

図・本館

小型トカマク放電の高機能化に関する研究

小島 寛樹

名古屋大学図書



11476878

目次

第1章 序論	1
1.1 核融合研究の現状	1
1.1.1 核融合エネルギー	1
1.1.2 国際熱核融合炉計画 ITER とその後の核融合炉開発計画	3
1.2 核融合基礎研究に果たす小型トカマク装置の役割	5
1.3 本研究の意義・目的	7
1.4 本論文の構成	8
参考文献	9
第2章 小型トカマクにおける多様な運転モードの実現	13
2.1 はじめに	13
2.2 小型トカマク装置 CSTN-IV	14
2.2.1 CSTN-IV の概要	14
2.2.2 放電用インバータ電源と LabVIEW による放電の制御	18
2.2.3 回転ヘリカル摂動磁場の生成	26
2.3 高運転責務繰り返しパルス放電	29
2.4 完全交流運転	29
2.5 高繰り返し高運転責務パルス放電	29
2.6 まとめ	33
付録2.A CSTN-IV におけるプラズマ位置計測	34
参考文献	36
第3章 回転ヘリカル磁場による水素リサイクリングの制御	38
3.1 はじめに	38

3.2	動的エルゴディックダイバータについて	42
3.3	回転ヘリカル磁場が周辺プラズマ構造に与える影響	47
3.4	中性ガス圧の回転ヘリカル磁場印加による変化	51
3.4.1	中性ガス圧変化による水素リサイクリングの評価	51
3.4.2	中性ガス圧変化の計測結果	53
3.4.3	周辺部磁場構造変化の水素リサイクリングへの影響	59
3.5	1次元水素粒子バランスモデル	62
3.5.1	0次元水素粒子バランスモデル	62
3.5.2	粒子バランスモデルの1次元への拡張	64
3.6	解析モデルと実験結果の比較	68
3.6.1	回転ヘリカル磁場印加による効果1—プラズマと壁の接触 面積の増加—	70
3.6.2	回転ヘリカル磁場印加による効果2—壁へのプラズマ粒子 束のトロイダル方向不均一性の緩和—	72
3.7	回転ヘリカル磁場印加後の水素リサイクリングの空間的・時間的応答	75
3.7.1	動的応答の解析の意義	75
3.7.2	回転ヘリカル磁場印加に対する中性ガス圧の応答	76
3.7.3	中性ガス圧の応答に寄与する物理過程の検討	78
3.8	まとめ	81
付録3.A	長時間放電時のコンディショニング	83
付録3.B	分子流における円筒管軸方向の拡散係数の導出	85
	参考文献	88
第4章	深い負の電位井戸を持つトカマク放電の実現	92
4.1	はじめに	92
4.2	負電圧パルス印加による負電位井戸構造形成	94
4.2.1	プラズマ中における電位勾配形成の概念	94
4.2.2	実験装置	95
4.2.3	負バイアス印加のトカマク放電に対する影響	98

4.2.4	負電位井戸の深さのトロイダル磁場・電極電流に対する依存性	100
4.3	電位構造形成のダイナミクス	108
4.3.1	電位井戸構造形成の時間発展	108
4.3.2	プラズマ密度分布のダイナミクスとその揺動	111
4.4	まとめ	115
付録4.A	電子放出電極の製作	117
付録4.B	高電圧パルス電源	119
付録4.B.1	高電圧パルス電源回路	119
付録4.B.2	パルストランス	119
参考文献		123
第5章	総括と今後の課題	126
5.1	本研究のまとめ	126
5.2	今後の展望と課題	128
参考文献		130
謝辞		131
研究業績		132

第1章 序論

1.1 核融合研究の現状

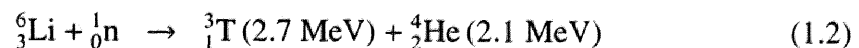
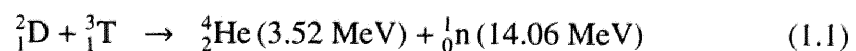
1.1.1 核融合エネルギー

現在，増加の一途をたどっている人類の消費エネルギーはさらに増加すると見られている。これまでは石炭，石油，天然ガスなどの化石燃料，近年では原子力をエネルギー源として，拡大する産業社会を支えてきた。しかし，化石燃料には埋蔵量に限界があり，また，排出される二酸化炭素による地球の温暖化や，窒素酸化物，硫黄酸化物による大気汚染が重要な問題となっている。原子力においても，社会的に解決すべき課題が多く出てきている。これらの問題を考えたとき，将来のエネルギー需要を支える新エネルギーの開発が最も重要な課題となっている [1]。

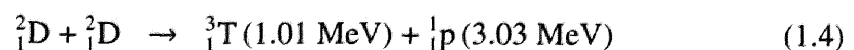
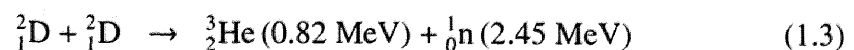
将来の大規模エネルギー源として期待されているものに，核融合がある。核融合反応は，軽い原子どうしを衝突，融合させて，別の種類の原子核を生じさせる反応であり，その際に大きなエネルギーが生じる。そのエネルギーを発電に利用するのが核融合発電である [2]。

水素同位体に関する主な核融合反応を列挙すると以下のとおりである。

(1) D-T 反応



(2) D-D 反応



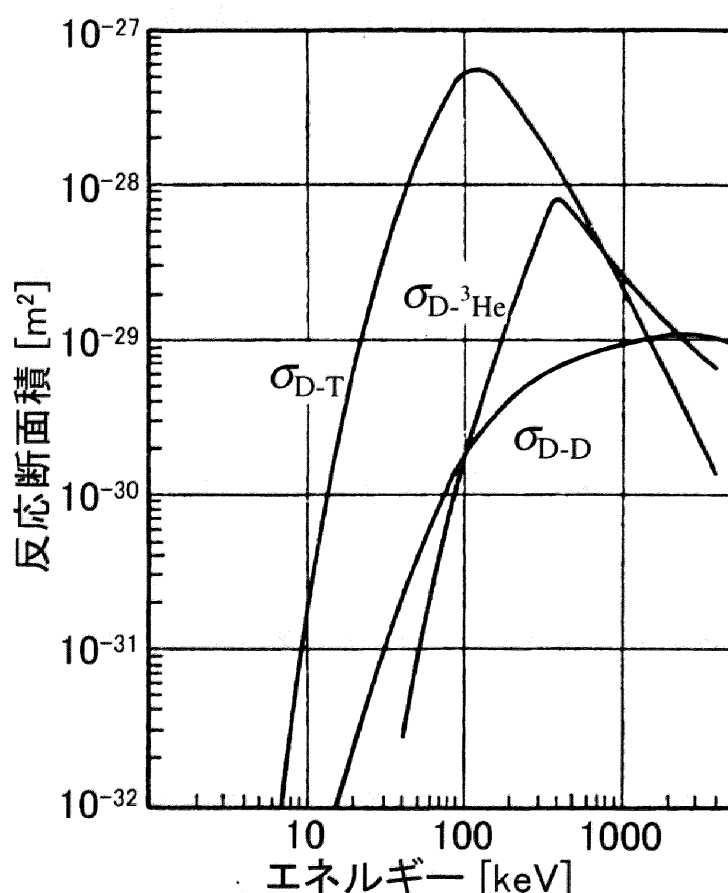
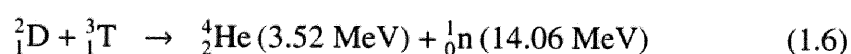
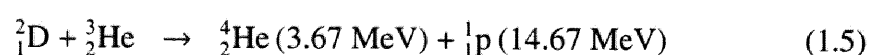


図 1.1: D-D 反応, D-T 反応, D-³He 反応の反応断面積



また, D-D 反応, D-T 反応, D-³He 反応の各反応断面積の衝突エネルギー依存性は図 1.1 のようになる。ここで, $\sigma_{\text{D-T}}$ は, 式 (1.1) の反応断面積, $\sigma_{\text{D-D}}$ は, 式 (1.3) と式 (1.4) の両方の反応断面積を足したものである。

核融合発電の実現においては, 重水素と三重水素を融合させる D-T 反応が最も起こしやすい。しかし, この反応を起こすためには, 図 1.1 からわかるように, 数 10 keV の温度が必要である。このような超高温の状態では原子はプラズマ状態となっており, この超高温のプラズマを核融合反応が起こる間, 閉じ込めておく必要がある。閉じ込めの方式としては, 磁場閉じ込めと慣性閉じ込めが提案されて

おり、磁場閉じ込めには、トカマク型、ヘリカル型、ミラー型などがある。トカマク型は、これらの中でも最も研究が進められ、優れた閉じ込め性能を示している方式である [3]。

1.1.2 国際熱核融合炉計画 ITER とその後の核融合炉開発計画

現在までに、トカマク型装置では、日本の JT-60 や EU の JET において、核融合エネルギー増倍率 Q （核融合出力／外部加熱入力）が 1、つまり外部加熱入力と核融合出力が等しくなる臨界プラズマ条件が達成されている。また、JET とアメリカの TFTR では、重水素と三重水素を用いて、短時間ではあるが 10 MW 以上の核融合出力を得ている。

このような背景をふまえて、核融合エネルギーの科学的・工学的成立性を実証するために、国際熱核融合実験炉（International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER）計画が進められてきた。平成 13 年 7 月には、9 年間に及ぶ工学設計活動が完了し、現在、日本、EU、ロシア、アメリカ、韓国、中国の間で、ITER の建設に向けた協議が進められている [4, 5]。ITER では、 Q が 10 以上の燃焼運転を 300～500 s 維持できると予測され、また、 Q が 5 以上での定常運転も目指している [6, 7]。現時点で、実験炉 ITER に関する物理的、工学的技術課題はほぼ解決の見通しが得られている [8]。しかし、100 万 kW 程度の発電を実証するために $Q = 30 \sim 50$ 程度のエネルギー増倍率を目指し、実際に発電実証を行う原型炉に関しては、ブランケットをはじめとして多くの部分に技術的課題が残っている。また、他の新エネルギーとの市場競争や、核融合炉の立ち上げの期間を考慮すると、2030 年頃の実用化が必要との試算もある。このような要請のもとに、図 1.2、図 1.3 のような核融合炉開発の加速化案が内閣府原子力委員会核融合専門部会などで検討されている。

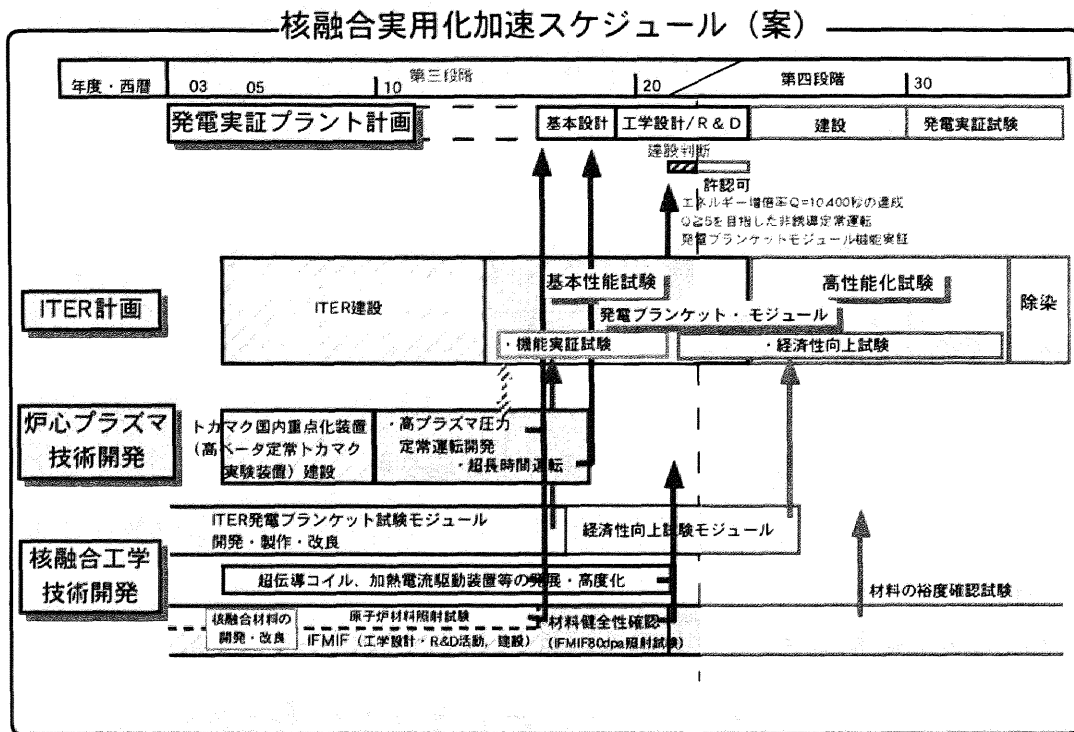


図 1.2: 核融合実用化加速化案 [9]

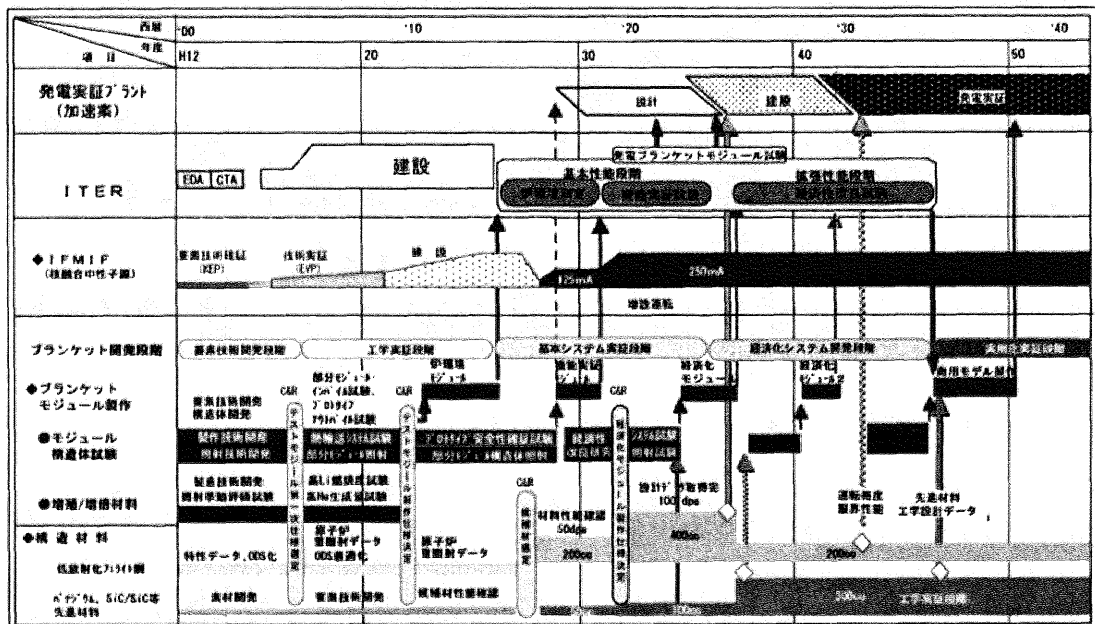


図 1.3: 開発の加速を考慮した核融合ブランケット・材料開発の全体計画 [10]

1.2 核融合基礎研究に果たす小型トカマク装置の役割

小型トカマク装置は、大型装置に比べて新たな研究課題に臨機応変に対応しやすいという機動性の高さを生かし、核融合基礎研究においてこれまで多くの物理的・工学的課題の解決に寄与してきた [11–13]。その研究の一例として、TNT-A における非円形断面プラズマの閉じ込め・制御 [14]、WT-2 における高周波加熱・電流駆動 [15, 16]、TRIAM-1 における強磁場トカマクプラズマの閉じ込め研究 [17]、TOSCA における MHD 不安定性制御 [18]、STOR-M [19, 20]、CT-6B [21, 22] における AC トカマク運転、TRIAM-1M における超長時間放電 [23]、TCV における垂直位置制御 [24]、SINP における電流浸透の研究 [25]、ADITYA [26]、DAMA-VAND [27] におけるディスラプションの研究、TCABR におけるアルフヴェン波加熱 [28]、SST-1 における超伝導コイルを用いた強磁場定常トカマクプラズマの研究 [29]、CASTOR [30, 31]、ISTTOK [32, 33]、HL-1M [34] におけるバイアス印加とプラズマ閉じ込めに関する研究など核融合プラズマ研究における先駆的な研究が行われてきている。小型トカマク装置の特徴には以下のようなものがある。

○ 長所

- 核融合基礎研究装置として機動性に優れる。
- プローブなどによる内部プラズマパラメータの直接的な詳細計測が容易。

○ 短所

- 誘導電流駆動の場合には放電時間が短い。
- 核融合コアプラズマに要求される程度の高温高密度プラズマの生成は困難。

小型装置ではもちろん核融合高温炉心プラズマに関する研究は困難であるが、磁場構造に起因する MHD 不安定性に関する研究や、周辺プラズマに関する研究は研究対象によっては小型トカマク装置でも十分に調査可能である。MHD 的な挙動に関する研究としては例えば、COMPASS-C などにおける摂動磁場の浸透についての研究が挙げられる [35, 36]。本研究室におけるディスラプションの特性に関す

表 1.1: 様々な放電形式の放電パラメータの比較 [40–42]

放電形式	中性ガス圧	電子密度
DC グロー放電	$10 \sim 10^{-2}$ Torr	$10^{14} \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$
2.45 GHz ECR	$10^{-2} \sim 10^{-4}$ Torr	$10^{17} \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$
容量結合型プラズマ (CCP)	$10 \sim 10^{-2}$ Torr	$\sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$
誘導結合型プラズマ (ICP)	$10^{-1} \sim 10^{-4}$ Torr	$10^{17} \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$
ヘリコン波励起プラズマ (HWP)	$10^{-2} \sim 10^{-4}$ Torr	$10^{18} \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$
表面波プラズマ (SWP)	$1 \sim 10^{-2}$ Torr	$10^{17} \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$
小型トカマクプラズマ	$10^{-3} \sim 10^{-5}$ Torr	$10^{17} \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$

る研究も、デイスラプション時の機器への負荷が小さいという小型トカマク装置の特性を生かした研究であろう [37]。周辺プラズマに関する研究としては、熱・粒子輸送の物理やその制御の研究などがある [38]。3.2 節で述べる動的エルゴディックダイバータ [39] による周辺プラズマ制御もその一つである。1.1.2 節で述べたように、現在の核融合研究は、間近に迫った原型炉設計に直接寄与する研究分野に集中する方向にある。小型トカマク装置でも、その要素的研究の一端を担うことは十分に可能であるし、また、将来の先進的な核融合炉を目指しての先駆的研究には、機動性の高い小型装置の役割が非常に大きいであろう。

さて、ここまでは核融合研究装置として小型トカマク装置を見てきたが、数あるプラズマ生成のための放電形式の一つとして見た場合、また新たな応用分野が見えてくる。小型トカマクプラズマを、電子サイクロトロン共鳴 (ECR) や DC グローなどの同程度の電子温度のプラズマを生成する他の放電形式と放電パラメータを比較すると表 1.1 のようになる。ここで挙げた他の放電形式に対して、小型トカマクプラズマは以下のような特徴を持つ。

○ 長所

- 比較的低ガス圧で高温高密度のプラズマを生成可能。

- 無電極放電である。

○ 短所

- 誘導電流駆動の場合、放電時間に限界がある。
- 放電電源にコンデンサバンクを用いる場合、放電の制御が困難。
- プラズマ形状がトーラス形に限定される。
- 比較的装置が煩雑。

特に、1つ目の長所が大きく、最近のヘリコン波放電を除けば、他の放電形式では難しい中性ガス圧 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ Torr, 電子密度 $10^{18} \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度の放電領域でのプラズマ生成が可能である [40]。しかし、放電時間の短さが応用分野を狭めている大きな原因の一つとなっている。

1.3 本研究の意義・目的

1.2 節で見たように、小型トカマク装置には、核融合基礎研究はもちろんのこと、他の放電形式では難しい放電領域のプラズマを生成できるが、放電時間の短さや、放電の制御性に問題点がある。本研究ではまず、小型トカマク装置 CSTN-IV の放電電源に瞬時電流制御インバータ電源を採用し、さらにその制御系を整備することで、放電の制御性の向上と、さらには高繰り返し放電による長時間放電模擬を実現させる。この長時間放電模擬の実現により、これまで放電時間の限界によって制限されていた研究分野への応用が可能になる。本研究ではその中から特に、核融合基礎研究の一つであり、他のトカマク装置ではほとんど行われていない長時間放電時の水素リサイクリングに関する研究に長時間放電模擬を応用する。さらに、核融合研究において先駆的な概念である動的エルゴディックダイバータ [39] の基礎研究として、長時間放電時の水素リサイクリングに対する回転ヘリカル磁場の効果を、実験と粒子バランスモデルの比較から明らかにしていく。

また、小型トカマク装置の新たな応用分野として、比較的低ガス圧高密度のプラズマ生成が行えることを利用して現在行われている球状収束型ビーム核融合 [43] よりも高い中性子発生率を持つ静電閉じ込め核融合中性子源への応用を目指す。本

研究ではその基礎実験として、径方向アーク電流を用いてトカマクプラズマ中に深い負電位井戸構造を生成する。また、その負電位井戸構造の形成のダイナミクスやトロイダル磁場などのパラメータに対する依存性について調査する。

1.4 本論文の構成

第2章では、小型トカマク装置 CSTN-IV における瞬時電流制御インバータ放電電源とその制御系の構築と、それにより達成された繰り返しパルス放電や完全交流運転について述べる。また、同時に整備された計測系についても述べる。

第3章では、第2章で実現された高運転責務高繰り返しパルス放電による長時間放電模擬を用いて、動的エルゴディックダイバータの基礎実験として、回転ヘリカル磁場が水素リサイクリングに与える影響について調査した結果を述べる。特に水素リサイクリングの不均一性との関連に着目して、1次元粒子バランスモデルとの比較から、回転ヘリカル磁場の水素リサイクリングに対する効果を定量的に評価する。また、構築された1次元粒子バランスモデルから、回転ヘリカル磁場印加後の水素リサイクリングの応答にどのような物理素過程が寄与しているかについて考察する。

第4章では、小型トカマク装置の新たな応用として、静電閉じ込め核融合による中性子源への応用を考え、その基礎実験として、トカマクプラズマ中での深い負電位井戸構造の形成を目指す。また、その負電位井戸構造形成のダイナミクスにも着目し、周辺部の電位構造と揺動との関連について考察する。

第5章では、本研究のまとめと今後の展望について述べる。

参考文献

- [1] 犬飼英吉：「エネルギーと地球環境」，丸善株式会社 (1997).
- [2] 高村秀一：「プラズマ理工学入門」，森北出版株式会社 (1997).
- [3] 狐崎晶雄，吉川庄一：「新・核融合への挑戦 いよいよ核融合実験炉へ」，講談社 (2003).
- [4] 平成 13 年度 日本原子力研究所成果報告 「核融合 人類究極のエネルギーの実現を目指して —ITER 時代の研究開発—」，日本原子力研究所 (2001).
- [5] <http://www.iter.org/>
- [6] 下村安夫 他：「ITER 工学設計」，プラズマ・核融合学会誌 **78** Supplement (2002).
- [7] D. W. Ignat (ed.): "ITER Physics Basis", Nuclear Fusion **39** (1999) 2137.
- [8] 関昌弘 編：「核融合炉工学概論 —未来エネルギーへの挑戦—」，日刊工業新聞社 (2001).
- [9] 「核融合専門部会・技術ワーキンググループにおける『核融合開発の加速促進』の検討状況について」，原子力委員会核融合専門部会第 5 回会議資料，資料融第 5-2-1 号 (2002).
(http://aec.jst.go.jp/jicst/NC/senmon/kakuyugo2/siryo/kakuyugo05/siryo2_1.pdf)
- [10] 「核融合フォーラム 2002 年度活動報告」，核融合フォーラム調整委員会 (2003).
(http://www.naka.jaeri.go.jp/forum/2002act_repo/2002active_report.html)

- [11] T. J. Dolan: Nuclear Fusion **36** (1996) 1425.
- [12] E. Azizov, D. Bora, I. L. Caldas, E. Del Bosco, T. J. Dolan, *et al.*: Nuclear Fusion **42** (2002) 1168.
- [13] 上杉喜彦：プラズマ・核融合学会誌 **79** (2003) 1259.
- [14] Y. Nagayama, M. Naito, Y. Ueda, Y. Ohki, K. Miyamoto: Nuclear Fusion **24** (1984) 1243.
- [15] T. Maekawa, T. Cho, M. Nakamura, S. Nakao, S. Kubo, *et al.*: Nuclear Fusion **23** (1983) 242.
- [16] T. Cho, K. Ogura, A. Ando, H. Tanaka, M. Nakamura, *et al.*: Nuclear Fusion **26** (1986) 349.
- [17] K. Toi, N. Hiraki, K. Nakamura, O. Mitarai, Y. Kawai, *et al.*: Nuclear Fusion **20** (1980) 1169.
- [18] D. C. Robinson: Nuclear Fusion **25** (1985) 1101.
- [19] O. Mitarai, C. Xiao, L. Zhang, D. McColl, W. Zhang, *et al.*: Nuclear Fusion **36** (1996) 1335.
- [20] O. Mitarai, C. Xiao, D. White, D. McColl, W. Zawalski, *et al.*: Review of Scientific Instruments **68** (1997) 2711.
- [21] X. Yang, D. Jiang, W. Li, G. Han, L. Wang, *et al.*: Nuclear Fusion **36** (1996) 1669.
- [22] J. Huang, X. Yang, S. Zheng, C. Feng, H. Zhang, *et al.*: Nuclear Fusion **40** (2000) 2023.
- [23] M. Sakamoto, S. Itoh, K. Nakamura, H. Zushi, K. Hanada, *et al.*: Nuclear Fusion **42** (2002) 165.
- [24] F. Hofmann, M. J. Dutch, A. Favre, Y. Martin, J. -M. Moret, *et al.*: Nuclear Fusion **38** (1998) 399.

- [25] R. K. Paul, A. N. Sekar Iyengar, A. K. Hui: *Nuclear Fusion* **38** (1998) 1381.
- [26] A. Sengupta, P. Ranjan: *Nuclear Fusion* **40** (2000) 1993.
- [27] E. Farshi, N. Brevnov, A. Bornikov, Y. Gott, V. Shurygin: *Physics of Plasmas* **8** (2001) 3587.
- [28] R. M. O. Galvão, V. Bellinanti Jr., A. G. Elfimov, A. N. Fagundes, A. M. M. Fonseca, *et al.*: *30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, 2003*; *Europhysics Conference Abstracts* **27A** (2003) O-4.2B.
- [29] D. Bora, SST-1 team: *Nuclear Fusion* **43** (2003) 1748.
- [30] J. Stöckel, K. Dyabilin, I. Ďuran, J. Horáček, M. Hron, *et al.*: *26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 1999*; *Europhysics Conference Abstracts* **23J** (1999) 1589.
- [31] E. Martines, M. Hron, J. Stöckel: *Plasma Physics and Controlled Fusion* **44** (2002) 351.
- [32] J. A. C. Cabral, C. A. F. Varandas, M. P. Alonso, P. Belo, R. Canário, *et al.*: *Plasma Physics and Controlled Fusion* **40** (1998) 1001.
- [33] C. Silva, H. Figueiredo, I. Nedzelsky, B. Gonçalves, J. A. C. Cabral, *et al.*: *Plasma Physics and Controlled Fusion* **46** (2004) 163.
- [34] Y. Liu, E. Wang, X. Ding, L. Yan, S. Qian, *et al.*: *Fusion Science and Technology* **42** (2002) 94.
- [35] A. W. Morris, P. G. Carolan, R. Fitzpatrick, T. C. Hender, T. N. Todd: *Physics of Fluids* **B 4** (1992) 413.
- [36] T. C. Hender, R. Fitzpatrick, A. W. Morris, P. G. Carolan, R. D. Durst, *et al.*: *Nuclear Fusion* **32** (1992) 2091.

- [37] 小久保慎平, 菊池祐介, 上杉喜彦, 高村秀一: プラズマ・核融合学会第 20 回
年会 (2003) 26aA24P.
- [38] 岸本泰明: プラズマ・核融合学会誌 **76** (2000) 1280.
- [39] K. H. Finken, G. H. Wolf: Fusion Engineering and Design **37** (1997) 337.
- [40] 高橋潤, 高村秀一: 応用物理 **59** (1990) 1376.
- [41] 菅井秀郎 編著: 「プラズマエレクトロニクス」, オーム社 (2000).
- [42] 堤井信力: 「プラズマ基礎工学 増補版」, 内田老鶴圃 (1995).
- [43] 山内邦仁, 竹内靖, 荻野豊, 渡邊正人, 沖野晃俊 他: 電気学会論文誌 **A 120**
(2000) 420.

第2章 小型トカマクにおける多様な 運転モードの実現

2.1 はじめに

本章では、小型トカマク実験装置 CSTN-IV の詳細と測定系について述べ、CSTN-IV にて達成された放電モードについて述べる。

トカマク放電は、磁束変化により誘起される誘導電流でプラズマ電流を駆動するという原理上、磁束の飽和により放電時間が制限されてしまう。誘導電流駆動による長時間運転を行う 1 つの方法として、比較的装置が簡易で高効率な、交流運転による定常化が、STOR-M [1, 2] や JET [3] などで試みられている。しかし、これらの装置では用いられる電源やトロイダル磁場の非持続性のため、数サイクルの放電が限度である。CT-6B [4] では多サイクルの AC 放電の研究が進められている。図 2.1 は CT-6B で実現された 8 サイクルの AC 放電である。プラズマ電流が 0 になってもプラズマは存在しており、8 サイクルの間、プラズマが維持されていることがわかる。しかし、その放電時間は 1 秒に満たない時間であり、長時間運転時の特性はまだ十分わかっていない。また、AC 放電ではプラズマ電流が正方向に流れる場合と逆方向に流れる場合では、トロイダル磁場の向きが逆になり、プラズマ電流の正相と逆相とで内部磁場構造の捻じれの向きに違いが出てしまう。これは研究対象によっては問題となる。例えば、ヘリカル磁場とトカマク磁場の共鳴の場合、正相では磁場の捻じれの向きが一致して共鳴しても、逆相では共鳴しない。そこで、片方の相のパルス放電を高い運転責務で連続して放電する、高繰り返し連続パルス放電が併せて考案された。

本論文で用いているトカマク装置 CSTN-IV は小型ではあるが、逆に小型であるがゆえに放電電源の出力が比較的小さく、放電電源として放電波形の柔軟な制御

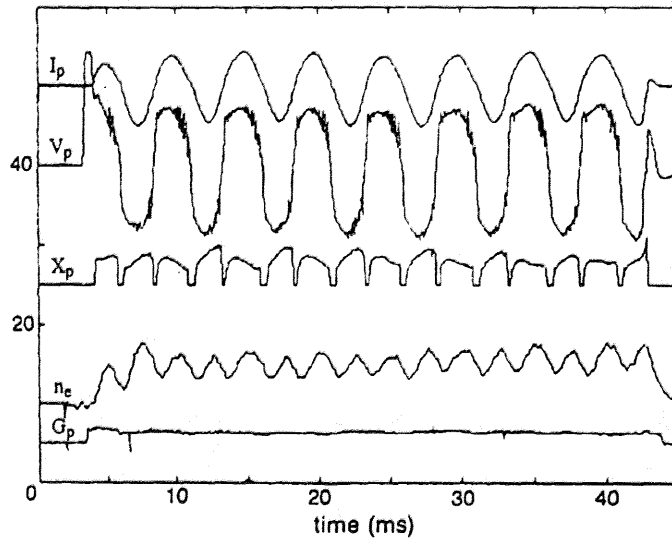


図 2.1: CT-6B における 8 サイクル AC 放電波形 [4]。 I_p [kA/div] はプラズマ電流, V_p [V/div] は周回電圧, X_p [cm/div] はプラズマの水平方向変位, n_e [$10^{18} \text{ m}^{-3}/\text{div}$] は線平均電子密度, G_p [arb. unit] はガスパフ信号である。

が可能で連続運転が可能な瞬時電流制御のインバータ電源を採用することができ、長時間交流連続運転、さらには高繰り返しの高運転責務連続パルス放電を実現できた。さらに、この放電電源系と回転ヘリカル摂動磁場発生系、測定系を同期、統括することにより、データの取り込みの繰り返しによる平均化操作が容易に行えるようになった。

なお本章の内容は文献 [5, 6] にまとめられている。

2.2 小型トカマク装置 CSTN-IV

2.2.1 CSTN-IV の概要

CSTN (Current Sustaining Tokamak in Nagoya university) -IV は大半径 40 cm, 小半径 10.3 cm で厚さ 2 mm の SUS304 製のトーラス型真空容器を持つトカマク装置である。その概要を図 2.2 及び表 2.1 に示す。また、装置全体の写真を図 2.3 に

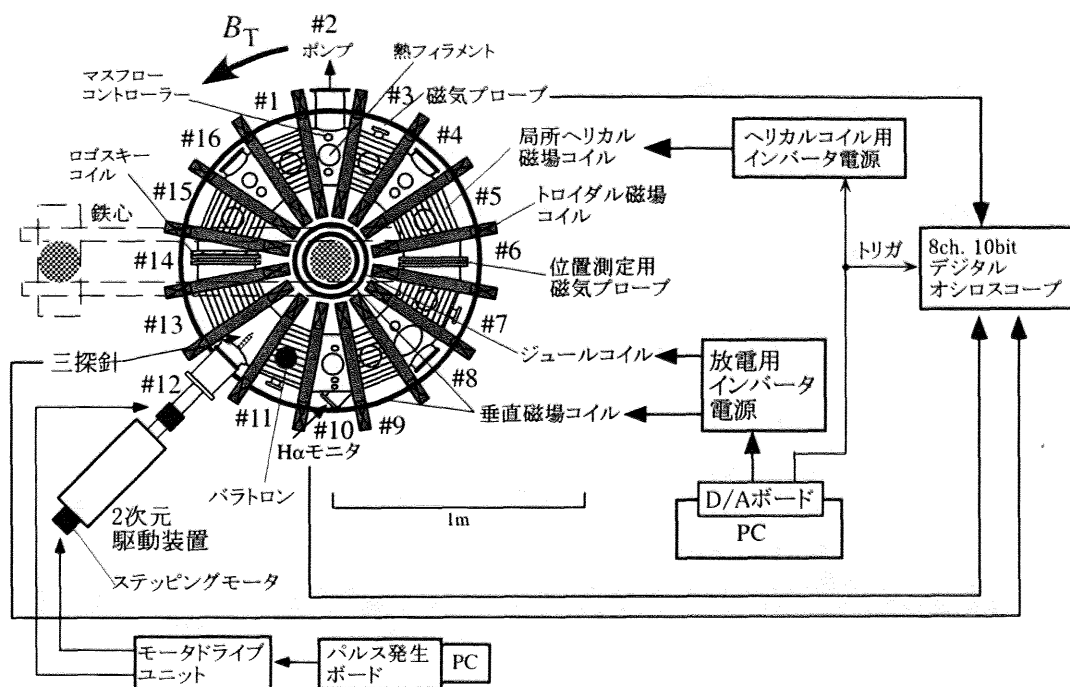


図 2.2: 小型トカマク装置 CSTN-IV の装置及び計測系概要図

表 2.1: CSTN-IV の装置パラメータ

大半径 R_0	40 cm
小半径 a_0	10.3 cm
トロイダル磁場強度 B_T	≤ 1.5 kG
プラズマ電流 I_p	≤ 1.5 kA
周回電圧 V_{loop}	4~6 V
電子密度 n_e	$\leq 4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
電子温度 T_e	≤ 20 eV
動作ガス圧 (H_2)	$10^{-5} \sim 10^{-4}$ Torr
最大運転時間	~ 1 min. ($I_p \sim 1$ kA の場合)

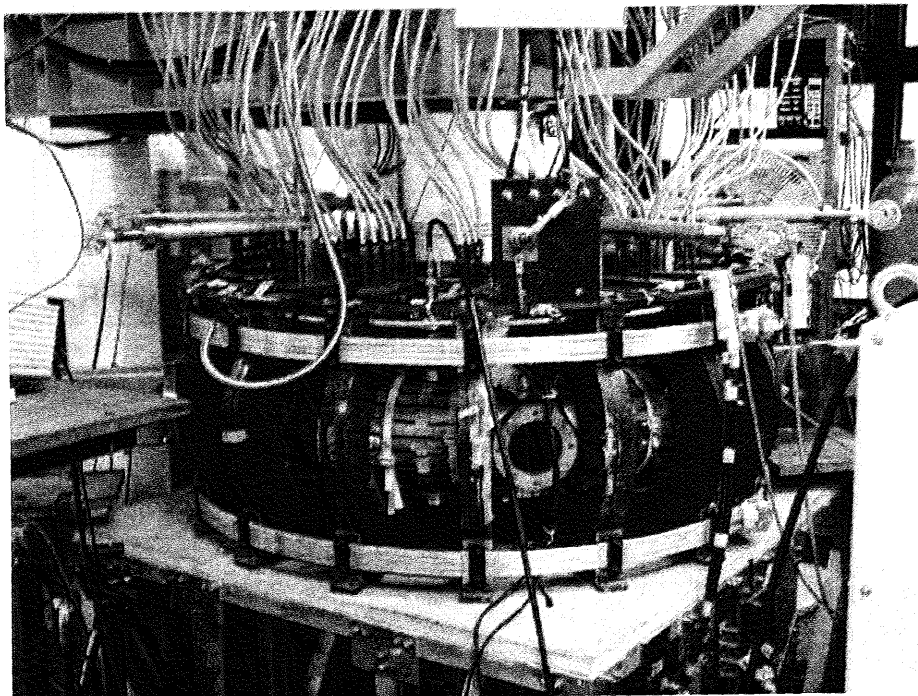


図 2.3: CSTN-IV

示す。CSTN-IV では通常、リミタは設置されていない。放電に必要な誘導電場を生成するジュールコイルは鉄心に 18 ターン巻かれており、垂直磁場コイルとしては 8 ターンのコイルがトーラスの上下に 2 組設置してある。CSTN-IV で用いている鉄心は愛知電機社製で、変圧器用のケイ素鋼板 35P115 を用いて製作され、断面積は 412.4 cm^2 、飽和磁束は図 2.4 に示されているように $\pm 0.05 \text{ Wb}$ である。表 2.2 に鉄心及び鉄心に巻いてあるコイルの仕様を示す。鉄心に巻いてある各コイルの直流抵抗は、 27°C で、ジュールコイルは $9.466 \text{ m}\Omega$ 、垂直磁場コイルは $24.28 \text{ m}\Omega$ である。トロイダル磁場 B_T は完全定常で最大 1.5 kG である。放電の種となる熱電子は、セクション#2 に設置された 1% のトリウムを含むタングステンの熱フィラメントから発生させている。

真空排気系としては、実効排気速度が約 158 l/s （公称： 650 l/s ）のターボ分子ポンプ（大阪真空機器製作所製 OV-T650A）を用いていたが、2001 年 1 月に公称排気速度 520 l/s のターボ分子ポンプ TH520（大阪真空機器製作所製）に変更さ

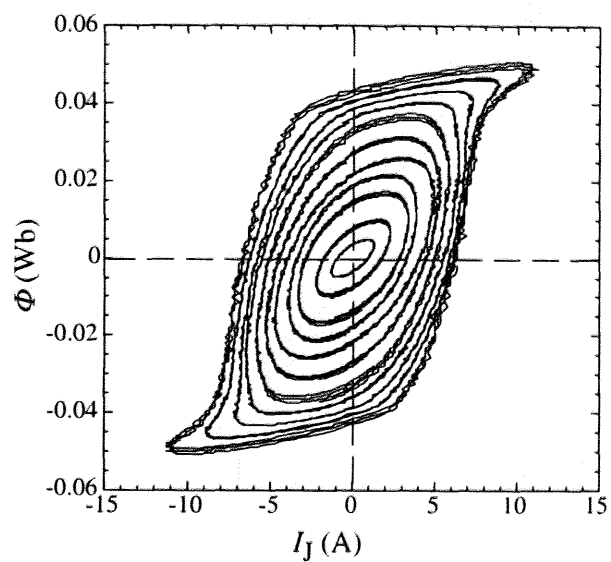


図 2.4: 鉄心の交流磁束飽和特性（測定周波数 60 Hz）

表 2.2: CSTN-IV 用鉄心の仕様

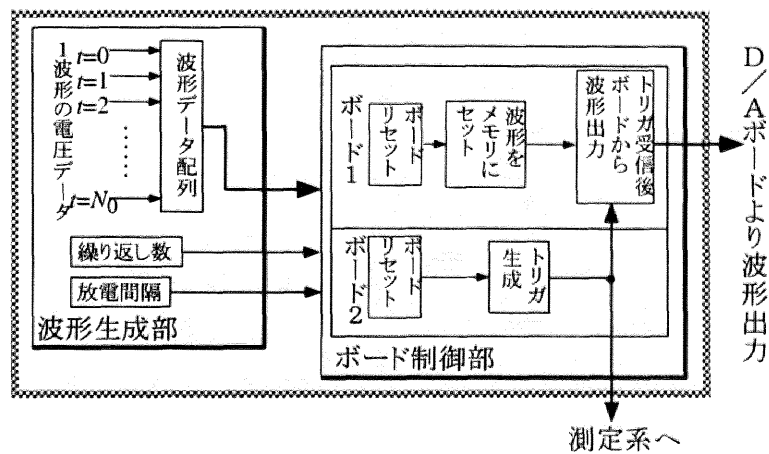
鉄心材質	35P115
脚，ヨーク径	$\phi 254$
鉄心断面積	412.4 cm^3
ジュールコイル	$38 \text{ mm}^2 \times 9 \text{ ターン} \times 2 \text{ コイル}$ 中心径 $\phi 274$
垂直磁場コイル	$22 \text{ mm}^2 \times 8 \text{ ターン} \times 2 \text{ コイル}$ 中心径 $\phi 308$
絶縁強度	対アース 2 kV
総重量	2100 kg（鉄心 1672 kg）

れ、実行排気速度は約 280 l/s となった。放電ガスを導入しないときの真空容器内の圧力は 4.0×10^{-7} Torr 程度に達している。放電ガスには主として水素ガス ($10^{-5} \sim 10^{-4}$ Torr) を用いているが、窒素、ヘリウム、アルゴンを用いた放電も行える。放電ガスの導入部は、流量センサ (STEC 社製 高性能マスフローメータ SEF-300) と応答速度 0.5 s のピエゾバルブ (STEC 社製 ピエゾバルブ PV-1000) を連動させることによって、流量が一定になるように制御されている。中性ガス圧の計測には通常は電離真空計 (大亜真空社製 イオンゲージ IT-10P, 測定球 WNI-1000) を、そして時間分解能が必要な場合にはバラトロン (日本 MKS (株) 社製 バラトロン 絶対圧トランスデューサ 627A) を用いている。データの集録には横河電機社製のオシロスコープ DL708E を高速絶縁モジュール 701850 と組み合わせて用いており、最大 8 ch. 同時に時間分解能 0.1 μ s, 電圧分解能 10 bit の精度でデータの集録が可能である。

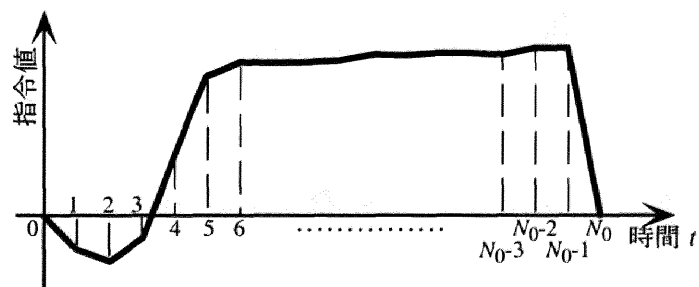
2.2.2 放電用インバータ電源と LabVIEW による放電の制御

トカマク放電では、1 次巻線電流であるジュールコイル電流と 2 次巻線電流に相当するプラズマ電流の波形はほぼ等しい。したがって、ジュールコイル電流を制御することで、プラズマ電流波形を制御できる。トカマク放電のためのジュールコイル電流波形及び垂直磁場コイル電流波形は図 2.5(a) に示す National Instrument 社製のソフトウェア LabVIEW Ver.3.1.1/J 上で構成されたプログラムによって生成される。図 2.5(b) のように PC 上で 1 つの電流パルスの放電波形を 18~25 点の電圧データとして与えて、その間を線形で補間して得られた波形を放電の繰り返しの回数分だけつなげて D/A ボード 1 のメモリに書きこみ、D/A ボード 2 から生成される測定用トリガと同時に放電電流波形が出力される。長時間の運転では、この過程を繰り返して、連続的な放電波形を生成する。放電波形生成用の D/A ボード 1 は時間分解能 1 μ s, 電圧分解能 12 bit の精度で波形を出力できる。

D/A ボードより出力された波形は、インピーダンス整合のためのバッファアンプを通して放電用のインバータ電源に入力される。インバータ電源の仕様は表 2.3 に示すとおりである。インバータ電源は、40 kHz でパルス幅変調 (PWM) 制御さ



(a) 波形生成のブロック図



(b) 波形指令値の例

図 2.5: LabVIEW による放電波形の生成

表 2.3: インバータ電源の仕様

	ジュールコイル用	垂直磁場コイル用
定格の種類	連続	
定格容量	10 kVA	2.5 kVA
定格出力電圧	波高値 200 V	波高値 50 V
定格力率	0.8 遅れ	0.4 遅れ
出力電流精度	100 Hz にて $\pm 5\%$ (F.S.) 以下	
出力電流リップル	$\pm 1\%$ p-p(F.S.) 以下	
定格負荷	ジュールコイル	垂直磁場コイル
	1.44 Ω 800 μ H	0.15 Ω 400 μ H
定格出力周波数	100 Hz	
制御可能周波数	20～300 Hz	
入力電源	3 ϕ 60 Hz 200 V 12 kVA	

れており、入力波形とほぼ同様の電流波形を出力できる。コイルに流れている電流を電流検出器により検知し、その値と、D/A ボードから入力される電流指令値 I_{Jref} (ジュールコイル), I_{Vref} (垂直磁場コイル) の差から、コイルに印加すべき電圧 V_{Jref} , V_{Vref} を求め、その電圧をパルス幅変調してインバータ回路より出力する。PI 調節器のパラメータは、放電時の電圧-電流特性から負荷のインピーダンスを求めて設計した。負荷は抵抗とインダクタンスの直列負荷であるとして、回路方程式

$$\begin{aligned} V &= RI + \frac{d(LI)}{dt} \\ &= RI + L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt} \end{aligned} \quad (2.1)$$

から、コイル電流 I_J がほぼ一定となるところで定常状態 ($\frac{d}{dt} = 0$) になっているとして負荷の抵抗値を求め、さらに負荷抵抗値 R は一定であるとして、放電時の負荷インダクタンスの値 L を求めた。ジュールコイル回路の負荷は、抵抗値 1.44Ω , インダクタンス 800 mH , 垂直磁場コイルの負荷は、抵抗値 0.15Ω , インダクタンス 400 mH として、PI 調節器のパラメータを位相余裕 45° 以上、ゲイン余裕 10 dB 以上となるように決定し、その後、インバータ電源を用いた実際の放電波形が指令値と最も合うように、パラメータを最適化した。パラメータの調節は、ループゲインを大きくして周波数応答を良くすることで、指令値と放電波形が一致するようにするのであるが、ループゲインを大きくしすぎると発振の可能性があるため、その値はある程度限られる。ここでは、発振の危険がない範囲でループゲインを大きくすることで最適化とした。最適化後のジュールコイル電流指令値波形 I_{Jref} と、ジュールコイル電流波形 I_J の比較を図 2.6 に示す。インバータ電源の出力電流は、図 2.6 に示すように指令値 5 V に対して 50 A 出力される。放電に際して、図 2.7(c) のように、電源の負荷のインダクタンス L は大きく変化するが、インバータ電源の出力波形は、放電開始時の大きなインダクタンス負荷による位相遅れはあるものの、ほぼ指令値通りの波形となっている。

このようなコイル電流の制御により得られたパルス放電波形の一例が図 2.7 である。ジュールコイル電流 I_J とプラズマ電流 I_p , 及び、ジュールコイル電圧 V_J と周回電圧 V_{loop} の波形はほぼ一致しており、インバータ電源によって、放電波形が

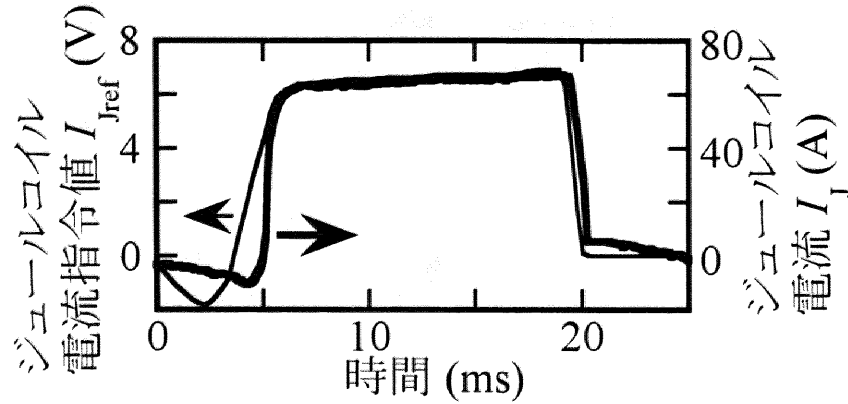


図 2.6: インバータ電源の入力値と出力値の対応

十分に制御されていることがわかる。また、プラズマ電流を線状の環状電流として考えて、4つの位置測定用磁気プローブを用いて測定したプラズマの位置は、放電中、ほぼトーラス断面中心にあり、垂直磁場の制御によってプラズマが安定して存在していることがわかる。

図 2.7 のジュールコイル電流波形で、放電開始前に一度逆向きに電流を流しているが、これは、磁束の逆振りのためである。トカマク型放電では、磁束の変化によって発生する誘導電場により熱フィラメントからの熱電子を種として絶縁破壊を起こして放電を行っている。この際、鉄心の磁束飽和特性により、磁束の変化量が限定され、1回の放電パルスの持続時間が制限されてしまう。そこで、ジュールコイルの電流を放電開始前に逆向きに流して、鉄心を一度逆向きに飽和させることで、鉄心の磁束変化を十分に利用して、放電パルスの長時間化をはかっている。

電子温度、電子密度は、図 2.2 に示してあるようにセクション#12 の弱磁場側から挿入されている、小半径方向および上下方向に駆動可能な静電三探針を用いて計測する。図 2.8 はインバータ電源による放電制御の結果得られた電子温度、電子密度の波形の例である。計測位置は赤道面上 $r = 6 \text{ cm}$ であり、このときの放電電流は $I_p = 1.1 \text{ kA}$ 、トロイダル磁場は $B_T = 0.078 \text{ T}$ である。安全係数 q は、同様に小半径方向に駆動可能な磁気プローブによりポロイダル磁場 B_θ を計測して、 $q(r) = \left(\frac{rB_T}{R_0B_\theta(r)} \right)$ から求める。ここで、 R_0 は大半径、 B_T はトロイダル磁場強度、 r

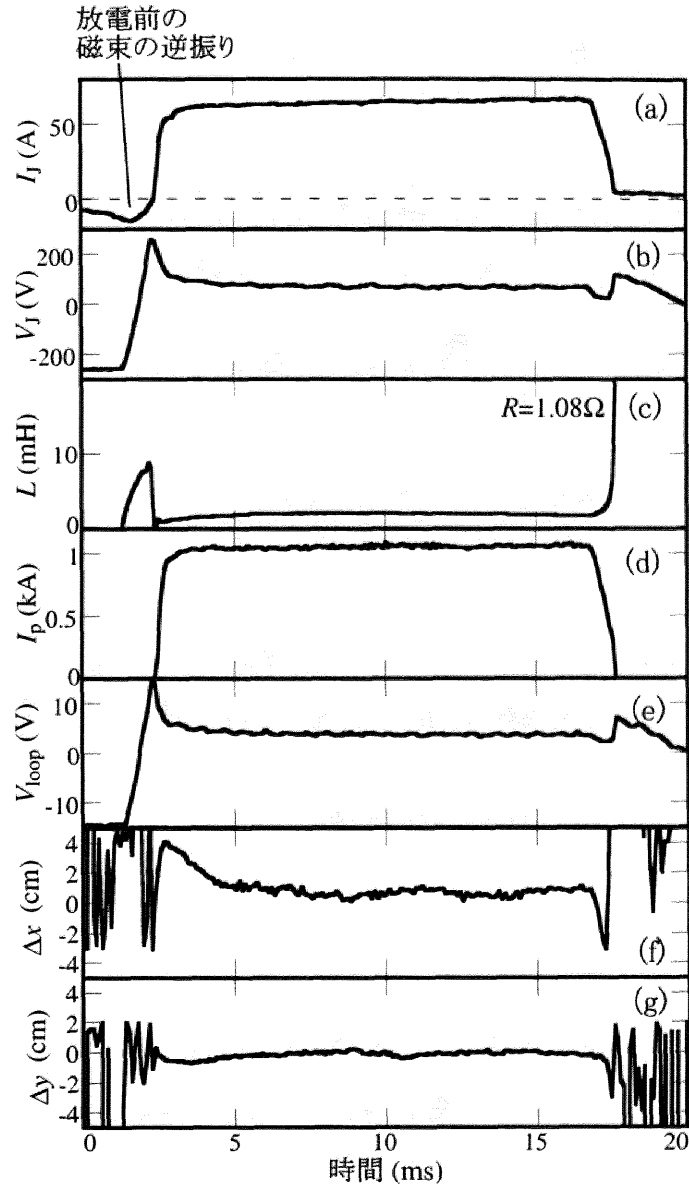


図 2.7: トカマク放電時の (a) ジュールコイル電流 I_J , (b) 電圧 V_J , (c) インダクタンス L 及び (d) プラズマ電流 I_p , (e) 周回電圧 V_{loop} , (f)(g) プラズマ位置。電源の負荷は抵抗 R とインダクタンス L の直列負荷であると考えて、 R をジュールコイル電流 I_J がほぼ一定となる点 ($t = 10 \text{ ms}$) で求めてその値 (1.08Ω) を用いて L の時間変化を見積もった。 Δx , Δy はそれぞれポロイダル断面中心からのプラズマ位置の水平方向, 垂直方向のずれを表す (付録 2.A 参照)。

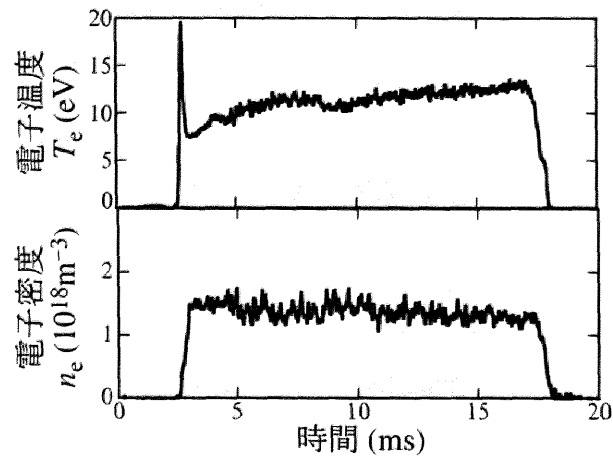


図 2.8: 静電三探針で計測された電子温度 T_e 及び電子密度 n_e 。計測位置は $r = 6 \text{ cm}$ 。
 $I_p = 1.1 \text{ kA}$, $B_T = 0.078 \text{ T}$, 中性ガス圧 $1.0 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ 。図 2.10 の径方向分布では、
 網掛けで示されている $10 \sim 15 \text{ ms}$ での平均値を用いている。

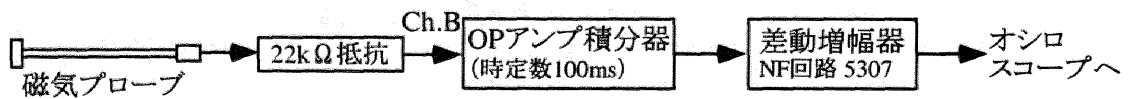


図 2.9: 磁場測定回路系

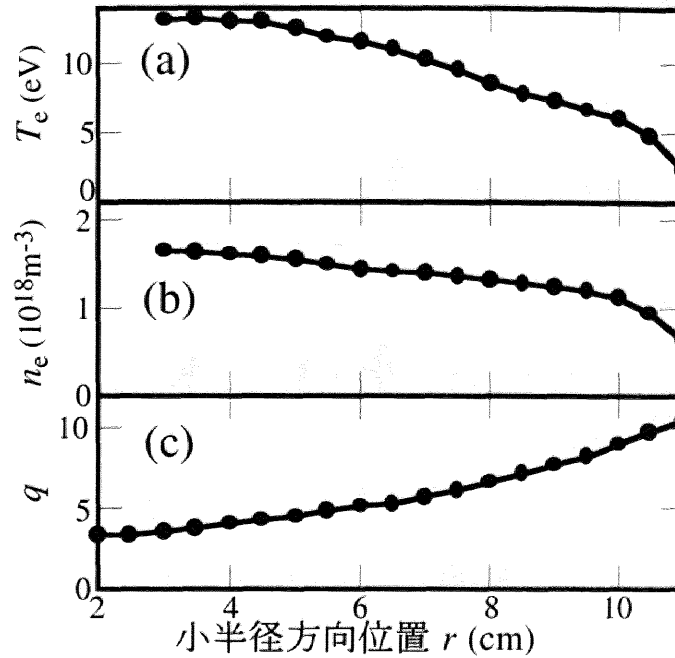


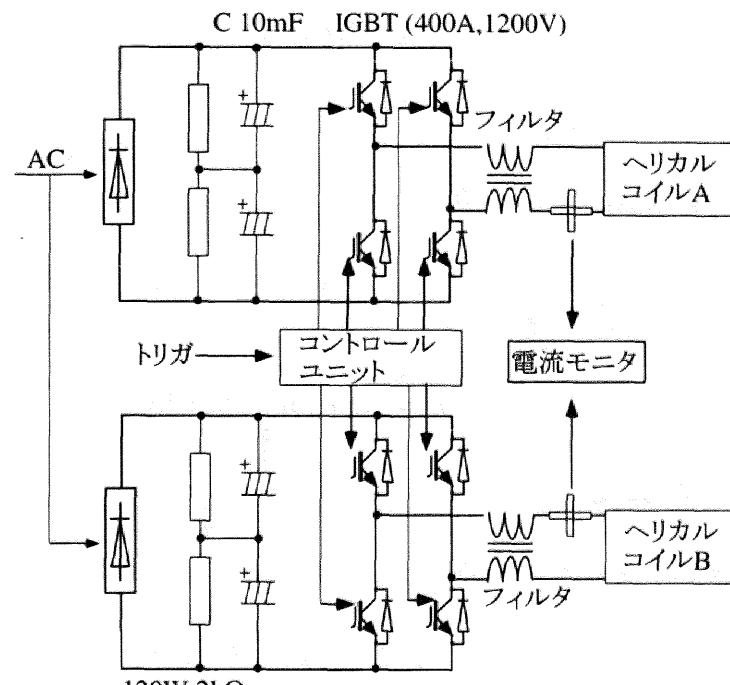
図 2.10: 赤道面で計測した (a) 電子温度 T_e , (b) 電子密度 n_e , (c) 安全係数 q の小半径方向分布 ($I_p = 1.1$ kA, 中性ガス圧 1.0×10^{-4} Torr)

は計測点の小半径方向位置である。磁気プローブの計測系は図 2.9 のようになっており、磁気プローブの信号は OP アンプ積分器で積分されたあと、差動増幅器 (NF 回路製: 5307) を通してオシロスコープへ入力される。磁気プローブ計測系の感度はあらかじめヘルムホルツコイルを用いて校正が行われている。以上の計測系を用いて計測された電子温度、電子密度、安全係数の径方向の分布は $I_p = 1.1$ kA, $B_T = 0.078$ T, 中性ガス圧 1.0×10^{-4} Torr のとき図 2.10 のようになった。図 2.10 の径方向各点の値は、プラズマ電流がほぼ一定となっている時間 (図 2.8 の網掛けになっている部分の時間) での平均値である。プラズマ電流 I_p は 1.5 kA 以下、周回電圧 V_{loop} は 4~6 V であり、生成されるプラズマは、中性ガス圧が 1.0×10^{-4} Torr のとき、中心部で電子温度 T_e は 15 eV, 電子密度 n_e は $1.8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ であるが、ガス圧を低くすることで、電子温度 T_e は 20 eV, またガス圧を高くすることで電子密度 n_e は $3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ まで変化させることができる。安全係数 q の分布はエルゴディックダイバータや動的エルゴディックダイバータの研究にとって重要である

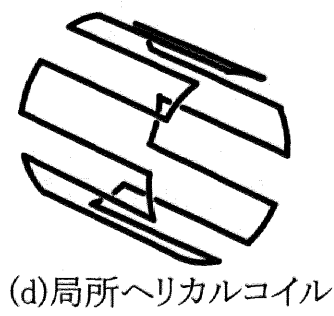
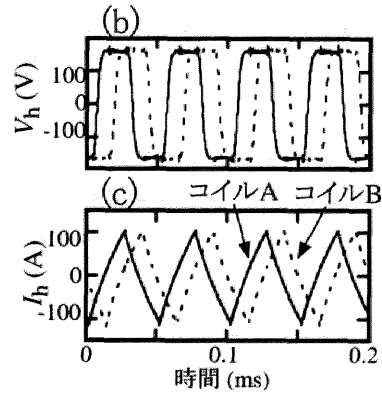
が、再現性の良い本装置では磁気プローブによりこのように詳細な分布が得られている。

2.2.3 回転ヘリカル摂動磁場の生成

回転ヘリカル磁場は、図 2.11(d) のような局所ヘリカルコイル 2 組をポロイダル角で 15° ずらして設置して、それらのコイルに 90° 位相差の交流電流を流すことで発生させる。局所ヘリカルコイルは図 2.2 に示されているように、奇数番号のトロイダルセクションに設置されている。そして、トロイダル方向に 45° 進む（つまり次のヘリカルコイル設置セクション）ごとに、ポロイダル方向に 15° 回転するように局所ヘリカルコイルは設置されている。生成されるヘリカル磁場の主モード数は、ポロイダルモード数 $m = 6$ 、トロイダルモード数 $n = 1$ である。ただし、ヘリカル電流が線状にならざるをえない、ヘリカルコイルが局所的に設置されている、トーラス効果があるといった理由により、実際に生成されるヘリカル磁場は多くの側帯波モードを持つ [7, 8]。ヘリカルコイル電源には、図 2.11 のような電圧制御型インバータ電源を用い、高速スイッチングにより $1 \sim 30$ kHz の交流電圧波形を発生させることができる。ヘリカルコイルで発生した摂動磁場は、真空容器の表皮効果により高周波成分が遮断され、正弦波に近い波形の磁場が容器内でプラズマに印加される。ヘリカルコイル電流は、放電開始のトリガパルスから τ_h 遅れたパルスで出力を開始する。データの収集は、 N 回目のヘリカル電源のトリガより τ_d 遅れた点から行うように測定系を図 2.12 のように構築した。このように測定系をヘリカルコイルの電源と同期させることで、回転ヘリカル磁場印加時の長時間運転における熱・粒子制御の評価が可能になった。



120W 2kΩ
(a) インバータ電源回路図



(d) 局所ヘリカルコイル

図 2.11: 回転ヘリカル磁場発生用電源 (a) 回路図, (b) 電圧 V_h (c) 電流 I_h 波形及び (d) 局所ヘリカルコイル概要図

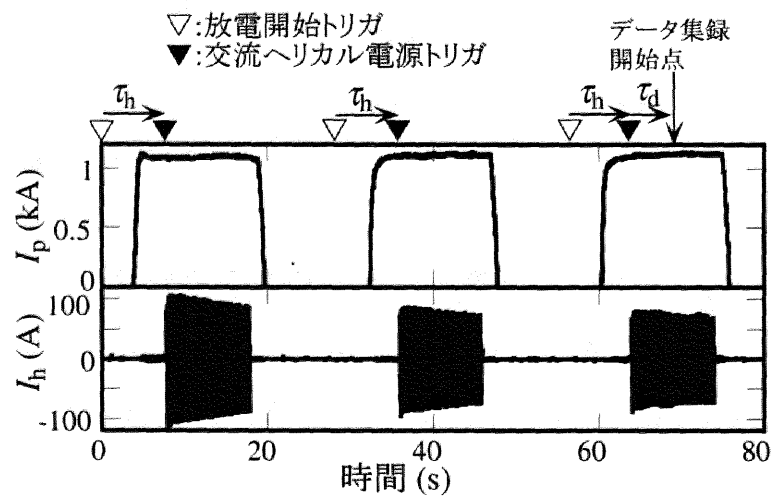


図 2.12: DED 印加時のデータ収録用トリガのタイミング

2.3 高運転責務繰り返しパルス放電

放電電流の制御の結果，図 2.13 に示すような安定した高繰り返し高運転責務の放電を実現することができた。高繰り返し放電におけるデータの集録は，放電開始のトリガパルスと同期して行っている。 N 回目のトリガから， τ_d だけ遅れた点でデータを取り，これを繰り返すことでボックスカー的なデータ収集を行い，S/N 比の高いデータの収集が可能である。図 2.13 の例ではデータの集録を繰り返し放電の 3 波形目のフラットトップに相当する繰り返し放電開始後 70 ms の点で行っている。データ集録の位置は自由に移動することができ，あらゆる時点でのデータの収集が可能である。

2.4 完全交流運転

放電電流の制御の結果，図 2.14 に示されているような安定した完全 AC 放電を得ることができた。各データは時間分解能 $10\mu\text{s}$ で計測されている。これは 100 Hz の例であるが，50 Hz 程度の低サイクルまで可能である。プラズマのトーラス中心位置からの水平，垂直方向の変位 Δx ， Δy とも，放電中ほぼ一定である [9]。プラズマ電流の反転時に，電流が 0 になる時間が非常に短く，電子密度 n_e は一桁落ちるものの有限の値を維持しており，プラズマが残存していることを示している。つまり，プラズマは準定常的に生成されていることになる。なお，CSTN-IV は真空容器等に特別な冷却装置を持っていないため，壁温の上昇が抑えられず，連続運転はプラズマ電流の大きさにもよるが，数分程度が限界となっている。

2.5 高繰り返し高運転責務パルス放電

図 2.13 のような繰り返し放電を長時間行った時の放電波形が図 2.15 である。図 2.15 では図 2.13 よりも放電周期を短く設定してあるが，これは電子温度の減少による周回電圧の増加によって磁束の飽和が起きてしまうことがないように放電パルスを短くしているからである。AC 放電の場合と同じく，長時間運転におい

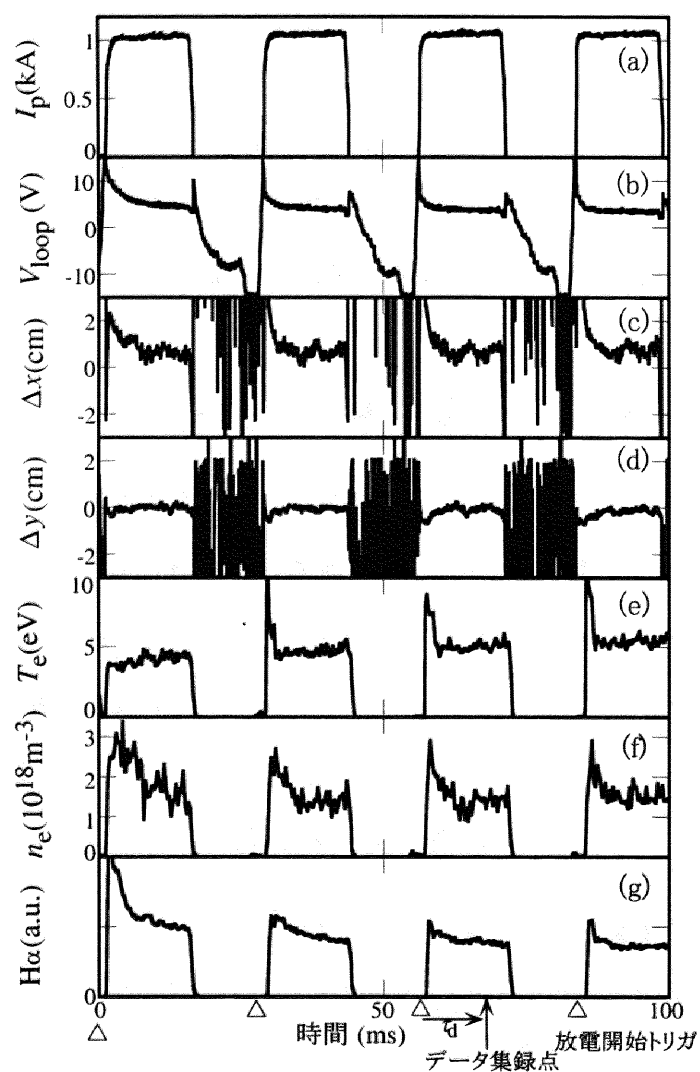


図 2.13: 高運転責務繰り返しパルス放電時の (a) プラズマ電流 I_p , (b) 周回電圧 V_{loop} , (c)(d) プラズマ位置, (e) 電子温度 T_e , (f) 電子密度 n_e 及び (g) $H\alpha$ 線強度 (中性ガス圧 1.0×10^{-4} Torr, T_e , n_e は $r = 9$ cm で測定, Δ : 放電開始トリガ)

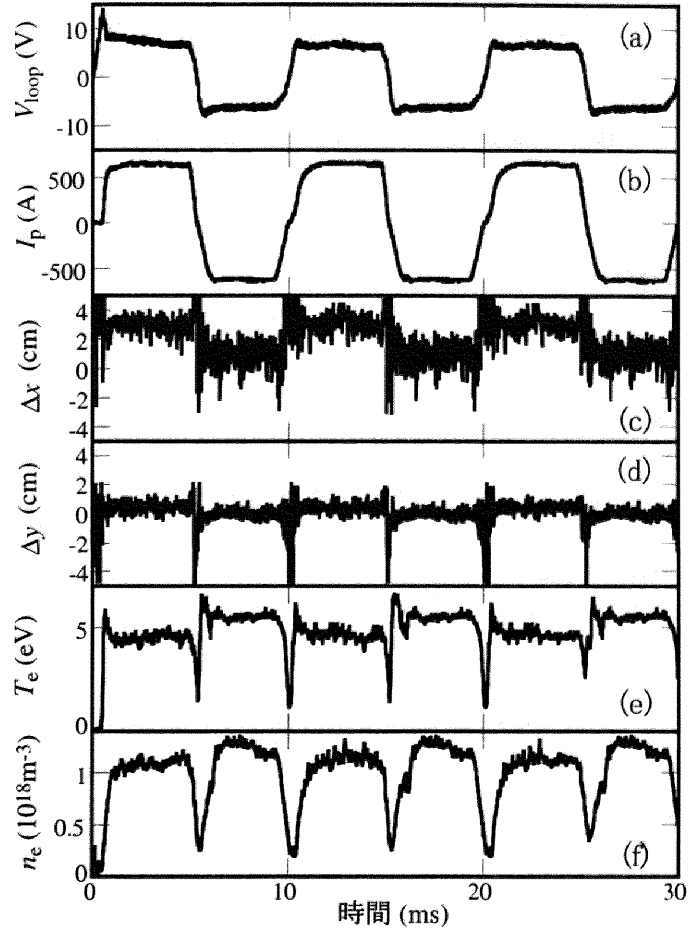


図 2.14: AC トカマク放電時の (a) 周回電圧 V_{loop} , (b) プラズマ電流 I_p , (c)(d) プラズマ位置, (e) 電子温度 T_e , (f) 電子密度 n_e (中性ガス圧 1.0×10^{-4} Torr, プローブ位置 $r = 9$ cm)

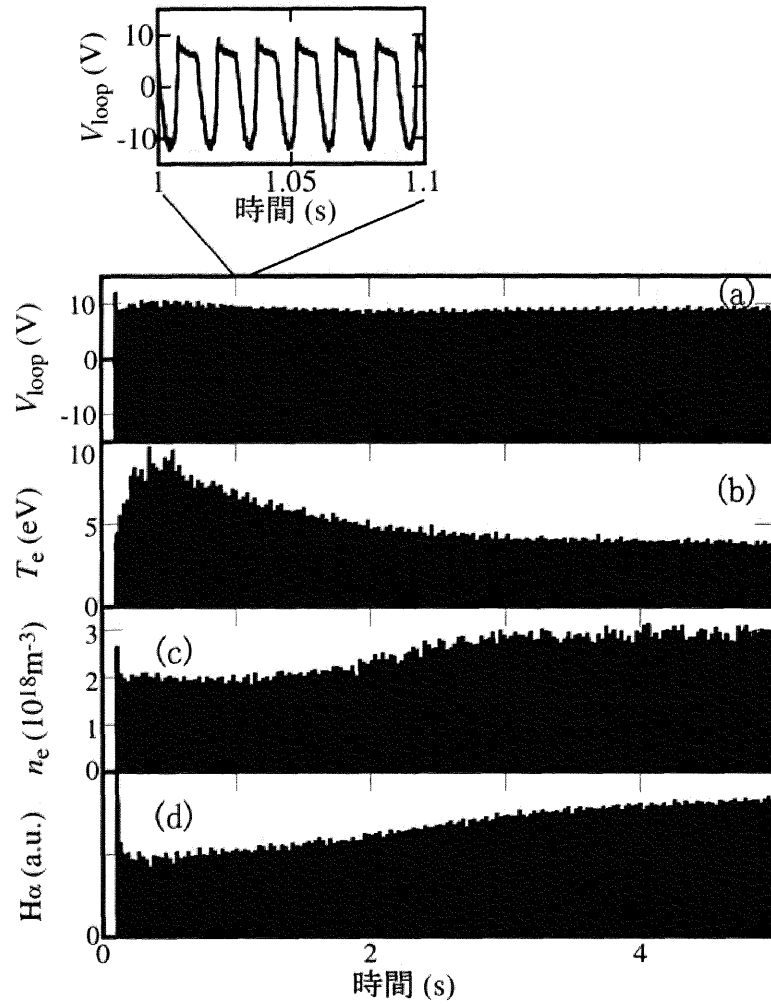


図 2.15: 高繰り返し高運転責務長時間放電時の (a) 周回電圧 V_{loop} , (b) 電子温度 T_e , (c) 電子密度 n_e , (d) $\text{H}\alpha$ 線強度 (中性ガス圧 1.0×10^{-4} Torr, プローブ位置 $r = 9$ cm)

てインバータ電源は何ら問題がないことがわかった。放電自体は不連続であるが、放電を繰り返すことで、電子温度、密度などのパラメータが時間的にゆっくりと変化していることがわかる。放電開始後、最初の 300 ms では、図 2.13 でも見られるように、電子密度と水素の $H\alpha$ 線強度が減少し、電子温度は上昇している。これは、壁排気の効果であると考えられ、その後、壁中の水素量が飽和に近づくと、電子密度、 $H\alpha$ 線強度ともに増加してくる。このような秒単位という比較的長い時間スケールでのプラズマパラメータの変化は、準定常の高繰り返しパルス放電によって、長時間の連続放電を模擬できることを示していると考えられる。したがって、この連続パルス放電によって、長時間の水素リサイクリングについての調査が行える [10]。第 3 章における水素リサイクリングの研究ではこの放電を用いている。

2.6 まとめ

LabVIEW で放電波形の柔軟な制御が可能な瞬時電流制御の 40kHz PWM 制御インバータ電源を用いて長時間トカマク運転にともなう熱・粒子束の問題を研究する CSTN-IV 装置を新たに構築することで、安定な AC 放電、高繰り返し高運転責務の放電を実現した。さらに、高繰り返し放電、AC 放電で連続して運転することにより、長時間放電模擬の例を提示することができた。これらの放電モードによる長時間連続運転は核融合炉の長時間放電における数秒や数十秒といった長い時間定数を持つ諸物理過程を模擬することができ、壁への熱負荷やプラズマと壁との相互作用による粒子平衡すなわち水素リサイクリングの調査が可能となった。回転ヘリカル磁場を用いた長時間放電時の熱・粒子制御の実験についても、ヘリカルコイルの電源出力及び測定系をすべて放電と同期させたシステムの構築により可能となった。

付録2.A CSTN-IV におけるプラズマ位置計測

CSTN-IV では、プラズマ電流を線状の環状電流とみなしてプラズマ電流の中心軸の位置を求め、それをプラズマ位置としている。円筒座標系で $z = 0$ の位置にある、半径 a の円環電流 I がつくる磁場は、

$$B_r = \frac{\mu I}{2\pi} \frac{z}{r \sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left(-K(k) + \frac{a^2 + r^2 + z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(k) \right) \quad (2.A1)$$

$$B_z = \frac{\mu I}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \left(K(k) + \frac{a^2 - r^2 - z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(k) \right) \quad (2.A2)$$

である [11]。ここで、 K 及び E はそれぞれ第1種及び第2種の完全楕円積分であり、

$$k^2 = \frac{4ar}{(a+r)^2 + z^2} \quad (2.A3)$$

である。円環の近傍では $k \approx 1$ となり、 K 、 E は、

$$E(k) = 1 + \frac{1}{2} \left(\ln \frac{4}{\sqrt{1-k^2}} - \frac{1}{2} \right) (1-k^2) + \dots \quad (2.A4)$$

$$K(k) = \ln \frac{4}{\sqrt{1-k^2}} + \frac{1}{4} \left(\ln \frac{4}{\sqrt{1-k^2}} - 1 \right) (1-k^2) + \dots \quad (2.A5)$$

と表される。この磁場をトーラスの上下内外の4ヶ所に設置されている位置測定用磁気プローブを用いて測定する。上下に設置された磁気プローブは B_r を、内外に設置された磁気プローブは B_z を計測できるように設置されている。トーラスの大半径を R_0 、小半径方向の磁気プローブ設置位置を r_p とすると、円環電流がトーラスポロイダル断面中心より Δx 外側に移動した場合に、内外の磁気プローブで計測される磁場 B_{in} 、 B_{out} は、

$$B_{in} = \frac{\mu I}{2\pi} \frac{1}{|2R_0 - r_p + \Delta x|} \left(K(k_{in}) + \frac{(R_0 + \Delta x)^2 - (R_0 - r_p)^2}{(r_p + \Delta x)^2} E(k_{in}) \right) \quad (2.A6)$$

$$B_{out} = -\frac{\mu I}{2\pi} \frac{1}{|2R_0 + r_p + \Delta x|} \left(K(k_{out}) + \frac{(R_0 + \Delta x)^2 - (R_0 + r_p)^2}{(-r_p + \Delta x)^2} E(k_{out}) \right) \quad (2.A7)$$

となる。ここで、 $k_{in}^2 = \frac{4(R_0 + \Delta x)(R_0 - r_p)}{(2R_0 - r_p + \Delta x)^2}$ 、 $k_{out}^2 = \frac{4(R_0 + \Delta x)(R_0 + r_p)}{(2R_0 + r_p + \Delta x)^2}$ である。 Δx

を $\frac{B_{in}}{B_{out}}$ の関数として、 $\Delta x = 0$ 付近で2次関数で近似すると、 $R_0 = 40 \text{ cm}$ 、 $r_p =$

13.5 cm（ブレイク部 #6 における位置計測用磁気プローブの位置）のとき、

$$\Delta x(\text{cm}) = 8.51 - 3.67 \left| \frac{B_{\text{in}}}{B_{\text{out}}} \right| + 0.29 \left(\frac{B_{\text{in}}}{B_{\text{out}}} \right)^2 \quad (2.A8)$$

となる。ここで、 B_{in} 、 B_{out} はプラズマ電流がつくる磁場なので、実際の計測では、プラズマが存在するときの値 B_{in}^{p} 、 $B_{\text{out}}^{\text{p}}$ と、プラズマが存在しないときの値 B_{in}^{v} 、 $B_{\text{out}}^{\text{v}}$ の差をとり、垂直磁場などの成分を差し引く必要があり、

$$\Delta x(\text{cm}) = 8.51 - 3.67 \left| \frac{B_{\text{in}}^{\text{p}} - B_{\text{in}}^{\text{v}}}{B_{\text{out}}^{\text{p}} - B_{\text{out}}^{\text{v}}} \right| + 0.29 \left(\frac{B_{\text{in}}^{\text{p}} - B_{\text{in}}^{\text{v}}}{B_{\text{out}}^{\text{p}} - B_{\text{out}}^{\text{v}}} \right)^2 \quad (2.A9)$$

と求めることになる。プラズマの上下方向（ z 方向）の変位 Δy についても同様に求めると、

$$\Delta y(\text{cm}) = -4.68 + 5.97 \left| \frac{B_{\text{in}}^{\text{p}} - B_{\text{in}}^{\text{v}}}{B_{\text{out}}^{\text{p}} - B_{\text{out}}^{\text{v}}} \right| - 1.32 \left(\frac{B_{\text{in}}^{\text{p}} - B_{\text{in}}^{\text{v}}}{B_{\text{out}}^{\text{p}} - B_{\text{out}}^{\text{v}}} \right)^2 \quad (2.A10)$$

となる。

参考文献

- [1] O. Mitarai, C. Xiao, L. Zhang, D. McColl, W. Zhang, *et al.*: Nuclear Fusion **36** (1996) 1335.
- [2] O. Mitarai, C. Xiao, D. White, D. McColl, W. Zawalski, *et al.*: Review of Scientific Instruments **68** (1997) 2711.
- [3] B. J. D. Tubbing, N. A. C. Gottardi, B. J. Green, J. A. How, M. Huart, *et al.*: Nuclear Fusion **32** (1992) 967.
- [4] X. Yang, D. Jiang, W. Li, G. Han, L. Wang, *et al.*: Nuclear Fusion **36** (1996) 1669.
- [5] 小島寛樹, 小林政弘, 田代健二, 高木誠, 高村秀一: 電気学会論文誌 **A 119** (1999) 1436.
- [6] H. Kojima, M. Kobayashi, K. Tashiro, M. Takagi, S. Takamura: Electrical Engineering in Japan **133** No. 4 (2000) 8.
- [7] 田代健二: 修士学位論文「動的エルゴディックダイバータ制御下におけるトカマクプラズマ中の磁場構造の解明」, 名古屋大学工学研究科, 平成 11 年 (1999) 3 月.
- [8] S. Takamura, K. Tashiro, M. Kobayashi, H. Kojima, Z. Kan: *Abstracts of 7th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Tajimi, 1999*, p.103.
- [9] S. Takamura, K. Hayashi, K. Tashiro: Journal of Plasma and Fusion Research **74** (1998) 38.

- [10] M. Kobayashi, K. Tashiro, S. Takamura: Japanese Journal of Applied Physics **37** (1998) 2701.
- [11] 宮本健郎：「核融合のためのプラズマ物理」，岩波書店 (1987).

第3章 回転ヘリカル磁場による水素 リサイクリングの制御

3.1 はじめに

将来の核融合炉の長時間運転さらには定常運転において、水素リサイクリングは極めて重要な研究課題の一つである。

磁場閉じ込めプラズマでは、プラズマは磁場によって閉じ込められているのであるが、その閉じ込め時間は有限であり、プラズマ粒子はプラズマの閉じ込め領域から流出してくる。核融合プラズマの閉じ込め領域から流出した水素同位体イオンは、主としてダイバータやリミタ、第一壁などの固体壁表面に吸着・捕捉あるいは反射される。これらの水素の一部は固体壁表面から中性粒子として再放出され、プラズマに戻り、閉じ込め領域内の電子衝撃で電離され、再びイオンとなる [1] (図 3.1)。核融合炉内のプラズマとプラズマ対向壁との水素粒子バランスは、プラズマ粒子数を N_p 、壁中の水素粒子数を N_w 、炉心プラズマの粒子閉じ込め時間を τ_p 、粒子の壁での滞留時間を τ_w 、流入粒子束を Γ_{in} 、流出粒子束を Γ_{out} とすると、

$$\frac{N_p}{\tau_p} + \frac{N_w}{\tau_w} = \Gamma_{in} - \Gamma_{out} \quad (3.1)$$

と書かれる。壁表面で反射する一部の粒子を除けば $\tau_w \gg \tau_p$ なので、定常状態では $N_w \gg N_p$ でバランスする [2]。しかし、 τ_w は温度などの条件によりその値が何桁にもわたって大きく変化する。熱負荷により対向壁の温度が上昇すると、 τ_w は非常に小さくなり、結果として短時間で壁中の水素原子が多量に放出され、炉心プラズマの密度制御が不可能になり、閉じ込めの密度限界を超えてしまう [3]。現在のトカマク装置においては、放電開始前にヘリウムによる放電洗浄やベーキングにより壁中の水素量を低減させることにより、リサイクリングにより密度制御が

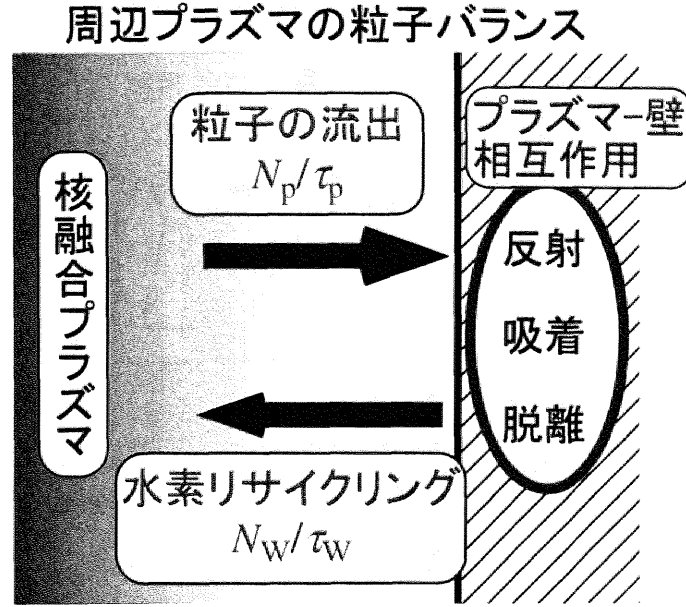


図 3.1: 固体壁前面での粒子バランス

困難になることを防いでいるが、将来の定常運転においては、水素のリサイクリングを制御することが本質的に必要になってくる。しかし、長時間運転時におけるプラズマ-壁相互作用の研究は数少なく、トカマク装置では Tore Supra [4–7] や TRIAM-1M [8–10] などで行われた結果がある程度である。

また、壁から放出される粒子束は、(3.1) 式では $\frac{N_w}{\tau_w}$ と、単一の時定数 τ_w を用いて表したが、実際には、図 3.2 に示すように、種々の素過程が関与していて単純ではない [11]。一般には、時間 t 、場所 x におけるプラズマ対向壁中での水素同位体濃度 $C(x, t)$ の変化は、拡散、注入、はじき出し、捕獲、溶解、及び脱離過程の一次結合で表現できるものと仮定して、次のように表すことができる [11, 12]。

$$\begin{aligned} \frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = & -\text{div} J + (1 - R) \phi G(E, x) - \sigma(E, x) G(E, x) C(x, t) \\ & - \frac{\partial C_T(x, t)}{\partial t} + S P^{\frac{1}{2}} - K_{\text{des}} C^2(0, t) \end{aligned} \quad (3.2)$$

ここで、 J は水素同位体の拡散束、 R は反射係数、 ϕ は入射粒子束、 $G(E, x)$ はエネルギー E で打ち込まれた水素の固体内での分布である。右辺第 3 項は衝突により引き起こされる現象を表しており、 $\sigma(E, x)$ は表面ではスパッタ率あるいはイオ

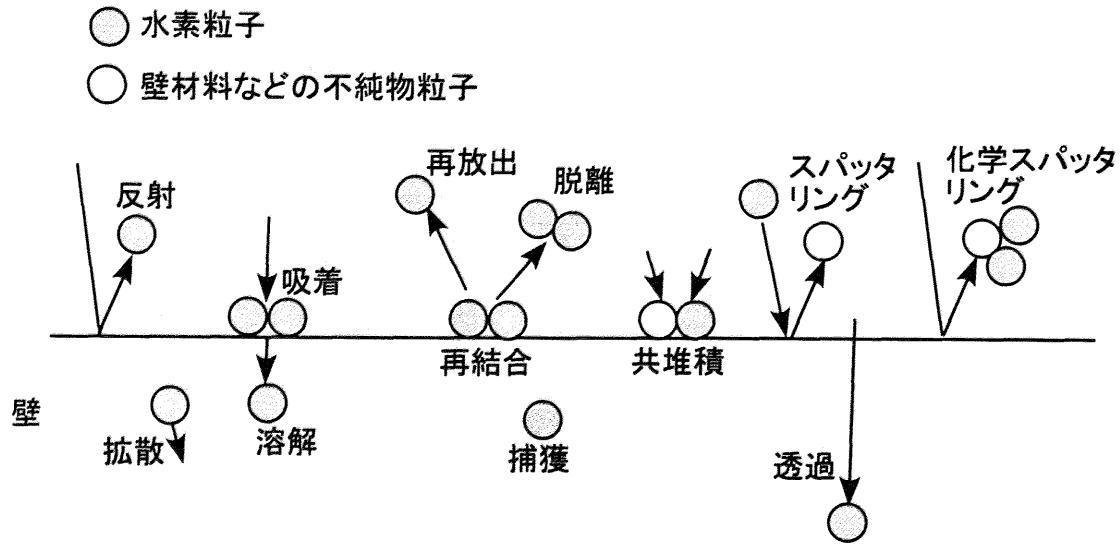


図 3.2: 水素同位体プラズマにおけるプラズマ-壁相互作用の概念図

ン衝撃脱離断面積を，内部では入射されたイオンとの衝突によって固体内の水素の分布が変化する効果を表すイオン誘起拡散の断面積などに相当する。 $C_T(x, t)$ はトラップされた水素の濃度を表す。右辺第 5 項はガス状水素による過程，つまり固体表面への吸着及び固体内への溶解を表し， S は溶解度定数， P はガス状水素の圧力， K_{des} は再結合定数である。各係数は，イオンビーム照射時の水素放出量や深さ方向分布などから求められてきている。しかし，再結合や吸着など，壁表面の状態に大きく依存する過程は，まだ十分に理論と実験が一致しているとはいえない段階にある。

壁への入射粒子束に対する壁からの放出粒子束の比である水素リサイクリング率 $R = \frac{N_w/\tau_w}{N_p/\tau_p}$ もまた， τ_w と同様に時々刻々と変化する。また，定常状態で壁に蓄積され得る水素量は入射粒子束により異なり，入射粒子束が多いほど蓄積量が多いと考えられ，定常状態でリサイクリング率が 1 になっていても入射粒子束が減少すると壁に留まっていられなくなった水素粒子が放出されることになり，リサイクリング率が 1 を超え得る。また，入射エネルギーが変化すると，壁中水素粒子のはじき出しの効果が異なってくるので，この場合もリサイクリング率が大きく変化すると考えられる。

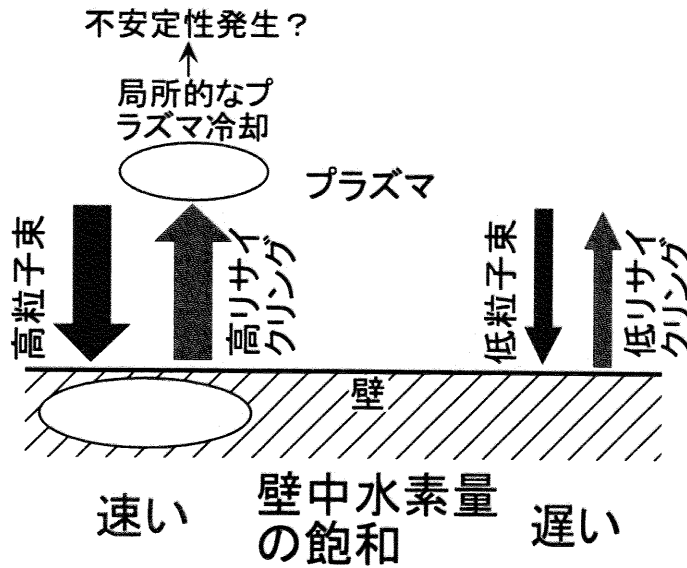


図 3.3: 不均一なりサイクリングの影響

このように壁での水素リサイクリングは、壁温などの壁の状態だけでなく、入射粒子束、入射エネルギーによっても大きな影響を受ける。トカマク装置では、入射粒子束、入射エネルギーとともに、時間的にはもちろん、空間的にも非常に不均一である。時間変化だけでなく空間分布まで考慮した解析は Tore Supra [13] や DIII-D [14] で行われているが、それほど多くはない。また、局所的なりサイクリングによるプラズマの冷却が SOL の構造やプラズマの安定性に影響を与えることが指摘されている [15]。リサイクリングなどにより局所的にプラズマの密度が上昇し温度が低下すると、磁力線方向の熱伝導が低下し、低温高密度の領域が現れる。この効果は MARFE のトリガになると指摘されている [16]。水素リサイクリングの不均一性の解析に関しては主にポロイダル方向の不均一性について研究がなされている [13, 14, 16]。しかし、トロイダル方向にもまた、誤差磁場や局所リミタなどの存在により、不均一性は存在しうる。だが、トロイダル方向の不均一性も含めた研究はほとんど行われていない [17]。

そこで我々は、このような水素リサイクリングの不均一性が存在する場合において、後述する動的エルゴディックダイバータがどのような効果があるかを、中性ガス圧力分布の時間変化の計測と、トロイダル方向の中性粒子の輸送と、壁への

プラズマ粒子束の不均一性を考慮した 1 次元粒子バランスモデルとの比較により調査した。また、動的エルゴディックダイバータ印加後の水素リサイクリングの動的応答について、粒子バランスモデルから、どのような物理過程が水素リサイクリング及び中性ガス圧力の応答を決定しているかを調べた。

なお本章の内容のうち、水素リサイクリングの不均一性に対する動的エルゴディックダイバータの効果については文献 [18] に、動的応答の解析に関しては文献 [19] にそれぞれまとめられている。

3.2 動的エルゴディックダイバータについて

近年、動的エルゴディックダイバータ (Dynamic Ergodic Divertor: DED) というプロジェクトが、TEXTOR のグループによって提案された [20–22]。これは、外部からトカマク磁場に重畳して回転ヘリカル磁場を印加して、周辺プラズマを制御し、壁への熱・粒子負荷の制御を行う概念であり、本研究室において先駆的な研究が行われていた [23–25]。トカマク外部からポロイダルモード数 m 、トロイダルモード数 n のヘリカル磁場を印加すると、トカマク磁場のひねり $q = \frac{rB_\phi}{R_0B_\theta}$ と外部ヘリカル磁場のひねり $\frac{n}{m}$ が一致する磁気面で共鳴が起こり、磁気島が形成される [26]。実際に外部から印加されるヘリカル摂動磁場のモード $\frac{n}{m}$ は、ヘリカル磁場を生成する電流が線状であることやトーラス効果により種々のモードを持つことになり、多くの有理磁気面で磁気島が形成される。このとき形成される磁気島の幅 w_{mn} は、

$$w_{mn} = 4 \left(\frac{r_{mn} q \tilde{B}_r}{m q' B_\theta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.3)$$

と表される [26]。ここで、 r_{mn} は共鳴面の径方向位置、 \tilde{B}_r は摂動磁場の径方向成分、 q' は安全係数 q の径方向微分である。磁気島が成長すると、これらの磁気島が重なり合い、磁場構造が乱れ、エルゴディックと呼ばれる磁場構造が形成される。このときの重なり指標は隣り合う有理面 (m, n) と (m', n') に関して、

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{w_{mn} - w_{m'n'}}{|r_{mn} - r_{m'n'}|} \quad (3.4)$$

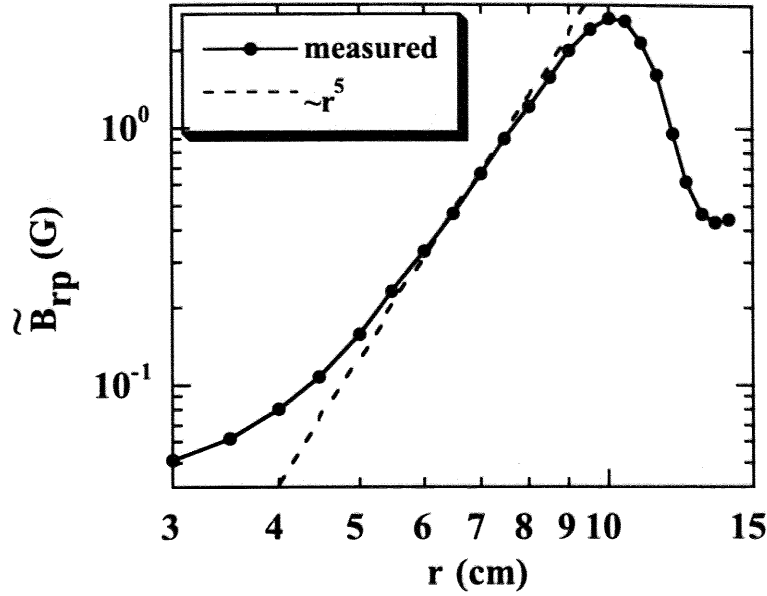


図 3.4: 回転ヘリカル摂動磁場の小半径方向成分の径方向分布

で与えられる。これを一般化して、 Δr 間について表すと以下の式になる。

$$\alpha = \frac{\sum_{m,n} w_{mn}}{\Delta r} \quad (3.5)$$

$\alpha > 1$ となると、磁気島の重なりが起こる。

図 3.4 は磁気プローブで計測された CSTN-IV での真空中での回転ヘリカル磁場強度の小半径方向分布である。摂動磁場はほぼ r^5 で減衰しており、周辺部の方がヘリカル摂動磁場の強度は強い。図 3.5(b) は 2 組の局所ヘリカル磁場コイルのうちの片方に 40 A のヘリカル電流を流したときのポロイダル磁力線貫通断面の計算結果である。この計算では、安全係数 q の径方向分布を図 2.10(c) と合うように、

$$q = 4 \left\{ 1 + \left(\frac{r}{0.7a} \right)^4 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

としており、図 3.5(a) のような分布となる。ヘリカルコイルによって生成されるポロイダルモード数 $m = 6$ 、トロイダルモード数 $n = 1$ とその側帯モードをもつ摂動磁場により、 $q = 5, 6, 7$ で磁気島が形成されていることがわかる。そして、 q が 7 以上では、磁気島が重なっており、統計的に乱れた磁場構造であるエルゴディッ

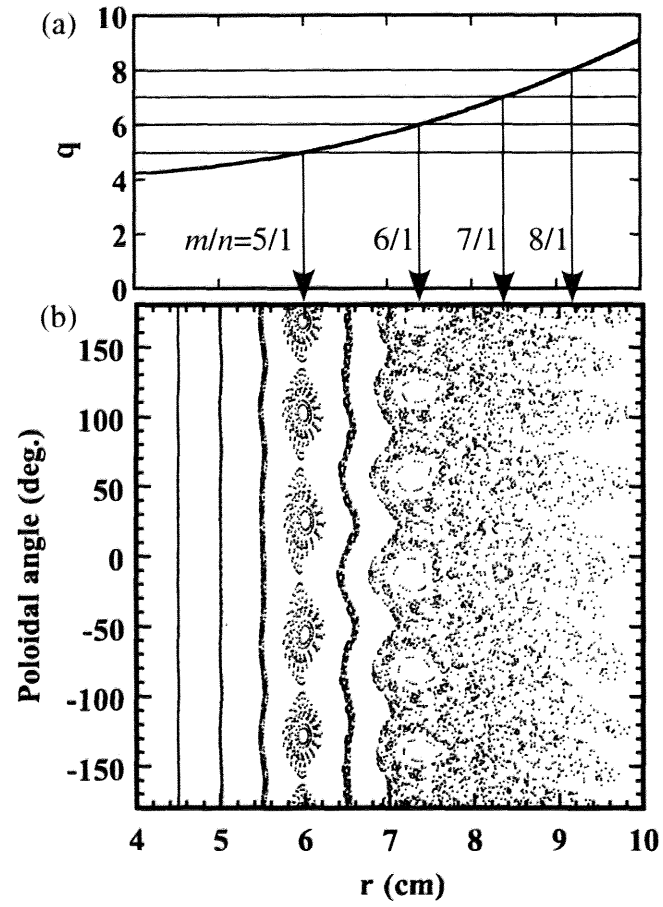


図 3.5: (a) CSTN-IV における q 分布と (b) ヘリカル摂動磁場を印加したときの磁力線貫通断面。 $B_T = 0.078$ T。 q 分布には (3.6) 式を用いている。ヘリカルコイル電流は 40 A。

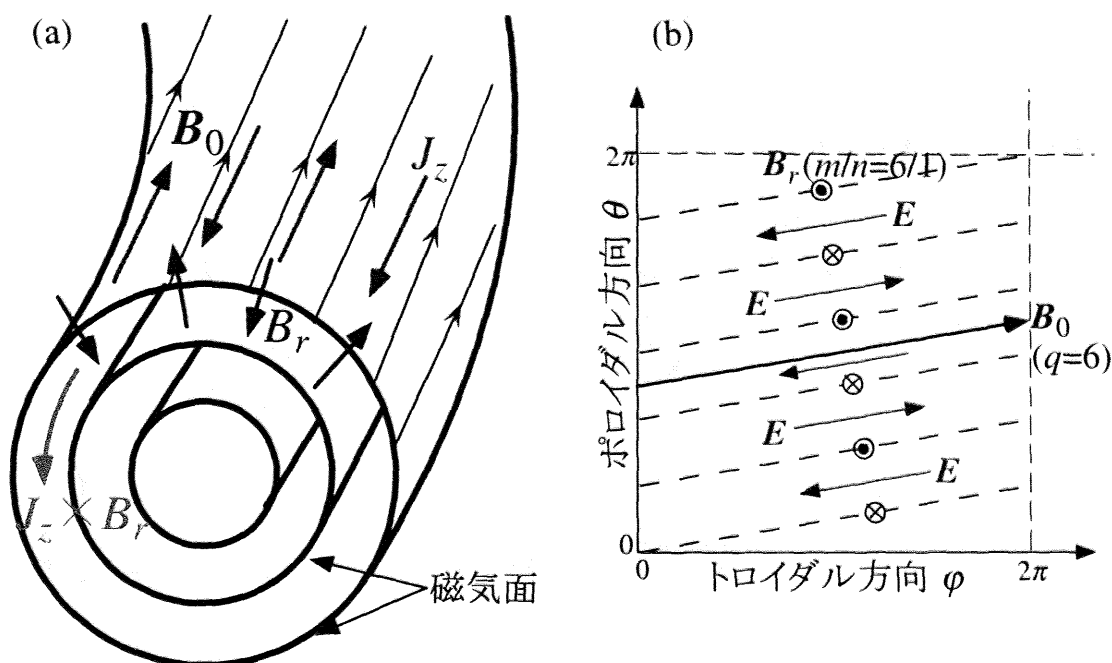


図 3.6: 共鳴面での回転トルク発生概念。回転ヘリカル磁場 B_r によって誘導される電流 j_z とそれらの相互作用によって生じる回転トルク $j_z \times B_r$ を図示している。(b) では共鳴面 ($q = 6$) 上における B_r , 誘導電場 E の方向を θ - ϕ 平面で示している。

ク磁場が形成されている。一方、プラズマ内部の磁場構造はほとんど影響を受けていない [27]。 $r > 9 \text{ cm}$ では、エルゴディック磁場構造とは別の磁場構造が形成されている。この容器壁近傍の磁場構造は、周辺プラズマと容器壁との接触状況を変化させ、水素リサイクリングに影響を与えると考えられる。この容器壁近傍の磁場構造の形成理由と水素リサイクリングに対する影響については 3.3 節で述べる。

外部から印加するヘリカル磁場を回転させると、周辺部の乱れた磁場構造もまた回転する。また、回転ヘリカル磁場を印加した場合には、共鳴面における回転ヘリカル磁場による誘導電流と、外部から印加される回転ヘリカル磁場との相互作用で回転トルクが発生する。これを図示したものが図 3.6 である。図 3.6 では、ポロイダルモード数 $m = 6$, トロイダルモード数 $n = 1$ のヘリカル摂動磁場が $q = 6$ の磁気面で共鳴する場合を例として示している。共鳴面では摂動磁場の変動によ

る誘導電場とトカマク磁場の方向が一致して、磁力線に沿って誘導電流 j_z が流れる。摂動磁場の波数ベクトルとトカマク磁場が直交しない他の磁気面ではこの誘導電流は流れない。回転ヘリカル磁場の場合は、誘導電流 j_z と摂動磁場 B_r の位相が一致し、これらの相互作用によりプラズマ回転トルク $\langle F \rangle = \langle j_z B_r \rangle$ が発生する。

このような回転ヘリカル磁場印加による周辺磁場構造の回転や、周辺プラズマ回転によって期待される効果として

- 第一壁へのプラズマの熱・粒子負荷の分散，均一化
- 周辺プラズマのポロイダル回転とベントリミタの組み合わせによる粒子制御
- 回転ヘリカル磁場を用いた周辺プラズマにおけるシアーフローの誘起とそれによる閉じ込めの改善

が挙げられる [28, 29]。熱負荷の分散は、商用周波数程度の回転で可能であり、TEXTOR では、50 Hz での運転を予定している [22]。ベントリミタとの組み合わせによる粒子制御は、リサイクリング粒子が周辺プラズマを横切る速度よりも、プラズマがポロイダル方向に 1 回転する速度が速くなる必要があり、TEXTOR では ~ 1 kHz（ポロイダル方向回転速度 $v_{ph} = 240$ m/s）でその現象が現れると見積もられている。閉じ込めの改善は回転速度が反磁性ドリフト速度と同程度になると現れると考えられ、TEXTOR においては、反磁性ドリフト周波数が数 kHz なので [30], 1 kHz \sim 10 kHz の周波数でこの現象が現れると考えられている。

これまで、数値シミュレーションや理論解析により、ヘリカル磁場印加時の周辺部での磁場構造や輸送に関する研究が行われてきている [28, 31, 34–38]。また、本研究室の CSTN-IV や HYBTOK-II では、回転ヘリカル磁場印加時の磁場構造に関する実験、理論両面からの研究が行われている [32, 33, 40, 41]。TEXTOR においても、2003 年に DED 印加実験が開始され、初期的な結果が得られてきている [39]。

本章では特に、DED による粒子制御に着目する。DED を用いた水素リサイクリング制御の概念を図 3.7 に示す。周辺プラズマは、外部から加えられる回転ヘリカル摂動磁場により回転しており、リサイクリング粒子もまた、回転する。プラズマの回転が、リサイクリング粒子が周辺プラズマを横切る速度より速ければ、ポロイダル回転しているリサイクリング粒子はベントリミタに到達し、そこでか

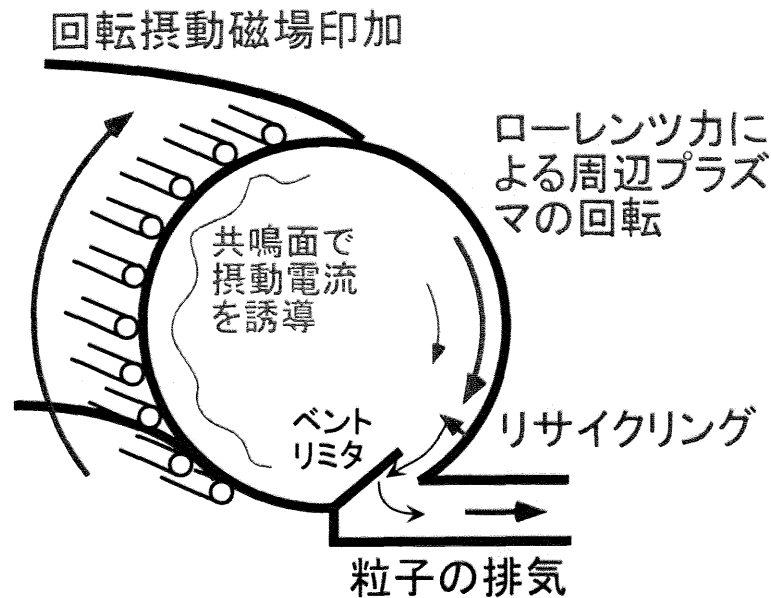


図 3.7: DED によるリサイクリング制御の概念

き出される形で排気される。以上の過程によりリサイクリング粒子がプラズマ内部に侵入することを防ぐと考えられている。

しかし、ヘリカル磁場、特に回転ヘリカル磁場を印加した場合に、水素リサイクリングにどのような効果を及ぼすかということ自体がまだ十分に理解されていない。また、動エルゴディックダイバータのリサイクリングに対する変化の研究は、周辺部の粒子輸送の変化に着目したものが多く、周辺部構造変化と壁の応答に着目した研究は少ない。本章ではこれらの点を実験的に明らかにすることを目的とする。

3.3 回転ヘリカル磁場が周辺プラズマ構造に与える影響

トカマク磁場に共鳴するヘリカル磁場を印加すると、共鳴により生じた磁気島が重なり合い、統計的に乱れた磁場構造を生成する。しかし、ヘリカルコイル近傍では、コイル近傍の磁場により磁場の分布に構造的な現れが現れる [42]。図 3.8(a) は、プラズマ内部から磁力線をたどったときの磁力線のポロイダル貫通断面であり、ヘ

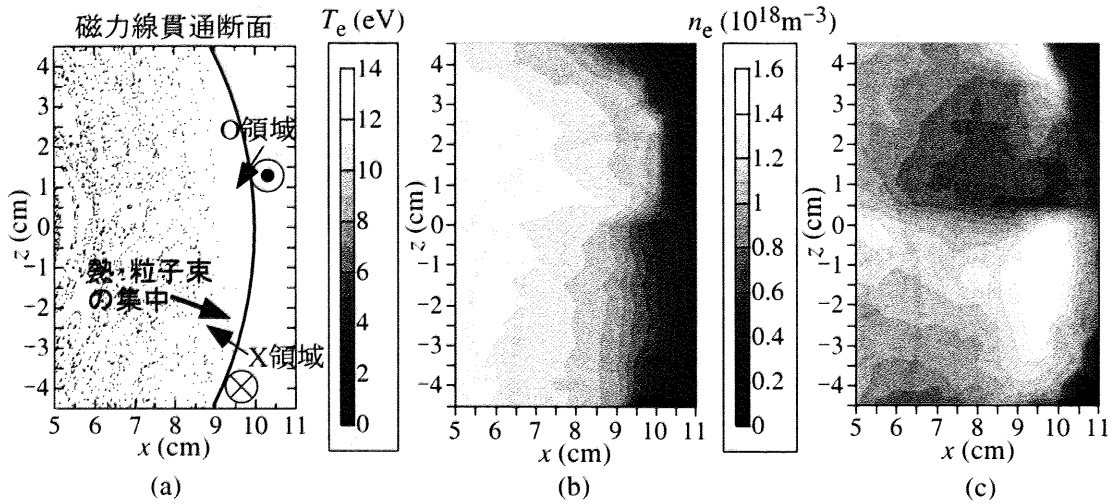


図 3.8: 直流ヘリカル磁場印加時の (a) 磁力線貫通断面, (b) 電子温度 T_e , (c) 電子密度 n_e の 2 次元分布。 T_e , n_e は #12 の静電三探針にて計測。ヘリカルコイル電流は 42 A。

リカル磁場印加により周辺部の磁場分布に構造的な変化が現れていることがわかる。ここで、磁力線の貫通点が疎になっている領域を O 領域、密になっている領域を X 領域と呼ぶことにする。図中の O 領域にはプラズマ内部から辿った磁力線が到達していないのに対し、X 領域ではプラズマ内部から辿った磁力線が壁近傍まで到達していることがわかる。O 領域では、プラズマ電流によるポロイダル磁場とヘリカルコイル電流による摂動磁場の向きが同じになり、磁力線はトロイダル方向にあまり周回せずに壁につながり、磁力線の壁への接続長は短くなる。つまりプラズマの内部に入っていくことなく磁力線は壁につながることである。X 領域ではその逆で、プラズマ電流によるポロイダル磁場とヘリカル摂動磁場の向きが逆になり、磁力線はトロイダル方向に多く周回して壁につながるため、磁力線の壁への接続長は長い。磁力線がプラズマ内部から壁へつながる X 領域には、プラズマからの熱・粒子束が集中して、リサイクリングを促進する。そのため、X 領域では、図 3.8(b) および図 3.8(c) に見られるように、プラズマ密度が上昇し、電子温度は減少している。

回転ヘリカル磁場を印加した場合には、この磁場構造もまた回転する。図 3.9 に、

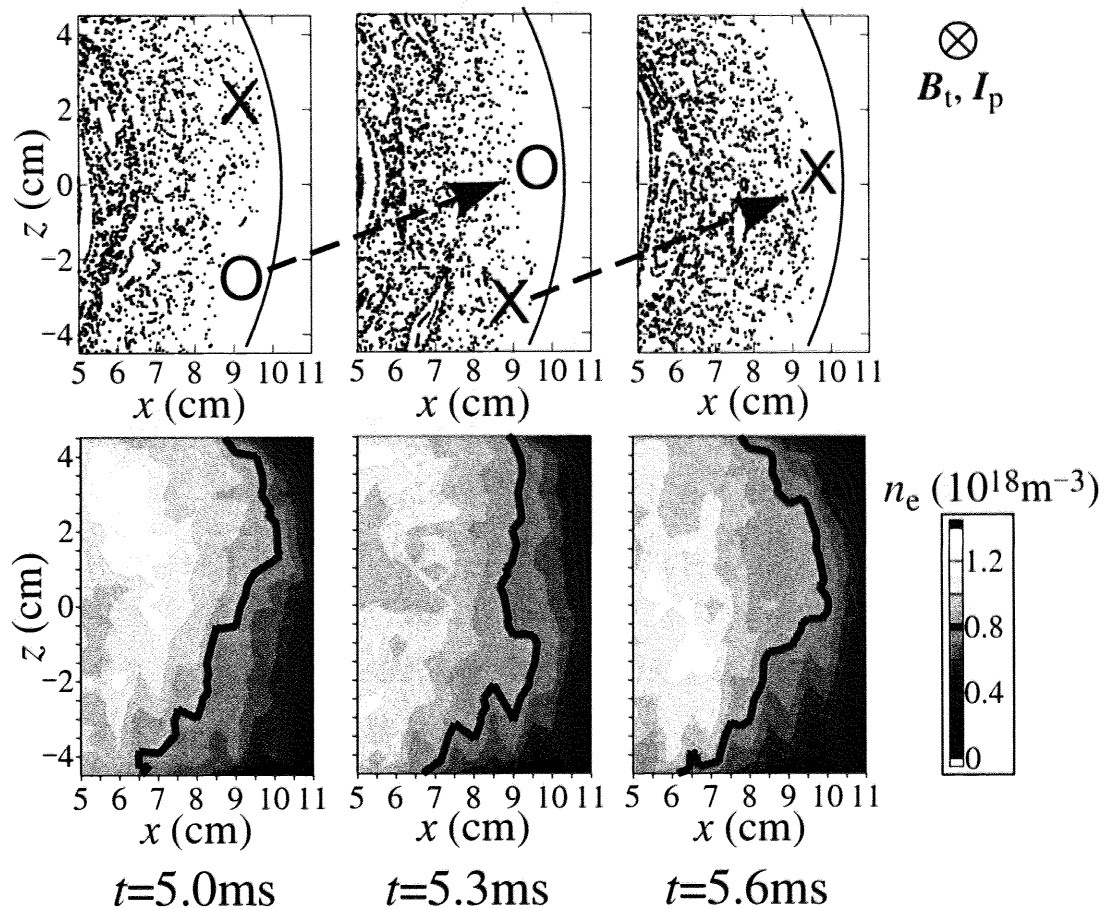


図 3.9: 回転ヘリカル磁場印加時における #12 での磁力線貫通断面およびプラズマ密度分布。回転ヘリカル磁場の周波数は 1 kHz。ヘリカルコイル電流は 42 A。プラズマ密度分布中の実線は、 $0.8 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ の等高線を表している。

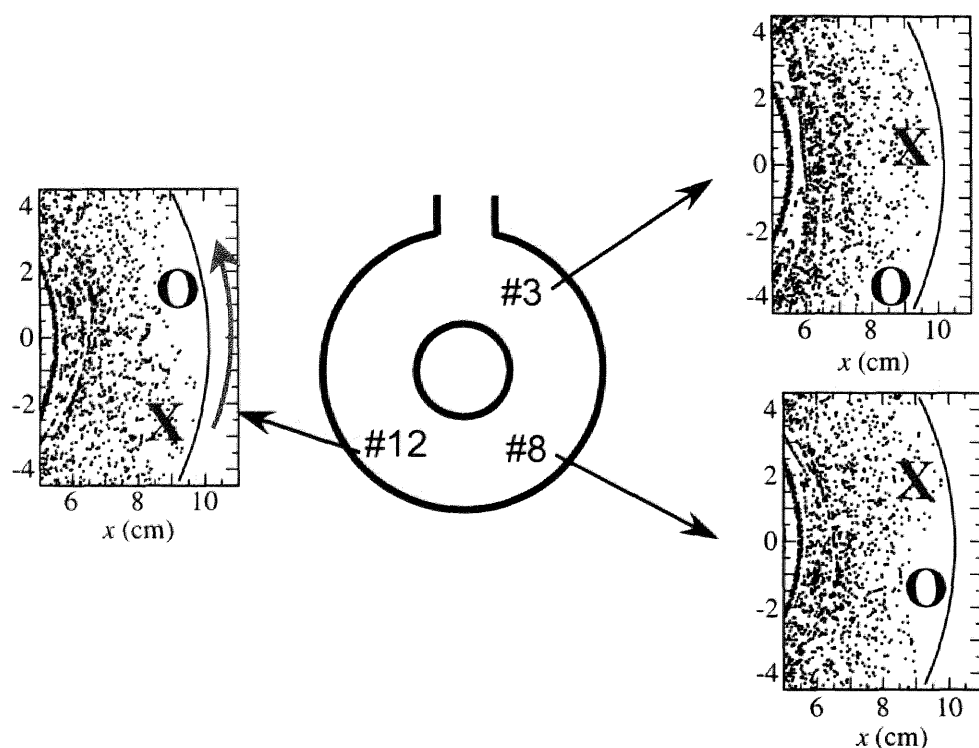


図 3.10: ヘリカル磁場印加時のトロイダル方向に異なる位置における磁力線貫通断面

回転ヘリカル磁場を印加したときの #12 における磁場構造とプラズマ密度分布の時間変化を示す。上3つの図は、図 3.8(a) と同様に磁力線貫通断面を示し、下3つの図は、プラズマ密度のポロイダル断面での分布である。回転ヘリカル磁場を印加した場合においても、X 領域におけるプラズマ密度の増加が見られた。そして、磁場構造の回転とともにそれに追隨してプラズマ密度の分布も変化していることがわかる。つまり、変化した磁場構造対応するプラズマの構造は、磁場構造の回転に比べて早く形成されている。

もう1つ重要な点は、このような周辺部の磁場構造の変化は、トロイダル方向全周にわたって起こるということである。図 3.10 にトロイダル方向に異なる3点での磁力線貫通断面を示す。図 3.10 からわかるように磁場構造はトロイダル方向全周にわたり変調を受け、局所ヘリカルコイルがない偶数番目のセクションと、局所ヘリカルコイルがある奇数番目のセクションのどちらでも同様の磁場構造が現

れる。トロイダル方向の構造は、ヘリカル磁場と同じくポロイダル方向モード数 $m = 6$ 、トロイダル方向モード数 $n = 1$ の構造になっている。したがって、トロイダル方向に 90° 離れている #8 と #12 では、O 領域の位置がポロイダル方向に $90 \times \frac{1}{6} = 15^\circ$ ずれている。

これらの周辺部における磁場構造変化が水素リサイクリングに与える影響については 3.4.3 節で述べる。

3.4 中性ガス圧の回転ヘリカル磁場印加による変化

3.4.1 中性ガス圧変化による水素リサイクリングの評価

水素リサイクリングは、水素の粒子バランスを考えることで評価できる。式 (3.1) では、水素粒子のおかれる状態として、プラズマイオンと壁中水素原子のみを考慮しているが、ここではさらに中性粒子の状態にある水素粒子も考慮する。なぜなら、CSTN-IV では、プラズマ密度が $\sim 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ であるのに対し、周辺部における中性ガス圧力は $\sim 10^{-4} \text{ Torr}$ ($\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$) であり、中性粒子の状態にある水素粒子を無視できないからである。水素粒子のおかれる状態として、プラズマイオン、中性粒子、壁中水素原子の 3 つを考え、それぞれの状態にある水素粒子数をそれぞれ、 N_p 、 N_n 、 N_w とすると、粒子バランスは

$$(N_p + N_n + N_w) - (N_{p0} + N_{n0} + N_{w0}) = \int_0^t (\Gamma_{\text{in}} - \Gamma_{\text{out}}) dt \quad (3.7)$$

と書ける。添え字の 0 は、 $t = 0$ での値を表す。したがって、水素粒子の入射、排気粒子束 Γ_{in} 、 Γ_{out} 、プラズマイオンの粒子数 N_p 、中性粒子の状態の水素の粒子数 N_n の時間変化がわかれば、壁中に捕捉された水素粒子数 $N_w - N_{w0}$ を求めることができる。壁中に捕捉された粒子数の時間変化は、運転中には直接計測することはできないが、このように粒子バランスを用いて求めることができる。そして、壁中の水素粒子数の時間変化 $\frac{dN_w}{dt}$ は壁への入射粒子束と放出粒子束の差になるので入射粒子束 $\frac{N_p}{\tau_p}$ がわかれば、水素リサイクリング率 $R = \frac{N_w/\tau_w}{N_p/\tau_p} = \frac{dN_w/dt - N_p/\tau_p}{N_p/\tau_p}$ を求めることもできる。

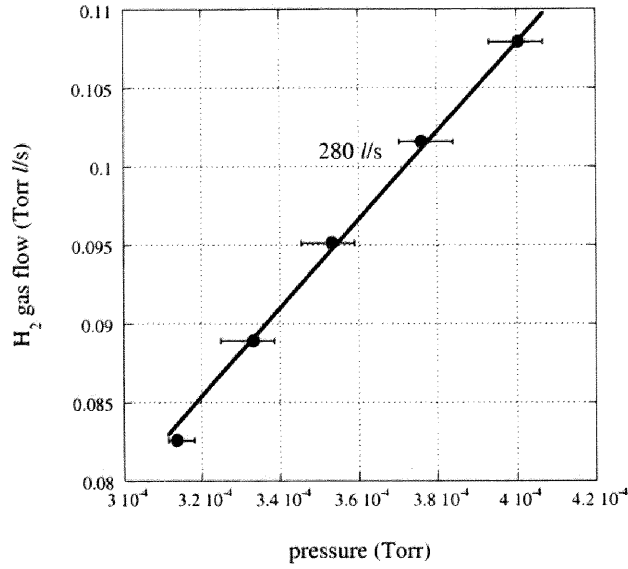


図 3.11: 排気速度計測（グラフの傾きが実効排気速度を表す）

流入粒子束 Γ_{in} は、マスフローメータとピエゾバルブにより一定に保たれる。流出粒子束 Γ_{out} はポンプの実効排気速度を S とすれば、 $\Gamma_{\text{out}} = S \frac{N_n}{V}$ と表される。ここで、 V は真空容器の容積である。実効排気速度 S は、定常時に $\Gamma_{\text{in}} = \Gamma_{\text{out}}$ となることから、流入粒子束 Γ_{in} 容器中の水素粒子数から求めることができる。図 3.11 は CSTN-IV における、定常状態での入射水素粒子束 Γ_{in} に対する、中性ガス圧力 $\frac{N_n}{V}$ である。中性ガス圧力は排気口部の電離真空計で計測している。このグラフの傾き $\frac{\Gamma_{\text{in}}}{N_n/V}$ が実効排気速度 S に相当する。図 3.11 でのグラフの傾きから、CSTN-IV における水素ガスに対する実効排気速度は 280 l/s であることがわかった。また、プラズマとして存在している水素粒子数 N_p は、マイクロ波干渉計による計測から、放電の間ほぼ一定であることがわかっている [42]。したがって、中性粒子として存在している水素粒子数 N_n 、つまり中性ガス圧を計測することにより、水素の粒子バランスを評価し、壁中に捕捉された水素粒子数の時間変化を求めることができる。

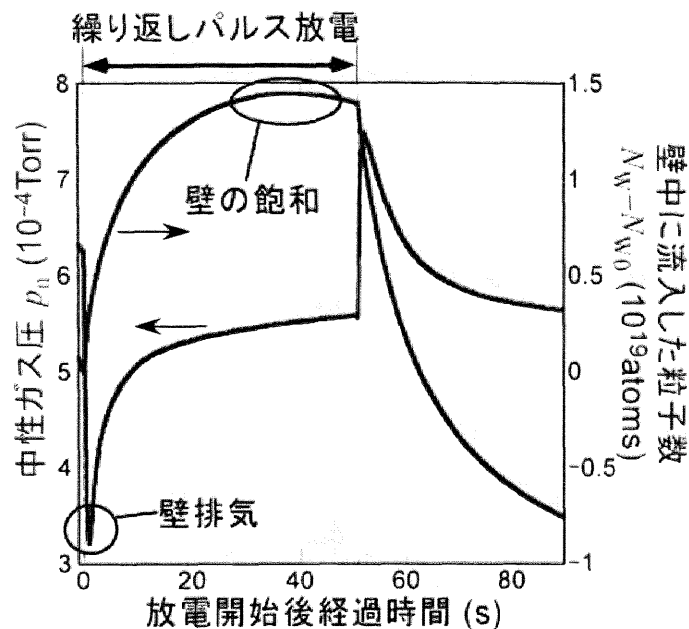


図 3.12: 50 s 繰り返し放電時の排気口部における中性ガス圧および、壁中水素粒子数の時間変化。 $I_p = 1$ kA, $B_T = 0.086$ T, 放電繰り返し周波数 ~ 60 Hz。

3.4.2 中性ガス圧変化の計測結果

中性ガス圧は、図 2.2 における、排気口および奇数番号セクション（局所ヘリカルコイルが巻いてあるセクション）の 9ヶ所においてそれぞれトーラス容器上部で計測した。放電としては、50 s にわたる高運転責務高繰り返しパルス放電をおこなった。繰り返しパルス放電開始時の壁の状態を長時間放電ごとに同じ状態に保つ必要があるため、放電の前にコンディショニングをおこなった。コンディショニングの方法は経験的に、次のようにおこなわれた（付録 3.A）。放電開始前に、9 分間容器を真空に保ち、放電開始 1 分前に水素ガスを入れる。その後、15 パルスの放電を 1 秒間隔で 4 分間おこない、4 秒の間をあけて繰り返しパルス放電を開始する。放電前に容器を真空に保つことで、放電によって壁に取り込まれた水素を引き出している。繰り返しパルス放電前に 15 パルスの放電をおこなっているのは、ガスを入れた直後は放電が安定しないためである。これは、壁の温度が低いこと壁排気が強すぎるためではないかと思われる。この繰り返しパルス放電で得

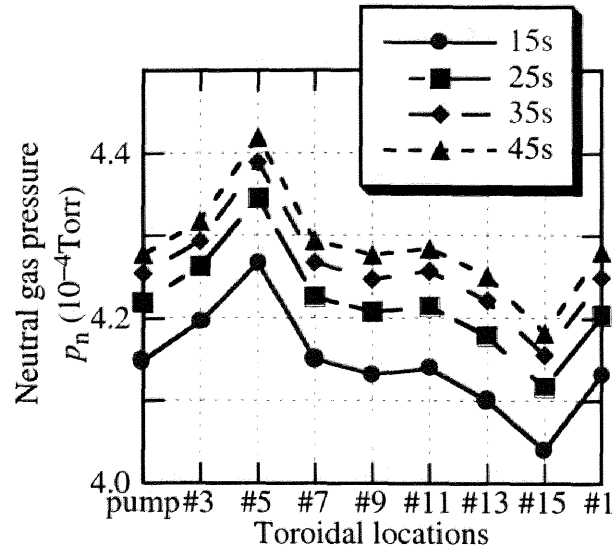


図 3.13: 中性ガス圧 p_n のトロイダル方向の分布

られたガス圧時間発展の例を図 3.12 に示す。中性ガス圧力 p_n は排気口部の電離真空計によって計測した。壁中に取り込まれた水素量 $N_w - N_{w0}$ は、(3.7) 式から、実測された $p_n(t)$ (つまり $N_n(t)$) を用いて求めた。ここでプラズマイオンの状態の水素粒子数 N_p はプラズマが存在している間 (0~50 s) は一定であるとしている。繰り返しパルス放電開始後、壁排気により水素粒子が壁に取り込まれ、中性ガス圧は大きく減少する。そして、20~30 s で壁は飽和に近づき、中性ガス圧はほぼ一定となる。その後もゆっくりと中性ガス圧が増加し、壁中の水素量は減少していくが、これは壁温の上昇によるものであると思われる。

中性ガス圧のトロイダル方向の分布は図 3.13 のように、#4~5 付近で高くなっている。これは、壁へのプラズマ粒子束のトロイダル方向の不均一性によるものであると考えられる。プラズマの電流中心は、ブレイク部 (#6) ではトロイダル容器に対し約 0.4 cm 弱磁場側に存在している (図 2.13(c))。しかし、図 3.14 のように、プラズマ電流中心の位置はトロイダル方向にトロイダルモード数 $n=1$ のような分布をもっていることが、磁気プローブによる計測でわかった。これは、トロイダルコイル位置のずれなどによる誤差磁場のためかもしれない。例えば、隣り合う 2 つのトロイダル磁場コイルで、これらのコイルの間隔が、弱磁場側で狭

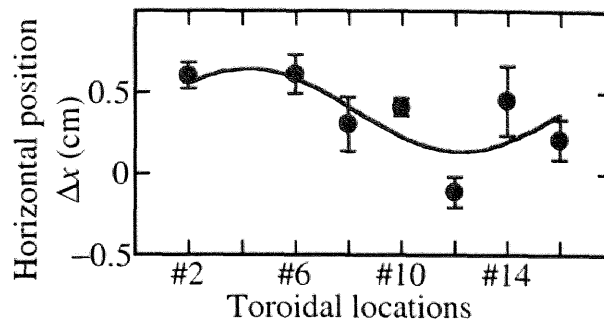


図 3.14: プラズマ水平方向位置のトロイダル方向分布。 $\Delta x = 0$ が容器の中心で、 $\Delta x > 0$ は弱磁場側へ変位していることを表す。

く、強磁場側で広がってしまっているとすると、トロイダル磁場の磁力線が強磁場側に膨らむことになり、これにともない、プラズマの位置も強磁場側へシフトする可能性がある。しかし、明確な原因はわかっていない。このプラズマ位置のトロイダル方向の分布のため、プラズマと壁が強く接触する #4 付近で水素リサイクリングが大きくなり、中性ガス圧が高くなっていると考えられる。

ほぼ中性ガス圧が時間的に一定となっている 20~40 s にコイル電流 72 A、周波数 5 kHz の回転ヘリカル磁場を印加した。このときの中性ガス圧の変化は図 3.15 および図 3.16 のようになった。図 3.15 はトロイダルセクション #2, #5, #13 での中性ガス圧の時間変化を示す。#2 は排気口部であり、図 3.15 中では“pump”と示されている。#5 はプラズマと壁が強く接触していると考えられる高リサイクリング領域である。そして #13 は #5 のトロイダル方向に 180° 反対側のセクションである。図 3.15(a) は回転ヘリカル磁場を印加しなかった場合の中性ガス圧力の時間変化であり、図 3.15(b) は 20~40 s に回転ヘリカル磁場を印加した場合の中性ガス圧力の変化である。図 3.15(c) は回転ヘリカル磁場を印加した場合と印加しなかった場合の中性ガス圧力の差、つまり図 3.15(b) と図 3.15(a) の差である。図 3.16 では他のトロイダルセクションも含めて、回転ヘリカル磁場を印加した場合と印加しなかった場合の中性ガス圧の差の時間変化を示している。また、図 3.17 は放電開始後 30 s における中性ガス圧力のトロイダル方向分布を、回転ヘリカル磁場を印加した場合と印加しなかった場合について示したものである。回転ヘリカル磁

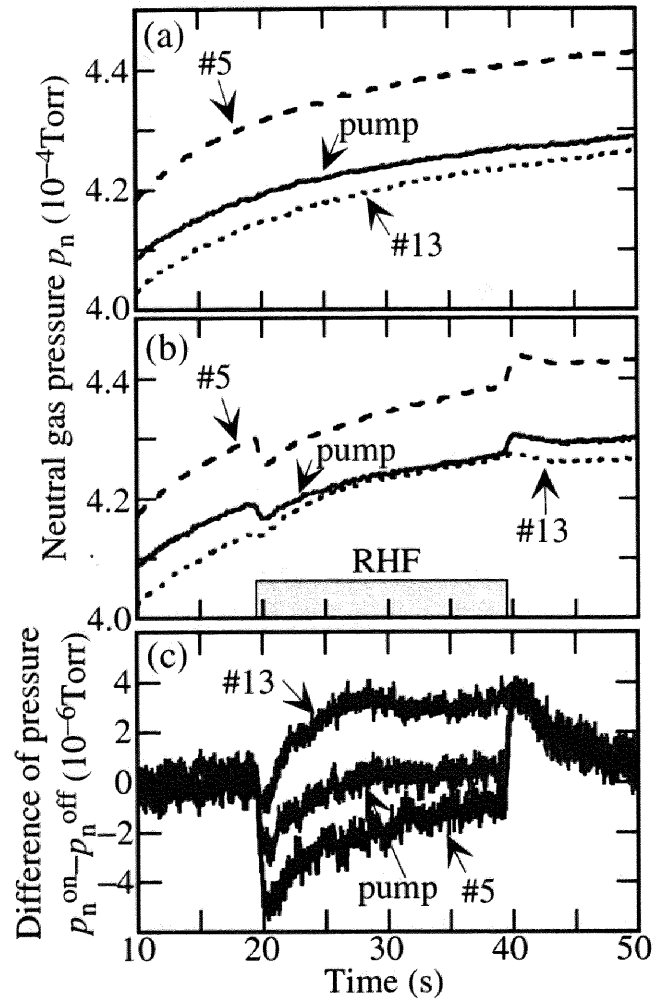


図 3.15: 20～40 s に回転ヘリカル磁場 (RHF) を印加しなかった場合 (a) と印加した場合 (b) の中性ガス圧の時間変化。(c) は回転ヘリカル磁場を印加した場合 (b) の中性ガス圧 p_n^{on} と印加しなかった場合 (a) の中性ガス圧 p_n^{off} の差。

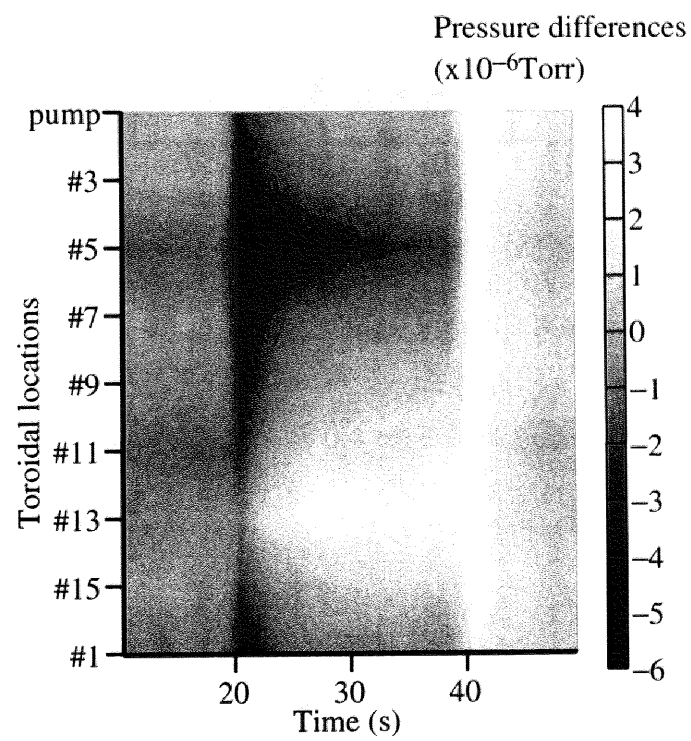


図 3.16: 回転ヘリカル磁場の有無による中性ガス圧の差の時間変化。“Pump”は#2の排気口の位置を表す。

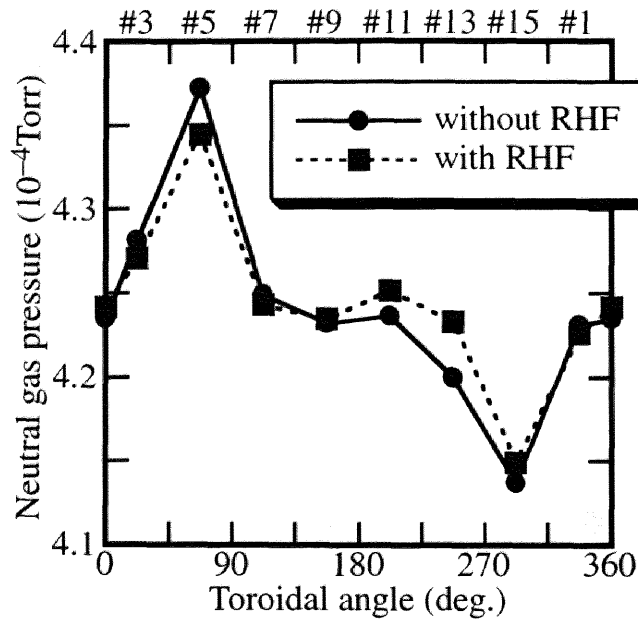


図 3.17: 回転ヘリカル磁場を印加した場合と印加しなかった場合の $t = 30$ s における中性ガス圧のトロイダル方向分布。

場印加直後にトロイダル方向全周にわたって、中性ガス圧は減少する。この減少量の放電ショットごとのばらつきは 1×10^{-6} Torr 程度である。一方、回転ヘリカル磁場印加後数 s 経った後以降では、中性ガス圧力は、図 3.15(b), 図 3.15(c) および図 3.16 からわかるように、#13 付近で回転ヘリカル磁場印加前より増加し、#5 付近で減少する。この変化は、図 3.17 からわかるように、回転ヘリカル磁場印加前に存在していた中性ガス圧力のトロイダル方向不均一性をわずかではあるが緩和するように変化しているということである。そして、この不均一性の緩和は、回転ヘリカル磁場印加中、維持されている。なお、プラズマの位置はヘリカル磁場印加によってもほとんど変化せず、図 3.17 のような、トロイダル方向の不均一性の緩和は、プラズマ位置の変化によるものではないと考えられる。

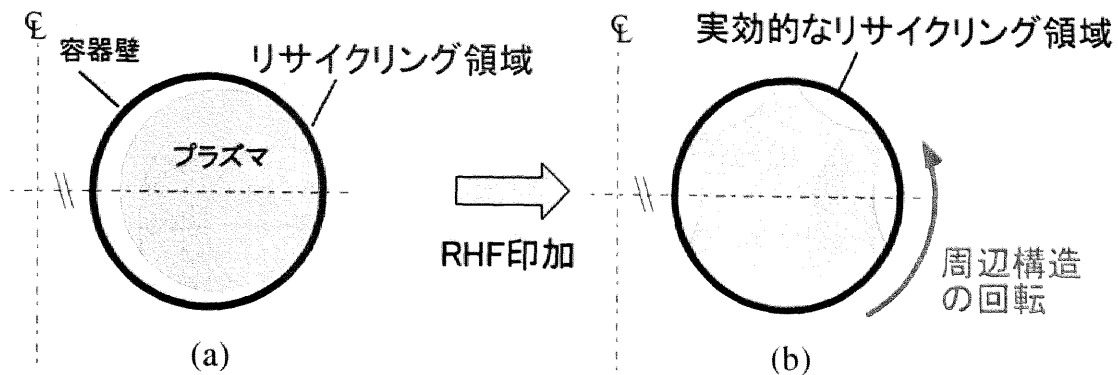


図 3.18: ヘリカル磁場印加によるプラズマと壁との接触面積増加のポロイダル断面での概念図

3.4.3 周辺部磁場構造変化の水素リサイクリングへの影響

CSTN-IV におけるプラズマの水平位置は、図 3.14 のように、トーラスのポロイダル断面の中心から、平均しておよそ 0.4 cm 程度弱磁場側に位置し、トーラス方向全ての位置で弱磁場側に位置している。CSTN-IV ではリミタを用いていないので、図 3.18(a) のように真空容器の外側がリミタとなるように接していると考えられる。そこにヘリカル磁場を印加すると、3.3 節で述べたように、プラズマ周辺部に図 3.9 のような構造的性が現れ、ポロイダル方向に周期的に現れる X 領域でプラズマと壁が接することになり、実効的にプラズマと壁の接触面積が増加すると考えられる。回転ヘリカル磁場を印加した場合には、ヘリカル磁場印加により現れた周辺部の構造が回転し、結果として、プラズマは実効的に真空容器内壁全体を順次掃引すると考えられる（図 3.18(b)）。1 つの放電パルスの放電時間が 10 ms 程度であるのに対し、回転ヘリカル磁場の 1 周期は 0.2 ms であるので、磁場構造は 1 放電パルス中十分にポロイダル方向ならびにトロイダル方向に回転する。プラズマと壁との接触面積の実効的な増加は、プラズマ粒子に対する壁の飽和水素量を実効的に増加させ、壁排気を促進すると考えられ、回転ヘリカル磁場印加直後の中性ガス圧の減少は、この壁排気の促進のためであると考えられる。

一方、図 3.10 で示されたように、周辺部のプラズマのポロイダル方向に現れる

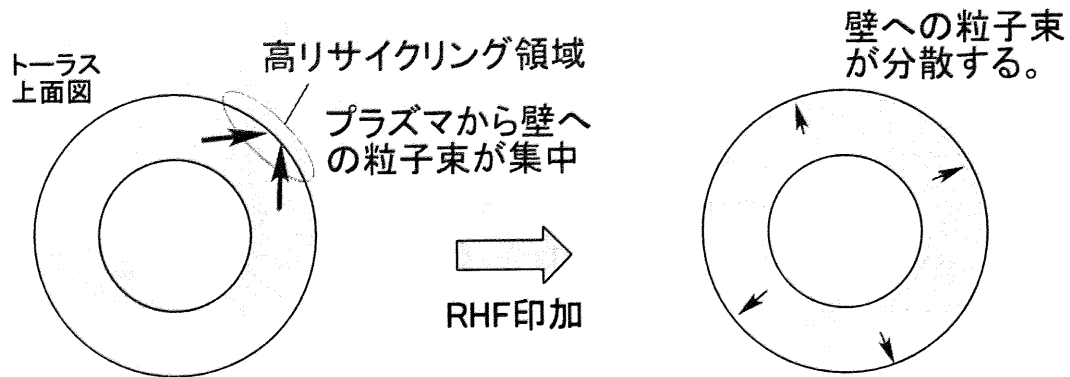


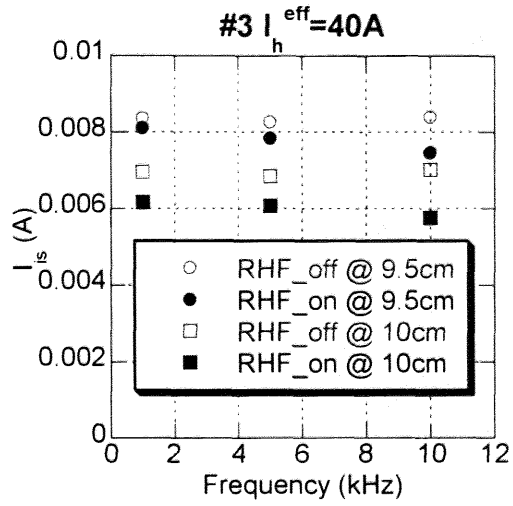
図 3.19: 回転ヘリカル磁場印加によるリサイクリングのトロイダル方向不均一性の緩和の概念図

空間的変調はトロイダル方向全周にわたって起こり、この構造はトロイダル方向にもまた回転する。この結果、図 3.19 のように、壁へのプラズマ粒子束の不均一性が緩和されると考えられる。この径方向の不均一性の緩和は平面プローブを用いた径方向イオン飽和電流計測でも観測されている。図 3.20 は、回転ヘリカル磁場の有無による径方向イオン飽和電流の違いを $r = 9.5 \text{ cm}$, 10 cm で計測した結果である。#3 では回転ヘリカル磁場印加により径方向イオン飽和電流が減少しているのに対し、#12 ではほとんど変化しない。これは、回転ヘリカル磁場印加により、壁へのプラズマ粒子束のトロイダル方向不均一性が緩和されて、プラズマ粒子束が集中していた #3 で、壁へのプラズマ粒子束が減少したためであると考えられる。

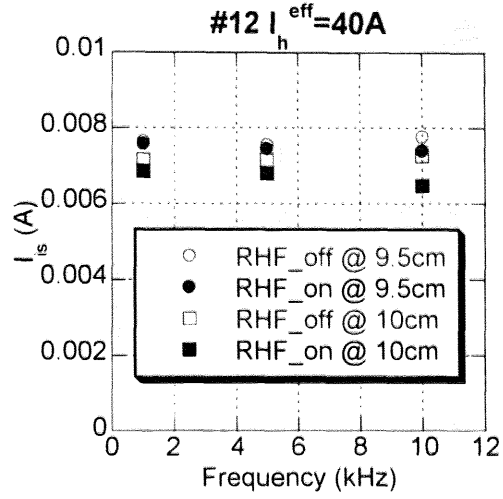
以上をまとめると、回転ヘリカル磁場印加による周辺プラズマの空間的変調が水素リサイクリングに与える効果は、

- プラズマと壁の接触面積の増加、つまり実効的なリサイクリング領域の増加による壁排気の促進
- 壁表面へのプラズマ粒子束のトロイダル方向不均一性の緩和

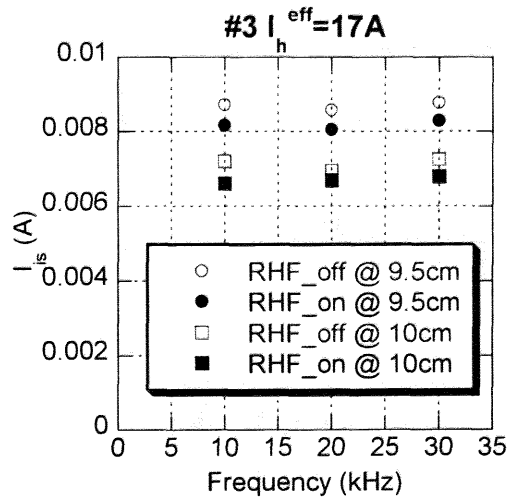
が挙げられる。これらのそれぞれの効果についての定量的な考察は、3.6 節で行う。



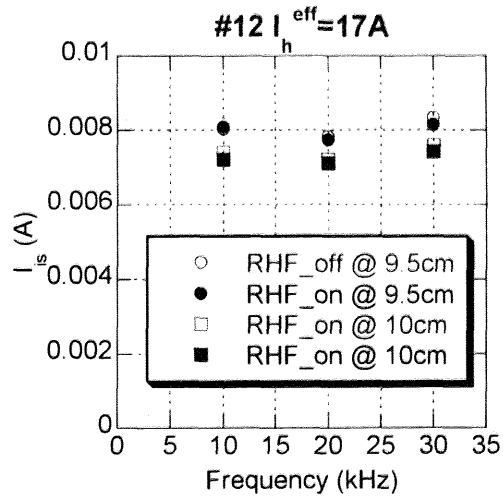
(a) #3, $I_h^{\text{eff}} = 40 \text{ A}$



(b) #12, $I_h^{\text{eff}} = 40 \text{ A}$



(c) #3, $I_h^{\text{eff}} = 17 \text{ A}$



(d) #12, $I_h^{\text{eff}} = 17 \text{ A}$

図 3.20: 回転ヘリカル磁場の有無による周辺部における径方向イオン飽和電流の変化。 I_h^{eff} は真空容器での摂動磁場の減衰を考慮した実効的なヘリカルコイル電流 [43, 44]。

3.5 1次元水素粒子バランスモデル

3.5.1 0次元水素粒子バランスモデル

1次元水素粒子バランスモデルの説明に入る前に、0次元の粒子バランスモデル [42] について解説する。

水素粒子がおかれる状態として、プラズマイオン、中性粒子、壁中水素原子の3つを考えて、それぞれの間の移動を図 3.21 にあるような物理現象を考えて表すと、

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} = \underbrace{-\frac{N_p}{\tau_p}}_{\text{プラズマ粒子束の損失}} + \underbrace{\frac{N_n}{\tau_{\text{ion}}}}_{\text{電離による増加}} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_n}{\partial t} = & \underbrace{-\frac{N_n}{\tau_{\text{ion}}}}_{\text{電離}} - \underbrace{\frac{N_n}{\tau_{\text{ab}}} \left(1 - \frac{N_W}{N_{\text{WS},n}}\right)}_{\text{吸着}} + \underbrace{r \frac{N_p}{\tau_p} \left(1 - \frac{N_W}{N_{\text{WS},p}}\right)}_{\text{反射 (水素粒子で覆われていない面)}} \\ & + \underbrace{(1 + C_1) \frac{N_p}{\tau_p} \frac{N_W}{N_{\text{WS},p}}}_{\text{反射 (飽和面) 及びプラズマ誘起脱離}} + \underbrace{\frac{N_W}{\tau_W}}_{\text{脱離}} + \Gamma_{\text{in}} - \Gamma_{\text{out}} \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_W}{\partial t} = & \underbrace{-\frac{N_W}{\tau_W}}_{\text{脱離}} + \underbrace{(1 - r) \frac{N_p}{\tau_p} \left(1 - \frac{N_W}{N_{\text{WS},p}}\right)}_{\text{注入}} \\ & - \underbrace{C_1 \frac{N_p}{\tau_p} \frac{N_W}{N_{\text{WS},p}}}_{\text{プラズマ誘起脱離}} + \underbrace{\frac{N_n}{\tau_{\text{ab}}} \left(1 - \frac{N_W}{N_{\text{WS},n}}\right)}_{\text{吸着}} \end{aligned} \quad (3.10)$$

と書くことができる。 N_p , N_n , N_W は、それぞれプラズマイオン、中性水素原子、壁中の水素原子の数である。 τ_p , τ_{ion} , τ_{ab} , τ_W はそれぞれ、プラズマの閉じ込め時間、電離時間、中性水素粒子が容器内に滞在する時間、水素粒子の容器壁中での滞在時間である。 r は壁表面が水素で覆われていない面での反射係数である。 $N_{\text{WS},p}$, $N_{\text{WS},n}$ は、プラズマ粒子、中性粒子それぞれに対する壁の飽和水素量である。中性粒子はイオンに比べ壁に衝突するときの速度が遅いため、壁の浅いところまでしか入らず、実効的な飽和水素量が中性粒子に対しての場合と、イオンに対しての場合とで値が違うと考えられるため、飽和水素量をプラズマ粒子と中性粒子のそ

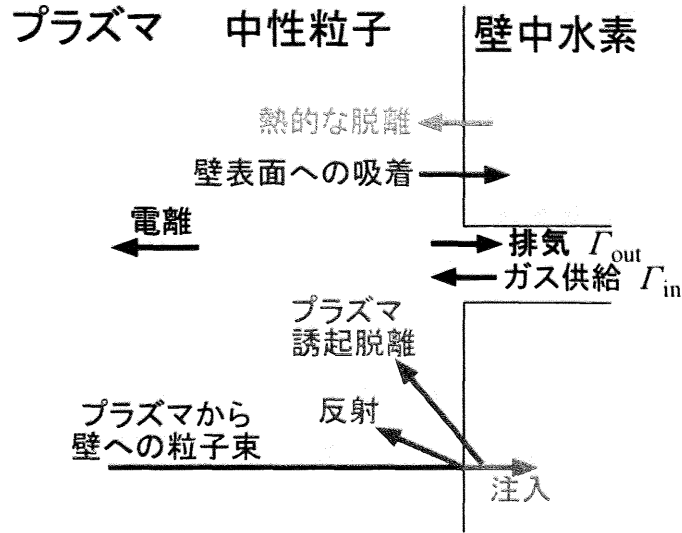


図 3.21: 粒子バランスモデル概念図

れぞれに対して定義している。なお、このモデルでは $N_W > N_{WS,n}$ となりえるが、この場合は、プラズマ粒子の入射が多く、壁表面近くが飽和した状態となっていることを表していると考えられ、中性粒子の吸着は起こらないと考えられる。したがって、式 (3.9) 右辺第 2 項の吸着の項は、

$$N_W < N_{WS,n} \text{ のとき } -\frac{N_n}{\tau_{ab}} \left(1 - \frac{N_W}{N_{WS,n}} \right) \quad (3.11)$$

$$N_W > N_{WS,n} \text{ のとき } 0 \quad (3.12)$$

と書ける。なお、本章の計算では常に $N_W < N_{WS,n}$ となっている。 Γ_{in} , Γ_{out} はそれぞれ中性ガス入射粒子束および排気粒子束である。式 (3.9) の右辺第 4 項は、壁面が水素で覆われた面において、1 個の入射水素粒子に対し、 $(1 + C_1)$ 個の水素粒子が壁から放出されることを表している。

プラズマ粒子の閉じ込め時間 τ_p は、電子温度 $T_e \sim 8 \text{ eV}$ 、トロイダル磁場 $B_T \sim 860 \text{ Gauss}$ 、プラズマ半径 $a = 10 \text{ cm}$ として、ボーム拡散係数が $D_B = \frac{1}{16} \frac{k_B T_e}{e B_T} \approx 5.0 \text{ m}^2/\text{s}$ となることから、 $\tau_p = \frac{a^2}{2D_B} \approx 1.0 \text{ ms}$ と置いている。電離時間 τ_{ion} は、定常状態で $\frac{N_p}{\tau_p} = \frac{N_n}{\tau_{ion}}$ であることを用いて導出している。ここで、 N_p , N_n はそれぞれ実験的に、 $8 \times 10^{16} \text{ ions}$ ($1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$)、 $2 \times 10^{18} \text{ atoms}$ ($2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) とした。

N_p は、放電の運転責務が 50 % であることを考慮して、実際のプラズマ粒子数の半分としている。 τ_{ab} については、中性粒子の温度を壁温と同じく 310 K であるとして、その熱速度 v_n から $\tau_{ab} = \frac{2a}{v_n} \approx 0.2 \text{ ms}$ とした。反射率 r は容器壁前面に形成されるシースでの数 10 eV のイオンの加速を考慮して 0.3 としている [45]。 Γ_{in} には実験で用いた値 8.40 ccm ($6.89 \times 10^{18} \text{ atoms/s}$) を用いている。 Γ_{out} は、排気速度を C_p 、真空容器の容積を V と置くと、 $\Gamma_{out} = C_p \frac{N_n}{V}$ となることから導出している。ここで、 C_p は図 3.11 より 280 l/s としている。 $N_{WS,p}$ 、 $N_{WS,n}$ 、 τ_w 、 C_1 は実験結果と合うように決定し、それぞれ $2 \times 10^{22} \text{ atoms}$ 、 $N_{WS,p}/12 = 1.67 \times 10^{21} \text{ atoms}$ 、10 s、0.7 とした。

このモデルでは、式 (3.2) で扱っているような壁材料中の水素粒子の分布の変化は考慮せず、壁中の粒子量の変化のみを扱っている。つまり、式 (3.2) を x に関して積分したものと同等である。式 (3.2) の右辺第 2 項が式 (3.10) の注入の項、式 (3.2) の右辺第 3 項が式 (3.10) のプラズマ誘起脱離の項、式 (3.2) の最後の項が式 (3.10) の脱離の項にそれぞれ相当する。

構築された 0 次元モデルの計算結果を図 3.22(b) に示す。図 3.22 では同時に排気口部 (“Pump”, #2) で計測された中性ガス圧の時間変化を示している。モデル計算では、放電終了後の 50 s 以降において電離の項 $\frac{N_n}{\tau_{ion}}$ が 0 になるとして計算している。壁温上昇に起因すると考えられる、20~50 s でのゆっくりとした中性ガス圧力の増加は再現できていないが、放電開始直後の壁排気による中性ガス圧力の減少や、放電終了直後の中性ガス圧力の増加はよく再現されている。

3.5.2 粒子バランスモデルの 1 次元への拡張

3.5.1 節で構築された 0 次元粒子バランスモデルにより、装置全体の粒子バランスがよく再現された [42]。しかし、0 次元モデルでは、図 3.15、図 3.16、図 3.17 のようなトロイダル方向の依存性を再現することはできない。そこで、トロイダル方向の中性粒子の輸送を考慮に入れた 1 次元粒子バランスモデルを構築した。このモデルは以下のように表せる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int n_p(x, t) dx = \int \left(-\frac{n_p}{\tau_p} + \frac{n_n}{\tau_{ion}} \right) dx \quad (3.13)$$

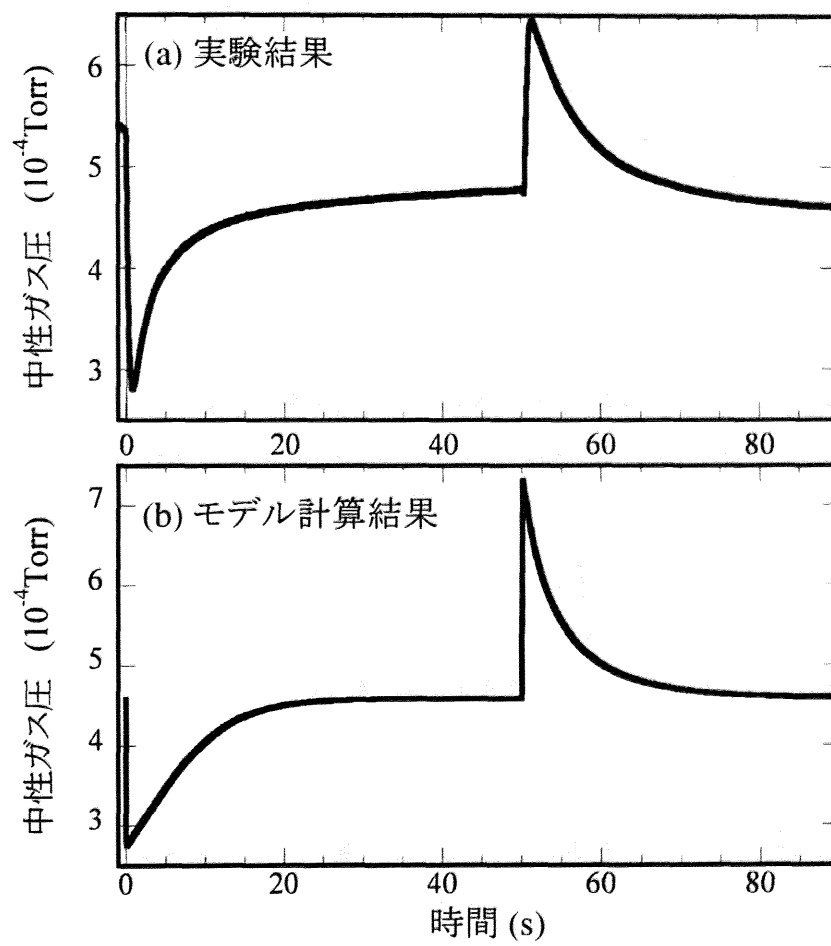


図 3.22: (a) 排気口部 (Pump, #2) の中性ガス圧変化と (b) 0 次元モデル計算結果との比較。

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_n(x,t)}{\partial t} = & -\frac{n_n}{\tau_{\text{ion}}} - \frac{n_n}{\tau_{\text{ab}}} \left(1 - \frac{n_W}{n_{\text{WS},n}}\right) + r \frac{n_p}{\tau_p} \left(1 - \frac{n_W}{n_{\text{WS},p}}\right) \\
& + (1 + C_1) \frac{n_p}{\tau_p} \frac{n_W}{n_{\text{WS},p}} + \frac{n_W}{\tau_W} \\
& + D \frac{\partial^2 n_n}{\partial x^2} + \Gamma_{\text{in}}(x) - \Gamma_{\text{out}}(x)
\end{aligned} \tag{3.14}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_W(x,t)}{\partial t} = & -\frac{n_W}{\tau_W} + (1 - r) \frac{n_p}{\tau_p} \left(1 - \frac{n_W}{n_{\text{WS},p}}\right) \\
& - C_1 \frac{n_p}{\tau_p} \frac{n_W}{n_{\text{WS},p}} + \frac{n_n}{\tau_{\text{ab}}} \left(1 - \frac{n_W}{n_{\text{WS},n}}\right)
\end{aligned} \tag{3.15}$$

ここで、 x はトロイダル方向を表す。 n_p , n_n , n_W は、それぞれプラズマ粒子、中性粒子、壁中水素粒子のトロイダル方向単位長さ当たりの個数である。このモデルでは、プラズマ粒子はトロイダル方向に一様に存在しているとしている。 τ_W などの各時定数は0次元モデルと同じ値を採用している。中性ガスの入射 Γ_{in} および排気 Γ_{out} は、セクション#2 ($-22.5^\circ < \phi < 22.5^\circ$, つまり $-0.157 \text{ m} < x < 0.157 \text{ m}$) で行っていることをモデルに取り入れて、 $\Gamma_{\text{in}}(x) = 6.89 \times 10^{18} [\text{atoms/s}]/L = 2.19 \times 10^{19} \text{ atoms}/(\text{s} \cdot \text{m})$ ($-0.157 \text{ m} < x < 0.157 \text{ m}$), $\Gamma_{\text{out}}(x) = C_p n_n$, $C_p = 0.280 [\text{m}^3/\text{s}]/(L \cdot S) = 26.8 \text{ s}^{-1}$ ($-0.157 \text{ m} < x < 0.157 \text{ m}$) としている。ここで、 $L = 0.314 \text{ m}$ は中性粒子の給排気口のトロイダル方向の幅であり、 S はポロイダル断面積である。

式(3.14)右辺第6項が中性粒子のトロイダル方向の輸送を表す。中性粒子のトロイダル方向の輸送が分子流で考えられるとすると、拡散係数 D は $D = \frac{2}{3} a \bar{v} \approx 124 \text{ m}^2/\text{s}$ となる [46, 47] (付録 3.B 参照)。ここで、 \bar{v} は中性粒子の平均速度であり、 a は管の半径すなわち小半径である。しかし、CSTN-IV では、容器の小半径 $a = 0.103 \text{ m}$ に対し、荷電交換の平均自由行程 λ が約 0.4 m であり、衝突の寄与が完全には無視できない。中性粒子の衝突が頻繁に起こる場合 ($\lambda \ll a$) には、中性粒子の輸送は衝突拡散過程で考えられる [16]。この場合の拡散係数 D_C は、衝突時間を τ_c とすると、 $D_C = \frac{\lambda^2}{\tau_c} = \lambda v$ と書くことができる。図 3.23 は、分子流で考えたときの拡散係数 (実線) と衝突拡散過程で考えたときの拡散係数 (1点鎖線) を示したものである。図 3.23 の破線は、それら両方の寄与がある場合の実効的な拡散係数を推測したものである。ここでは、実効的な拡散係数 D_{eff} を、 $\frac{1}{D_{\text{eff}}} = \frac{1}{D_M} + \frac{1}{D_C}$ としている。CSTN-IV では、中性粒子の衝突として弾性衝突とイオンとの荷電交換の両

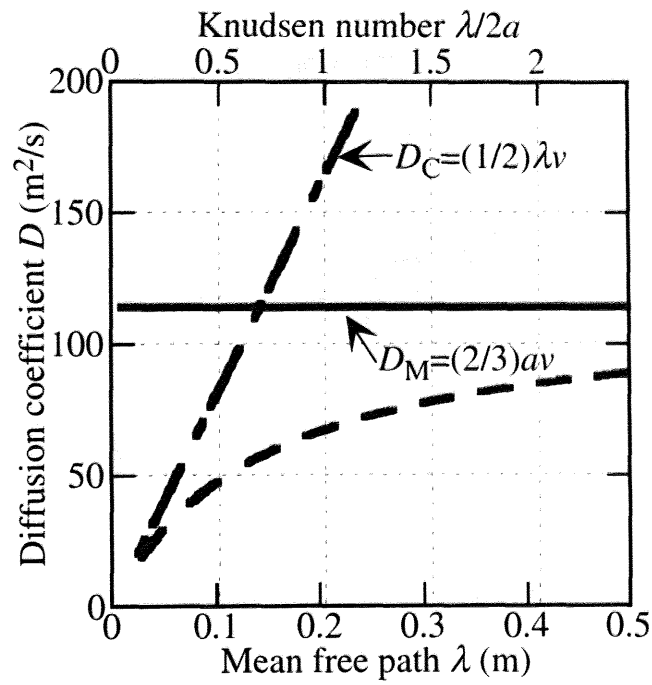


図 3.23: 分子流の領域 ($\lambda/2a \gg 1$) から衝突拡散の領域 ($\lambda/2a \ll 1$) にかけての拡散係数 D 。実線は分子流の拡散係数 D_M 。1点鎖線は衝突拡散での拡散係数 D_C 。破線はそれら両方の寄与がある場合の実効的な拡散係数 D_{eff} であり, $\frac{1}{D_{\text{eff}}} = \frac{1}{D_M} + \frac{1}{D_C}$ から推定している。

方を考えたときの平均自由行程は $\sim 0.32 \text{ m}$ であるので、図 3.23 から、実効的な拡散係数は $D \approx 100 \text{ m}^2/\text{s}$ であるとした。

図 3.14 で示されたトロイダル方向のプラズマ位置の不均一性に由来する、プラズマと壁との接触状況のトロイダル方向の不均一性は、プラズマから壁への粒子束 $\Gamma_p = \frac{n_p}{\tau_p}$ のトロイダル方向の不均一性で表されたとする。このモデルでは、トロイダル方向にプラズマは一様に存在すると仮定しているため、実際には、プラズマ粒子束の不均一性は、 τ_p をトロイダル方向に分布をもたせることでモデル中に導入している。(3.14) 式と (3.15) 式から定常状態では、

$$\frac{n_p}{\tau_p(x)} - \frac{n_n(x)}{\tau_{\text{ion}}} + D \frac{\partial^2 n_n(x)}{\partial x^2} + \Gamma_{\text{in}}(x) - \Gamma_{\text{out}}(x) = 0 \quad (3.16)$$

となる。この式からわかるように、定常状態での中性ガス圧のトロイダル方向の分布には、中性粒子のトロイダル方向の輸送と、壁へのプラズマ粒子束のトロイダル方向の分布が重要である。プラズマ粒子束 Γ_p は、図 3.24(a) のように、プラズマと壁が強く接触していると考えられる #4 付近の $1/8$ トーラスの領域に集中していると考ええる。プラズマ粒子束が大きい #4 付近 ($22.5^\circ < \phi < 67.5^\circ$) のプラズマ粒子束を Γ_H 、それ以外の領域でのプラズマ粒子束を Γ_L とする。そして、中性ガス圧がほぼ一定となる放電開始後 30 s のときの #5 (高リサイクリング領域) と #13 (#5 の 180° 反対側のセクション) の中性ガス圧の差 $p_n^{\#5} - p_n^{\#13}$ が実験値と合うように図 3.24(b) より Γ_H と Γ_L の比を決定し、 $\Gamma_H/\Gamma_L = 2.5$ とした。図 3.24(b) は、 $t = 30 \text{ s}$ での $p_n^{\#5} - p_n^{\#13}$ の Γ_H/Γ_L に対する依存性をいくつかの拡散係数 D に対して示したものである。このとき、 Γ_H/Γ_L が変化しても、全プラズマ粒子束 $\int \Gamma_p dx$ は変わらないとした。

このモデルにより、図 3.13、図 3.17 のようなトロイダル方向の中性ガス圧の分布およびその時間発展が 5 % の誤差範囲で再現された (図 3.28(c) を参照)。

3.6 解析モデルと実験結果の比較

本節では、前節で構築された 1 次元粒子バランスモデルに 3.4.3 節で述べた回転ヘリカル磁場の効果を取り入れることで、3.4.2 節で観測された回転ヘリカル磁場

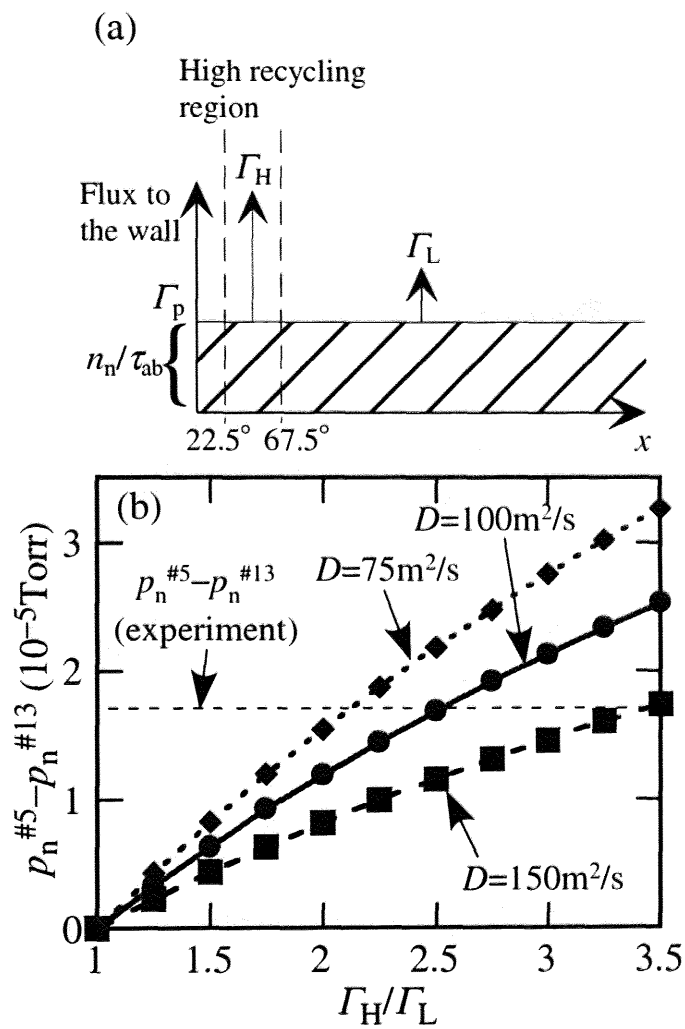


図 3.24: (a) 壁への粒子束のトロイダル方向分布の概念図。 x はトロイダル方向座標軸。(b) $t = 30 \text{ s}$ における #5 と #13 の中性ガス圧の差 $p_n^{#5} - p_n^{#13}$ の Γ_H/Γ_L に対する依存性。水平破線は $p_n^{#5} - p_n^{#13}$ の実験値を示している。

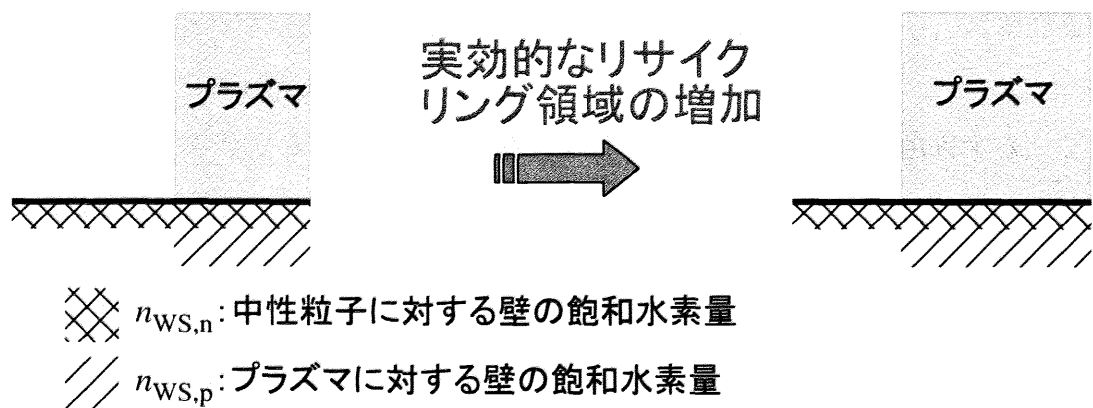


図 3.25: プラズマ接触面積増加による壁の飽和水素量増加の概念図

印加時の中性ガス圧の変化を再現する。特に、回転ヘリカル磁場印加後の中性ガス圧の減少とトロイダル方向分布の変化に着目する。

3.6.1 回転ヘリカル磁場印加による効果1—プラズマと壁の接触面積の増加—

3.4.3 節で述べたように、回転ヘリカル磁場印加を印加すると、周辺プラズマの変調により、プラズマと壁の接触面積が増加する。このプラズマの接触面積が実効的に増加する効果を、プラズマに対する壁の飽和水素量 $n_{ws,p}$ の増加とみなす。この概念は図 3.25 のように説明できる。プラズマと壁との接触面積の増加により、壁が受け止めることのできる粒子量は、実効的に増加した接触面積の分だけ増加する。しかし、中性粒子に対しては、もともと均一に壁面に吸着していると考えられ、壁が受け止めることができる粒子量は変わらないとみなすことできる。したがって、回転ヘリカル磁場を印加しても中性粒子に対する壁の飽和水素量 $n_{ws,n}$ は変化しないとする。

回転ヘリカル磁場印加により、 $t = 20 \sim 40$ s の時間にわたってプラズマに対する壁の飽和水素量 $n_{ws,p}$ がトロイダル方向全てにわたり 20 % 増加するとすると、中性ガス圧力の変化は図 3.26 のようになった。図 3.26 では排気口部 (#2) における、

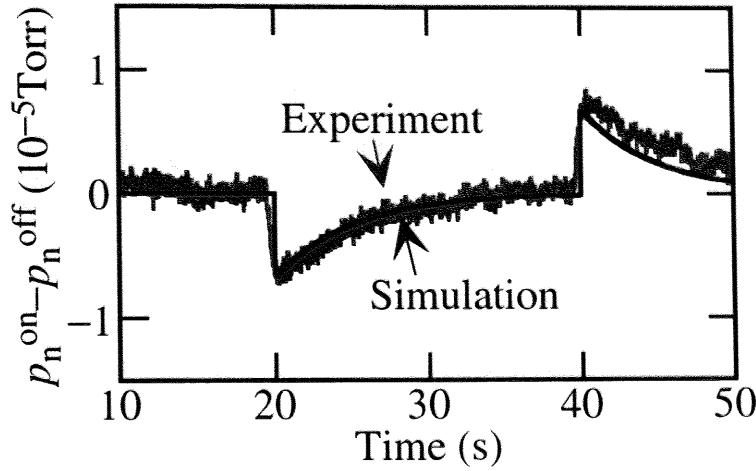


図 3.26: 20～40 s に $n_{ws,p}$ を 20 % 増加させたときの排気口部 (pump) における中性ガス圧の変化のモデル計算結果。実験結果 (図 3.15(c)) も同時に示している。この図では回転ヘリカル磁場印加による変化分 $p_n^{\text{on}} - p_n^{\text{off}}$ を示している。

$n_{ws,p}$ を $t = 20 \sim 40$ s で増加させた場合と増加させなかった場合の中性ガス圧力の差を示している。図 3.26 では、実験結果 (図 3.15(c)) も同時にしめしている。回転ヘリカル磁場印加によりプラズマに対する壁の飽和水素量が 20 % 増加するとした中性ガス圧力の解析モデル計算結果は排気口部での中性ガス圧力に関する実験結果とはほぼ一致しており、回転ヘリカル磁場印加直後の壁排気増加による中性ガス圧の減少を再現できた。また、回転ヘリカル磁場印加後数秒後の中性ガス圧力の数 s の時定数での増加や、回転ヘリカル磁場遮断後の中性ガス圧力の増加もよく再現できている。しかし、この壁の飽和水素量の増加の効果だけでは、図 3.17 のようなトロイダル方向の中性ガス圧の分布が変化することは再現できない。これは、壁の飽和水素量 $n_{ws,p}$ の増加量にトロイダル方向の依存性があるとしても同様である。なぜなら、定常状態での中性ガス圧の分布は (3.16) 式から決まり、プラズマ粒子束 $\frac{n_p}{\tau_p(x)}$ 、拡散定数 D 、水素粒子の給排気粒子束 $\Gamma_{\text{in}}(x)$ 、 $\Gamma_{\text{out}}(x)$ のいずれかが変化しないと、中性ガス圧の分布 $n_n(x)$ は変化しないからである。

さてここで、壁の飽和水素量以外のパラメータの変化により、図 3.15 のような回転ヘリカル磁場印加直後の中性ガス圧の減少が起こったという可能性について

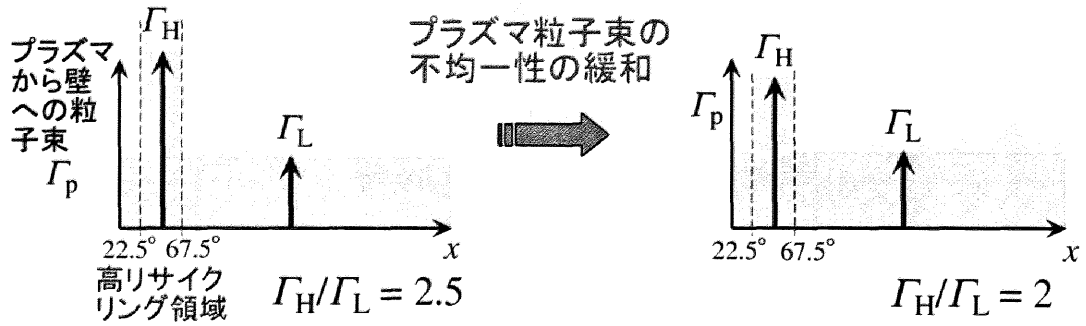


図 3.27: 壁へのプラズマ粒子束のトロイダル方向不均一性緩和の概念図

議論しよう。式 (3.13), (3.14), (3.15) のモデルにおいて、プラズマの閉じ込めがよくなる（プラズマ閉じ込め時間 τ_p が大きくなる）と、壁へのプラズマ粒子束が減少し、結果として中性ガス圧が減少する。しかし、回転ヘリカル磁場印加による密度増加は確認されておらず、また、回転ヘリカル磁場を印加すると、図 3.9, 図 3.10 のように、周辺部の磁気面が破壊されるため、粒子閉じ込めが良くなるとは考えにくいと思われる。

3.6.2 回転ヘリカル磁場印加による効果 2 —壁へのプラズマ粒子束のトロイダル方向不均一性の緩和—

回転ヘリカル磁場を印加すると、3.4.3 節で述べたように、プラズマと壁との接触面積が増加するだけでなく、壁へのプラズマ粒子束のトロイダル方向不均一性が緩和されると考えられる。この効果を、1次元粒子バランスモデルでは、図 3.27 のように、高リサイクリング領域のプラズマ粒子束 Γ_H とその他の領域のプラズマ粒子束 Γ_L の比 Γ_H/Γ_L が小さくなるとして取り入れる。このとき、 $\int \Gamma_p dx$ は変化しないとする、つまり、全体としてのプラズマの閉じ込めは変化しないとする。

壁へのプラズマ粒子束のトロイダル不均一性緩和の効果と、プラズマと壁の接触面積増加の効果を両方取り入れたときの解析モデル計算結果を図 3.28 に示す。図 3.28(a) では図 3.16 と同様に回転ヘリカル磁場を印加の効果を取り入れた場合

の中性ガス圧力 p_n^{on} と取り入れなかった場合の中性ガス圧力 p_n^{off} の差 $p_n^{\text{on}} - p_n^{\text{off}}$ の時間変化をトロイダル全周にわたって示している。図 3.28(b) ではそのうち特に、排気口部 (pump)、高リサイクリング領域である #5, #5 のトロイダル方向反対側に位置する #13 の 3ヶ所での中性ガス圧力差 $p_n^{\text{on}} - p_n^{\text{off}}$ の時間変化を示したものであり、実験結果では図 3.15(c) に相当する。図 3.28(c) は $t = 30 \text{ s}$ での中性ガス圧力のトロイダル方向分布を回転ヘリカル磁場引火の効果を取り入れた場合と取り入れなかった場合のそれぞれについて示しており、実験結果の図 3.17 に対応する。図 3.28 では、回転ヘリカル磁場印加により、プラズマ粒子に対する壁の飽和粒子量 $n_{\text{ws,p}}$ が 10 % 増加し、プラズマ粒子束の不均一性を表す Γ_H/Γ_L が 2.5 から 2.0 に変化するとするとしており、図 3.15, 図 3.16, 図 3.17 の実験結果で得られた中性ガス圧の変化量を、全てのセクションで $1.5 \times 10^{-6} \text{ Torr}$ 以下の誤差範囲で再現できている。図 3.28 では図 3.26 と違い、接触面積増加の効果が 10 % で回転ヘリカル磁場印加直後の排気口部 (pump) での中性ガス圧の減少を再現できているが、これは以下のように説明できる。回転ヘリカル磁場印加によって壁へのプラズマ粒子束の分布が変化すると pump ではプラズマ粒子束が減少、つまり壁での粒子の反射および叩き出しの量が減少し、そのため一時的にガス圧が減少する。したがって、有効面積増加量のみで pump での実験結果を再現しようとするとは 20 % 増加させる必要があるが、プラズマ粒子束分布の寄与と合わせて再現する場合には pump でのプラズマ粒子束が減少する効果が加わるため、接触面積が 10 % 増加させることで再現できるということである。

定常状態での中性ガス圧のトロイダル方向分布の変化は、3.6.1 節でも述べたように、(3.16) 式より、拡散定数 D 、水素粒子の給排気粒子束 $\Gamma_{\text{in}}(x)$, $\Gamma_{\text{out}}(x)$ が変化しても起こりうる。しかし、これらのうち、 $\Gamma_{\text{in}}(x)$ と排気速度は変化しないと考えられ、また、拡散係数 D も 3.5.2 節で述べたようにほぼ分子流として考えることができたことから、回転ヘリカル磁場印加による周辺プラズマ変化の寄与はほとんどないと思われる。したがって、回転ヘリカル磁場印加により中性ガス圧のトロイダル方向分布が変化するのは、壁へのプラズマ粒子束のトロイダル方向分布 $\frac{n_p}{\tau_p(x)}$ が変化することによって起こると考えられ、モデル計算からも回転ヘリカル磁場の印加がプラズマ粒子束のトロイダル方向不均一性の緩和を引き起こすこと

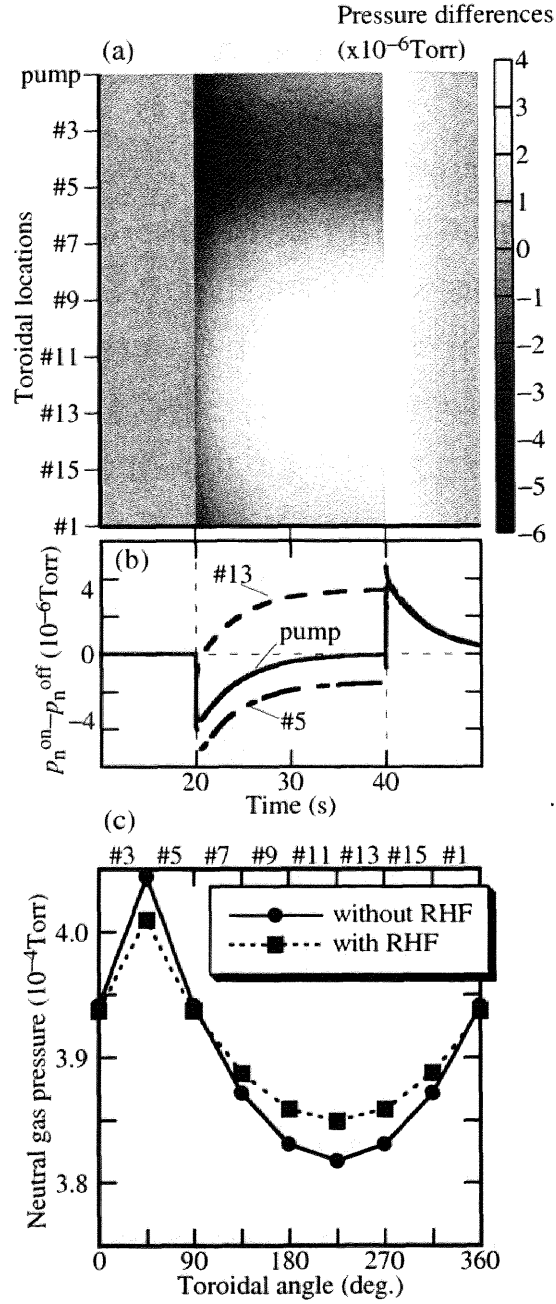


図 3.28: (a) 回転ヘリカル磁場印加の効果の有無による中性ガスの差 $p_n^{\text{on}} - p_n^{\text{off}}$ の時間変化。(b) は (a) のうち一部のセクションにおける $p_n^{\text{on}} - p_n^{\text{off}}$ の時間変化。(c) は回転ヘリカル磁場の有無それぞれでの $t = 30$ s での中性ガス圧のトロイダル方向分布。これらは、 $D = 100 \text{ m}^2/\text{s}$, $0 \sim 20 \text{ s}$ および 40 s 以降で $\Gamma_H/\Gamma_L = 2.5$, $20 \sim 40 \text{ s}$ で $\Gamma_H/\Gamma_L = 2.0$ かつ $n_{\text{WS,p}}$ が 10 % 増加するとして得られたモデル計算結果である。

を示すことができた。

3.5.2 節で拡散係数 D の決定に際し、若干の不確定性があったが、この D の曖昧さはプラズマ粒子束の不均一性の緩和の度合いには大きく影響しない。 $D = 100 \text{ m}^2/\text{s}$ としたときには、 Γ_H/Γ_L が 2.5 から 2.0 に変化するとすると、実験結果をよく再現できたが、 $D = 150 \text{ m}^2/\text{s}$ では Γ_H/Γ_L が 3.5 から 2.7 に、 $D = 75 \text{ m}^2/\text{s}$ では Γ_H/Γ_L が 2.2 から 1.8 に変化するとすると、実験結果を再現できた（これは、図 3.24(b) からわかる）。つまり、回転ヘリカル磁場印加によってプラズマ粒子束の不均一性の度合い ($\Gamma_H/\Gamma_L - 1$) が $2/3$ に減少するという結果には D の曖昧さは大きく影響しないと考えられる。

3.7 回転ヘリカル磁場印加後の水素リサイクリングの空間的・時間的応答

3.6 節のように、回転ヘリカル磁場印加後の中性ガス圧の挙動は、プラズマと壁の接触面積増加による壁排気増加の効果と、プラズマ粒子束が均一化されることによるリサイクリングの変化を考慮することで説明できた。このとき、図 3.28 のように、回転ヘリカル磁場印加直後には、急激に中性ガス圧が変化し、その後、ゆっくりと増加していく。本節では、このような異なる時定数を持つそれぞれの変化に対し、どのような物理過程が寄与しているかを、粒子バランスモデルから検討する。

3.7.1 動的応答の解析の意義

3.2 節で述べたように、動的エルゴディックダイバータによる水素リサイクリングの制御では、プラズマの回転周期と水素粒子の電離時間の比が重要となる。しかし、実際の実験条件においては、閉じ込めの変化や、CSTN-IV での実験で現れた、リサイクリング領域の増加や粒子束不均一性の緩和といった複数の変化が同時に現れると考えられ、それらを考慮した様々な観点から研究を行う必要があるであろう。特に壁排気の挙動は、動的エルゴディックダイバータのリサイクリング

への効果を考える上で重要である。実際、壁排気の挙動には複数の時定数が現れてくることが観測されている [9, 48]。CSTN-IV においても図 3.15, 図 3.16 のように回転ヘリカル磁場印加後の中性ガス圧の変化において、複数の時定数が現れている。このような複雑な応答は、粒子制御に大きな影響を与えられと考える。

本節では、このような複数の時定数が、どのような物理過程によって現れてくるのかを粒子バランスモデルから検討する。回転ヘリカル磁場がリサイクリングにどのような物理過程で効果を及ぼすかを調べれば、複数の効果を切り分けて考えることができるようになると思われる。また、それぞれの効果で特徴的な時定数を調べれば、どの程度の周波数でそれぞれの効果が現れてくるかを推測することができる可能性がある。

3.7.2 回転ヘリカル磁場印加に対する中性ガス圧の応答

回転ヘリカル磁場印加後の中性ガス圧の応答は、図 3.28 のように 1 次元粒子バランスモデルにより再現された。この中性ガス圧の応答をより詳細に見てみる。3.6 節で導入された、回転ヘリカル磁場印加による 2 つの効果のそれぞれについて中性ガス圧がどのような応答をするかを計算した結果が図 3.29 である。図 3.29(a), 図 3.29(b) は壁へのプラズマ粒子束の不均一性が緩和される効果のみを取り入れた結果であり、 $t=20\sim40$ s の間、高リサイクリング領域のプラズマから壁への粒子束 Γ_H とその他の領域でのプラズマから壁の粒子束 Γ_L の比 Γ_H/Γ_L が 2.5 から 2 に変化したとして計算している。実効的な壁面積の増加の効果は取り入れていないので、プラズマイオンに対する壁の飽和水素量 $n_{ws,p}$ は変化しないとしている。一方、図 3.29(c), 図 3.29(d) が実効的な壁面積が増加した効果のみを取り入れた計算結果であり、 $t=20\sim40$ s の時間にわたって、プラズマイオンに対する壁の飽和水素量 $n_{ws,p}$ が 10 % 増加したとして計算している。高リサイクリング領域とその他の領域の間の、プラズマから壁への粒子束の比 Γ_H/Γ_L は 2.5 のまま変化しないとしている。なお、図 3.29 では、図 3.28(b) と同様に、回転ヘリカル磁場の効果を取り入れた場合と取り入れなかった場合の中性ガス圧力の差を示している。

図 3.29(a), 図 3.29(b) からわかるように、 Γ_H/Γ_L を変化させたときには、まず 1

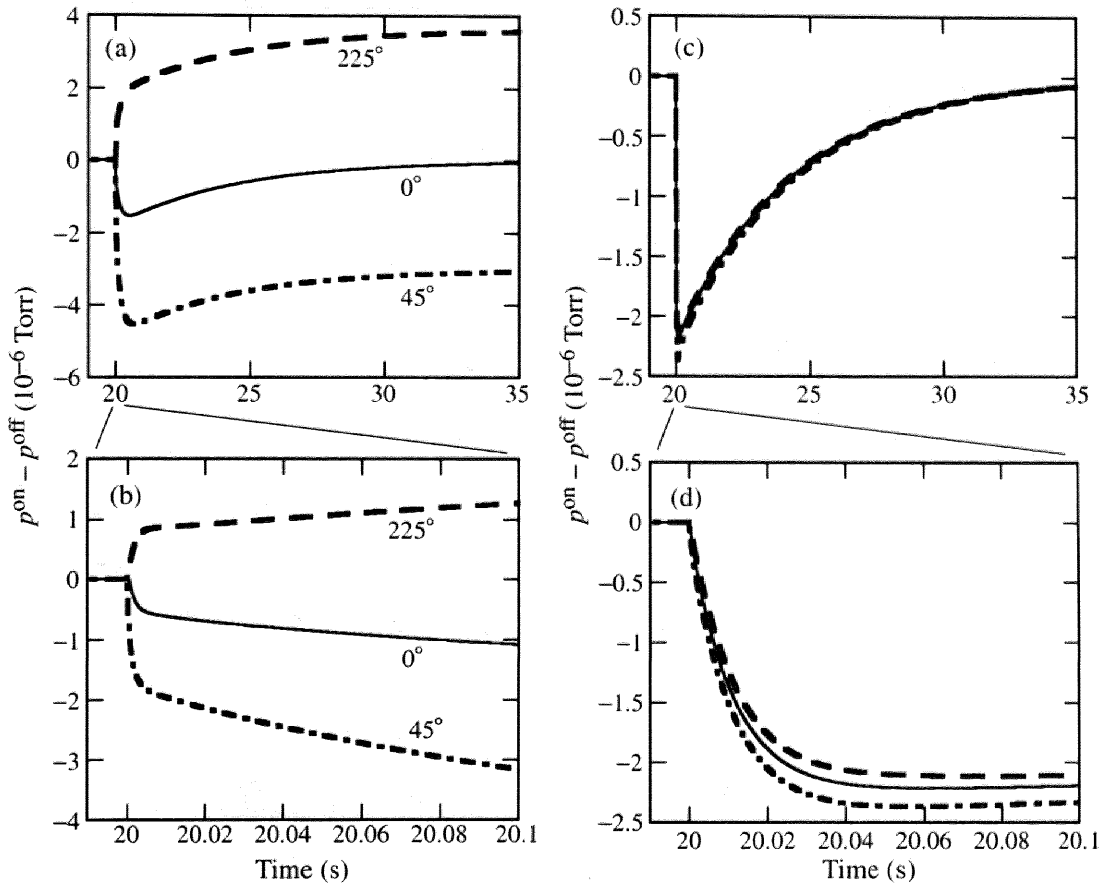


図 3.29: (a) および (b) は $t = 20$ s で壁へのプラズマ粒子束の不均一性が緩和される
 としたときの計算結果。0~20 s では $\Gamma_{\text{H}}/\Gamma_{\text{L}} = 2.5$, 20 s 以降では $\Gamma_{\text{H}}/\Gamma_{\text{L}} = 2$ と
 としている。(c) および (d) は $t = 20$ s で壁排気の有効面積が増加するとしたとき
 の計算結果。 $t = 20$ s で $n_{\text{ws,p}}$ が 10 % 増加するとしている。 0° は排気口部, 45° は
 高リサイクリング領域 (#4), 225° はそのトロイダル方向反対側 (#12) である。
 これらは全て, 回転ヘリカル磁場印加の効果を取り入れた場合と取り入れなかつ
 た場合の中性ガス圧の差を示している。

表 3.1: 式 (3.14) の右辺各項の物理的意味

Ionization	$-\frac{n_n}{\tau_{\text{ion}}}$
Absorption	$-\frac{n_n}{\tau_{\text{ab}}} \left(1 - \frac{n_W}{n_{\text{WS},n}}\right)$
Desorption	$\frac{n_W}{\tau_W}$
Reflection	$r \frac{n_p}{\tau_p} \left(1 - \frac{n_W}{n_{\text{WS},p}}\right) + (1 + C_1) \frac{n_p}{\tau_p} \frac{n_W}{n_{\text{WS},p}}$
Diffusion	$D \frac{\partial^2 n_n}{\partial x^2}$

～2 ms の時定数で中性ガス圧の不均一性が緩和され、その後、その時定数は 0.1～0.2 s 程度になる。そして中性ガス圧の分布が 1 s 程度で変化した後、4～5 s の時定数で、全体の中性ガス圧が変化していく。一方、 $n_{\text{WS},p}$ を変化させた場合には、図 3.29(c)、図 3.29(d) のように、10～30 ms の時定数で全体的に中性ガス圧が減少し、その後、図 3.29(a) と同様に 4～5 s の時定数で増加する。

3.7.3 中性ガス圧の応答に寄与する物理過程の検討

図 3.29 のような中性ガス圧の変化に対し、どのような物理過程が特に寄与し、変化の時定数を決めているのかを調べるために、(3.14) 式中の各項が回転ヘリカル磁場印加の効果を取り入れることでどのように変化するのかを調べる。

まず、 Γ_H/Γ_L を変化させた場合（図 3.29(a)(b)）を考える。このときの (3.14) 式の右辺の各項がどのように変化したかを図 3.30(a)、図 3.30(b) に示す。(3.14) 式の右辺各項の物理的意味は表 3.1 のとおりである。 Γ_H/Γ_L を変化させた直後では、反射と拡散の寄与が大きい。この時間領域では、中性ガス圧変化の時定数は 1～2 ms 程度である。それに対し、反射過程の時定数が $\tau_p \approx 1$ ms、拡散の時定数が $\tau_D \approx \frac{(\pi R_0)^2}{2D} \approx 8$ ms であり、中性ガス圧の変化の時定数に近い。このことから、

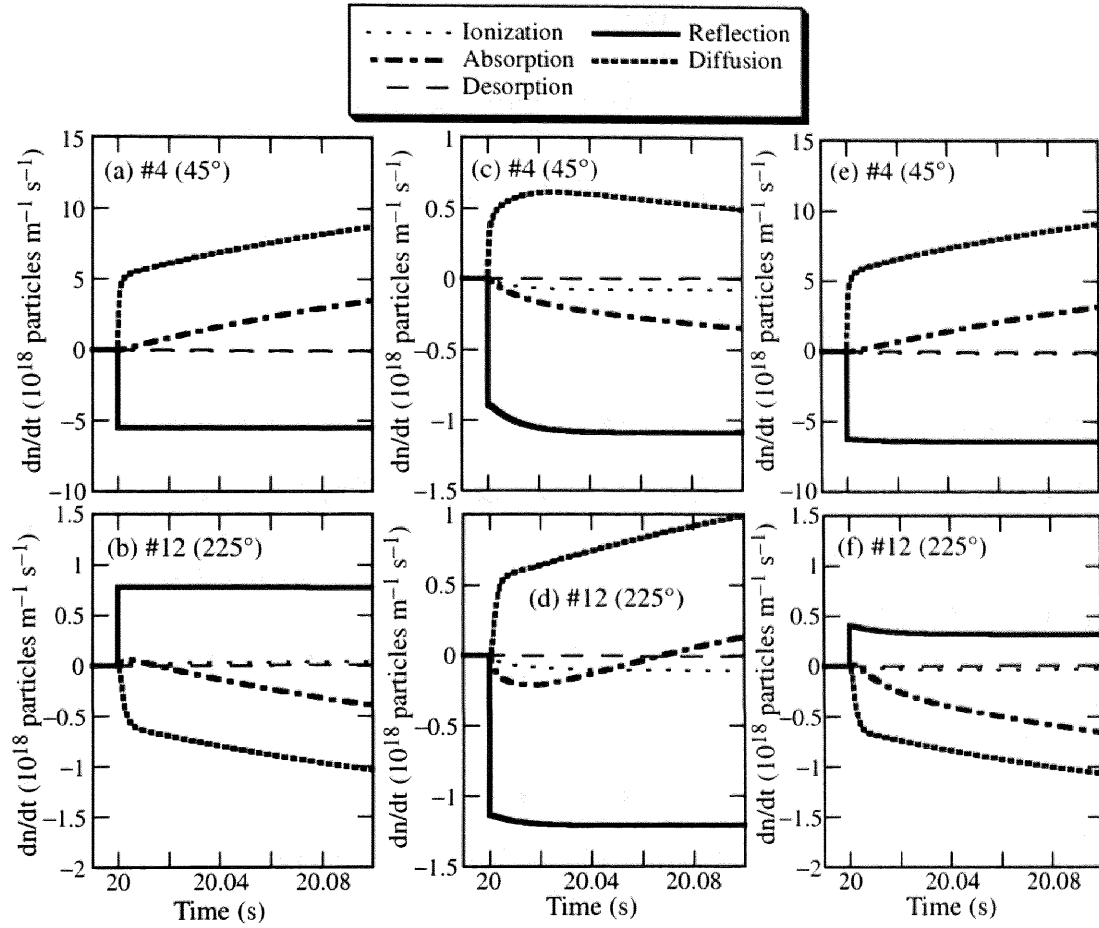


図 3.30: 式 (3.14) の右辺各項の時間変化。各線がどの項に対応するかは表 3.1 を参照。(a) および (b) は $t = 20$ s で Γ_H/Γ_L を 2.5 から 2.0 に変化させたときの各項の変化であり、(a) は 45° (#4)、(b) は 225° (#12) における中性水素原子の密度変化率である。(c) と (d) は $t = 20$ s で $n_{ws,p}$ を 20 % 増加させたときの各項の変化であり、(c) は 45° 、(d) は 225° における計算結果である。(e) および (f) はそれぞれ 45° 、 225° において、 Γ_H/Γ_L 変化と $n_{ws,p}$ 増加の両方の効果を考慮したときの各項の時間変化である。これらの図では、回転ヘリカル磁場印加の効果を取り入れたことによる各項の変化分を示している。

反射と拡散の寄与が大きいという結果は妥当であると思われる。一方、 Γ_H/Γ_L 変化後 10 ms 以降では、中性粒子の壁への吸着の寄与が大きくなっていく。このときの吸着過程の実効的な時定数 $\tau_{ab}/(1 - n_W/n_{WS,n})$ は、45° (#4) で 50 ms 程度、225° (#12) で 150 ms 程度であり、この時間領域における中性ガス圧の時間変化の時定数 0.1~0.2 s に近い値となっていることから、この時間領域では中性粒子の吸着の寄与が大きいということは妥当であると思われる。その後、最終的に中性ガス圧は定常状態に近づくが、このときの時定数は 4~5 s と比較的長い時間となっている。(3.15) 式からわかるように、一度壁中に注入された水素粒子は、脱離またはプラズマ粒子による叩き出しによってのみ放出され、さらに、叩き出しの項はこのシミュレーションの条件では他の項に比べ小さいため叩き出しの寄与は小さいと考えられる。したがって、壁中の粒子数が最終的な平衡状態にまで減少する時間は、おおよそ壁からの脱離の時間によって決まっていると考えられる。そのため、中性ガス圧の増加の時定数も壁からの熱的な脱離によって決まると考えられる。実際、中性ガス圧変化の時定数 4~5 s は、壁からの脱離の特性時間 $\tau_W = 10$ s に近い値となっている。

次に、 $n_{WS,p}$ を変化させた場合 (図 3.29(c)(d)) について考える。 $n_{WS,p}$ が増加すると、壁でのプラズマ粒子の反射が減少し、中性ガス圧は減少し始める。しかし、壁への水素粒子の注入が増加することにより、壁中の水素粒子が増加し、壁への水素粒子の吸着が減少する。これは、中性ガス圧の減少を抑えるように働く。このため、中性ガス圧の減少の時定数は、10~30 ms と、反射の時定数 $\tau_p = 1$ ms と中性粒子の吸着の実効的な時定数 $\tau_{ab}/(1 - n_W/n_{WS,n}) \sim 100$ ms の中間の値となっていると考えられる。

Γ_H/Γ_L 変化と $n_{WS,p}$ 増加の両方を変化させた場合の各項の変化は図 3.29(e)(f) のようになる。それぞれの寄与を単純に足し合わせた結果にはならないが、最初に反射と拡散の寄与があり、その後吸着の寄与が大きくなっていくことに変わりはない。以上で述べた中性ガス圧変化の時定数と、それに主に関連するモデル中の時定数をまとめると表 3.2 のようになる。

表 3.2: RHF 印加後の中性ガス圧変化の時定数とその変化に寄与するモデル中の時定数

RHF 印加後の時間	中性ガス圧変化の時定数	関連するモデル中の時定数
印加直後	数 ms	$\tau_p \sim 1 \text{ ms}, \tau_D \approx \frac{(\pi R_0)^2}{2D} \sim 8 \text{ ms}$
10 ms ~ 0.1 s	数 10 ms ~ 百数 10 ms	$\tau_{ab} / \left(1 - \frac{n_W}{n_{WS,n}}\right) \sim 100 \text{ ms}$
> 1 s	4 ~ 5 s	$\tau_W = 10 \text{ s}$

中性ガス圧変化における各物理過程の時定数とヘリカル磁場の回転周期の関連 実効的な中性粒子の吸着時間，中性粒子の拡散時間，プラズマの閉じ込め時間といった，回転ヘリカル磁場印加に対する動的応答を決定する特性時間は，水素リサイクリングの回転ヘリカル磁場周波数に対する依存性に重要なパラメータである可能性がある。本論文で用いているモデルでは，壁へのプラズマ粒子束が分散するのに十分なほど，回転ヘリカル磁場の周波数が高いと考えている。しかし，周波数が低くなると，図 3.9 のような周期的な磁場構造のため，局所的に壁が飽和してしまう効果が現れると思われる。特に，実効的な中性粒子の吸着時間よりもヘリカル磁場の回転周期が遅くなると，壁の局所飽和の効果が現れると思われる。

3.8 まとめ

回転ヘリカル磁場が水素リサイクリング，特にトーラス方向に不均一な水素リサイクリングにどのような効果をもたらすかを，実験と中性粒子の輸送とトロイダル方向のリサイクリングの不均一性を考慮した 1 次元粒子バランスモデルの両面から検討した。回転ヘリカル磁場を印加すると，周辺部の磁場構造がトロイダル方向全周にわたり変調を受け，さらにその構造が回転する。その結果として，実効的なリサイクリング領域が増加して壁排気が増加する効果と，壁へのプラズマ

粒子束の不均一性を緩和する効果があることが 1 次元粒子バランスモデルとの定量的な比較によりわかった。

さらに、回転ヘリカル磁場印加に対する水素リサイクリングの時間的応答を 1 次元水素粒子バランスモデルから検討した。中性ガス圧の動的挙動の 1 次元粒子バランスモデルによる解析により、回転ヘリカル磁場印加後の中性ガス圧の変化には、壁表面でのプラズマ粒子の反射や中性粒子のトロイダル方向の拡散輸送よりもむしろ、中性粒子の壁表面への吸着の寄与が大きいことがわかった。プラズマと壁の相互作用に関する過程は、最初の数 ms の過程に大きく寄与し、その後のリサイクリングの変化は、中性粒子と壁の相互作用の寄与が大きくなる。このことから、水素リサイクリングの動的挙動には、中性粒子の挙動もまた重要であることが示された。また、その結果から、回転ヘリカル磁場印加による周辺プラズマ構造変化から生じるリサイクリング領域の局在化の効果が現れる特徴的な周波数を推測した。

付録3.A 長時間放電時のコンディショニング

長時間放電時のコンディショニングは経験的に次のようにおこなった。

- 14 min. 水素ガスの導入を停止し9分間容器を真空に保つ。
- 5 min. 繰り返し放電開始1分前に水素ガスの導入を開始する。
- 4 min. 15パルスの放電を1秒間隔で4分間おこなう。
 - 5 s 中性ガス圧力などのデータの集録を開始する。
 - 4 s 15パルスの放電を終了する。
- 0 s 50 sの長時間放電を開始する。
 - 20 s (回転ヘリカル磁場の印加を開始する。)
 - 40 s (回転ヘリカル磁場の印加を終了する。)
- 50 s 長時間放電を終了する。
- 95 s データの集録が終了する。
- 120 s 水素ガスの導入を停止する。

このタイムチャートを図示したものが図3.A.1である。このタイムチャートでは、長時間放電の開始を0 sとしている。この一連の動作を繰り返してコンディショ

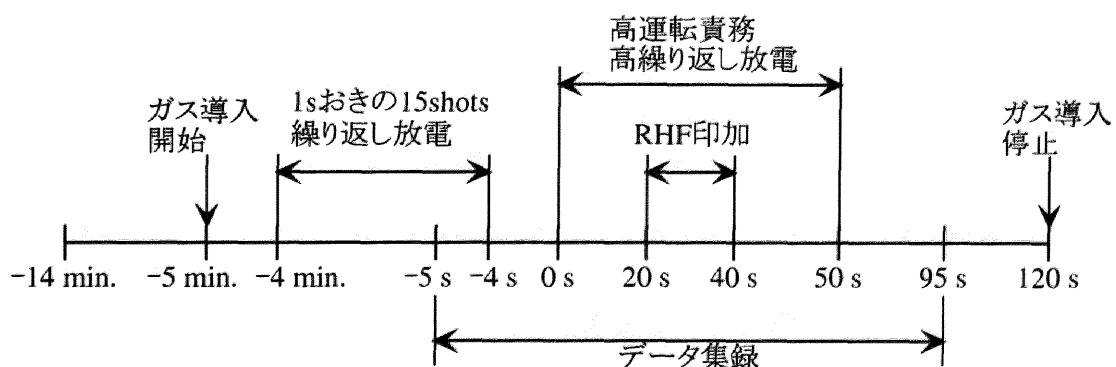


図 3.A.1: 長時間放電のコンディショニングのタイムチャート

ニングをする。放電前に容器を真空に保つことで、放電によって壁に取り込まれた水素を引き出す。繰り返しパルス放電前に 15 パルスの放電をおこなっているのは、ガスを入れた直後は放電が安定しないためである。本章の中性ガス圧力などの長時間放電中のデータは、このコンディショニングを 10 回前後繰り返して長時間放電中の中性ガス圧力が直前の長時間放電中とほぼ一致するような準定常状態になったあとで集録されたものである。

付録3.B 分子流における円筒管軸方向の拡散係数の導出

3.5.2 節で構築した 1 次元粒子バランスモデルで用いられている分子流における拡散係数 D_M は以下のように導出される [46, 49, 50]。

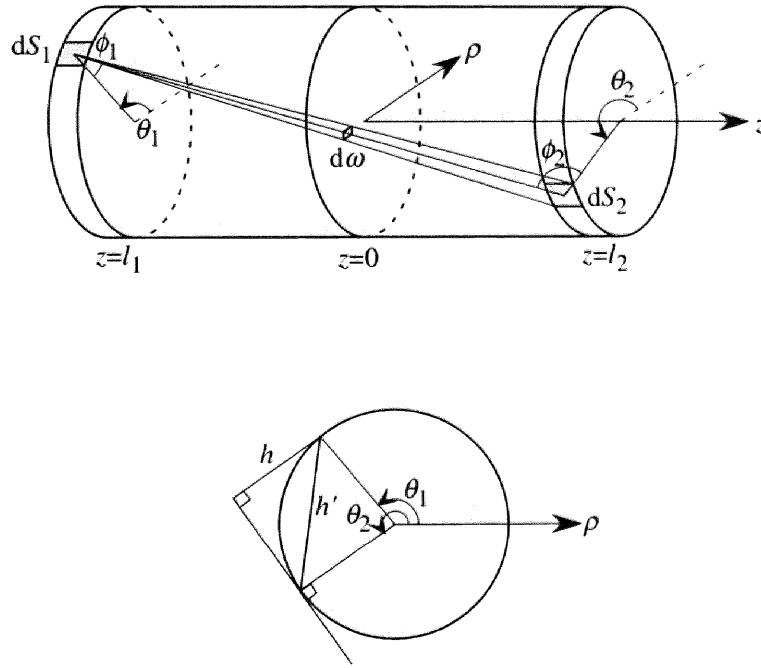


図 3.B.1: 分子流のコンダクタンスの導出に用いた座標系

真空容器は実際にはトーラス形であるが、ここでは一様な太さの円形断面の導管であると近似する。半径 a の無限に長い導管の軸方向に z 軸をとり、その任意の断面を $z = 0$ とする (図 3.B.1)。そして、断面 $z = 0$ を通過する分子の総数を求める。ここで、気体の分子密度 n は、 z 方向に一定の勾配を持っているとし、温度は一様であるとする。 $z < 0$, $z > 0$ にそれぞれ管壁の一部 dS_1 , dS_2 を図 3.B.1 によいようにとる。それぞれの座標を円筒座標系で $\theta = \theta_1, \theta_2$, $z = l_1, l_2$ と表すとする。 dS_1 , dS_2 はそれぞれ

$$dS_1 = a d\theta_1 dl_1 \quad (3.B1)$$

$$dS_2 = a d\theta_2 dl_2 \quad (3.B2)$$

である。

分子流であるので分子どうしの衝突は無視すると、 dS_1 から dS_2 に向かう分子数 $dN_{dS_1 \rightarrow dS_2}$ は、

$$dN_{dS_1 \rightarrow dS_2} = \frac{1}{4\pi} n(l_1) \bar{v} \cos \phi_1 dS_1 d\omega_1 \quad (3.B3)$$

と表すことができる。 ϕ_1 は dS_1 に立てた法線と、 dS_1 , dS_2 を結ぶ直線とのなす角、 $d\omega_1$ は dS_1 より dS_2 を望む立体角である。また、 \bar{v} は分子の平均速度である。ここで、 dS_1 で壁で反射した分子の方向分布は余弦法則を満たす（等方的である）としている。 dS_1 , dS_2 の距離を r , dS_2 に立てた法線と dS_1 , dS_2 を結ぶ直線とのなす角を ϕ_2 とすれば、

$$d\omega_1 = \frac{dS_2 \cos \phi_2}{r^2} \quad (3.B4)$$

である。したがって、(3.B3) 式は

$$dN_{dS_1 \rightarrow dS_2} = \frac{1}{4\pi} n(l_1) \bar{v} \frac{\cos \phi_1 \cos \phi_2}{r^2} dS_1 dS_2 \quad (3.B5)$$

となる。同様に dS_2 から dS_1 に向かう分子数 $dN_{dS_2 \rightarrow dS_1}$ は、

$$dN_{dS_2 \rightarrow dS_1} = \frac{1}{4\pi} n(l_2) \bar{v} \frac{\cos \phi_1 \cos \phi_2}{r^2} dS_1 dS_2 \quad (3.B6)$$

となる。よって、差し引き dS_1 から dS_2 へ移動する分子数 dN は、 $n = n(0) + \frac{dn}{dz}z$ であることを用いて

$$\begin{aligned} dN &= \frac{1}{4\pi} (n(l_1) - n(l_2)) \bar{v} \frac{\cos \phi_1 \cos \phi_2}{r^2} dS_1 dS_2 \\ &= -\frac{1}{4\pi} \frac{dn}{dz} (l_2 - l_1) \bar{v} \frac{\cos \phi_1 \cos \phi_2}{r^2} dS_1 dS_2 \end{aligned} \quad (3.B7)$$

と表される。

(3.B7) 式を dS_1 について $z < 0$ の全領域、 dS_2 については $z > 0$ の全領域について積分を行えば、 $z = 0$ における断面を通過する分子数を求めることができる。 r , ϕ_1 , ϕ_2 は、 θ_1 , θ_2 , l_1 , l_2 を用いて表すと

$$\begin{aligned} r^2 &= (l_2 - l_1)^2 + h^2 \\ &= (l_2 - l_1)^2 + \left(2a \sin \frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right)^2 \end{aligned} \quad (3.B8)$$

$$\begin{aligned}\cos \phi_1 = \cos \phi_2 &= \frac{h}{r} \\ &= \frac{a(1 - \cos(\theta_2 - \theta_1))}{\sqrt{(l_2 - l_1)^2 + \left(2a \sin \frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right)^2}}\end{aligned}\quad (3.B9)$$

となるので, (3.B7) 式は

$$\begin{aligned}N &= -\frac{a^4}{4\pi} \frac{dn}{dz} \bar{v} \int_{-\infty}^0 dl_1 \int_0^{\infty} dl_2 \int_0^{2\pi} d\theta_1 \int_0^{2\pi} d\theta_2 (l_2 - l_1) \\ &\quad \times \frac{[1 - \cos(\theta_2 - \theta_1)]^2}{\left[(l_2 - l_1)^2 + 2a \sin \frac{\theta_2 - \theta_1}{2}\right]^2}\end{aligned}\quad (3.B10)$$

となる。最終的に $z = 0$ の断面を単位時間あたり通過する分子数 N は,

$$N = -\frac{2\pi}{3} a^3 \bar{v} \frac{dn}{dz} \quad (3.B11)$$

となる。

一方, 分子流における z 方向の粒子拡散係数を D_M とすると, z 方向の粒子束 Γ は,

$$\Gamma = -D_M \frac{dn}{dz} \quad (3.B12)$$

と書くことができる。 $N = \int \Gamma dS$ (面積分は円管断面で積分) を考慮して, (3.B11) 式と (3.B12) 式を比較すれば, 円管断面での平均的な z 方向の拡散係数 \bar{D}_M は,

$$\bar{D}_M = \frac{2}{3} a \bar{v} \quad (3.B13)$$

と書けることがわかる。円管の断面を単位時間あたり通過する分子数は, 断面上で一様ではないが, 3.5.2 節の 1 次元モデルではトーラス容器の軸方向の分布のみを考慮し, ポロイダル断面上での分布は考慮していないため, (3.B13) 式の管の断面で平均化された拡散係数 \bar{D}_M が適用できる。

参考文献

- [1] G. M. McCracken, P. E. Stott: Nuclear Fusion **19** (1979) 889.
- [2] 高村秀一：放電研究 **133** (1991) 88.
- [3] M. Greenwald, J. L. Terry, S. M. Wolfe, S. Ejima, M. G. Bell, *et al.*: Nuclear Fusion **28** (1988) 2199.
- [4] D. Van Houtte, Equipe Tore Supra: Nuclear Fusion **33** (1993) 137.
- [5] Ph. Ghendrih, A. Grosman, H. Capes: Plasma Physics and Controlled Fusion **38** (1996) 1653.
- [6] T. Loarer, B. Meslin, Ph. Ghendrich, C. Grisolia, A. Grosman: Journal of Nuclear Materials **241–243** (1997) 505.
- [7] M. Sugihara, G. Federici, C. Grisolia, P. Ghendrich, J. T. Hogan, *et al.*: Journal of Nuclear Materials **266–269** (1999) 691.
- [8] M. Sakamoto, S. Itoh, K. Nakamura, H. Zushi, K. Hanada, *et al.*: Journal of Plasma and Fusion Research **78** (2002) 52.
- [9] M. Sakamoto, S. Itoh, K. Nakamura, H. Zushi, K. Hanada, *et al.*: Nuclear Fusion **42** (2002) 165.
- [10] Y. Hirooka, M. Sakamoto, The TRIAM group: Journal of Nuclear Materials **313–316** (2003) 588.
- [11] 芦田完：プラズマ・核融合学会誌 **75** (1999) 394.
- [12] 池上英雄 他編：「核融合研究Ⅱ，核融合炉工学」，名古屋大学出版会 (1995).

- [13] P. K. Mioduszewski, L. W. Owen, B. Pegourie: *28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Funchal, 2001*; Europhysics Conference Abstracts **25A** (2001) 217.
- [14] P. K. Mioduszewski, L. W. Owen: *Journal of Nuclear Materials* **290–293** (2001) 443.
- [15] M. Z. Tokar: *Physica Scripta* **31** (1985) 411.
- [16] M. Z. Tokar, J. Rapp, D. Reiser, U. Samm, F. C. Schuller, *et al.*: *Journal of Nuclear Materials* **266–269** (1999) 958.
- [17] M. Z. Tokar: *Plasma Physics and Controlled Fusion* **35** (1993) 1119.
- [18] H. Kojima, S. Takamura: *Japanese Journal of Applied Physics* **41** (2002) 6557.
- [19] H. Kojima, S. Takamura: *Japanese Journal of Applied Physics* **42** (2003) 5797.
- [20] K. H. Finken, G. Fuchs, B. Giesen, M. Haßler, R. Koch, *et al.*: *Journal of Nuclear Materials* **220–222** (1995) 448.
- [21] K. H. Finken, G. Mank, M. Baelmans, T. Evans, D. Faulconer, *et al.*: *Controlled Fusion and Plasma Physics* **20C-II** (1996) 703.
- [22] K. H. Finken, G. H. Wolf: *Fusion Engineering and Design* **37** (1997) 337.
- [23] S. Takamura, H. Yamada, T. Okuda: *Nuclear Fusion* **23** (1988) 183.
- [24] S. Sakurai, S. Takamura: *Contributions to Plasma Physics* **32** (1992) 389.
- [25] 桜井真治, 高村秀一: *核融合研究* **68** (1992) 34.
- [26] J. Wesson: *“Tokamaks second edition”*, Clarendon Press, Oxford (1997) Ch. 7.
- [27] 高村秀一, 大西徳靖, 山田裕之, 奥田孝美: *核融合研究* **55** (1986) 420.
- [28] K. H. Finken: *Nuclear Fusion* **39** (1999) 707.

- [29] 高村秀一：プラズマ・核融合学会誌 **71** (1995) 1174.
- [30] P. C. de Vries: “*Magnetic Islands in Tokamak Plasmas*”, Proefschrift Universiteit Utrecht (Dec. 1997).
- [31] K. H. Finken, T. Eich, A. Kaleck: Nuclear Fusion **38** (1998) 515.
- [32] M. Kobayashi, T. Tuda, K. Tashiro, H. Kojima, Kan Zhai, *et al.*: Nuclear Fusion **40** (2000) 181.
- [33] S. Takamura, Y. Kikuchi, Y. Uesugi, M. Kobayashi: Nuclear Fusion **43** (2003) 393.
- [34] M. Kobayashi, Y. Feng, F. Sardei, D. Reiter, K. H. Finken, *et al.*: *30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, 2003*; Europhysics Conference Abstracts **27A** (2003) P-3.168.
- [35] T. E. Evans: Fusion Engineering and Design **37** (1997) 385.
- [36] S. S. Abdullaev, K. H. Finken, A. Kaleck, K. H. Spatschek: Physics of Plasmas **5** (1998) 196.
- [37] D. W. Faulconer, R. Koch: Fusion Engineering and Design **37** (1997) 399.
- [38] T. Eich, D. Reiser, K. H. Finken: Nuclear Fusion **40** (2000) 1757.
- [39] K. H. Finken, M. Jakubowski, R. Jaspers, M. Kobayashi, A. Kraemer-Flecken, *et al.*: *30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, 2003*; Europhysics Conference Abstracts **27A** (2003) O-4.4Apd.
- [40] M. Kobayashi, H. Kojima, K. Zhai, S. Takamura: Physics of Plasmas **7** (2000) 3288.
- [41] Y. Kikuchi, V. P. Budaev, M. Toyoda, Y. Uesugi, S. Takamura: Journal of Nuclear Materials **313–316** (2003) 1272.

- [42] M. Kobayashi, K. Tashiro, S. Takamura: *Journal of Nuclear Materials* **266–269** (1999) 1118.
- [43] S. Takamura, K. Tashiro, M. Kobayashi, H. Kojima, Z. Kan: *Abstracts of 7th International Workshop on Plasma Edge Theory in Fusion Devices, Tajimi, 1999*, p.103.
- [44] 田代健二：修士学位論文「動的エルゴディックダイバータ制御下におけるトカマクプラズマ中の磁場構造の解明」，名古屋大学工学研究科，平成 11 年 (1999) 3 月.
- [45] E. W. Thomas: *Atomic Data for Controlled Fusion Research*, Vol. III - “*Particle Interactions with Surfaces*”, ORNL-6088/V3, Controlled Fusion Atomic Data Center, Oak Ridge (1985) Ch. E.
- [46] 中川洋，小宮宗治：「真空装置」，真空技術講座 5，日刊工業新聞社 (1965).
- [47] 熊谷寛夫，富永五郎 編：「真空の物理と応用」，物理学選書 11，裳華房 (1970).
- [48] 坂本瑞樹，松尾保宣，中島寿年，川崎昌二，彌政敦洋 他：プラズマ・核融合学会第 19 回年会 (2002) 27aA10P.
- [49] 日本機械学会 編：「原子・分子の流れ —希薄気体力学とその応用—」，共立出版 (1996).
- [50] 山科俊郎，広畑優子：「真空工学」，共立出版 (1991).

第4章 深い負の電位井戸を持つトカマク放電の実現

4.1 はじめに

トカマクプラズマ中への大きな負の電位の印加は、トカマクの物理の解明やその応用に多くの可能性を持っている。

トカマクプラズマの周辺部に設置された電極やリミタにバイアス電圧を印加する実験は、非常に多くのトカマク装置で行われてきた [1]。その結果、トカマク周辺プラズマへの電位印加が、スクレイプオフ層 (SOL: Scrape-Off Layer) の制御や、プラズマの回転のシアーによる揺動の抑制とそれにとまなう閉じ込めの改善と関連が深いことが示されてきた [3-9, 21-23]。また、周辺部の径方向電場構造の形成が、L-H モード遷移と関連があることも実験、理論の両面から明らかにされてきた [2, 10-12]。その他、プラズマ中の電極からアーク放電を起こすことで、プラズマ誘起アークの研究も行われてきた [13, 14]。

一方、トカマクプラズマへの電極バイアス印加は、工学的にも多くの応用の可能性がある。その一つに、トカマクプラズマ中でのアーク放電による金属プラズマの生成があり、薄膜形成への応用を考え、多くの研究がなされてきた [15, 16]。

本研究では、トカマクプラズマへの電位印加の新たな応用として、式 (1.3) の反応を用いた静電閉じ込め D-D 核融合による中性子源への応用を考える。慣性静電閉じ込め核融合は、イオンを電場により直接加速、収束させ、衝突させることにより核融合反応を引き起こす方法である。その中の一つである、球状収束型ビーム核融合 (図 4.1) が、安価で小型な中性子源として注目されている [17-19]。しかし、球状収束型ビーム核融合装置では、イオン生成にグロー放電を用いているため、中性ガス圧が高い。そのため、イオンと中性粒子の衝突頻度が高く、イオ

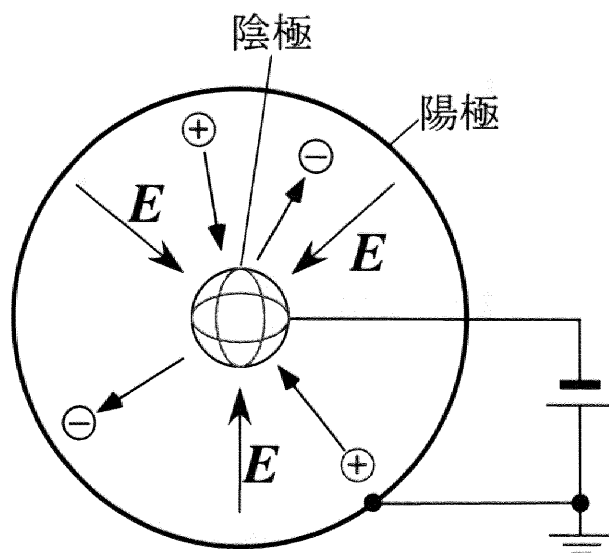


図 4.1: 球状収束型ビーム核融合装置

表 4.1: 球状収束型ビーム核融合装置と小型トカマク装置 CSTN-IV [24] の比較

	球状収束型ビーム核融合装置	小型トカマク装置 CSTN-IV
放電形態	グロー放電	トカマク放電
磁場	無し	$B_T < 0.15 \text{ T}$
中性ガス圧	$10^{-2} \sim 10^{-3} \text{ Torr}$	$\sim 10^{-4} \text{ Torr}$
プラズマ密度	$\sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$	$\geq 10^{18} \text{ m}^{-3}$
電子温度	数 eV	$< 20 \text{ eV}$
装置サイズ	数十 cm (アノード直径)	$R_0 = 0.4 \text{ m}, a = 0.1 \text{ m}$

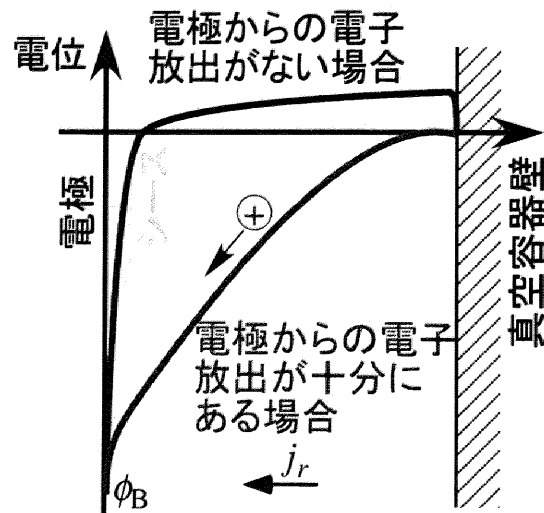


図 4.2: 径方向電位勾配形成の概念

ンが十分に加速されない。さらにプラズマ密度が低いため、中性子発生率の向上が難しい。それに対し、小型トカマク放電では、比較的低ガス圧で高密度のプラズマを生成できるため（表 4.1），小型トカマク装置で同様の静電閉じ込め核融合が実現できれば、中性子生成率の向上が見込まれる。

本章では、静電閉じ込め核融合を目指してのトカマクプラズマ中への深い負電位井戸形成と、そのダイナミクスについての調査を行った結果について述べる。

なお本章の内容は、文献 [20] にまとめられている。

4.2 負電圧パルス印加による負電位井戸構造形成

4.2.1 プラズマ中における電位勾配形成の概念

通常、プラズマ中に設置された電極に負電圧を印加した場合、印加された電圧は図 4.2 に示すように、ほぼ電極の周りの薄いシースにのみにかかる。そのため、プラズマ中にはほとんど電位勾配が形成されない。しかし、十分な電流を電極から供給しプラズマ中に流すことができれば、磁化プラズマの抵抗によりプラズマ中に電位勾配が形成されると考えられる。なぜなら、磁場を横切る方向のプラズ

マの抵抗は、磁場がない場合のプラズマ抵抗に比べ大きいことが期待されるからである。負バイアスを印加する場合には、イオン飽和電流程度の電流値では十分とはいえず、正バイアスを印加する場合に比べ、プラズマ中に電位を印加することは難しい [22, 23]。そこで、電極からの電子放出電流を利用することを考える。電極からの電子放出が十分であれば、負バイアスを印加した場合でも、プラズマ中に電位勾配を形成するに十分な電流を流すことができると考えられる。実際、プラズマ中に設置された電極からアーク放電を起こし、電極からの大きな電子放出電流がプラズマ中を流れたときに、プラズマに負電位バイアスを印加することができたことが、過去の実験でも観測されている [13, 16]。

4.2.2 実験装置

本実験に用いた電子放出電極の構造とその配置を図 4.3 に示す。図 4.3(a)(b) に示すように電子放出電極は小型トカマク装置 CSTN-IV [24] の #9 にトーラス容器上方から挿入されている。電極はプラズマのポロイダル断面中心に設置されている。真空容器中の電極までの導入部には直径 2 mm のモリブデン棒を用いており、プラズマに接しないように Al_2O_3 管で覆っている。電極の構造は図 4.3(c) のようになっている。電子放出電極には、厚さ 0.5 mm、直径 6 mm の LaB_6 の円板を用いている。 LaB_6 円板はタンタル製のフレームで固定されている。フレームは、厚さ 0.2 mm、幅 1 mm のリボン状のタンタル板を LaB_6 円板に巻きつける形になっており、モリブデン棒とはスポット溶接により接続されている（詳細及び製作法は付録 4.A 参照）。

電子放出電極は図 4.3(b) のように、高電圧パルス電源と接続されている。高電圧パルス電源と真空容器とは、 $0.5\ \Omega$ の無誘導抵抗を介して接続されている。この抵抗により、バイアスを印加していないときにプラズマから電極に流れ込む電子電流の大きさを調節している。この理由は、当初はプラズマに流す電流として熱電子放出電流を考えており、外部に接続する抵抗により電極に流れ込む熱流を制御することを考えていたからである。シース電圧（プラズマ電位に対する電極の電圧）を変化させたときの、電極電流と電極に流れ込む熱流を図 4.4(a) に示す。

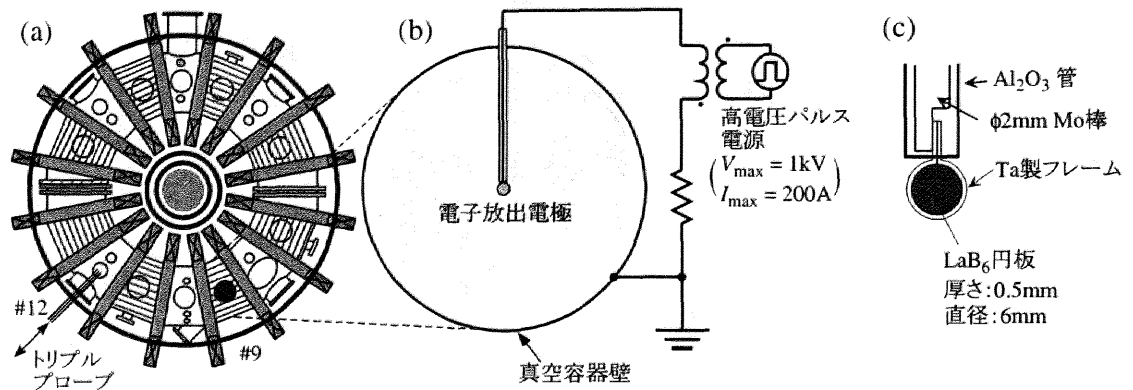


図 4.3: CSTN-IV への電極設置。(a) CSTN-IV 上面図。(b) #9 のポロイダル断面図および負電圧バイアス回路。(c) 電子放出電極の構造。

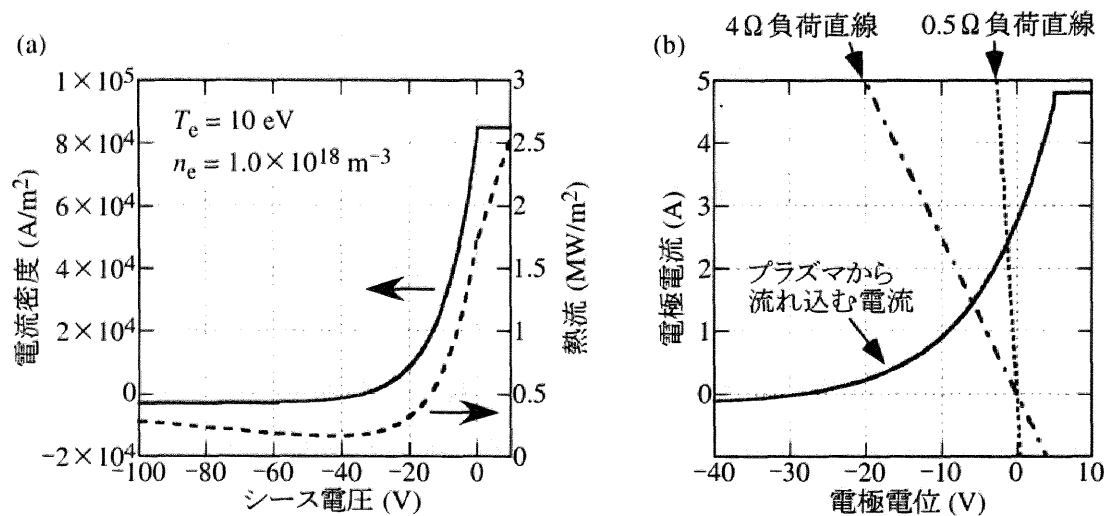


図 4.4: (a) シース電圧（プラズマ電位に対する電極の電位）に対する電極から流れる電流の電流密度と電極に流れ込む熱流束。電子温度 $T_e = 10 \text{ eV}$ ，電子密度 $n_e = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ，電極表面でのエネルギー反射係数 $R_E = 0.5$ ，水素のイオン化エネルギー $\phi_{\text{ion}} = 13.6 \text{ eV}$ とし，イオンの温度は無視している。(b) 電極電位に対する電極電流の依存性。0.5 Ω ，4 Ω の抵抗を接続したときの負荷直線を同時に示す。負荷直線との交点が動作点になる。電極表面積は直径 6 mm の円板の裏表両面の表面積としている。プラズマ電位 V_s は 5 V としている。

シース電圧 $\phi < 0$ のときの電極から流れる電流の電流密度 j_p と電極に流れ込む熱流束 q_p は、以下の式で導出している。

$$j_p = j_i + j_e \quad (4.1)$$

$$j_i = -en_e C_s \quad (4.2)$$

$$j_e = \frac{1}{4} en_e \bar{C}_e \exp \frac{e\phi}{kT_e} \quad (4.3)$$

$$q_p = q_i + q_e \quad (4.4)$$

$$q_i = (1 - R_E)(-\phi + \phi_{ion}) en_e C_s \quad (4.5)$$

$$q_e = 2 \frac{kT_e}{e} \frac{1}{4} en_e \bar{C}_e \exp \frac{e\phi}{kT_e} \quad (4.6)$$

ここで、 $C_s = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$ はイオン音速、 $C_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$ は電子の熱平均速度であり、 R_E はエネルギー反射係数、 ϕ_{ion} はイオン化エネルギーである。図 4.4 では、 $kT_e = 10 \text{ eV}$ 、 $n_e = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 、 $R_E = 0.5$ 、 $e\phi_{ion} = 13.6 \text{ eV}$ としている。電極に流れ込む熱流束 q_p は、 $j_p = 0$ となる浮遊電位近傍で最小となる。それよりシース電圧が浅い場合は、電極に流れ込む電子の粒子束の増加による電子の熱流束 q_e の増加のため q_p は増加する。またシース電圧が浮遊電位より深い場合には、シースによって加速されるイオンのエネルギーが増加するためイオンの熱流束 q_i が増加して、 q_p も増加する。したがって、電極の電位を変化させることによって、電極への熱流を制御できる。外部に抵抗を接続することで電極の電位を制御できることを示したのが図 4.4(b) である。図 4.4(b) の実線は、電極を直径 6 mm の円板とし、プラズマ電位を 5 V としたときの電極の電圧-電流特性を示している。図 4.4(b) では同時に 0.5Ω 、 4Ω の抵抗を接続したときの負荷直線も示しており、負荷直線と電極電圧-電極電流特性曲線との交点が動作点となる。接続する抵抗を大きくするほど動作点は浮遊電位に近づき、電極への熱流は減少する。逆に、抵抗値を小さくすれば電極への熱流は増大する。熱電子放出電流を考慮にいれる必要がある場合は、空間電荷制限効果 [25] や電極での熱のバランスまで含めた議論が必要であるが [26, 27]、外部に接続した抵抗でバイアスを印加していないときに電極に流れ込む電流と熱流が制御できることには変わらない。

高電圧パルス電源は、計 2.2 mF のコンデンサに最大 1 kV 充電し、巻き線比 1 : 5

表 4.2: 高電圧パルス電源の仕様

定格出力電圧	5 kV
定格出力電流	200 A
定格負荷	25 Ω , 100 μ H
出力電圧設定範囲	0~5 kV
出力パルス幅設定範囲	0~250 μ s
運転間隔	1 分

のパルストランスを介して、高電圧パルスを出力するようになっている。主な仕様は表 4.2 に示すとおりである。この高電圧パルス電源の出力部にあるパルストランスの 2 次側には、バイアスを印加してないときに電極に流れ込む電子電流が流れることになるが、この際にトランスの鉄心の磁束が飽和して、高電圧パルスの印加ができなくなってしまうようにトランスの結線の向きを決めている。

放電モードは、この実験では、水素の連続 AC 放電を用いている。高電圧パルスは、AC 放電の逆相、つまりトロイダル磁場 B_T の向きとプラズマ電流 I_p の向きが逆になっているときのプラズマ電流フラットトップで印加している。

高電圧パルス印加時のプラズマの浮遊電位 V_f 、イオン飽和電流 I_{sat} 、電子温度 T_e は、#12 に設置された径方向に挿引可能なトリプルプローブで計測する。また、プラズマ電位 V_s は、 $V_s = V_f + 3T_e$ で推測している。

4.2.3 負バイアス印加のトカマク放電に対する影響

負バイアスを印加し、電極電流を 150 A 程度流したときの、電極電圧 V_b 、電極電流 I_b 、プラズマ電流 I_p 、周回電圧 V_{loop} の時間変化を図 4.5 に示す。電極電流の増加とともに、プラズマ電流は増加し、周回電圧は負バイアス印加により減少している。この理由の一つとしては、電極電流のジュール加熱によるプラズマの加熱が考えられる。プラズマ電流によるオーミック加熱は、 $V_{loop} \times I_p \approx 5 \text{ V} \times 1 \text{ kA} = 5 \text{ kW}$ で

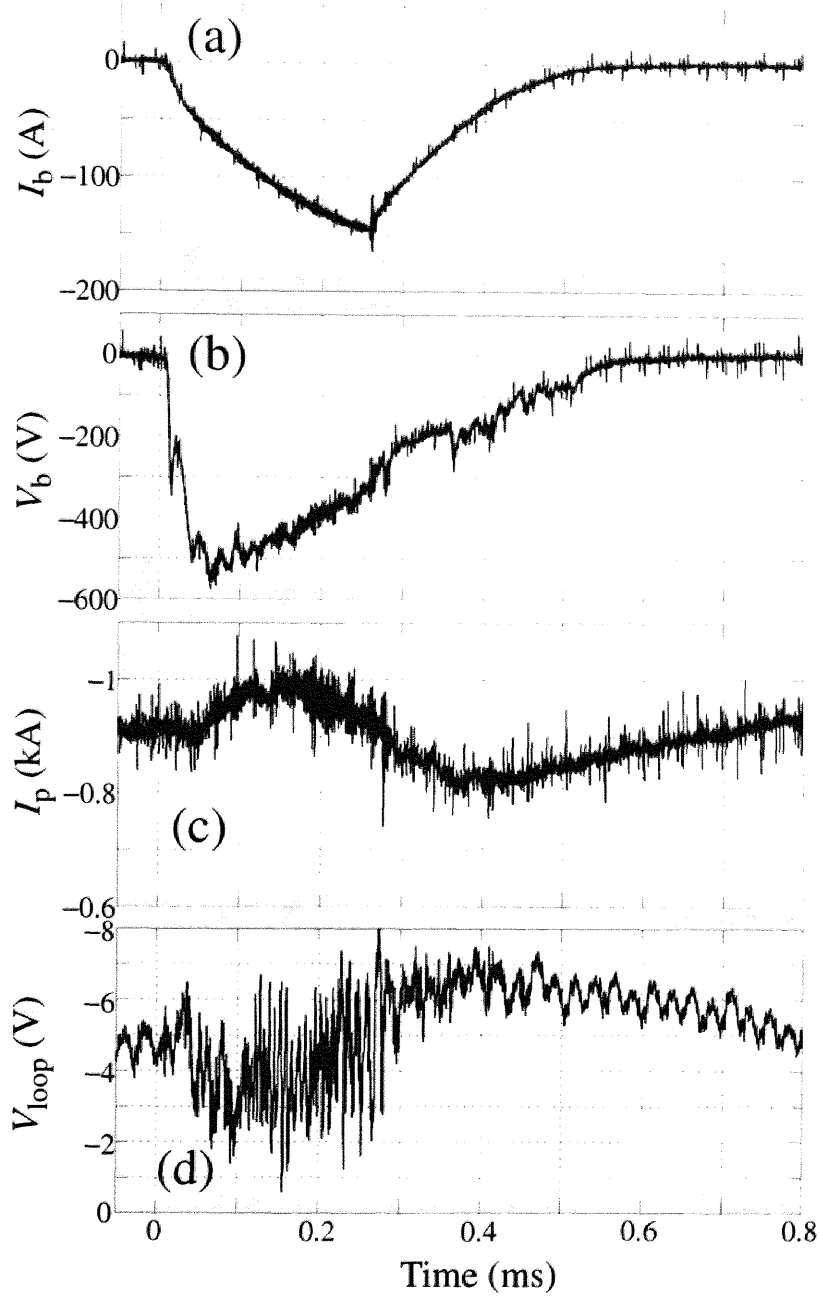


図 4.5: バイアス印加時の (a) 電極電流 I_b , (b) 電極電圧 V_b , (c) プラズマ電流 I_p , (d) 周回電圧 V_{loop} の時間変化。トロイダル磁場 $B_T = 0.12$ T。バイアスは $t = 0$ s より $250 \mu\text{s}$ 印加している。 I_p および V_{loop} の負号は、 I_p , V_{loop} の向きがトロイダル磁場 B_T と反対向きであることを示している。

ある。一方、電極電流によるジュール加熱は、後ほど図 4.6 で示すように中心部のプラズマ電位 $V_s(r=0)$ は -200 V 程度になるので、おおよそ $V_s(r=0) \times I_b \approx 200$ V $\times 100$ A = 20 kW であり、プラズマ電流によるオーミック加熱を超えるほどのパワーがプラズマに投入されたことになる。この電極電流によるジュール加熱により、プラズマが加熱されたため、プラズマ電流が増加していると考えられる。プラズマ電流が増加するもう一つの理由としては、真空容器から電極に向かって流れるバイアス電流が、プラズマ中をトロイダル方向に周回して流れている可能性が考えられる。例えば、 $t = 0.15$ ms でのプラズマ電流の増加分 ~ 100 A が、バイアス電流がトラス方向に周回する効果であるとする、そのときの電極電流 I_b は ~ 100 A なので、真空容器から流れるバイアス電流は、トロイダル方向にプラズマ電流と同じ向きに約 1 周回って電極に到達していると考えられる。

4.2.4 負電位井戸の深さのトロイダル磁場・電極電流に対する依存性

トロイダル磁場に対する依存性

負バイアスを印加し、 100 A 程度の電極電流を流したときの典型的なプラズマの変化を図 4.6 に示す。負バイアスを印加すると、 $r = 0$ cm でのプラズマ電位は -200 V 程度まで深くなっている。このときのバイアス印加前の $r = 0$ cm での電子温度は ~ 6 eV であったので、径方向電流を ~ 150 A 流すことで、電子温度の $30 \sim 40$ 倍程度の負電位井戸が形成できたことになる。

静電閉じ込め核融合中性子源への応用を目指す場合、図 1.1 からわかるように、kV オーダー以上の深さの負電位井戸が必要となる。その際、より少ない電極電流で、効率よく深い負電位井戸を形成できたほうがよいであろう。そこで、負電位井戸の深さのトロイダル磁場などに対する依存性を調べた。ここでは、プラズマの径方向の抵抗として $R_r \equiv V_s(r=0)/I_b$ を定義した。ここで、 $V_s(r=0)$ はトロイダル断面中心でのプラズマ電位であり、 V_s 、 I_b とも電極電流がほぼ一定となるバイアス印加後 $0.2 \sim 0.25$ ms での平均値を用いている。

プラズマの径方向の抵抗 R_r のトロイダル磁場 B_T に対する依存性は図 4.7 のようになった。図 4.7 からわかるように、 R_r は B_T に対しほぼ比例の関係がある。こ

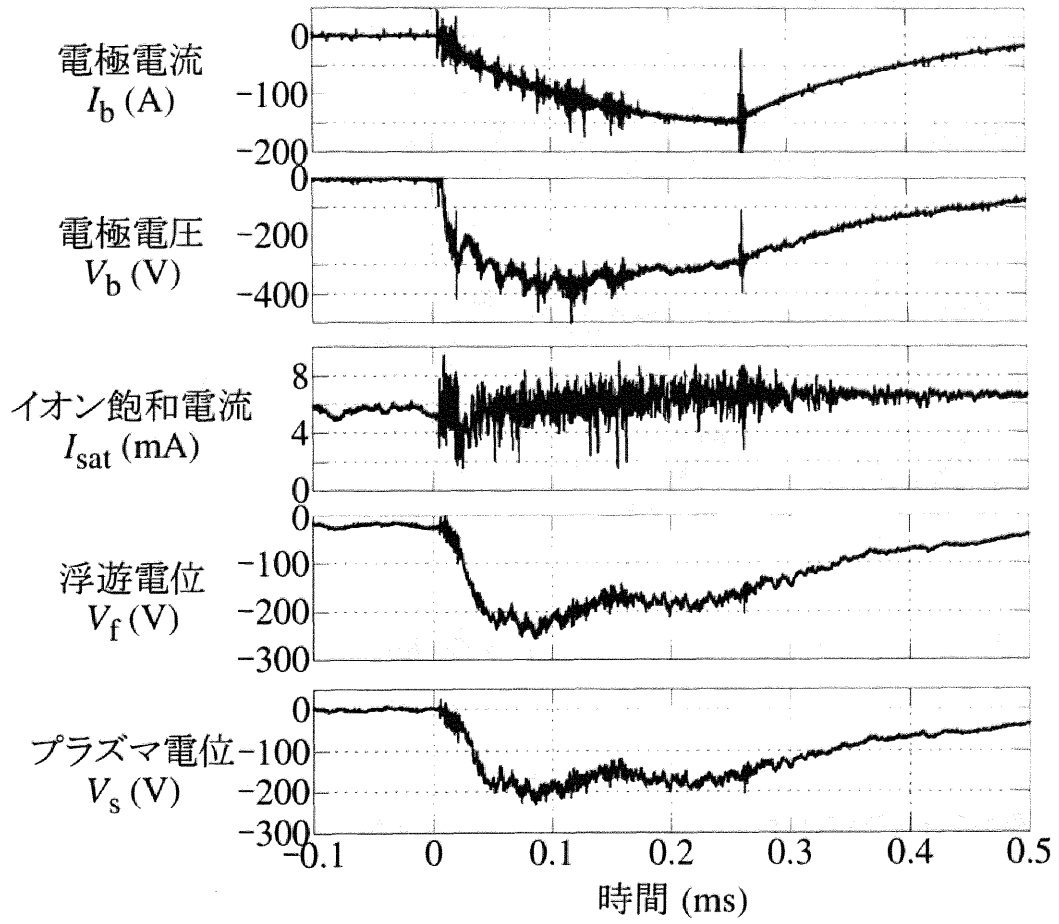


図 4.6: 負バイアス印加時の電極電流 I_b , 電極電圧 V_b , 及び $r = 0$ cm でのイオン飽和電流 I_{sat} , 浮遊電位 V_f , プラズマ電位 V_s の時間変化。 $B_T = 0.086$ T, $I_p = 1$ kA。

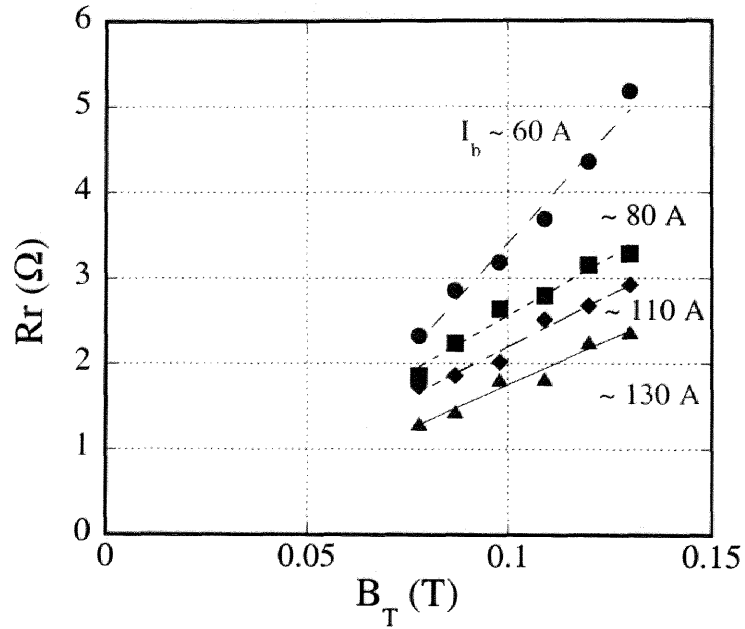


図 4.7: プラズマの径方向の抵抗 R_r のトロイダル磁場 B_T に対する依存性。プラズマ電流 $I_p = 1 \text{ kA}$ 。

れは、トロイダル磁場が強くなれば、荷電粒子は磁場を横切って径方向に移動しにくくなるという考えと一致する。

電極電流に対する依存性

電極電流 I_b に対する依存性は図 4.8 のようになった。図 4.8 からわかるように、 R_r は I_b に対しては、 -1.0 乗 ~ -1.5 乗の依存性がある。プラズマ抵抗は電子温度の $3/2$ 乗に逆比例するので、この関係は、電極電流によるジュール加熱によるものかもしれない。プラズマ電流によるオーミック加熱と径方向電流によるジュール加熱の両方の寄与がある場合のプラズマのエネルギーバランスは、

$$R_r I_b^2 + R_p I_p^2 \approx \frac{3n_e T_e}{2\tau_E} V \quad (4.7)$$

のように書くことができる。ここで、 τ_E は放射損失も含めたエネルギー閉じ込め時間、 R_p はプラズマ電流に対する抵抗、 V はプラズマの体積である。 R_r 、 R_p と

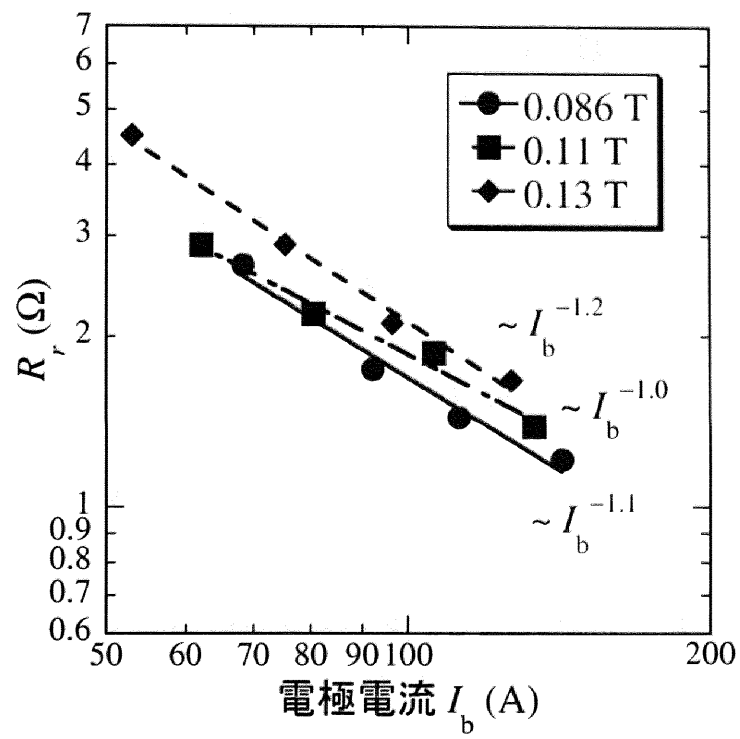


図 4.8: プラズマの径方向の抵抗 R_r の電極電流 I_b に対する依存性。プラズマ電流 $I_p = 1$ kA

$T_e^{-3/2}$ に比例するとし、エネルギー閉じ込め時間やプラズマパラメータは電極電流に依存性がないとすると、(4.7)式から、

$$R_r \sim \tau_E^{-3/5} n_e^{3/5} \left(I_b^2 + \frac{R_p}{R_r} I_p^2 \right)^{-3/5} \quad (4.8)$$

の関係が導かれる。径方向電流によるジュール加熱がプラズマ電流によるオーミック加熱より大きい、つまり $R_r I_b^2 \gg R_p I_p^2$ のとき、 $R_r \sim I_b^{-1.2}$ となり、図 4.8 と同様の依存性が導かれる。実際には、プラズマの密度は図 4.6 のイオン飽和電流の増加からもわかるように、負バイアス印加により増加しているので、(4.8)式の n_e 依存性の寄与も考慮しなければならないであろう。また、 τ_E もプラズマパラメータや磁場強度に依存性があるかもしれない。オーミック加熱トカマクプラズマでは、一般的にエネルギー閉じ込め時間は密度の増加によって大きくなるとされているので [28, 29]、 R_r に対する n_e 増加の寄与は τ_E 増加によって小さくなっているのかもしれない。

(4.8)式を導く際に、 $R_r \sim T_e^{-3/2}$ を仮定したが、磁場を横切る方向の抵抗の温度依存性はこのように書けるとは限らない。荷電粒子の磁場を垂直方向の導電率は、

$$\sigma_{\perp} = \frac{nZ^2 e^2}{mv} \frac{1}{1 + \frac{\omega_c^2}{\nu^2}} \quad (4.9)$$

のように書かれる。ここで、 n , Z , m はそれぞれ荷電粒子の密度、電荷数、質量であり、 ν は衝突周波数である。磁場が十分に強ければ、 $\omega_c^2/\nu^2 \gg 1$ となり、 σ_{\perp} は、

$$\sigma_{\perp} \approx \frac{nZ^2 e^2}{mv} \frac{\nu^2}{\omega_c^2} = \frac{nm\nu}{B^2} \quad (4.10)$$

となる。電子とイオンのそれぞれに対し、 σ_{\perp} を評価する。この式によれば、プラズマが加熱されれば衝突周波数が減少するので、プラズマの加熱はむしろ磁力線を横切る方向の導電率を小さくするようにはたらくことになる。これは、図 4.8 の実験結果の傾向と一致しない。アーク放電による電極材料の溶融・蒸発により、電極周辺のプラズマの密度の増加や冷却の効果の影響があるのかもしれない。

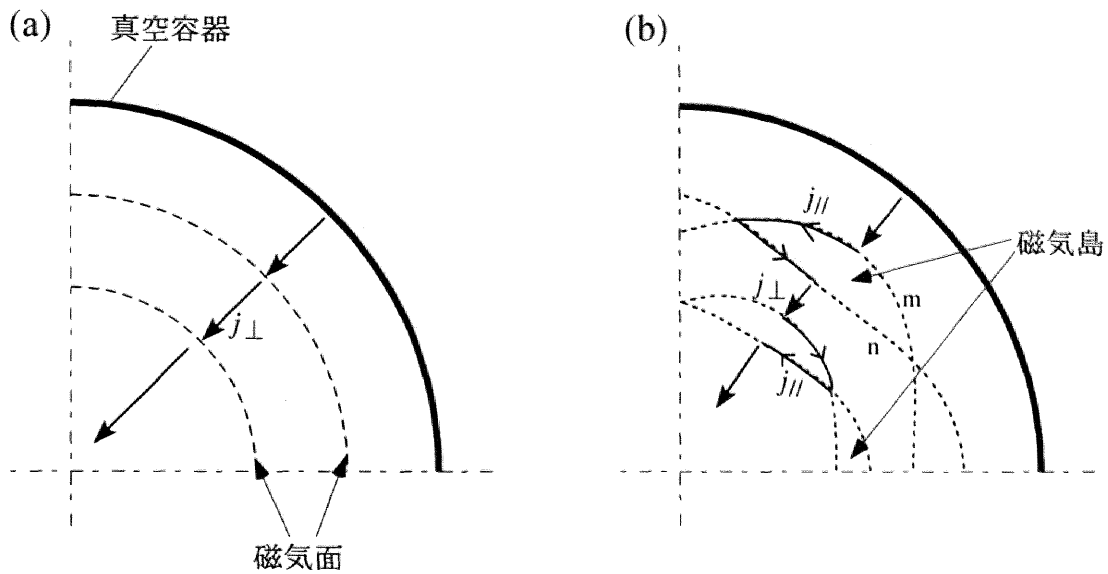


図 4.9: 磁気島形成による径方向電流経路の違いの模式図。(a) が磁気島がない場合、(b) が磁気島が形成された場合。

電極電流がつくる磁場による磁場構造変化の効果

電極電流の増加とともに径方向のプラズマ抵抗が減少していく理由としては、電極電流によって発生する磁場によって形成される磁気島の影響も考えられる。電子放出電極は、図 4.3(b) に示されているように、真空容器上部からモリブデン棒によってポロイダル断面中心に導入されている。したがって、電極電流はこの電極導入部であるモリブデン棒に沿って線状に小半径方向に流れることになり、この電流はトカマク磁場に対する誤差磁場を発生する。電極電流は最大で 150 A 程度であり、この電流が作る誤差磁場は、1 kA 程度のプラズマ電流が作るポロイダル磁場に対して無視できないほどの大きさになる。さらに、電流路が線状であるため、あらゆるポロイダル・トロイダルモードの誤差磁場を作り出し、多くの有理面で共鳴して磁気島を形成すると考えられる。また、電極に電流を流すことで流れるプラズマ中の電流が作る誤差磁場の効果も考えられる。仮に径方向電流密度 j_r がポロイダル・トロイダル方向に一様であり、ポロイダル方向には電流が流れないとするなら、 $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ より、電極があるポロイダル断面中心の磁力線上では、

電極に向かってトロイダル方向に電流が流れることになる。このトロイダル方向電流が作る誤差磁場の影響もあるかもしれない。磁気島が形成されると、径方向電流が磁力線を横切って流れる実効的な距離が短くなると考えられる。この概念を図 4.9 に模式的に示す。磁気島が形成されないとすると、図 4.9(a) のようにポロイダル断面中心にある電極と真空容器の間を電流が流れるためには、小半径分だけ磁力線を横切って流れる必要がある。しかし、磁気島が形成されると、必ずしも磁力線を横切らずとも径方向に電流が流れることができるようになる。図 4.9(b) にその概念を模式的に示す。磁気島が形成されたとき、磁気島のセパトリクス、例えば図 4.9(b) 中の m と n の磁気面は同じ磁気面上にある、つまり磁力線によってつながっている。したがって、電流は磁力線を横切ることなく m の磁気面から n の磁気面に流れることができる。磁場が十分に強ければ、磁力線方向の導電率は、磁力線を横切る方向の導電率に比べ非常に大きいので、 m の磁気面と n の磁気面がほぼ短絡されたようになる。このため磁力線を横切る距離は実効的に磁気島の幅の分だけ短くなり、径方向のプラズマ抵抗は小さくなると考えられる。磁気島の幅は、(3.3) 式のように、誤差磁場の $1/2$ 乗に比例して大きくなる。誤差磁場は電極電流に比例して大きくなるので、電極電流 I_b が大きくなるほど磁気島の幅が広がり、径方向のプラズマ抵抗 R_r は小さくなると考えられる。そして磁気島が大きくなると、磁力線方向の抵抗の寄与が磁力線を横切る抵抗の寄与に比べて大きくなり、 R_r の依存性は $R_r \sim T_e^{-3/2}$ に近づくとと思われる。つまり、ある程度電極電流が流れて磁気島が大きくなると、 $R_r \sim T_e^{-3/2}$ に近づき、先に議論したように、このときには $R_r \sim I_b^{-1.2}$ の関係に近づくとと思われる。

アーク電流の自己インダクタンスの寄与

さて、次に電極電流の時間変化に着目してみる。図 4.5, 図 4.6 のように、電極電流はバイアス印加開始後徐々に増加していく。この理由として、アーク電流のインダクタンスの影響が考えられる。電極と真空容器間の電流経路が線状であるとする、自己インダクタンスが大きくなると考えられるからである。これを調べるために、図 4.10 のように、瞬時値で V_s/I_b を求め、ほぼ I_b が一定の場合の R_r

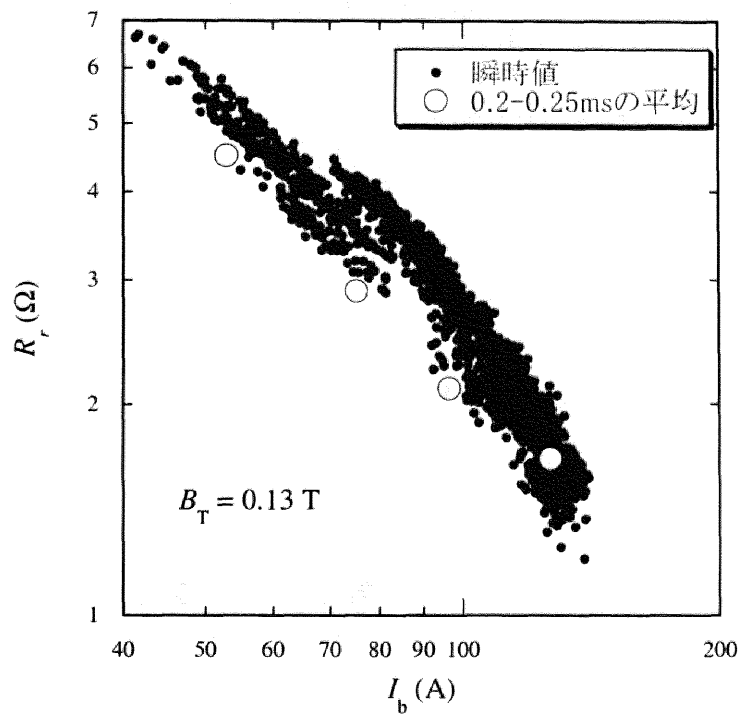


図 4.10: R_r を V_s , I_b の瞬時値で求めた場合と I_b がほぼ一定となる時間領域で求めた場合の比較。トロイダル磁場 $B_T = 0.13$ T。「瞬時値」は電極電流が 0.25 ms で 130A 流れたとき（「0.2-0.25 ms の平均」の一番右下の点の場合に相当），バイアス印加後 0.05 ms～0.25 ms で 10 MHz でサンプリングした V_s , I_b から $R_r = V_s/I_b$ を求めたものである。「0.2-0.25 ms の平均」は図 4.8 と同じである。

を比較した。 R_r を瞬時値で求めた場合と、 I_b がほぼ一定となった時間領域で求めた場合で、ほぼ同じ値となることがわかる。これは、 I_b の時間変化の効果、つまりインダクタンス成分の寄与が小さいことを示していると考えられる。

4.3 電位構造形成のダイナミクス

4.2 節では、ポロイダル断面中心での電位に着目したが、本節では小半径方向の電位構造とその形成過程に着目する。

4.3.1 電位井戸構造形成の時間発展

小半径方向に 1 cm おきに負バイアス印加時の電位の時間変化を計測すると、図 4.11 のようになった。また、 $t = 0.05$ ms, 0.15 ms, 0.25 ms の各時点での浮遊電位の径方向分布は図 4.12 のようになる。ここで、径方向の各点の電位は同時には計測していない。しかし、電極電圧 V_b 、電極電流 I_b はプローブ位置を変えてもほぼ同じように変化し、ショットごとのばらつきは最大で 10 % 程度である。周辺部は中心部に比べ浮遊電位の低下が遅い。つまり、電位井戸はプラズマの中心部から外側に向かって広がっていつている。特にその伝播傾向は $r > 4$ cm で顕著である。その電位井戸が広がる速度を、浮遊電位の負のピークが伝播していく速度として評価する。負バイアス印加からの浮遊電位の負のピークの遅れ時間は図 4.13 のようになる。 $r > 4$ cm でのグラフの勾配から浮遊電位の負のピークの伝播速度を求めると、 $B_T = 0.078$ T (図 4.11(a)) で 550 m/s, $B_T = 0.12$ T (図 4.11(b)) で 700 m/s 程度であり、トロイダル磁場が強いほど速くなる傾向にある。この伝播速度は、アルフヴェン速度 $v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 n m_i}} \approx 2 \times 10^6$ m/s ($B_T = 0.1$ T, $n = 1 \times 10^{18}$ m $^{-3}$) よりも遅く、イオン音速 $C_s = \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}} \approx 2.5 \times 10^4$ m/s ($T_e = 6$ eV) よりもさらに遅い。プラズマ回転の運動量の粘性による径方向への伝搬が電位構造の形成を決めているのかもしれない。

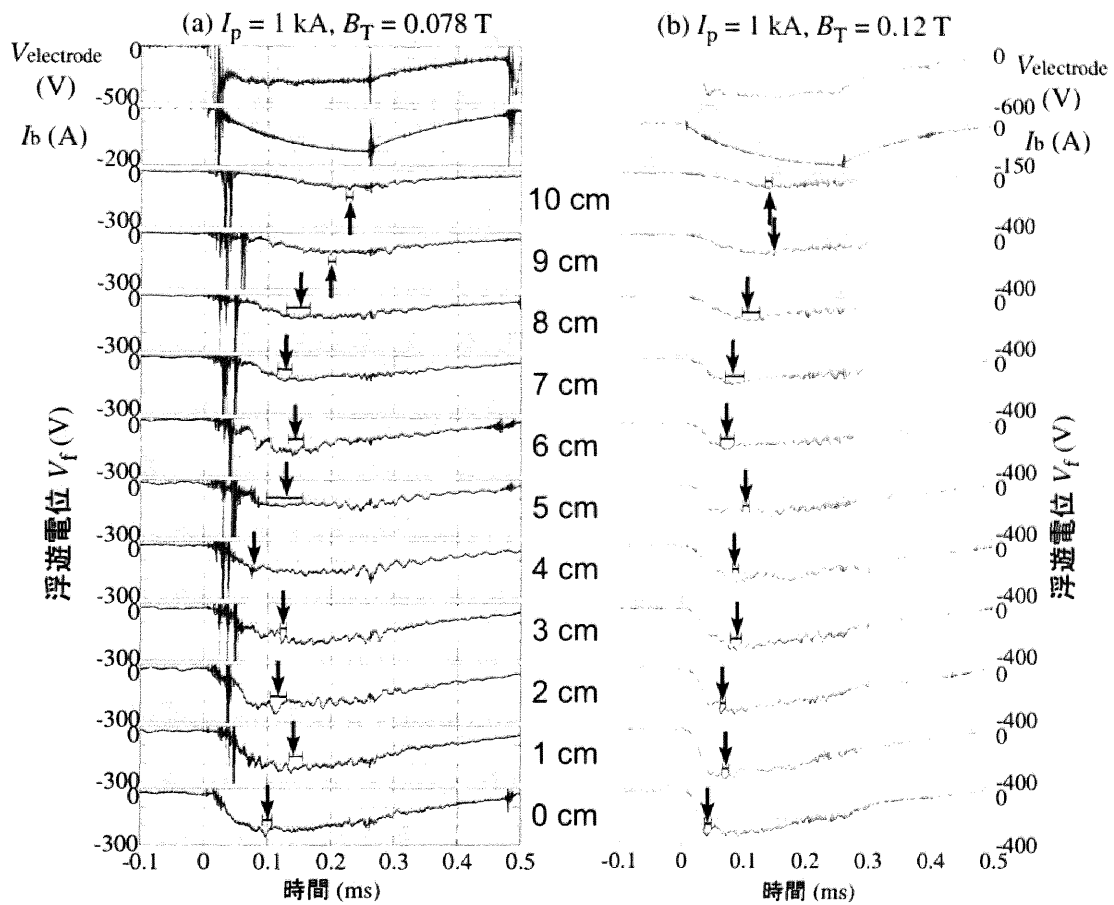


図 4.11: 電極電圧 V_b , 電極電流 I_b , 小半径方向に 1 cm ごとの位置での浮遊電位 V_f の時間発展。トロイダル磁場強度はそれぞれ (a) 0.078 T, (b) 0.12 T。矢印は電位が最も低くなる時点を示している。

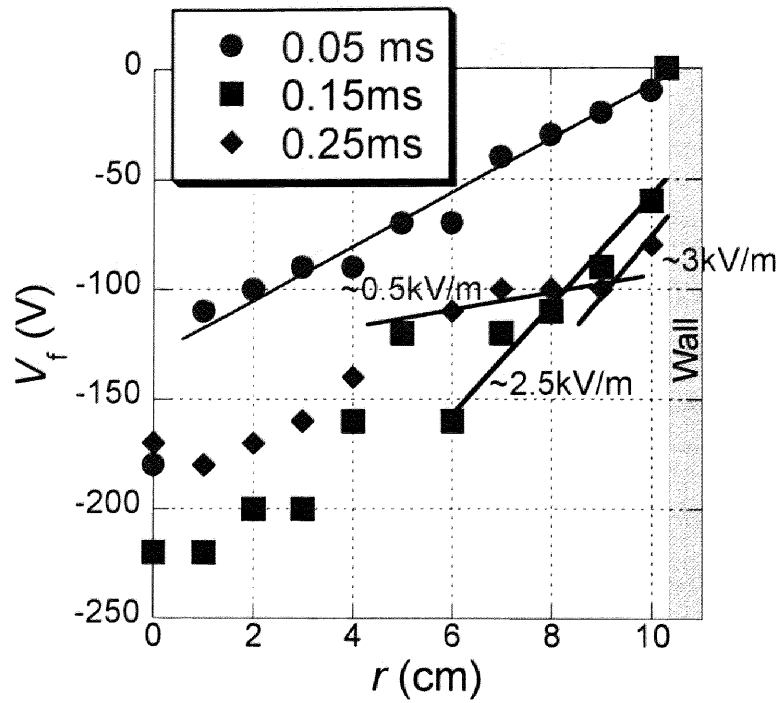


図 4.12: 図 4.11(a) における, $t = 0.05$ ms, 0.15 ms, 0.25 ms での浮遊電位の径方向分布。

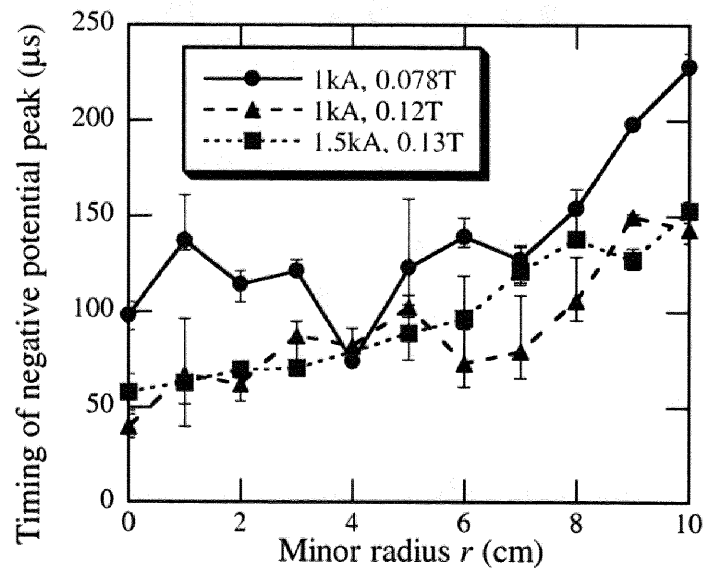


図 4.13: 負バイアス印加からの浮遊電位の負のピークの遅れ時間。バイアス電圧は約 -400 V。

表 4.3: CSTN-IV ($B_T = 0.1$ T, $I_p = 1$ kA, $T_e = 7$ eV, $n_i = 1.2 \times 10^{18}$ m $^{-3}$) で現れる主な速度

$v_{E \times B}$ ($E_r = 2.5$ kV/m)	32 km/s
$v_{E \times B}$ ($E_r = 0.5$ kV/m)	6.4 km/s
v_A	2000 km/s
v_{Ap}	40 km/s
C_s	25 km/s

4.3.2 プラズマ密度分布のダイナミクスとその揺動

負バイアス印加時のイオン飽和電流の時間変化を図 4.14 に示す。図 4.14 は図 4.11(a) と同じ条件 ($I_p = 1$ kA, $B_T = 0.078$ T) で、小半径方向に 1 cm ごとに計測したイオン飽和電流の時間変化である。図 4.14 の径方向各点のイオン飽和電流は図 4.11(a) の同じ径方向位置での浮遊電位と同時に計測している。ただし径方向には、同時に計測していない。サンプリング周波数は 10 MHz である。負バイアス電圧は約 -0.4 kV であり (図 4.11(a) 参照), 0 ms から 0.25 ms の間印加している。イオン飽和電流は負バイアス印加により、プラズマ全体で増加し、その増加は、バイアス印加終了後も $t \approx 0.5$ ms 以上まで維持されている。また、イオン飽和電流の増加は、径方向外側のほうが遅いことがわかる。つまり、電位が中心部から低くなっていったのと同様に、プラズマ密度は中心部から増加していったということになる。この密度増加の径方向伝播速度を、負バイアス印加後にイオン飽和電流の増加が飽和するまでの時間を用いて評価する。負バイアス印加後のイオン飽和電流の増加が飽和する時点は、図 4.14 中の矢印で示した点であり、この遅れ時間を径方向 r に対して示したのが図 4.15 である。図 4.15 でのグラフの勾配から、イオン飽和電流の増加が伝播していく速度は、 $B_T = 0.078$ T, $I_p = 1$ kA で約 400 m/s であることがわかる。この速度は、浮遊電位の負のピークの伝播速度 ~ 550 m/s と同程度である。

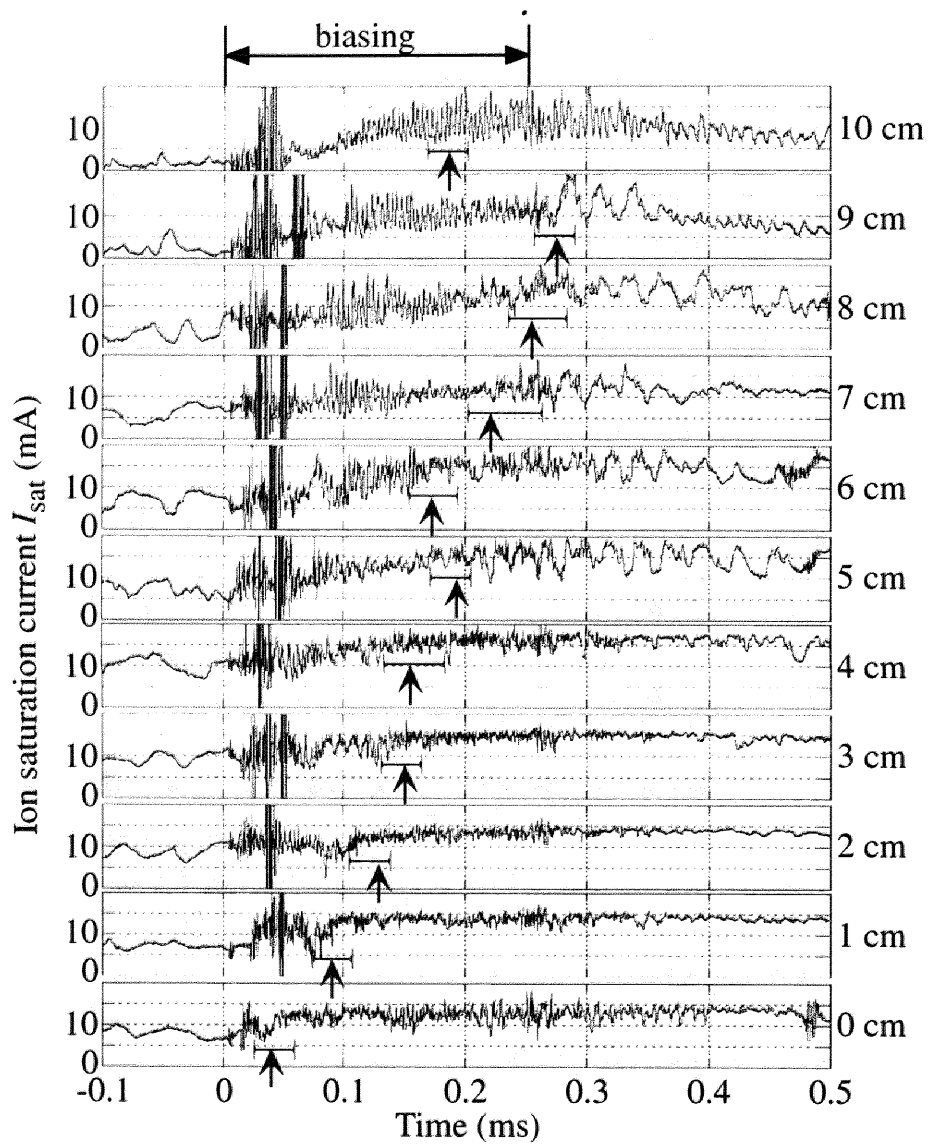


図 4.14: 小半径方向に 1 cm ごとの位置でのイオン飽和電流 I_{sat} の時間発展。 $I_p = 1 \text{ kA}$, $B_T = 0.078 \text{ T}$ (図 4.11(a) の場合に相当)。バイアス電圧は約 -0.4 kV 。矢印はバイアス印加後のイオン飽和電流の増加が飽和に達した時点を示している。

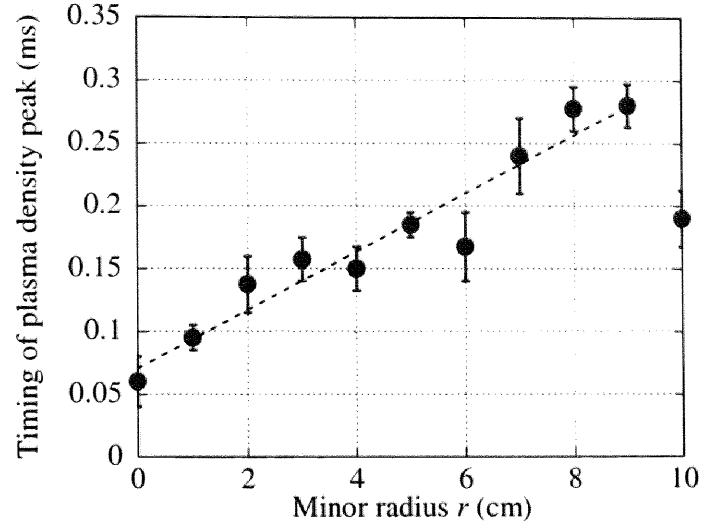


図 4.15: 電極バイアス印加後のイオン飽和電流の増加が飽和するまでの時間

バイアス印加によるプラズマの密度の増加に対しては、径方向電流によるジュール加熱のほかに、強い径方向電場によって誘起されるプラズマのポロイダル回転による寄与もあるかもしれない。表 4.3 のように、負バイアス印加時に生じる強い径方向電場による $E \times B$ ポロイダル回転速度は、ポロイダルアルフヴェン速度 v_{Ap} と同程度まで大きくなっており、回転速度シアによる閉じ込め改善の効果が現れている可能性がある。ただ、電極付近での密度増加には、アーク放電による電極材料の溶融・蒸発の影響がある可能性も考慮しておく必要があるであろう。

図 4.14 からわかるように、負バイアス印加後にイオン飽和電流に強い高周波揺動が現れている。そして $r > 5$ cm では、イオン飽和電流の増加が飽和に達したあたりで、一度揺動の大きさが小さくなった後、低い周波数の揺動が現れてくる。この揺動周期の時間変化を調べるために、ウェーブレット解析 [30, 31] を行った。図 4.14 のイオン飽和電流波形のうち $r = 6 \sim 9$ cm に対してウェーブレット解析を行った結果は図 4.16 のようになった。ある信号 $x(t)$ に対するウェーブレット変換は

$$W_{\psi}^x(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \Psi^*(t) dt \quad (4.11)$$

で与えられる。 $*$ は複素共役を表す。 Ψ はウェーブレット母関数であり、図 4.16 の

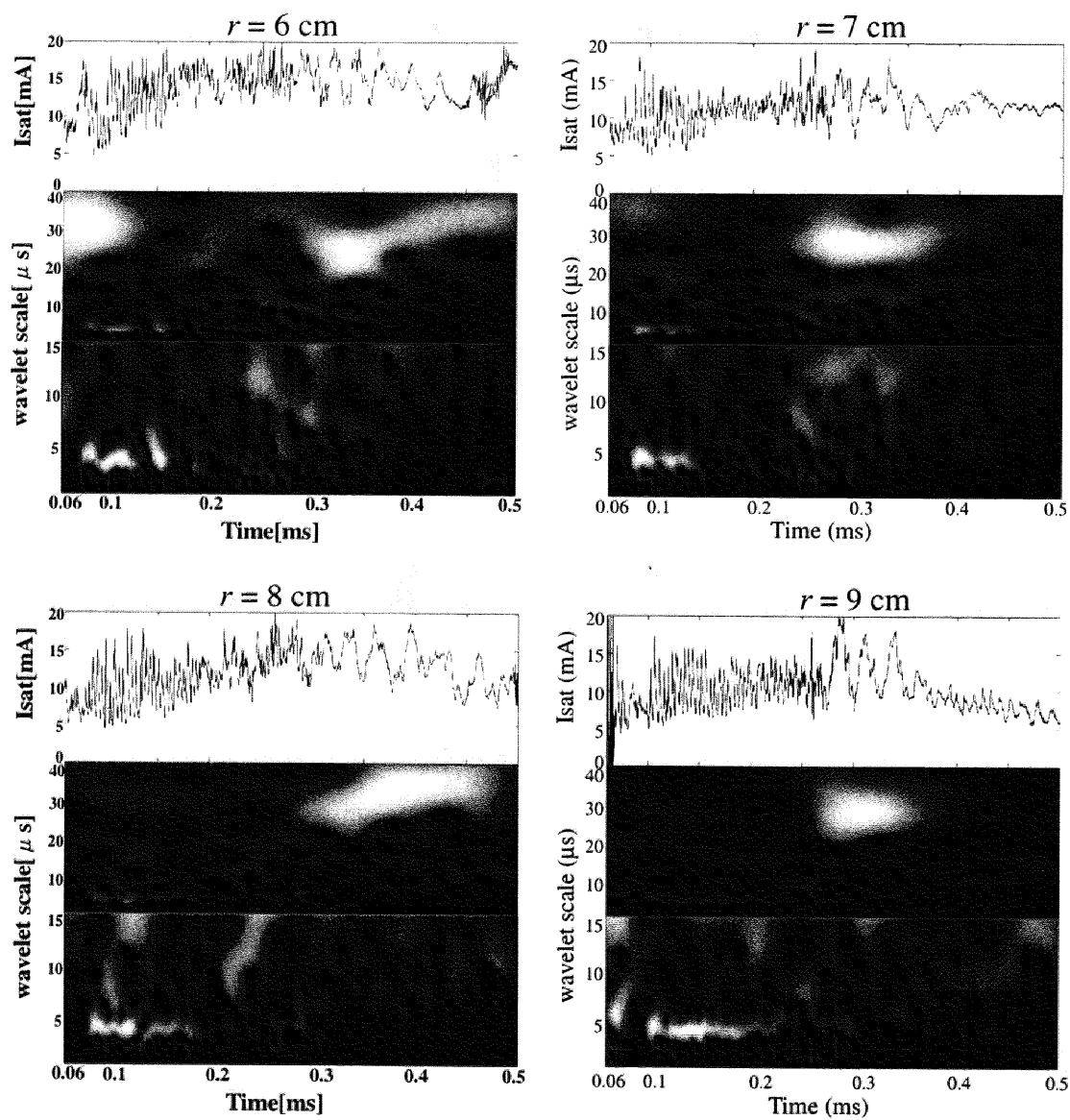


図 4.16: $r = 6 \sim 9$ cm でのイオン飽和電流波形とそのウェーブレット解析

解析では複素 Morlet 関数

$$\Psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \exp \left\{ 2\pi i \left(\frac{t-b}{a} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{t-b}{a} \right)^2 \right\} \quad (4.12)$$

を用いている。 a はスケールパラメータであり、 $1/a$ が周波数に相当する。 b はトランスレーションパラメータであり時間軸の平行移動を表す。図 4.16 のウェーブレット解析結果は、 $|W(a,b)|$ を横軸 b 、縦軸 a として示している。 $t < 0.2$ ms では、揺動周期は数 μs (数 100 kHz に相当) であるが、その後揺動の強さが小さくなる。この揺動の減少は、径方向内側から外側へ順に起こっている。揺動が一度小さくなった後、揺動周期は 30 μs (30 kHz) 程度になり、揺動はむしろ大きくなる。この揺動周波数の変化は $E_r \times B_T$ ポロイダル回転速度と関連があると考えられる。図 4.11 のように、プラズマ電位は、中心部が先にピークを迎え、周辺部は遅れて負電位ピークを迎える。つまり、径方向電場 E_r は、内側から順に小さくなるということである。これは図 4.12 の $r \sim 8$ cm における $t = 0.15$ ms と $t = 0.25$ ms での電位勾配をみてもわかる。 $r = 8$ cm における径方向電場の大きさは図 4.12 より、 $t = 0.15$ ms, 0.25 ms でそれぞれ $E_r \sim 2.5$ kV/m, 0.5 kV/m であり、そのときの $E_r \times B_T$ ポロイダル回転速度 $v_{E \times B}$ は表 4.3 に示すとおりである。このとき $r = 8$ cm でのポロイダル回転周期はそれぞれ 16 μs , 80 μs であり、揺動の周期、数 μs および $\sim 30 \mu\text{s}$ と同程度のオーダーとなっている。また、揺動周期が大きく変化するのはイオン飽和電流の増加が飽和に達したあたりであり、その径方向の伝播速度が浮遊電位の負のピークの伝播速度と同程度であることも、揺動周期が $E_r \times B_T$ 回転速度と関連があるとの考えと一致する。

4.4 まとめ

トカマクプラズマのポロイダル断面中心に設置された電極と真空容器の間で径方向に電流を流すことで、トカマクプラズマ中に深い負電位井戸を形成することができた。その深さは、径方向電流 $I_b \approx 150$ A のときに -300 V 程度であり、これは電子温度の 50 倍に相当する。

また、径方向電流の大きさに対する電位井戸の深さを径方向抵抗 R_r として評価

し、その I_b およびトロイダル磁場 B_T に対する依存性を実験的に調べ、 $R_r \sim I_b^{-1.2} B_T^{1.0}$ の依存性があること明らかにした。

電位井戸構造は、径方向内側から順に形成され、その伝播速度は本実験の条件では 400–700 m/s であった。

負バイアス印加によりプラズマの密度は2倍程度に増加するが、これは、プラズマ電流によるオーミック加熱を超える径方向電流によるジュール加熱による効果だけではなく、プラズマの $E \times B$ 回転シアーによる閉じ込め改善による効果の可能性もある。プラズマの密度増加は電位井戸構造と同じくプラズマの中心部から外側へ広がっていく。その伝播速度は、電位井戸構造の形成速度と同程度であった。

負バイアス印加後には強い揺動が見られ、その周波数は 0.25 ms 付近で数 100 kHz から ~ 30 kHz に急激に変化した。この揺動周波数の変化は径方向電場によるプラズマのポロイダル回転速度の変化と関係が深い。

付録4.A 電子放出電極の製作

本研究で用いた電子放出電極は、厚さ 0.5 mm、直径 6 mm の LaB_6 の円板を、厚さ 0.2 mm、幅 1 mm のリボン状のタンタル板で固定する形状になっている。当初は、加熱された電極からの熱電子放出電流を用いて電位勾配を形成することを計画していたため、 LaB_6 円板は可能な限り薄くして熱容量が小さくなるようにしている。また、 LaB_6 円板の直径は、表面の温度を計測するために用いた放射温度計の視野角に合わせて設計されている。

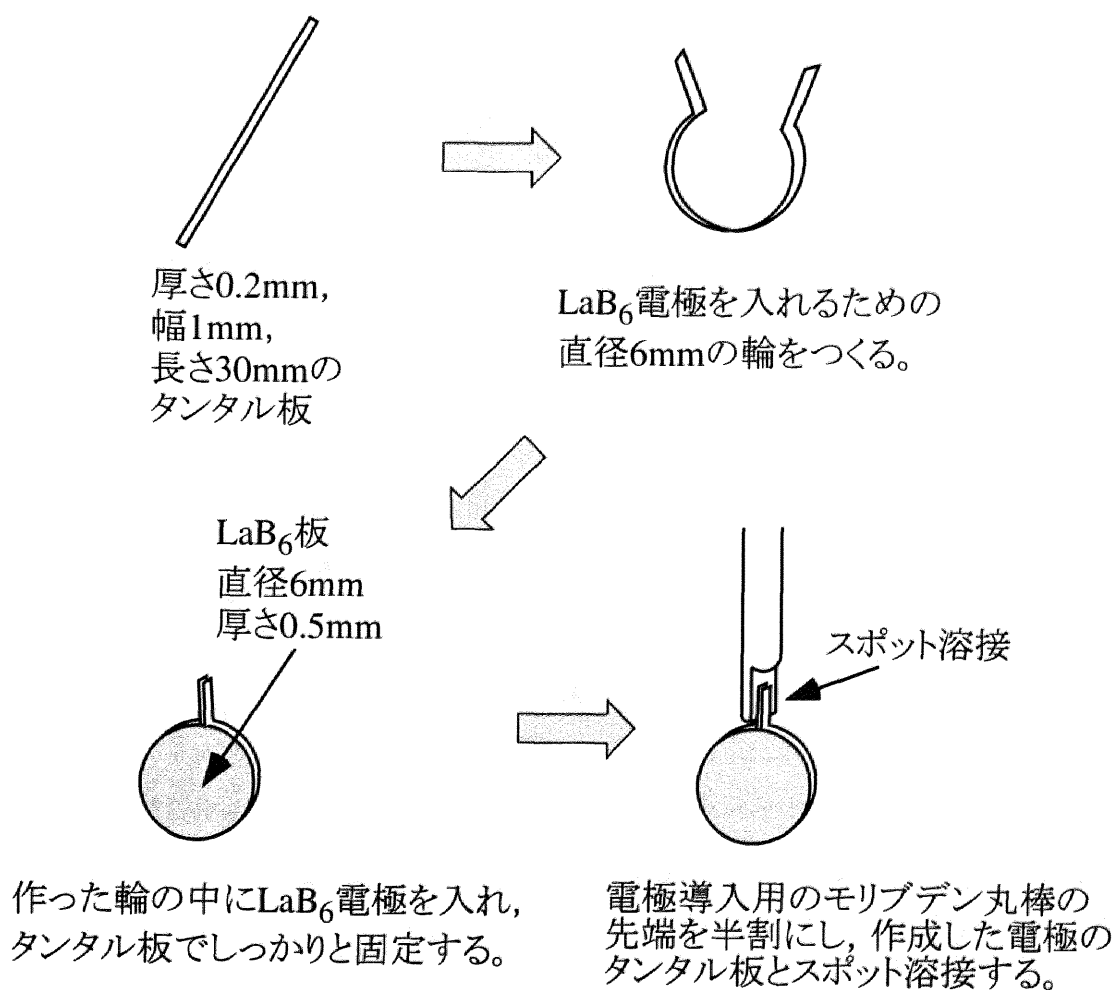


図 4.A.1: LaB_6 電極の作成

フレームとなるタンタル板は長さ 30 mm 程度にして，図 4.A.1 のように LaB_6 円板の周りに巻きつけて挟み込む。電極導入用の $\phi 2$ mm のモリブデン棒は，先端の 10 mm が半割になっており，その部分と，先ほど LaB_6 円板を固定したタンタル板をスポット溶接する。最後にモリブデン棒をセラミック管で覆えば，図 4.3(c) の電極になる。

付録4.B 高電圧パルス電源

付録4.B.1 高電圧パルス電源回路

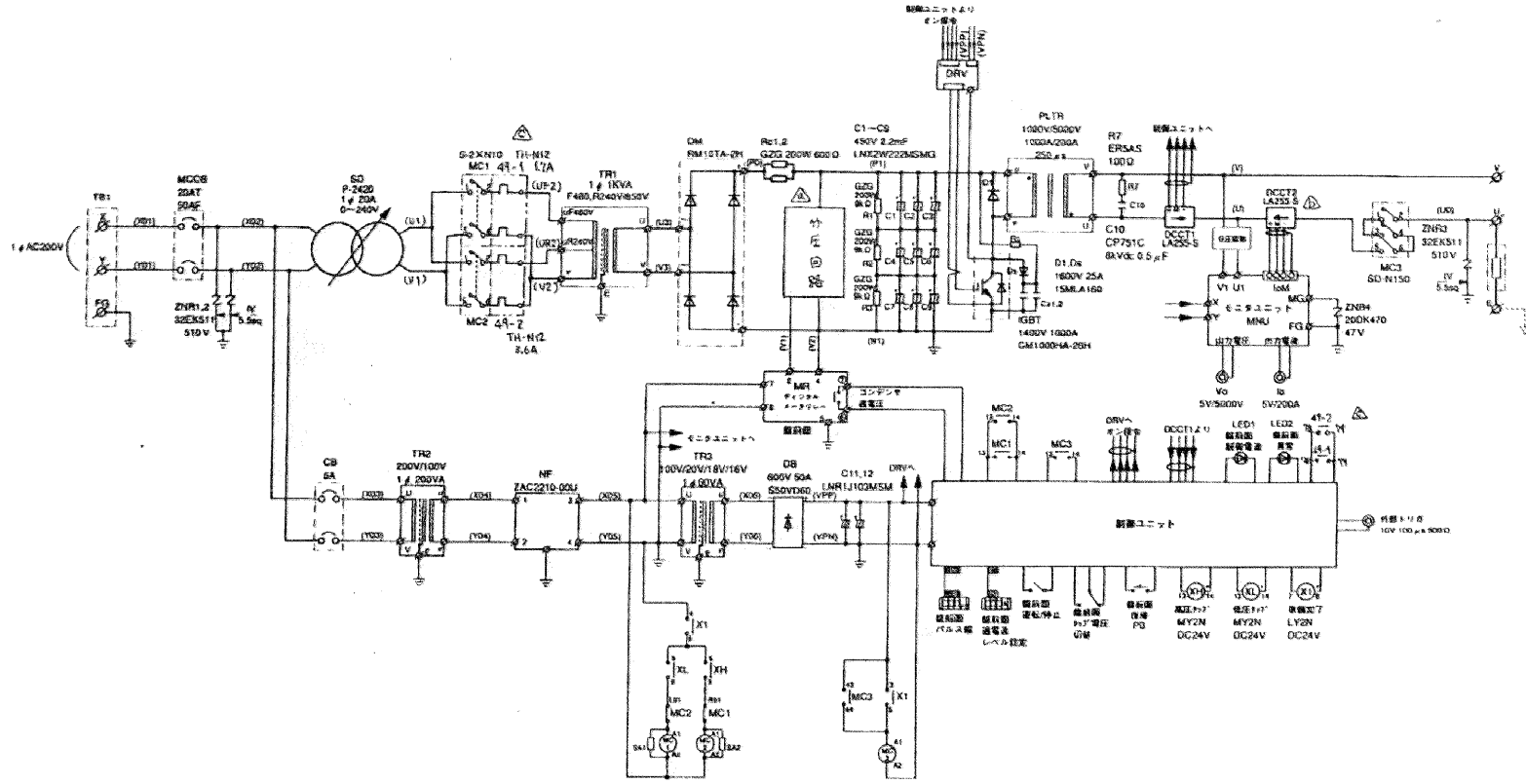
本研究で用いた高電圧パルス電源（品名：高電圧パルス発生装置 K-216）は愛知電機株式会社製であり，その回路は図 4.B.1 のようになっている。電磁スイッチ MC2 によるトランス TR1 の 1 次側のタップ切り替えと，スライダック SD によってコンデンサ C1～C9 の充電電圧を調整することで出力電圧が調節される。出力トリガが入力されると，IGBT がオンとなりコンデンサ C1～C9 が放電し，パルストランス PLTR を介して負電圧パルスが出力される。

付録4.B.2 パルストランス

高電圧パルス電源回路で用いられているパルストランスは，愛知電機株式会社で製作されたものであり，1 次巻数は 60 ターン，2 次巻数は 300 ターン，鉄心断面積は $48 \times 10^{-4} \text{ m}^2$ である。

高電圧パルス電源の 2 次側はプラズマ中の電極に接続されているためプラズマからの電子電流が流れる。CSTN-IV の中心部に付録 4.A の電極を挿入した場合に，最大で 15 A の電子電流が流れる可能性があるとしてプラズマパラメータから推測し，この 15 A の電子電流が 2 次側に流れたときにパルストランスに定格パルス電圧を印加しても飽和しないことを確認した。試験では 2 次側を開放した状態でコンデンサに 1 kV 充電し，600 μs および 250 μs （パルストランス定格）間放電したときのパルストランスの 1 次側の電圧，電流を計測することでパルストランスの磁化特性を測定した。図 4.B.2(a) および図 4.B.2(b) がそれぞれ 600 μs ，250 μs 放電したときの磁化特性である。2 次側に DC 15 A が流れるということは，コンデンサの放電前に $15 \times N_2 = 4500 \text{ A} \cdot \text{ターン}$ 励磁されているということである。図 4.B.2(a) で重畳レベルと示されている分がこれに相当する。ここからさらに図 4.B.2(b) の定格と同じ 0.255 V·s 励磁しても，図 4.B.2(a) からわかるようにパルストランスは飽和しない。つまり，パルストランスの 2 次側から直流電流 15 A が流れている状態でパルストランス 1 次側に定格パルス電圧を印加してもパルストランスは飽和

図 4.B.1: 高電圧パルス電源回路



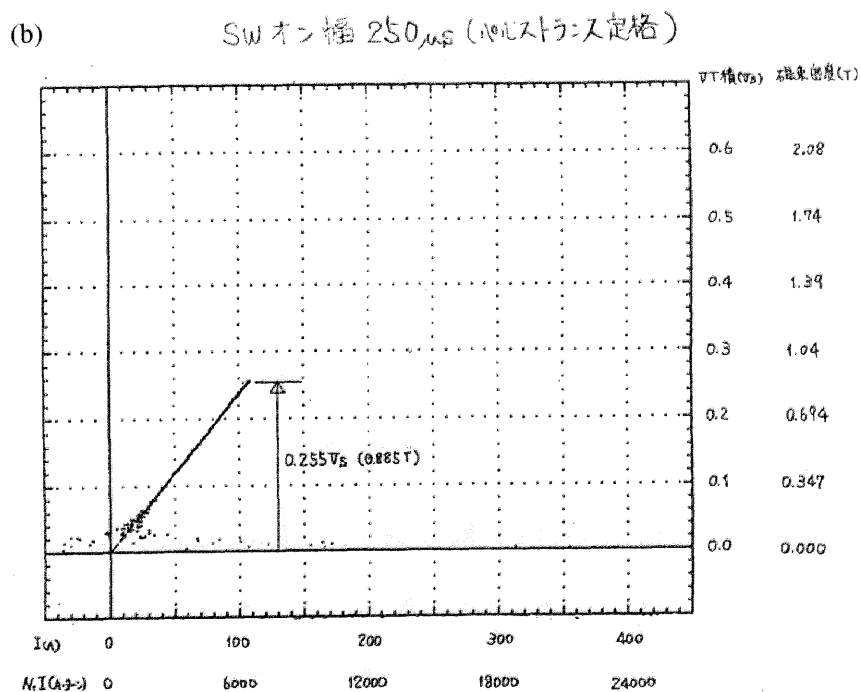
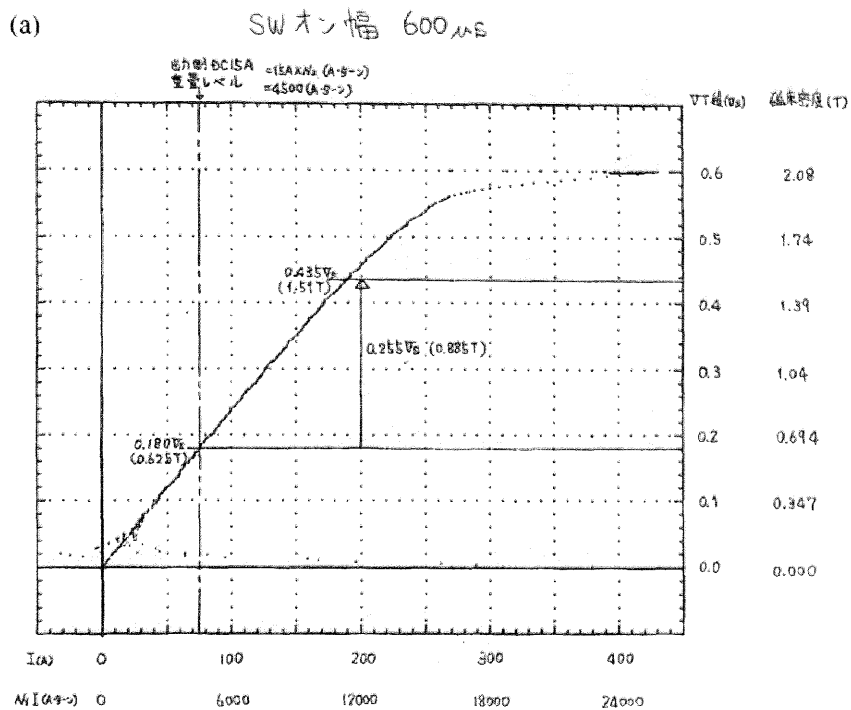


図 4.B.2: (a) 600 μ s および (b) 250 μ s 通電時のパルストランスの磁化特性 (愛知電機株式会社技術資料 GS31-01008 より抜粋)

しないといえる。

参考文献

- [1] R. R. Weynants, G. Van Oost: Plasma Physics and Controlled Fusion **B 35** (1993) 177.
- [2] R. J. Taylor, M. L. Brown, B. D. Fried, H. Grote, J. R. Liberati, *et al.*: Physical Review Letters **63** (1986) 2365.
- [3] J. A. C. Cabral, C. A. F. Varandas, M. P. Alonso, P. Belo, R. Canário, *et al.*: Plasma Physics and Controlled Fusion **40** (1998) 1001.
- [4] X. B. Li, R. C. Cross, D. Miljak: Plasma Physics and Controlled Fusion **36** (1994) 73.
- [5] G. Wang, X. Yang, C. Feng, D. Jiang, B. Zhou, *et al.*: Physics of Plasmas **5** (1998) 1328.
- [6] W. Zhang, C. Xiao, Z. Zhang, A. Hirose: Physics of Plasmas **1** (1994) 3646.
- [7] C. Xiao, K. K. Jain, W. Zhang, A. Hirose: Physics of Plasmas **1** (1994) 2291.
- [8] R. P. Doerner, J. A. Boedo, R. W. Conn, D. S. Gray, G. R. Tynan, *et al.*: Nuclear Fusion **34** (1994) 975.
- [9] J. Stökel, K. Dyabilin, I. Ďuran, J. Horáček, M. Hron, *et al.*: *26th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 1999*; Europhysics Conference Abstracts **23J** (1999) 1589.
- [10] N. Kasuya, K. Itoh, Y. Takase: Plasma Physics and Controlled Fusion **45** (2003) 183.

- [11] L. G. Askinazi, V. E. Golant, S. V. Lebedev, L. S. Levin, V. A. Rozhansky, *et al.*: Physics of Fluid **B 5** (1993) 2420.
- [12] T. E. Stringer: Nuclear Fusion **33** (1993) 1249.
- [13] S. Takamura, Y. Shen, G. Aoyama, T. Okuda: Japanese Journal of Applied Physics **25** (1986) 103.
- [14] 沈雲, 高村秀一, 青山吾朗, 奥田孝美: 核融合研究 **55** (1986) 491.
- [15] K. Hiramatsu, S. Takamura: Japanese Journal of Applied Physics **31** (1992) 2243.
- [16] O. Matsuda, N. Ohno, S. Takamura: Plasma Sources Science and Technology **5** (1996) 356.
- [17] 山内邦仁, 竹内靖, 荻野豊, 渡邊正人, 沖野晃俊 他: 電気学会論文誌 **A 120** (2000) 420.
- [18] T. A. Thorson, R. D. Durst, R. J. Fonck, L. P. Wainwright: Physics of Plasmas **4** (1997) 4.
- [19] K. Yoshikawa, K. Takiyama, T. Koyama, K. Taruya, K. Masuda, *et al.*: Nuclear Fusion **41** (2001) 717.
- [20] H. Kojima, Y. Fukuzawa, T. Manabe, S. Takamura, T. Okada, *et al.*: Czechoslovak Journal of Physics **53** (2003) 895.
- [21] S. Sasaki, Y. Uesugi, S. Takamura: Physics of Plasmas **1** (1994) 1089.
- [22] Y. Uesugi, Y. Yamakawa, T. Chiba, S. Takamura: Journal of Nuclear Materials **196–198** (1992) 452.
- [23] S. Takamura, S. Kinoshita, Y. Uesugi: IEEE Transactions on Plasma Science **19** (1991) 885.
- [24] 小島寛樹, 小林政弘, 田代健二, 高木誠, 高村秀一: 電気学会論文誌 **A 119** (1999) 1436.

- [25] 桑原竜弥, 大野哲靖, 高村秀一, 叶民友: プラズマ・核融合学会誌 **77** (2001) 464.
- [26] 真鍋俊治, 小島寛樹, 福澤祐馬, 大野哲靖, 高村秀一: プラズマ・核融合学会第 19 回年会 (2002) 26pA07.
- [27] 真鍋俊治: 修士学位論文「小型トカマク装置における熱電子放出電極を用いた電位井戸形成 —中性子源開発に向けて—」, 名古屋大学工学研究科, 平成 15 年 (2003) 3 月.
- [28] J. Wesson: “*Tokamaks second edition*”, Clarendon Press, Oxford (1997) Ch. 4.
- [29] R. J. Goldston: *Plasma Physics and Controlled Fusion* **26** (1984) 87.
- [30] 中野宏毅, 山本鎮男, 吉田靖夫: 「ウェーブレットによる信号処理と画像処理」, 共立出版 (1999).
- [31] 大野哲靖, 田中直行, 高村秀一, V. Budaev: プラズマ・核融合学会誌 **78** (2002) 1093.

第5章 総括と今後の課題

5.1 本研究のまとめ

本研究では、瞬時電流制御インバータ放電電源の導入と制御・計測系の整備により、小型トカマク放電の高機能化をおこなった。また、その高機能化によって実現された長時間放電模擬を用いて、回転ヘリカル磁場が水素リサイクリングに及ぼす影響について調べた。また、小型トカマク放電の新たな応用分野としての静電閉じ込め核融合による中性子源を目指して、トカマクプラズマ中への負電位井戸形成の基礎研究を行った。各章ごとに得られた結果を以下にまとめる。

第2章では瞬時電流制御インバータ放電電源の導入とその制御系について述べた。また、同時に整備された計測系と制御系との同期について述べた。放電電源とその制御系の整備により、放電波形の制御性及び再現性が大幅に向上した。この放電の制御性の向上により様々な放電モードが実現された。第2章ではその例として、高運転責務繰り返しパルス放電、完全交流運転、長時間高運転責務高繰り返しパルス運転を示した。長時間高運転責務高繰り返しパルス運転では、粒子バランスにおける壁の応答時間が放電の繰り返し周期より十分長いいため、長時間の連続放電を模擬できている。この長時間放電模擬の実現により、第3章のような長時間放電時における水素リサイクリングに関する調査が可能となった。

第3章では、回転ヘリカル摂動磁場による周辺プラズマの変調が長時間放電時の水素リサイクリング、特に空間的に不均一な水素リサイクリングに及ぼす影響について調査した。ヘリカル摂動磁場印加により、周辺部にはエルゴディック層が形成されるが、より壁面に近い領域では、ヘリカルコイル近傍の磁場により新たな構造的性が現れる。したがって、水素リサイクリングにも新たな不均一性が現れる。しかし回転ヘリカル磁場の場合には、壁近傍の磁場構造が回転することによ

り、プラズマと壁との接触は均一化される。その結果、プラズマと壁の接触面積が増加して壁排気が増加する効果と、壁へのプラズマからの粒子束が均一化される効果が現れる。これらの効果は、トロイダル方向の中性粒子の輸送と壁へのプラズマ粒子束の不均一性を取り入れた1次元水素粒子バランスモデルとの定量的な比較により明らかにされた。また、回転ヘリカル磁場印加後の水素リサイクリングの挙動について、どのような物理素過程が支配しているのかを粒子バランスモデルから検討した。その結果、中性粒子の挙動、特に壁への粒子吸着が水素リサイクリング、中性ガス圧の動的挙動に大きな影響を与えていることを明らかにした。

第4章では、小型トカマク装置を用いた静電閉じ込め核融合中性子源を目指した基礎研究として、トカマクプラズマ中での深い負電位井戸構造の形成を試み、またその動的挙動についての調査を行った。通常、密度の高いプラズマ中に負電位井戸構造を形成することは難しい。そこで本研究では、プラズマ中心部に設置された電極からアーク放電を行うことで電極から大量に電子放出電流を流し、トカマクプラズマの小半径方向つまりトロイダル磁場を横切る方向のプラズマの抵抗とアーク放電による径方向電流によって生じる電位勾配によって、最大で電子温度の50倍程度の深い電位井戸構造を形成することができた。また、径方向電位勾配を形成する上で重要となるプラズマの径方向抵抗 R_r のトロイダル磁場 B_T 及び径方向電流 I_b に対する依存性を実験的に調べ、 $R_r \sim I_b^{-1.2} B_T^{1.0}$ の依存性があることを見出した。電位井戸構造の形成過程については、電極があるプラズマ中心部から外側に向かって電位井戸構造が広がっていくことを見出した。また、負バイアス印加により、プラズマ密度もまた、中心部から順に増加していくことを見出し、その密度増加には、径方向電流によるジュール加熱による寄与だけでなく、 $E_r \times B_T$ ポロイダル回転シアーによる閉じ込め改善の寄与もある可能性を示唆した。さらに、イオン飽和電流に現れた強い揺動について調査し、その揺動周期の変化が $E \times B$ ポロイダル回転速度の変化とおおよそ一致することを示した。

5.2 今後の展望と課題

水素リサイクリングにおける回転ヘリカル磁場の効果には周波数依存性があると考えられる。その依存性を引き起こす一つの原因として、本研究では粒子バランスモデルから、壁の局所的な飽和の効果があることを推測した。CSTN-IVにおいては、局所的な壁の飽和の効果が現れる周波数は数 10 Hz 程度以下だと予想される。このような低い周波数と、現在用いている kHz オーダーで、回転ヘリカル磁場印加による壁排気の増加量に違いが現れるかもしれない。ただ、CSTN-IVでは、実際には連続放電ではなく ~ 50 Hz の繰り返し放電になっており、放電周期以下の周波数の変化に対しての壁の挙動は、連続放電に対してのそれとは違ったものになる可能性もある。回転ヘリカル磁場の効果の周波数依存性としては他には、TEXTOR での DED 計画でも指摘されているが [1], 周辺部での径方向の粒子輸送を変化させる可能性がある。

トカマクプラズマ中への負バイアス印加に関しては、本研究では -300 V 程度の負電位井戸の形成に成功しているが、静電閉じ込め核融合を引き起こすには少なくとも数 kV の負電位井戸を形成する必要がある、さらなる電位印加を目指す必要がある。現在の径方向抵抗の径方向電流に対する依存性から考えると、数 kV の電位井戸の形成には数 kA の径方向電流が必要ということになり、小型中性子源を目指すという観点では現実的でない。トロイダル磁場を強くすれば電位は印加できるが、イオンの軌道偏向が大きくなるため、結局はイオンを十分に加速できなくなる。このような状況を打破するための方法として考えられるものとしては、電極の複数設置やリミタの設置などが挙げられる。第 4 章で示されたように、径方向抵抗は電流のおおよそ -1.2 乗に比例する。したがって、電極-容器間の電流経路を複数並列にとれば、より深い電位を印加できる可能性がある。また、負バイアスを電極-容器間ではなく、電極-リミタ間に印加することで、電流経路を限定して径方向の抵抗を増加させることができるかもしれない。

負バイアス印加時のアーク電流の電流経路は、本研究では十分には解明されていない。 $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ から考えると、 j_r が存在する場合には、トロイダル（ポロイダル）方向にも電流が流れるはずである。ロゴスキコイルで検知されたトロイダル電

流の増加は、プラズマ加熱によるトロイダル方向のプラズマ抵抗の減少による寄与のほかに、アーク電流のトロイダル方向成分も検知している可能性がある。これに関しては、電極とロゴスキコイルの相対位置を変えることで調べることが可能であろう。また、アーク電流経路がトカマク磁場構造の影響を受けるのであれば、プラズマ電流の向きを変えることでロゴスキコイルに検知されるトロイダル電流の変化に差が現れるかもしれない。さらにトロイダル方向の電流成分があるとするれば、トロイダル方向の電位構造にも着目する必要があるかもしれない。

負電位井戸構造の形成過程には、第4章でも指摘したが、粘性の影響が大きい可能性がある。イオンの粘性を考慮したモデル [2-4] との比較により、本実験で得られた構造形成過程が説明できるかもしれない。しかし、本研究の条件では、電極からの電子放出が電位井戸構造形成に大きく寄与しているはずであり、電子の挙動を取り入れる必要があるであろう。

プラズマ中に電子温度の50倍もの電位を印加したときには、プラズマの非中性度 $\frac{\delta n}{n} \approx \frac{e\phi}{T_e} \left(\frac{\lambda_D}{L} \right)^2$ が大きくなり、本研究での実験条件では 10^{-6} 程度になっていると考えられ、異常粘性などの非中性プラズマの物理が現れてくる可能性もあるかもしれない [5, 6]。

本研究では、小型トカマク運転の制御性向上とそれにとまなう長時間化に成功した。放電時間の短さは、誘導電流駆動の小型トカマク放電を様々な分野に応用する上での最も大きな問題点の一つであったが、本研究によりこの問題点を克服できたことになる。本研究では核融合基礎研究として第3章のように水素リサイクリング研究への応用の道を拓いたのであるが、他にも薄膜形成 [7, 8] や、第4章で目指した静電閉じ込め核融合中性子源など、小型トカマク装置の応用分野は今後もまだまだ広がる可能性を秘めているであろう。

参考文献

- [1] F. H. Finken, G. H. Wolf: Fusion Engineering and Design **37** (1997) 337.
- [2] N. Kasuya, K. Itoh, Y. Takase: Nuclear Fusion **43** (2003) 244.
- [3] T. E. Stringer: Nuclear Fusion **33** (1993) 1249.
- [4] 原淳一郎, 上杉喜彦, 高村秀一, 岡田雅之: 日本物理学会 1998 年秋の分科会 (1998) 27aE6.
- [5] 吉村信次, 岡本敦, 永岡賢一, 田中雅慶: 日本物理学会 2003 年秋季大会 (2003) 22pYB11.
- [6] J. M. Kriesel, C. F. Driscoll: Physical Review Letters **87** (2001) 135003.
- [7] M. Y. Ye, O. Matsuda, N. Ohno, M. Takagi, Y. Uesugi, *et al.*: Controlled Fusion and Plasma Physics **22C** (1998) 2767.
- [8] M. Y. Ye, O. Matsuda, N. Ohno, Y. Uesugi, M. Takagi, *et al.*: Vacuum **59** (2000) 55.

謝辞

本研究の遂行及び本論文執筆にあたり，終始適切なる御指導と御鞭撻を賜りました名古屋大学工学研究科教授 高村秀一博士に謹んで感謝の意を表します。

本研究をまとめるにあたり，貴重な御意見，御討論を頂きました文部科学省核融合科学研究所教授 渡利徹夫博士に深く御礼申し上げます。

本研究を遂行するにあたり，常日頃から多くの貴重な御助言，御討論を頂きました名古屋大学理工科学総合研究センター助教授 大野哲靖博士に謹んで感謝いたします。

研究全般にわたり絶えず親切なる御指導を頂き，学生生活においても貴重な助言を頂いた金沢大学工学部教授 上杉喜彦博士に深く感謝いたします。

研究全般にわたって丁寧な御指導と御鞭撻を賜りました小林政弘博士，田代健二氏に深く感謝いたします。

実験装置の設計，製作などで多大な援助を頂きました名古屋大学工学研究科技官 高木誠氏に感謝いたします。また，電源製作において多大な援助を頂いた愛知電機株式会社 桑原祐氏に感謝いたします。

第4章のバイアス実験において常に協力していただきました真鍋俊治君，福澤祐馬君，岡田享大君に深く感謝いたします。磁場計測において多くの支援を頂いた松崎武史君，有沢誠司君に感謝いたします。動的エルゴディックダイバータの研究をはじめとして研究全般にわたって貴重な御討論，御意見を頂いた菊池祐介氏に深く感謝いたします。ウェーブレット解析において多くの御助言を頂いた三好秀暁君，古田賢寛君に感謝いたします。

平素の実験活動から研究全般にわたり御世話になりました叶民友博士，桑原竜弥博士，江角直道博士，布村正太博士，西島大輔博士，今井貴博博士，三沢達也博士，浅野和仁博士をはじめとする高村研究室の皆様に感謝いたします。

研究業績

学会誌等

第2章

「インバータ電源を用いた多モード放電トカマクシステムの構築」

小島寛樹，小林政弘，田代健二，高木誠，高村秀一

電気学会論文誌 **A 119** (1999) pp.1436–1444.

“Research Tokamak System with Multimode Discharges Using Inverter Power Supply”

H. Kojima, M. Kobayashi, K. Tashiro, M. Takagi, S. Takamura

Electrical Engineering in Japan **133** No. 4 (2000) pp.8–18.

第3章

“Effects of Rotating Helical Magnetic Field on Inhomogeneities of Hydrogen Recycling in a Tokamak Discharge”

H. Kojima, S. Takamura

Japanese Journal of Applied Physics **41** (2002) pp.6557–6562

“Spatiotemporal Behavior of Hydrogen Recycling due to the Rotating Magnetic Field”

H. Kojima, S. Takamura

Japanese Journal of Applied Physics **42** (2003) pp.5797–5798.

第4章

“Formation and Dynamics of Very Deep Negative Potential Well in the Small Tokamak Device CSTN-IV”

H. Kojima, Y. Fukuzawa, T. Manabe, S. Takamura, T. Okada, N. Ohno
Czechoslovak Journal of Physics **53** (2003) pp.895–902.

以上の研究論文に基づき，本博士学位論文が執筆された。

国際会議等

第3章

“Toroidal Dependence of Hydrogen Recycling Property with Helical Magnetic Perturbation in Long Time Discharge”

°H. Kojima, S. Takamura

28th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Madeira, June 18–22, 2001; Europhysics Conference Abstracts **25A** (2001) pp.2129–2132.

“Effects of Rotating Helical Magnetic Field on Hydrogen Recycling in Long Time Tokamak Discharge”

°H. Kojima, S. Takamura

25th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Nagoya, July 17–22, 2001.

“Effects of Rotating Helical Magnetic Field on Inhomogeneities of Hydrogen Recycling”

°H. Kojima, S. Takamura

Joint Conference of The 12th International Toki Conference on Plasma Physics and

Controlled Nuclear Fusion and The 3rd General Scientific Assembly of Asia Plasma Fusion Association, Toki, December 11–14, 2001.

“Effects of Dynamic Ergodic Divertor on Inhomogeneities of Hydrogen Recycling in Long Time Tokamak Discharge”

°H. Kojima, S. Takamura

1st International Workshop on Innovative Concepts for Plasma-Interactive Components in Fusion Devices, Osaka, May 23–25, 2002.

“Effects of Rotating Helical Magnetic Field on Inhomogeneous Hydrogen Recycling in a Long Time Tokamak Discharge”

°H. Kojima, S. Takamura

15th International Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, Gifu, May 27–31, 2002.

第4章

“Structural Dynamics of Deep Negative Potential Well Formation in Small Tokamak Device CSTN-IV”

H. Kojima, Y. Fukuzawa, T. Manabe, N. Ohno, °S. Takamura

30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, St Petersburg, July 7–11, 2003.

“Structural Formation and Its Dynamics of Very Deep Negative Potential Well on Small Tokamak Device CSTN-IV”

H. Kojima, Y. Fukuzawa, T. Okada, T. Manabe, N. Ohno, °S. Takamura

Workshop on the Electric Fields, Structures and Relaxation in Edge Plasmas; Satellite meeting of the 30th EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, St Pe-

tersburg, July 13–14, 2003.

以上が本博士学位論文に関連する発表である。°は実際に発表を行った人を示す。