m}^3$ 、 $\chi_{\text{perp}}=2.0\text{ m}^2/\text{s}$ 、および粒子拡散係数 $D_{\perp}=0.3\text{ m}^2/\text{s}$ 。



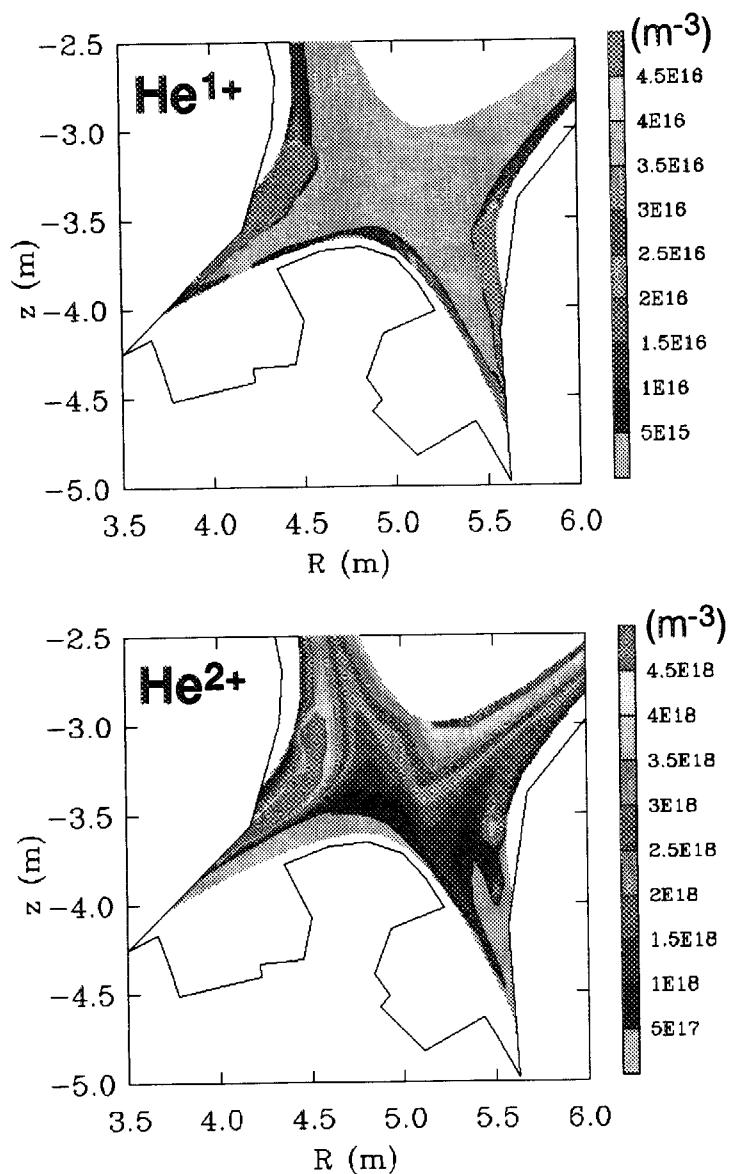


図 9.7 表 9.1 と同じ条件で計算したヘリウムの 1 値イオンおよび 2 値イオンの密度分布。

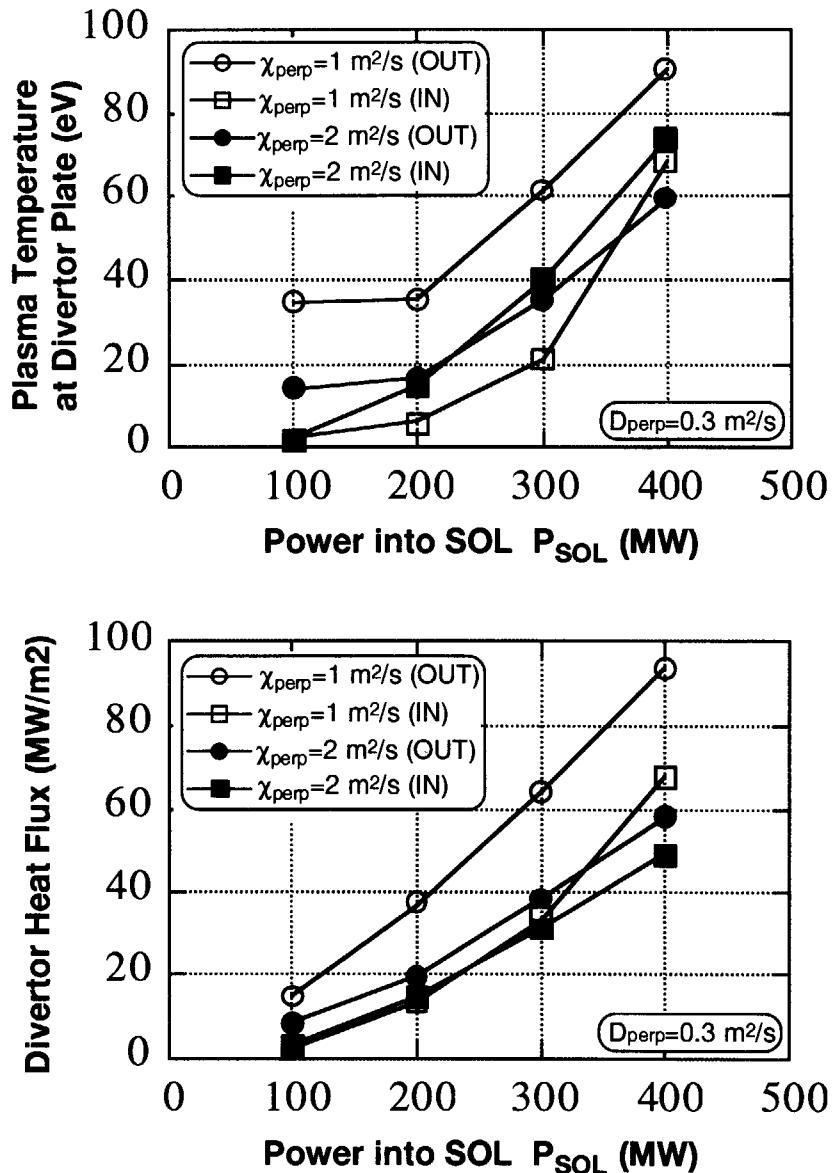
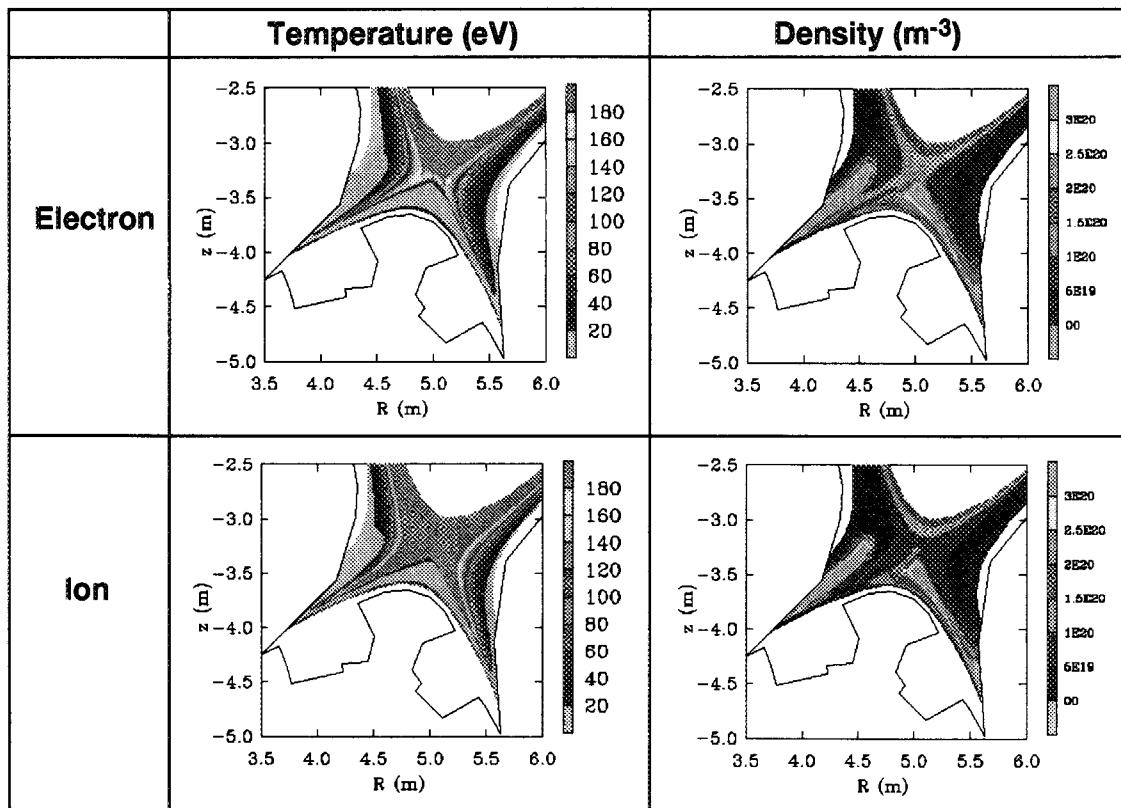


図 9.8 ダイバータプラズマの温度およびダイバータ板熱負荷と P_{SOL} の関係。
熱拡散係数 χ_{perp} は $1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ 及び $2.0 \text{ m}^2/\text{s}$ で、粒子拡散係数は $D_{\perp} = 0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ と固定した。

表 9.2 不純物として Ne を注入した場合の B2 コードで評価したダイバータ領域のイオンと電子の温度と密度の分布。磁力線方向の輸送係数は古典的とし、 $\chi_{\text{perp}}=1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $D_{\perp}=0.3 \text{ m}^2/\text{s}$ および粘性係数 $\eta_{\text{perp}}=0.2 \text{ m}^2/\text{s}$ とした。
 $P_{\text{SOL}}=400\text{MW}$ 、ネオン比率を $n_{\text{Ne}}/n_{\text{S}}=1.7\%$ 。



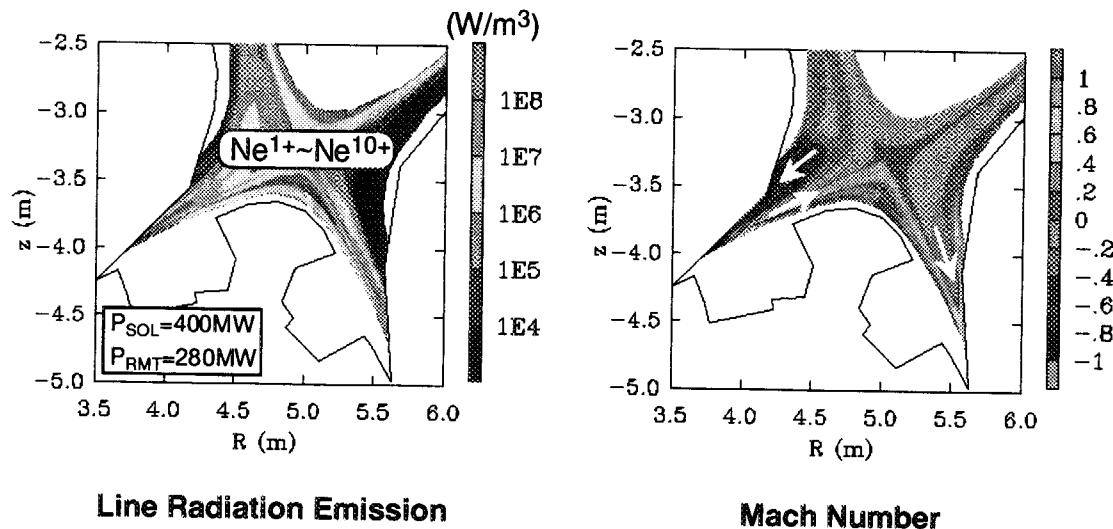


図 9.9 Ne 注入時の線スペクトル放射（放射冷却）分布およびマッハ数の分布。表 9.2 の計算と同じ条件。

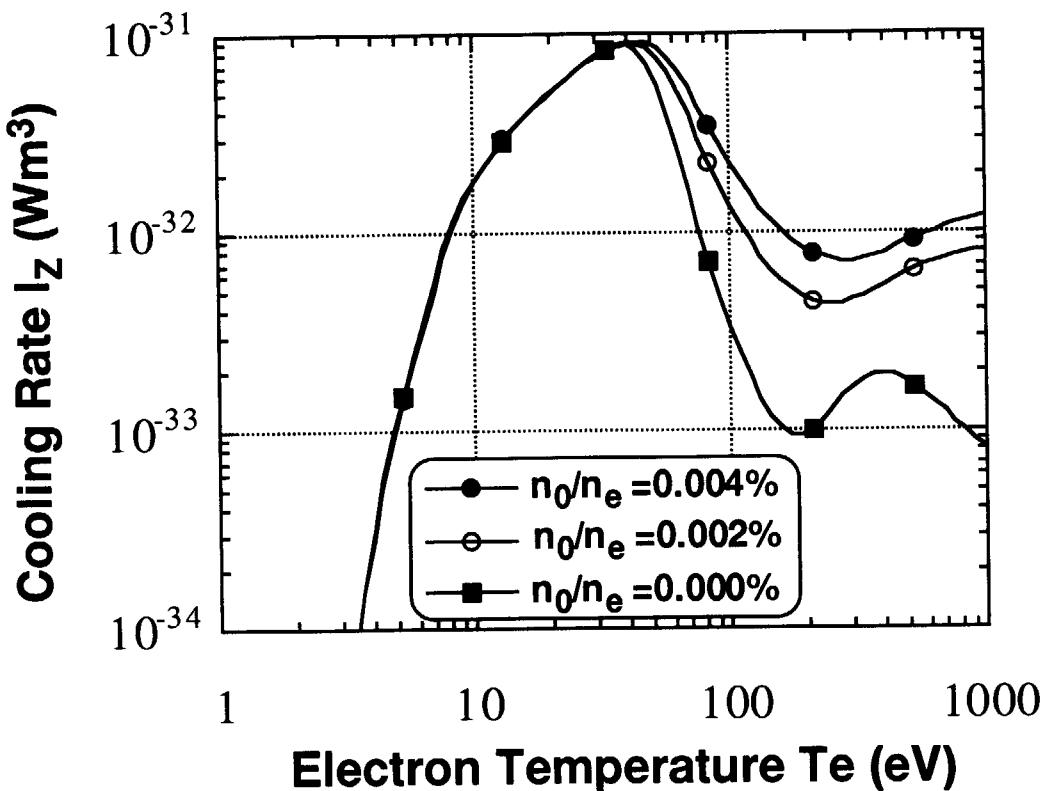


図 9.10 中性の水素原子が存在する場合のネオンの放射冷却率。中性水素原子がネオン原子と荷電交換反応を起こすことで、コロナ平衡からずれが生じている。2点モデルの計算。

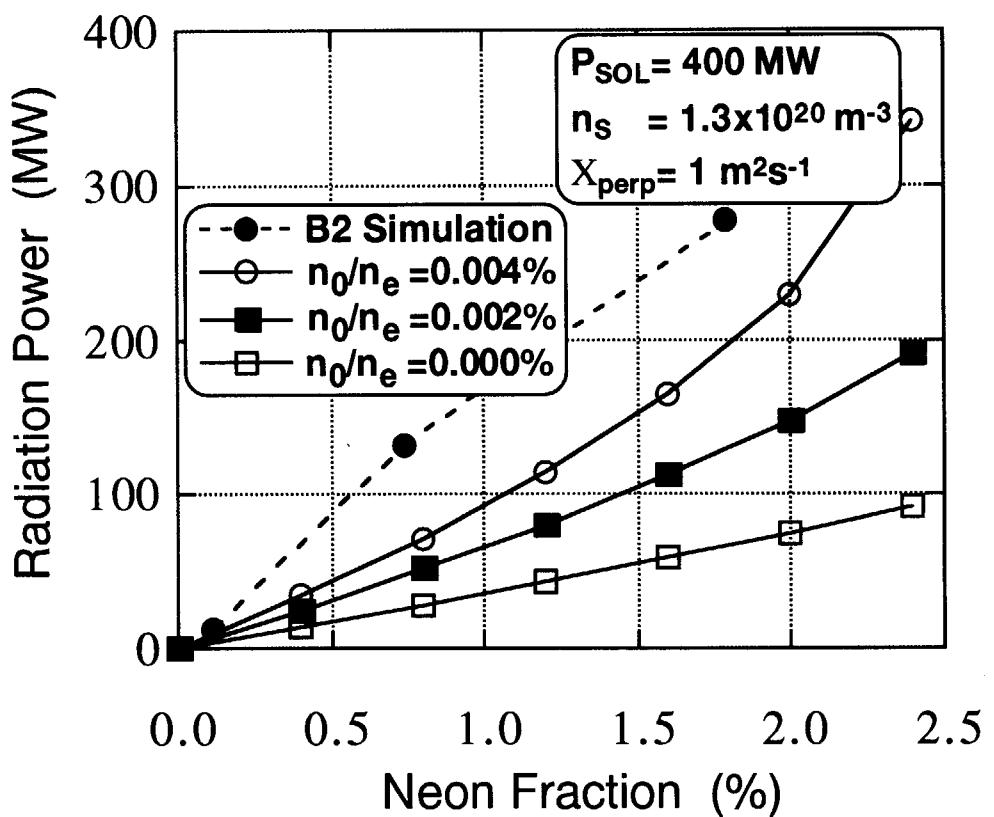


図 9.11 図 9.10 の放射冷却率を用いて計算した放射損失パワー。●印は B2 コードの結果。

10. アルファ粒子の閉じ込め

A-SSTR2 の代表的パラメータでは、プラズマ中での高速アルファ粒子密度の比率 n_α/n_e は 0.8%、アルファ粒子ベータ値の比率 β_α/β_{th} は約 20% と ITER 程度の値にとどまっているが、アルファ粒子出力は 0.8GW にも上り、ITER の数倍となる。したがって、A-SSTR2 におけるアルファ粒子閉じ込め性能の評価は、第一壁の熱的成立性を担保する上で不可欠である。ここでは、即時粒子軌道損失とリップル損失の概略検討を示す。

10.1 即時軌道損失

Kolesnichenko[48]がまとめているように、核融合炉におけるアルファ粒子の即時軌道損失は解析的によく調べられており、 $I_p = 10-20$ MA 以上のプラズマ電流があれば $r/a < 0.7-0.8$ で生成したアルファ粒子をほぼ完全に閉じ込められるという結論が得られている。ここでは、アルファ粒子の第一軌道が完全にプラズマの中に収まる半径を A-SSTR2 について評価する。

アルファ粒子を完全に閉じ込める条件は、fattest banana が弱磁場側プラズマ境界を横切らないことである。このような軌道をとるアルファ粒子のバナ幅（半值幅） Δ_b は、

$$\Delta_b \approx \frac{2\sqrt{2\varepsilon}mv_\alpha}{qB_\theta} \quad (10.1)$$

で与えられる。簡単のため、プラズマ電流密度が一様であると仮定して（実際より厳しい評価に相当）捕捉粒子を完全に閉じ込める条件 ($r+2\Delta_b \leq a$) を満たす r を求めると、 $r/a \leq 0.83$ となる。 $r/a > 0.83$ の領域での核融合反応はごく少ないと考慮すると、粒子軌道という観点からは A-SSTR2 におけるアルファ粒子閉じ込めが良好であることがわかる。

10.2 リップル損失

トロイダル磁場のリップルは、リップル捕捉損失のように磁場構造に極めて敏感な損失過程については、厳密な評価が必要であるが、リップルによるバナドリフト損失については拡散近似を用いた大まかな評価が可能である。ただし、トロイダルリップルは同一磁気面上でさえ何桁も変化しうるので、詳細な議論をするためにはモンテカルロ法による数値解析が必要になる。ここでは、リップル損失が A-SSTR2 で重要かどうかを検討する。

アルファ粒子が十分に減速するまでプラズマ中に閉じ込める条件は、

$$\tau_\alpha \approx \frac{r_{\text{eff}}^2}{4D_\alpha} \geq 2.5\tau_{s\alpha} \quad (10.2)$$

である。ここで、 τ_α アルファ粒子の閉じ込め時間、 $\tau_{s\alpha}$ アルファ粒子の減速時間、 D_α 拡散係数とし、また、 r_{eff} はアルファ粒子の生成が特に多い半径であり $r_{\text{eff}} = 0.5a \sim 0.7a$ と考えてよい。A-SSTR2 のパラメータを代入すると、

$$D_\alpha \leq 1.25 \frac{a^2 [m] T_e^{3/2} [10\text{keV}]}{n_e [10^{20} m^{-3}]} \approx 3 [m^2 / s] \quad (10.3)$$

が得られる。これから、A-SSTR2 では、リップルによる輸送係数を $D_\alpha \sim 3 \text{ m}^2/\text{s}$ 以下に抑える必要がある。

アルファ粒子の閉じ込めを支配する特に重要な過程は、リップル磁場による輸送である。リップルによる輸送は磁場構造や衝突周波数等によって輸送機構が異なるが、A-SSTR2 では低衝突周波数領域でのリップルバナナ拡散が重要になる。この場合の拡散係数 D_{bd} は、

$$D_{bd} \sim \frac{\langle \delta \rangle_\theta^{3/2} N^{9/4} q^{13/4} v_\alpha R}{\Omega_\alpha \epsilon^{5/2} v_\perp} \quad (10.4)$$

で与えられる[49]。ここで、 $\langle \delta \rangle_\theta$ は磁気面平均したリップル率、 N はトロイダル磁場コイルの個数、 v_α はアルファ粒子の速度、 Ω_α はアルファ粒子のサイクロotron 周波数、 ϵ は逆アスペクト比、 v_\perp はアルファ粒子の衝突周波数である。 $\langle \delta \rangle_\theta \sim 2 \times 10^{-3}$ 、 $N=12$ 、 $v_\alpha = 1.3 \times 10^7 \text{ m/s}$ 、 $\Omega_\alpha \sim 8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ 、 $\epsilon \sim 0.2$ 、 $v_\perp \sim 0.1 \text{ s}^{-1}$ を代入すると、 $D_{bd} \sim 4 \text{ m/s}$ を得る。この結果は、(10.3)式の条件に対して十分な裕度がないことを示している。実際には、(10.4)式による評価にはオーダーリング程度の精度しかないので、今後はシミュレーションによる詳細な検討が必要である。特に、アルファ粒子の第一壁への損失分布は解析的な手法での評価が困難であるため、軌道追跡モンテカルロ計算により、第一壁との熱的整合性を検討する必要がある。

11. まとめと今後の課題

核融合動力炉 A-SSTR2 は、これまでの核融合動力炉の設計の利点を活用するとともに、従来にない新しい概念を導入した革新的な動力炉概念である。この概念の基となった核融合原型炉 SSTR の効率的な運転方式、環境適合性が高く分解・保守性に優れた DREAM 炉概念、また、小型大出力の改良型定常核融合動力炉 A-SSTR をベースとするとともに、中心ソレノイドコイルを省略し、高温超伝導を用いた 12 個の大型トロイダル磁場コイルと装置の上下に置かれた 6 個のポロイダル磁場コイルの合計 18 個という著しく簡素化されたコイル系となっている。

本物理検討では、A-SSTR2 の非誘導電流駆動性能、輸送解析、平衡解析、プラズマの着火から標準運転までの電流立ち上げシナリオ、核融合出力の制御性、MHD 安定性、ダイバータ特性評価を行った。特に、中心ソレノイドコイルを用いず、新たに核融合出力制御とブートストラップ電流を利用する電流立ち上げ方式を新たに提案した。本報告は、核融合出力 4GW、規格化 β 値 4 のプラズマを立ち上げ、安定に維持するとともに、必要に応じて出力制御できる動力炉概念の物理的な基盤を与えるものである。しかしながら、A-SSTR2 の成立性を一層高めるために、今後下記に示す物理検討を進めていく必要がある。

- (1) プラズマ着火・初期立ち上げシナリオの詳細解析
 - ・不純物混入や第 1 壁状態が与える影響の評価
 - ・より現実的な電子サイクロトロン波電流駆動モデルでの評価
 - ・極低電流領域でのプラズマ制御性の検討
- (2) 負磁気シアプラズマの輸送解析及び非誘導電流立ち上げの解析
 - ・JT-60 で観測されたような電流分布と圧力分布が結合した場合の電流立ち上げシナリオの検討
 - ・輸送障壁の制御性、電流分布の制御性の検討
- (3) トカマクシステムシミュレーションの検討
 - ・プラズマ輸送コード、平衡コード、外部回路による制御を結合させたコードを用いたトカマクシステム全体のシミュレーション
- (4) MHD 安定性解析
 - ・動的挙動解析コードによるプラズマの垂直位置制御性の評価
 - ・現実的な導電性パネル壁の MHD 安定性効果の評価

- ・抵抗性 MHD モードの安定性解析
 - ・外部コイルによる MHD モード安定化効果の評価
 - ・ロックドモード回避シナリオの検討
- (5) トロイダル磁場リップルの影響
- ・ α 粒子損失量、熱負荷分布の評価
- (6) ダイバータ特性
- ・高放射が可能な不純物注入によく放射冷却シナリオの検討
 - ・プラズマ電流立ち上げ時のダイバータ成立性の検討
 - ・ELM、ミニ β 崩壊時のダイバータ熱負荷の評価
 - ・ヘリウム排気性能の評価
- (7) 密度及び密度分布制御シナリオの検討
- (8) 逃走電子回避シナリオの検討

これらの物理検討は、実験的な裏付けを伴うものでなければならない。これらの物理検討を基に、A-SSTR2 で要求される各機器の概念設計をより固め、それぞれの工学技術の一層の進展を促さなければならない。

謝　辞

本検討を進めるにあたり、日本原子力研究所 岸本 浩理事、炉心プラズマ研究部 船橋昭昌前部長（現 研究主幹）、核融合装置試験部 清水正亜 部長、核融合工学部 松田慎三郎 前部長（現 那珂研究所長）よりに適切な御助言、御助力と温かい支援をいただき、感謝の意を表します。

参考文献

- [1] Y. Seki et al., Proc. 13th Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research, IAEA-CN-53/G-1-2(1990); Japan Atomic Energy Research Institute Report JAERI-M 91-081 (1991).
- [2] F. Najmabadi and the ARIES Team, Univ. of California-Los Angeles Report UCLA-PPG-146.
- [3] S. Jarding et al., Fusion Eng. and Design 38 (1997) 27.
- [4] X. Wang et al., "Configuration and Maintenance of the ARIES-ST Power Plant", in 18th IEEE Symp. on Fusion Engineering (Albuquerque, NM Oct. 1999).
- [5] S. Nishio et al., Proc. 16th Conf. on Fusion Energy, Montreal 1996, Vol.3, p.473.
- [6] S. Nishio et al., "Prototype Tokamak Fusion Reactor based on SiC/SiC Composite Material focusing on Easy Maintenance", to be published in Fusion Eng. and Design (2000).
- [7] M. Kikuchi, Fusion. Technology 30 (1996) 1631.
- [8] K. Okano et al., Nucl. Fusion 40 (2000) 635.
- [9] ITER, "Technical Basis for the ITER-FEAT Outline Design" (1999).
- [10] 宮本健郎, 核融合のためのプラズマ物理, 岩波書店, p168 (1976).
- [11] T. Taylor for the DIII-D Team, Proc. 17th Conf. on Fusion Energy, IAEA, Vol.1, p. 49 (1999); Y. Kamada et al., Nucl. Fusion 39 (1999) 1845.
- [12] Z. Chang et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 4663.
- [13] E. Strait et al. Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2483.
- [14] H. Zohm et al., Nucl. Fusion 39 (1999) 577.
- [15] R. Fitzpatrick and T. Jensen, Phys. Plasma 3 (1996) 2641.
- [16] 藤枝浩文、村上好樹、杉原正芳、JAERI-M 92-178 (1992).
- [17] K. Sato et al., Supercond. Sci. Technol. 13 (2000) 18.
- [18] M. Okada et al., IEEE Trans. Appl. Superconduct. 9 (1999) 1904.
- [19] H. Kumakura., Supercond. Sci. Technol. 13 (2000) 29.
- [20] T. Hasegawa., Supercond. Sci. Technol. 13 (2000) 23.
- [21] M. Seki et al., Fusion Eng. and Design 258-263 (1998) 1791.
- [22] P. Yushmanov et al., Nucl. Fusion 30 (1990) 1999.
- [23] H-Mode Database Working Group, in Controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 24th Eur. Conf. Lisbon, 1993), Vol. 17C, Part I, European Physical Society, Geneva (1993) 103.

- [24] ITER Physics Expert Group on Confinement and Transport and Confinement Modelling and Database, ITER Physics Basis Editors, Nucl. Fusion 39 (1999) 2175..
- [25] K. Tani, M. Azumi, R. Devoto, J. Comp. Phys. 98 (1992) 332.
- [26] T. Fujita and the JT-60 Team, Plasma Phys. Control. Fusion 39 (1997) B75.
- [27] D.R. Mikkelsen, C.E. Singer, Nucl. Tech./Fusion 4(1983)234;
D.F.M. Start, J.G. Cordey, Phys. Fluids 23(1980)1477. [A7]
- [28] Japan Atomic Energy Research Institute, Rep. JAERI-M 91-159 (1991).
- [29] K. USHIGUSA et al., Proc. 17th IAEA Conf. on Fusion Energy, Yokohama, IAEA-F1-CN-69/FTP/12 (1998).
- [30] B. Lloyd et al., Nucl. Fusion 31(1991)2031.
- [31] A.R. Polevoi et al., JAERI-Tech 2000-001 (2000).
- [32] R.Papular, Nucl. Fusion 16(1976)37.
- [33] G.V. Pereverzev et al., Report IPP 5/42, Garching, Germany 1991.
- [34] J. Mandrekas, et. al., Nucl. Fusion, 35 (1995) 843.
- [35] D. Post, et. al., Phys. Plasmas 2 (1995) 2328.
- [36] Y. Murakami and M. Sugihara, Fusion Technology 24 (1993) 375.
- [37] 滝塚知典, 核融合研究, 64 (1990) 255.
- [38] K. Borrass, et. al., Nucl Fusion 33 (1993) 63.
- [39] M. Sugihara, et. al., Proc. 12th Int. Conf. on Plasma Surface Interaction in Controlled Fusion Devices, St. Raphael (1996).
- [40] M. Shimada, et. al., Nucl. Fusion, 22 (1982) 643.
- [41] D. E. Post, et. al., At. Data Nucl. Data Tables 20 (1977) 397.
- [42] R. Hulse, Nucl. Techn. / Fusion 3 (1983) 259.
- [43] M. F. A. Harrison and E. Hotston, J. Nucl. Mater. 176 & 177 (1990) 256.
- [44] S-I. Itoh, et. al., Plasma Physics and Controlled Fusion, 32 (1990) 415.
- [45] K. Itami, M. Shimada and N. Hosogane, J. Nucl. Mater., 196 & 198 (1992) 755.
- [46] S.Braginskii, Review of Plasma Physics, Vol.1 (Consultants Bureau, New York, 1965) p.205.
- [47] B. Braams, NET Report Nr.68 (1987).
- [48] Ya. Kolesnichenko, Nucl. Fusion 20 (1980) 727.
- [49] V. Goloborodo'ko et al., Physica Scripta T16 (1987) 46.

This is a blank page.

国際単位系(SI)と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光强度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力、応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー、仕事、熱量	ジュール	J	N·m
功率、放射束	ワット	W	J/s
電気量、電荷	クーロン	C	A·s
電位、電圧、起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラード	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束度	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分、時、日	min, h, d
度、分、秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

$$1 \text{ eV} = 1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$$1 \text{ u} = 1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1~5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC関係理事会指令ではbar、barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換 算 表

力	N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
9.80665	1	2.20462	
4.44822	0.453592	1	

$$\text{粘度 } 1 \text{ Pa}\cdot\text{s}(N\cdot\text{s}/\text{m}^2) = 10 \text{ P(ボアズ)} (\text{g}/(\text{cm}\cdot\text{s}))$$

$$\text{動粘度 } 1 \text{ m}^2/\text{s} = 10^4 \text{ St(ストークス)} (\text{cm}^2/\text{s})$$

圧力	MPa(=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
		1			
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²
	6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft · lbf	eV	1 cal = 4.18605 J(計量法)
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸	= 4.184 J(熱化学)
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹	= 4.1855 J(15 °C)
	3.6 × 10 ⁶	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵	= 4.1868 J(国際蒸気表)
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹	仕事率 1 PS(仏馬力)
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹	= 75 kgf·m/s
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸	= 735.499 W
	1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁶	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻¹⁹	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1	

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹
	3.7 × 10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

(86年12月26日現在)

核融合動力炉 A - SSTR 2 の物理検討

この論文は、核融合動力炉 A - SSTR 2 の物理検討について述べる。まず、炉心構造と運転条件について概要を述べる。次に、炉心内の熱輸送系と冷却系について検討する。また、炉心内の熱力学的性質と、炉心内での熱力学的性質の変化についても検討する。さらに、炉心内の熱力学的性質の変化による炉心内での熱力学的性質の変化についても検討する。

この論文は、核融合動力炉 A - SSTR 2 の物理検討について述べる。