

磁場反転配位プラズマ合体における
高速磁気リコネクション現象に関する研究

令和 6年 1月

日本大学大学院理工学研究科博士後期課程

物理学専攻

関 太 一

目次

1	序論.....	3
1.1	はじめに	3
1.2	太陽	3
1.3	太陽フレア	5
1.4	FRC 合体	6
1.5	本研究の目的	8
1.6	本論文の構成	8
2	磁気リコネクション.....	11
2.1	太陽フレアと磁気リコネクション	11
2.2	定常リコネクションモデル	13
2.2.1	Sweet-Parker モデル	13
2.2.2	Petschek モデル	15
2.3	合体不安定性による非定常モデル	17
2.4	FRC 衝突合体における磁気リコネクション	21
3	磁場反転配位 (FRC) の合体実験.....	24
3.1	磁場反転配位 (FRC)	23
3.2	FRC の平衡	25
3.3	衝突合体生成法	28
3.4	衝突合体時に生じる物理現象	29
4	FAT-CM 装置.....	32
4.1	FAT-CM 装置	32
4.2	計測手法	35
4.2.1	排除磁束法によるプラズマ半径および位置の推定	35
4.2.2	高速度カメラによる観測	35
4.2.3	密度・温度計測	36
4.2.4	内部磁場計測	36

5	実験領域の拡大.....	39
5.1	無衝突プラズマ	39
5.2	装置改造の概要	39
5.2.1	磁気圧力による加速	40
5.2.2	高温・低密度 FRC の生成	41
5.3	実験パラメータの拡張	42
5.3.1	移送速度の向上	43
5.3.2	高温・低密化	43
5.3.3	無衝突領域への拡張	45
6	実験結果.....	47
6.1	排除磁束計測と高速度カメラによる大域的挙動の観測	47
6.2	衝突面における密度上昇および磁束の圧縮	49
6.3	内部磁気プローブアレイによる磁場分布計測	51
6.4	磁束量の時間変化	52
6.5	高速域での FRC 合体	53
7	結論.....	58
7.1	各章のまとめ	58
7.2	本研究の結論	59
	研究業績	62
	謝辞	72

第1章 序論

1.1 はじめに

天体プラズマ中で生じる磁気リコネクション現象は磁力線の繋ぎ変わりによって磁場の持つ磁気エネルギーをプラズマの運動エネルギーや熱エネルギーに変換する現象である。太陽表面で観測される太陽フレアの発生メカニズムとして考えられているが、実際に観測されるフレアの時間スケールに対し、プラズマの抵抗による磁気拡散を仮定した理論モデル[1,2]で計算される時間が長いなどの課題があり、これを解決するため高速なリコネクションモデルが考案されている[3]。一方で、磁場閉じ込め方式の1つである磁場反転配位 (Field-reversed configuration: FRC) プラズマの合体実験[4-7]においても衝突前後で磁力線のトポロジーが変化することから磁力線の繋ぎ変わりが生じていると考えられる。これらの実験で観測される FRC の合体にかかる時間はおよそ数十マイクロ秒程度であり、太陽フレア同様に磁気拡散よりも早い時間スケールでのリコネクション現象が生じている。本研究では太陽フレアで観測される磁気リコネクションを説明するために考案されている電流リング同士の合体不安定性 (Coalescence instability) による高速リコネクションモデル[8]を実験的なアプローチによって理論モデルの検証を行うことを目的としている。FRC 合体実験と理論モデルとの類似点を示し、実験で観測されるリコネクションと理論モデルの比較を行った。

1.2 太陽[9,10]

太陽は地球から最も近い恒星であり、太陽系が誕生してから約 46 億年に渡って絶えず私たちに地上を照らすエネルギーを供給し続けている。一秒間に太陽から放出されるエネルギー量はおよそ 10^{29} ジュールと言われており、この莫大なエネルギーは太陽内部で生じる核融合反応によって生み出されている。太陽を構成する物質のほとんどは水素 (全体の 90%程度) であり、これに加えて水素同士の核融合反応によって生じたヘリウムが残りの 10%を占める。太陽で生じる核融合反応は陽子-陽子連鎖反応 (p-p チェイン) と呼ばれ、表 1.1 に示す通り複数の反応過程があるが、最終的には4つの水素原子核 (プロトン p) から1つのヘリウム原子核 (アルファ粒子 α) を生成する。反応前の4つの水素原子核と生成された1つのヘリウム原子核の質量を比較すると約 0.7%の質量欠損があり、この質量欠損分がエネルギーとして放出される。このような核融合反応によって輝き続ける太陽内部の温度は約 1500 万度で、高温下のためにこれらの物質は通常我々の目にする中性気体として存在することができない。物質はエネルギーを与

表 1.1 太陽中心核での核融合反応 (p-p チェイン) [9]

分枝	反応	熱エネルギー [MeV]	ニュートリノ [MeV]
pp-I	$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu$	1.442	≤ 0.420
	${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	5.494	
	${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$	12.860	
pp-II	${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	1.586	
	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$	0.862	0.861, 0.383
	${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2 {}^4\text{He}$	17.348	
pp-III	${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	0.137	
	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} (\text{励起状態}) + e^+ + \nu$	15.079	< 15
	${}^8\text{Be} (\text{励起状態}) \rightarrow 2 {}^4\text{He}$	2.995	

えることで「固体」, 「液体」, 「気体」と状態を変化させるが, さらにエネルギーを加えると, 原子を構成する原子核 (イオン) と電子が電離し, プラスとマイナスの電荷を持った荷電粒子の集団を形成する。この電離した気体は「プラズマ」と呼ばれ, 物質の第4形態である。プラズマになった水素やヘリウムは, その熱圧力によって宇宙空間に拡散しようとするが, 太陽自身の重力によって中心に向かって圧縮されることで球形の太陽を維持している。つまり太陽は核融合反応によってエネルギーを生成する巨大なプラズマの塊である。

また, 太陽で生じる物理現象を説明する上で欠かせない要素が磁場である。通常, 電荷を持たない中性の粒子集団は流体力学を用いて記述されるが, プラズマは電磁気的な相互作用が生じるため, 電磁気学と流体力学を組み合わせた磁気流体力学 (Magnetohydrodynamics: MHD) を用いて記述される。MHD では荷電粒子の運動によって磁場が変化し電流が誘起される。今度はこれらが荷電粒子の運動に影響を与えることになるため, 全体としてプラズマ自身の構造も変化することになる。磁力線が存在する領域ではプラズマを構成する荷電粒子がそれに巻き付く運動 (Larmor 運動) を行うことが知られている。この Larmor 運動によって粒子と磁力線が結びつき, 磁力線と流体が一体となって運動する「凍結」が生じる。磁力線は質量を持った紐のように運動することができる。太陽も地球と同じく磁場構造を持つ天体であるが, プラズマの塊として存在する太陽では磁場とプラズマ (流体) の相互作用によって複雑な磁場構造が形成される。流体的な観点で見ると, 太陽の自転速度は赤道付近で最も速く, 北極南極部ではこれよりも遅くなるためそれぞれの位置では速度差が生じる。このような領域ではプラズマによって運ばれた磁力線は引き伸ばされ, 複雑にねじれた磁場構造が形成される (太陽ダイナモ)。このように背景場と流体要素が電磁気的な相互作用によって複雑な

構造を自発的に形成するため、太陽では多彩なプラズマ物理現象が観測されている。

1.3 太陽フレア

太陽フレアは 1859 年に白色光の増光現象としてキャリントンによって初めて観測された現象である[9]。太陽表面で生じる爆発現象であり、これによって電磁波やプラズマが宇宙空間に放出される。自然災害的観点から見ると、太陽フレアによって生じた電磁波や高エネルギーの粒子が地球に到達した場合、電波障害や人工衛星、電力網への被害などが想定されており、デジタル化が進んだ現代においては無視できない自然災害の1つである。太陽フレアのメカニズムとして有力な候補が磁気リコネクションである。太陽ダイナモによりねじられた磁力線が太陽表面に浮上し、アーチ状の構造を作る。浮力によって引き伸ばされたアーチの根元では反平行の磁力線が隣り合うことになる。このような領域で磁場の拡散が起きると反平行な磁力線同士で繋ぎ変わりが起き、リコネクションによって加熱および加速された粒子が太陽フレアとして宇宙空間に放出される。このような現象は数分から数時間のスケールで生じており、磁気リコネクションは磁場の持つ磁気エネルギーをプラズマの運動エネルギーや熱エネルギーとして変換する機構であると考えられている[9]。

この現象を説明するために磁気リコネクションの理論的な研究が進められてきた。磁力線の繋ぎ変わりが起こるためには、リコネクションポイントで磁場の散逸が生じる必要がある。プラズマの抵抗によって磁場の拡散が生じると仮定した最も基本的な Sweet-Parker モデルや、リコネクションにかかる時間を短くするために磁気拡散領域を小さくし、磁気エネルギーから運動エネルギーへの変換を磁気拡散領域外部に生じるスローショックで行うとする Petscheck モデルなどがあるが、いずれもリコネクションにかかる時間が長すぎることや、磁気拡散領域のサイズが小さくなることで MHD 的な近似から外れるといった問題がある。これらの定常的なリコネクションモデルでは太陽フレアでのリコネクション現象を説明することができないことから、非定常なリコネクションモデルとして平行電流間に働く引力（合体不安定性）を駆動力とする高速リコネクションモデルが提案されている[8]。トロイダル磁場を持たない電流ループ同士の合体を仮定したモデルで、磁気拡散領域での磁場や密度の圧縮によってリコネクションが加速する。この合体不安定性による高速リコネクションモデルはシミュレーション結果と実際の太陽フレアの観測結果の一致が示されている[12]。

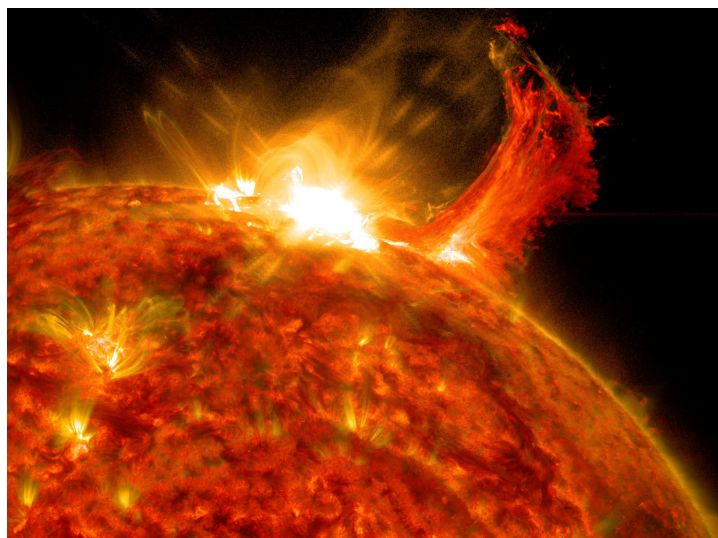


図 1.1 SDO 衛星によって観測された太陽表面でのフレア現象
@NASA/Goddard/SDO

1.4 FRC 合体

トーラス状の磁場閉じ込めプラズマの中でもプラズマと鎖交するトロイダルコイルを用いない閉じ込め方式であるコンパクトトーラス[13]に分類される FRC プラズマ[14, 15]は、磁場閉じ込め方式の中でも高ベータ特性(プラズマの熱圧力に対してそれを閉じ込めるのに必要な磁気圧が小さい)を持つ磁場配位である。この FRC を生成する手法の 1 つとして衝突合体生成法[4-7]がある。この手法は 2 つの FRC を超音速で衝突させ、合体によって閉じ込め性能の良い FRC を形成する手法である。衝突合体によって生成される FRC では磁束の増幅やプラズマ加熱などの現象が観測[4-7]されている。衝突合体生成では移送される FRC が持つ運動エネルギーはプラズマの内部エネルギーに対して無視できない大きさであり、この運動エネルギーがプラズマの内部エネルギーに変換されることで FRC の性能が向上すると考えられている。しかし、その合体過程で生じる物理現象は過渡的なものであり、数十マイクロ秒オーダーの短い時間スケールで生じるため、その観測や FRC 再形成のメカニズムの解明は難しい課題となっている。日本大学 FAT-CM 装置[7]で実施される超音速 FRC 合体実験では、音速を超える速度 (200-300 km/s) にまで加速された 2 つの FRC が装置中央で衝突した後、数十マイクロ秒のうちに 1 つの FRC が生成される。この合体過程では超音速での衝突によって生じる衝撃波や、衝突前後で磁場構造のトポロジーが変化することから磁気リコネクション等の現象が生じていると考えられている。

このように複雑な物理現象の重ね合わせで生じていると思われる衝突合体過程を簡

単に理解するため、磁力線構造の変化に注目してみる。図 1,2 に FRC 合体の概念図を示す。衝突直前の 2 つの FRC は、それぞれ独立した閉じた磁場構造を有しており、互いこれらを共有することはない。一方で合体によって形成される FRC は 1 つであり、単一の磁場構造を持つ。これらの磁場構造のトポロジー変化から考えると、衝突合体によって単一の FRC が形成されるためには「磁力線の繋ぎ変わり」によって 2 つの磁場構造が結合する必要があると考えられる。また、FRC の磁場構造を担うのはトロイダル方向に流れるプラズマ電流である。FRC の合体過程を電流リングの合体と捉えると Coalescence instability によるリコネクションモデルとよく似た系であることがわかる。FRC は理想的にはトロイダル磁場を持たず、ポロイダル磁場のみで構成される点も理論モデルと一致している。非定常な高速リコネクションでは電流同士が引き合う Coalescence instability によってリコネクションポイントでのプラズマの圧縮が生じるが、FRC 合体実験においても衝突時の運動エネルギーがプラズマの内部エネルギーに比べて支配的であるため、リコネクションを駆動する外力として働く可能性がある。これらの点を踏まえると Coalescence instability による高速リコネクションモデルで想定されるリコネクションと同様な現象が生じていると考えられる。

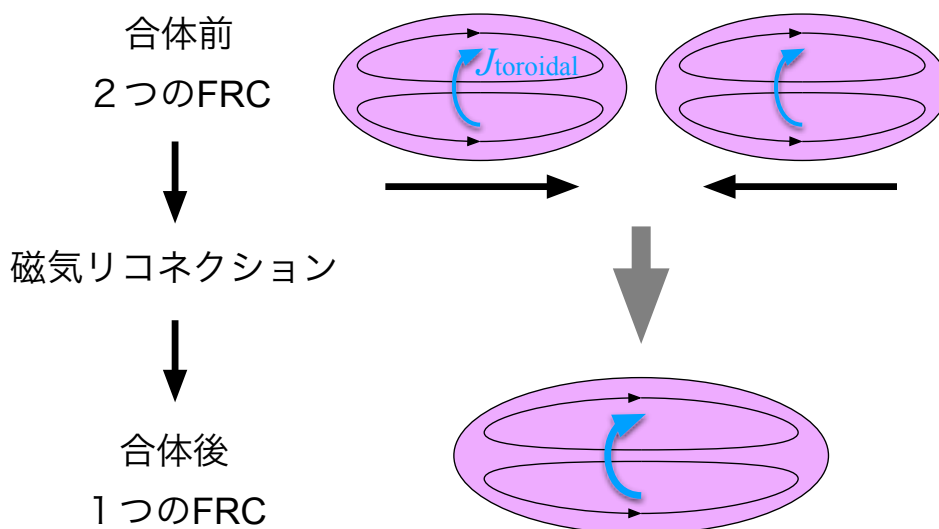


図 1.2 FRC 合体の概念図

1.5 本研究の目的

本論文では太陽フレアの発生メカニズムとして考えられている磁気リコネクション現象に焦点を当て実験的な検証を試みる。FRC 合体過程で生じている磁気リコネクションは太陽フレアでの磁気リコネクション同様に抵抗性の磁場拡散のみでは説明ができない高速リコネクションであると考えられる。太陽フレアに対して考案される電流ループ同士の合体不安定性による高速リコネクションの理論モデルと FRC 合体での現象の類似性を示し、FRC 合体によって実験的に検証を行うことを目的とする。合体不安定性によって引き起こされる高速磁気リコネクションは太陽フレアの観測結果と良い一致を示している。この理論モデルで仮定する電流ループの合体と FRC の合体は類似する系であるため、FRC 合体における実験パラメータを変化させた条件で実験結果と高速リコネクションの理論モデルを比較し、FRC 合体で生じる磁気リコネクション現象について考察を行った。

1.6 本論文の構成

第1章では研究背景、および本研究の目的についてまとめた。続く第2章では研究対象である磁気リコネクションについて解説する。磁気リコネクションの定常モデルである Sweet-Parker モデルおよび Petschek モデルに加え、今回着目している合体不安定性による高速リコネクションについてまとめる。第3章では磁場閉じ込めプラズマである FRC の概要とその生成法の1つである衝突合体生成法について解説し、その合体過程で生じる物理現象についてまとめる。また、FRC 合体と磁気リコネクションの理論モデルとの類似点についてまとめる。第4章では、本研究で用いる日本大学 FAT-CM 装置の概要と、プラズマの計測手法について解説する。第5章では理論モデルとの比較を行うために実験で再現可能なパラメータ領域の拡大を目指した装置の改造について「移送速度の上昇」と「高温・低密度な FRC の生成」の2つの観点でまとめた。実験結果については第6章にまとめる。高速度カメラによる衝突面の観測と衝突面内での磁場構造、および磁場と密度の圧縮について結果を報告する。第7章では実験結果と理論モデルとの比較から本研究を通して得られた結果をまとめる。以上が本論文の構成である。

参考文献

- [1] P.A. Sweet, “The Neutral Point Theory of Solar Flares”, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, IAU Symposium 6*, edited by B. Lehnert, P. 123. (1958).
- [2] E.N. Parker, “Sweet’s Mechanism for Merging Magnetic Fields in Conducting Fluids”, *Journal of Geophysical Research* 62, 609 (1957).
- [3] F. Brunel, T. Tajima, J. M. Dawson, “Fast magnetic reconnection processes”, *Physics Review Letter* 49, 323 (1982).
- [4] G. Votroubek, J. Slough, S. Andreason, C. Pihl, “Formation of a Stable Field Reversed Configuration through Merging”, *Journal of Fusion Energy* 27, pp. 123–127 (2008).
- [5] M. W. Binderbauer, H. Y. Guo, M. Tuszewski, S. Putvinski, L. Sevier, D. Barnes, N. Rostoker, M. G. Anderson, R. Andow, L. Bonelli, F. Brandi, R. Brown, D. Q. Bui, V. Bystritskii, F. Ceccherini, R. Clary, A. H. Cheung, K. D. Conroy, B. H. Deng, S. A. Dettrick, J. D. Douglass, P. Feng, L. Galeotti, E. Garate, F. Giammanco, F. J. Glass, O. Gornostaeva, H. Gota, D. Gupta, S. Gupta, J. S. Kinley, K. Knapp, S. Korepanov, M. Hollins, I. Isakov, V. A. Jose, X. L. Li, Y. Luo, P. Marsili, R. Mendoza, M. Meekins, Y. Mok, A. Necas, E. Paganini, F. Pegoraro, R. Pousa-Hijos, S. Primavera, E. Ruskov, A. Qerushi, L. Schmitz, J. H. Schroeder, A. Sibley, A. Smirnov, Y. Song, X. Sun, M. C. Thompson, A. D. Van Drie, J. K. Walters, M. D. Wyman, and the TAE Team, “Dynamic Formation of a Hot Field Reversed Configuration with Improved Confinement by Supersonic Merging of Two Colliding High- β Compact Toroids”, *Physics Review Letter* 105, 045002 (2010).
- [6] H. Y. Guo, M. W. Binderbauer, D. Barnes, S. Putvinski, N. Rostoker, L. Sevier, M. Tuszewski, M. G. Anderson, R. Andow, L. Bonelli, F. Brandi, R. Brown, D. Q. Bui, V. Bystritskii, F. Ceccherini, R. Clary, A. H. Cheung, K. D. Conroy, B. H. Deng, S. A. Dettrick, J. D. Douglass, P. Feng, L. Galeotti, E. Garate, F. Giammanco, F. J. Glass, O. Gornostaeva, H. Gota, D. Gupta, S. Gupta, J. S. Kinley, K. Knapp, S. Korepanov, M. Hollins, I. Isakov, V. A. Jose, X. L. Li, Y. Luo, P. Marsili, R. Mendoza, M. Meekins, Y. Mok, A. Necas, E. Paganini, F. Pegoraro, R. Pousa-Hijos, S. Primavera, E. Ruskov, A. Qerushi, L. Schmitz, J. H. Schroeder, A. Sibley, A. Smirnov, Y. Song, L. C. Steinhauser, X. Sun, M. C. Thompson, A. D. Van Drie, J. K. Walters, M. D. Wyman, TAE Team, “Formation of a long-lived hot field reversed configuration by dynamically merging two colliding high- β compact toroids”, *Physics of Plasmas* 18, 056110 (2011).
- [7] T. Asai, T. Takahashi, J. Sekiguchi, D. Kobayashi, S. Okada, H. Gota, T. Roche, M. Inomoto, S. Dettrick, Y. Mok, M.W. Binderbauer, T. Tajima, T. Takahashi, “Collisional merging formation of a field-reversed configuration in the FAT-CM device”, *Nuclear Fusion* 59, 056024 (2019).
- [8] A. Bhattacharjee, F. Brunel, T. Tajima, “Magnetic Reconnection Driven by Coalescence

- Instability”, *Physics of Fluids* 26, 3332 (1983).
- [9] 桜井隆, 小島正宣, 小杉健郎, 柴田一成, 「シリーズ現代の天文学 第10巻 太陽 第2版」, 日本評論社
- [10] 福江純, 和田桂一, 梅村雅之, 「シリーズ<宇宙物理学の基礎> 宇宙流体力学の基礎」, 日本評論社
- [11] K. Shibata, S Matuda, M. Shimojo, H. Hara, T. Yokoyama, S. Tsuneta, T. Kosugi, Y. Ogawara, “Hot-Plasma Ejections Associated with Compact-Loop Solar Flares”, *The Astrophysical Journal* 451, L83–L85 (1995).
- [12] T. Tajima, J. Sakai, H. Nakajima, T. Kosugi, F. Brunel, M.R. Kundu, “Current loop coalescence model of solar flares”, *The Astrophysical Journal* 321, 1031 (1987).
- [13] 宇山 忠男, 渡辺 健二, 「コンパクトトーラス」, 応用物理学会誌 53 巻, 5 号 p. 421-426 (1984).
- [14] M. Tuszewski, "Field reversed configurations", *Nuclear Fusion* 28, 2033 (1988).
- [15] L. C. Steinhauer, "Review of field-reversed configurations", *Physics of Plasmas* 18, 070501 (2011).

第2章 磁気リコネクション

この章では天体プラズマや実験室プラズマ等で観測される磁気再結合(磁気リコネクション)について触れる。抵抗性磁気流体力学を仮定した場合のプラズマ抵抗による磁場の散逸と定常的なリコネクションモデル, および本論文で着目している **Coalescence instability** による高速リコネクションについてまとめる。

2.1 太陽フレアと磁気リコネクション[1,2]

磁気リコネクションとはプラズマ中において生じる磁力線の繋ぎ変わりである。通常, 真空領域における磁力線は実体を持つことはないが, プラズマ中では荷電粒子が Larmor 運動によって磁力線に凍結しているため, プラズマと共に磁力線が移動し, 実体を持つ紐のような振る舞いをする。図 4.1 に典型的な磁気リコネクションの概略図を示す。プラズマ中に置かれた 2 本の反平行な磁力線が磁化したプラズマと共に中央に運ばれると, その近づいた磁力線の間には電流シートが形成される。この電流シートが存在する限り磁力線が繋ぎ変わることはないが, 何らかの要因により電流が減衰すると 2 本の磁力線は繋ぎ変わる。リコネクション後の磁力線はその張力によりプラズマを外に向かって加速させ, ジュール加熱や衝撃波加熱によってプラズマの温度が上昇する。このよ

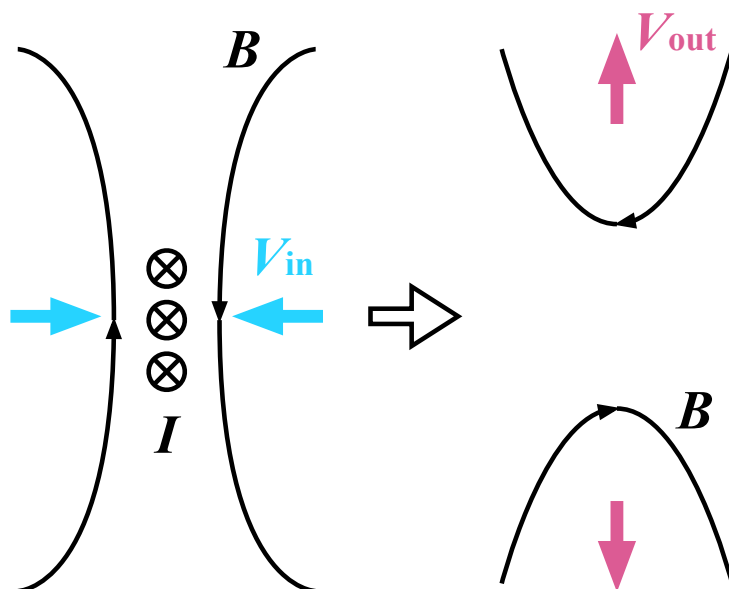


図 4.1 磁気リコネクションの概念図

うに磁気リコネクションは磁気エネルギーをプラズマの運動エネルギーや熱エネルギーに変換する現象であり、太陽フレアの発生メカニズムとして有力視されている。しかし Sweet-Parker モデルに代表される定常的なリコネクションの理論モデルでは太陽フレアのリコネクション速度を説明することができず、より高速なリコネクションモデルが考案されている。

リコネクションポイント周辺の磁気拡散領域内で磁場の散逸（電流シートの減衰）が生じることで磁力線は繋ぎ変わる。まず、最も簡単な仮定としてプラズマの抵抗によって電流シートの減衰が起こるとする。プラズマを完全導体、つまりプラズマ抵抗 $\eta = 0$ を仮定した理想 MHD では、磁力線はプラズマに完全に凍結しており、電流シートの減衰も起きないため、磁気拡散によるリコネクションは生じない。そこでプラズマに有限な抵抗があるとして抵抗性 MHD を考える。プラズマの抵抗 η はイオン-電子間のクーロン衝突を仮定したもので、(2.1) 式で与えられるこの抵抗は Spitzer 抵抗[3]と呼ばれる。

$$\eta = \frac{\sqrt{2} Z e^2 m_e^{1/2} \ln \Lambda}{12 \epsilon_0^2 (\pi k_B T_e)^{3/2}} \quad (2.1)$$

ここで、 Z , e , m_e , $\ln \Lambda$, T_e , はそれぞれイオンの電荷数、素電荷、電子の質量、クーロンログリズム、電子温度を示す。最も単純な計算であれば、プラズマの抵抗によって散逸した磁気エネルギーがジュール加熱によってプラズマの熱エネルギーに変換されることになる。この場合、プラズマ抵抗による磁場の散逸（オーム拡散）が生じていると考えられる。プラズマは有限な抵抗を持つため、磁気拡散を考慮した場合の誘導方程式は、

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (2.2)$$

ここで \mathbf{B} は磁場、 \mathbf{v} は流体の速度である。(2.2) 式の右辺第1項は磁力線がプラズマと共に運ばれる「凍結」を示す慣性項、第2項はプラズマ抵抗による磁場の拡散を示す拡散項と呼ばれる。プラズマの抵抗を考慮しない理想 MHD では、 $\eta = 0$ となり、右辺第2項が存在せず、磁場の時間変化は右辺第1項の磁場揺動のみで示される。磁場の散逸が起こらないため磁力線はプラズマに凍結しリコネクションが生じない。しかし、プラズマ抵抗を考慮した抵抗性 MHD においては、プラズマの抵抗成分によって磁気拡散領域の電流シートが減衰し、磁場の散逸が起こることによって磁気リコネクションが生じる。第1項と第2項の比を磁気レイノルズ数 R_m と呼び、以下の式で示される。

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})|}{\left| \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \right|} \simeq \frac{\mu_0 v L}{\eta} \quad (2.3)$$

ここで L は系の典型的な空間スケールである。また、プラズマが磁化して磁力線と共に運動する場合、流体の速度は磁場揺動の速度（Alfvén 速度） v_A で特徴づけられるため、 $v = v_A$ ある場合の R_m を特に Lundquist 数と呼ぶ。リコネクションはインフローやアウト

フローの速度を決める磁場揺動とリコネクションポイントでの磁場の散逸、これら2つの要素のバランスによって成立する現象であるため、その時間スケールは R_m の関数として示される。磁気拡散の時間スケール t_D は空間スケール L とプラズマ抵抗 η を用いて次のように示される。

$$t_D = \frac{\mu_0 L^2}{\eta} \quad (2.4)$$

太陽フレアの場合、空間スケールを $\sim 10^7$ m、プラズマ温度 ~ 100 eVとして計算すると磁気拡散の時間スケールは 10^{14} 秒程度となる。これは実際に観測される太陽フレアの時間スケール（数分から数時間）よりもはるかに長い。磁気拡散によるリコネクションを仮定した場合の時間スケールはプラズマの抵抗率や磁気拡散領域のサイズに依存しているため、乱流や二流体効果による異常抵抗を導入してリコネクション時間を短くする方法や磁気拡散が生じる領域が小さいモデルが考案されている。

2.2 定常リコネクションモデル

現実の現象と比較して磁場散逸の効果だけでは長すぎる時間スケールを説明するために、磁気拡散領域へのプラズマの流入出を考慮した理論モデル（Sweet-Parker モデル [4,5]）が考案された。ここから発展して様々な理論モデルが考案されているが、磁気拡散領域への磁場とプラズマの流入が定常的であるか非定常であるかよってこれらを分類すると、Sweet-Parker モデル[4,5]や Petschek モデル[6]はインフローの流入速度が一定であるとする定常モデルである。一方で後述する Coalescence instability による高速リコネクションモデル[7-10]は外的な強制力によってインフローの流入速度が時間変化することで、磁気拡散領域での磁場や密度の圧縮がリコネクションを加速させるとされる非定常モデルである。

2.2.1 Sweet-Parker モデル ($L \gg \delta$) [4,5]

磁場拡散領域におけるプラズマ抵抗による磁気拡散に加えて、拡散領域へのプラズマの流入出を考慮したのが Sweet-Parker モデルである。二次元定常非圧縮の MHD を仮定したリコネクションモデルであり、インフローの磁気エネルギーが磁気拡散によってアウトフローの運動エネルギーに変換されるとするモデルである。図 4.2 にモデルの概略図を示す。ここでは FRC 合体実験と同じ系を想定し、 y - z 平面上で考える。中央の磁気拡散領域内には反並行磁場 B_y による電流シートが形成されており、この領域のサイズは L および δ で定義する。磁気拡散領域外の磁場は y 方向に関して一様であり、磁気拡散領域内では抵抗による散逸で磁場は存在しない。このモデルでリコネクションの時間スケールを計算する。まず、インフロー速度 v_{in} について考える。定常モデルであるため、磁場の時間変化がないものとする、 $\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ であるから誘導方程式の (2.2) 式は、

$$v_{in} \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} = v_{in} \frac{B_y}{\delta} - \frac{\eta}{\mu_0} \frac{B_y}{\delta^2} = 0 \quad (2.4)$$

$$v_{in} = \frac{\eta}{\mu_0 \delta} \quad (2.5)$$

ここでは、拡散領域の厚さ δ を用いて空間微分を $\partial/\partial x \simeq 1/\delta$ と近似している。次にアウトフローについて考える。磁気 拡散領域へのインフローとアウトフロー v_{out} の質量保存則を考えると、

$$v_{in} L = v_{out} \delta \quad (2.6)$$

となる。リコネクションの過程では、アウトフロー速度は $0 \rightarrow v_{out}$ まで加速されていることになるため、これを圧力による仕事と考えると、この運動エネルギーと圧力の関係から、

$$\frac{1}{2} m n v_{out}^2 = p_i - p_o \quad (2.7)$$

ここで、 m 、 n 、 p_i 、 p_o はそれぞれ質量、数密度、拡散領域内外の圧力である。また、拡散領域内では磁場の拡散が生じるため、磁気圧力をゼロと仮定すると、拡散領域内外の圧力バランスは、

$$p_i = p_o + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2.8)$$

となる。以上の (2.7) と (2.8) 式より、アウトフロー速度は、Alfvén 速度 v_A 程度になることがわかる。

$$v_{out} = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 m n}} \equiv v_A \quad (2.9)$$

リコネクション率 M_A はインフローとアウトフローの比で示され、(2.5) 式、(2.6) 式、および (2.9) 式を用いて

$$M_A \simeq \frac{v_{in}}{v_{out}} = \frac{v_{in}}{v_A} = \sqrt{\frac{\eta}{\mu_0 v_A L}} = \sqrt{\frac{1}{R_m}} \quad (2.10)$$

となる。 L はリコネクション面の長さ、 η はプラズマの抵抗を示す。 L が大きい場合、リコネクションは遅くなり、抵抗 η が大きい場合磁気拡散によってリコネクションは速くなる。また、Alfvén 速度 v_A は (2.9) 式で定義されるため、磁場 B が大きい場合リコネクションは遅くなる。Sweet-Parker モデルではリコネクションのタイムスケールが $\tau_{SP}^{-1} \propto \eta^{\frac{1}{2}}$ で決定される。また、磁気拡散領域の形状は $L \gg \delta$ となることで、アウトフロー側に伸びた電流シートを形成する。単位時間あたりに解放される磁気エネルギーは磁気拡散領域に流入する磁気エネルギー流束と流入側の面積 L^2 で決まるので、

$$\frac{dE_{magnetic}}{dt} = \frac{B^2}{2\mu_0} v_i L^2 \quad (2.11)$$

となる。体積: L^3 に蓄えられている全ての磁気エネルギーをこの解放率で割ると Sweet-Parker モデルの時間スケールが計算できる。

$$t_{SP} = \frac{E_{magnetic}}{dE_{magnetic}/dt} = \frac{\frac{B^2}{2\mu_0} L^3}{\frac{B^2}{2\mu_0} v_i L^2} = \frac{L}{v_i} = \frac{t_A}{M_A} \quad (2.12)$$

ここで $t_A = L/v_A$ は Alfvén 時間である。太陽コロナでは $t_A \simeq 1-10$ s であり、先ほどの磁気拡散で計算したパラメータも用いて t_{SP} を計算すると、 $\sim 10^7$ s のオーダーとなる。磁気拡散のみを仮定した場合よりも速い時間スケールであるが、数分から数時間で生じる太陽フレアを説明するにはまだ不十分である。

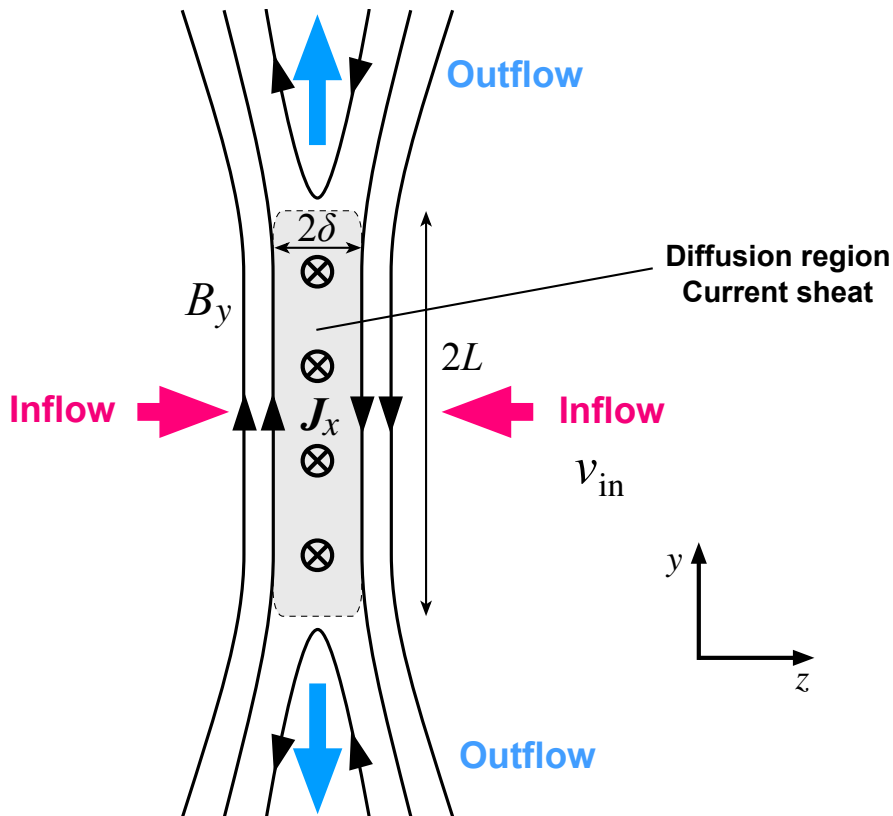


図 4.2 Sweet-Parker モデル

2.2.2 Petschek モデル ($L \simeq \delta$) [6]

Sweet-Parker と同じく二次元定常非圧縮のリコネクションモデルある。図 4.3 に Petschek モデルの概略図を示す。Sweet-Parker モデルと異なる点は、リコネクションの速度は磁場拡散領域のサイズ L で決定されるので、これを十分に小さくするため、磁気

拡散領域とエネルギー変換（プラズマの加速や加熱）の領域を別で定義している点である。アウトフロー側には **Slow shock** と呼ばれる衝撃波が形成され、ここで運動エネルギーへの変換が行われる。前述の **Sweet-Parker** モデルでは、アウトフロー側に長く伸びた電流シート ($L \gg \delta$) を形成しており、このような電流シートの形状は Y 型または **Sweet-Parker** 型の電流層と呼ばれる。Petscheck モデルでは X-point の角度が大きく、磁気拡散領域の形状は **Sweet-Parker** モデルと比較して正方形に近い形状 ($L \simeq \delta$) となる。このような電流シート形状は X 型または **Petschek** 型の電流層と呼ばれる。Petschek モデルにおけるリコネクションのタイムスケールは $\tau_p^{-1} \propto \eta^0$ で決定されるため、プラズマの抵抗に依存しないモデルである。

上記2つのモデルを比較すると、リコネクションにかかる時間は電流層の形状 (L, δ) によって決まる。**Sweet-Parker** モデルでは磁気拡散領域がアウトフロー側に長くなっていくのに対し、**Petschek** モデルでは比較的短い電流シート形状となる。

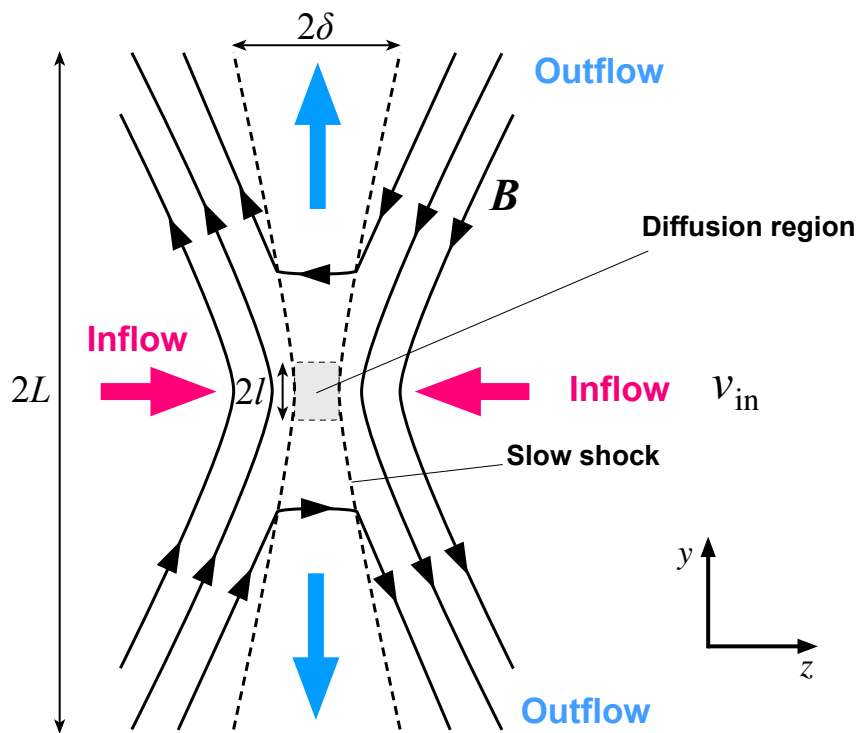


図 4.3 Petschek モデル

2.3 合体不安定性による非定常モデル[7-10]

上記2つのモデルは外部からの駆動力がなく、流入が定常的な磁気リコネクションのモデルである。一方で Brunel-Tajima モデルや Tajima-Sakai モデルでは外部からの駆動があり、かつプラズマが圧縮性であることによって引き起こされる非定常なリコネクションモデルである。このモデルではリコネクションの初期段階として Sweet-Parker と同様なフェーズが生じ、それに続く2次段階として密度の圧縮によって決まる速いリコネクションフェーズが存在する。このモデルでは、このリコネクションを駆動する外部からの要因として電流ループ間に生じる合体不安定性を取り上げている。このモデルの概略図を図4.4に示す。

これを外的要因とする理由は以下の3つである。

- (1) 合体不安定性は理想 MHD の不安定性であり、抵抗性 MHD 的效果がない場合、非線形に成長しない。
- (2) 磁気リコネクションによって磁気エネルギーを運動エネルギーにすばやく、かつ準定常量で変換するためには、利用可能な磁気エネルギーの大部分が変換プロセスに関与する必要がある。合体不安定性によって x-point 付近で磁場の圧縮が起きた場合、短時間で磁気エネルギーから運動エネルギーへの大量のエネルギー変換を伴う可能性を秘めている。
- (3) 本質的に2次元の不安定性であり、3次元的な効果は無視できるため、不安定性の基本的なプロセスの分析がしやすい。

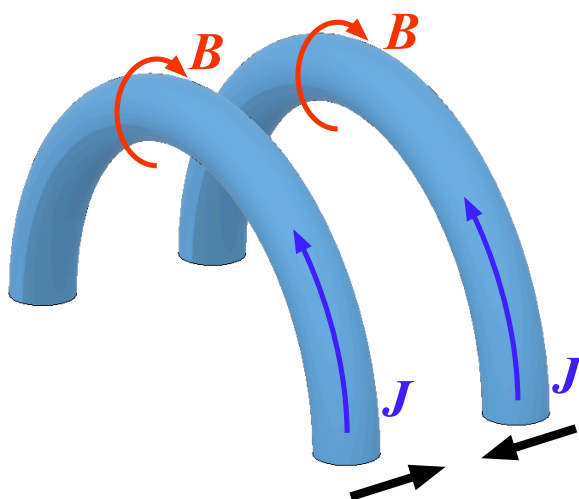


図4.4 電流ループの合体不安定性 (Coalescence instability) による非定常リコネクションモデル

この合体不安定性は Fadeev の式[11]から導かれるものであり，平行電流間に生じる引力によって駆動される。電流の局所性を示すパラメータ ε_c によって特徴付けられ，隣り合った電流はこのパラメータを用いて

$$J_z = B_{0x}k(1 - \varepsilon_c^2)(\cosh ky + \varepsilon_c \cos kx)^{-2} \quad (2.13)$$

で示される。 ε_c のとりうる範囲は $0 \leq \varepsilon_c \leq 1$ であり， $\varepsilon_c = 1$ の場合電流の分布はデルタ関数様になる。 $\varepsilon_c = 0.3$ と $\varepsilon_c = 0.8$ のケースで計算した電流分布（最大値で規格化）を以下の図 4.5 に示す。

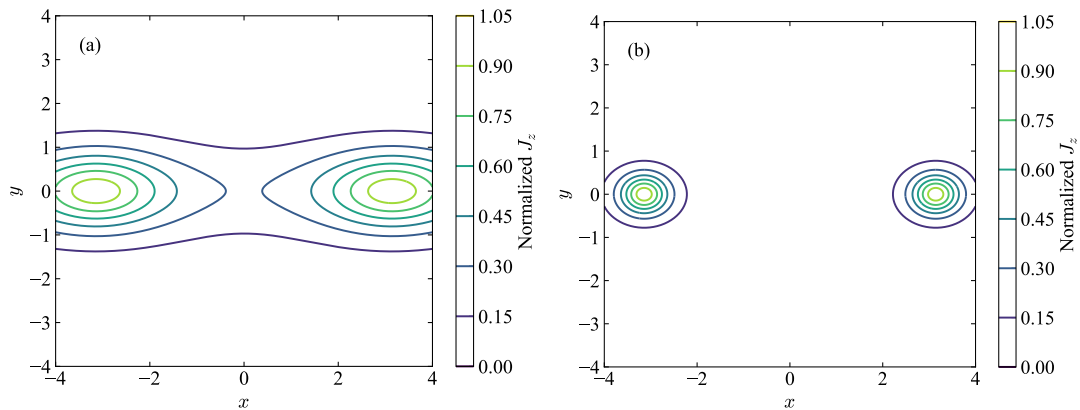


図 4.5 (a) $\varepsilon_c = 0.3$ と(b) $\varepsilon_c = 0.8$ における電流分布

プラズマがトロイダル磁場を持つ場合にはプラズマは非圧縮であり，速いリコネクションは生じないが，FRC の様なトロイダル磁場がない場合には圧縮の効果によりリコネクションのスピードが上がる可能性がある。圧縮よってリコネクションポイントでは磁場が蓄積され，磁気崩壊（Magnetic collapse）[12]が生じることによって高速リコネクションが実現するとされている。磁場の圧縮を生み出す合体不安定性は理想 MHD 効果であり，これはこの不安定性の成長速度がプラズマ抵抗率に依存しないことを示す。ただし，プラズマの抵抗率は，高速リコネクションのプロセスを完了させるために不可欠であり，磁気エネルギーを流体の運動エネルギーに変換するメカニズムを提供するとされている。合体不安定性による高速リコネクションが起きる条件を以下にまとめる。

1. 「プラズマがトロイダル磁場を持たない」

トロイダル磁場を持つ場合にはプラズマは非圧縮性であり，衝突面での磁場や密度の圧縮が生じないため。

2. 「外部からの衝突を駆動する要因がある」
速いリコネクションは衝突面での磁場や密度の圧縮がトリガーになるので、外的要因でインフローを加速する必要がある。
3. 「トロイダル電流の分布が局所的である」
参考文献[10]にある通り、電流分布が局所的である場合リコネクション率が上昇する傾向にある。

定常的な磁気リコネクションモデルから非定常なリコネクションモデルへの拡張を考える。リコネクション領域に流れ込む速度 v_{in} で磁場 B_0 のインフローによって、速度 v_{out} のアウトフローが生じるとする。磁場拡散領域のサイズはインフロー側が L 、アウトフロー側で δ の幅をもつ。初めに定常的なリコネクションを仮定すると、インフローとアウトフロー間で成り立つ質量保存則は、

$$Lv_{in} \simeq \delta v_{out} \quad (2.14)$$

となる。またリコネクション後の磁束量の時間変化 $\partial\psi/\partial t$ はインフローの磁場の流入量に依存し、

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} \simeq v_{in}B_0 = \text{const.} \quad (2.15)$$

インフローの速度が定常であると仮定しているため一定となる。磁場の拡散方程式より

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = -\frac{\eta}{\mu_0} \frac{\partial B_0}{\partial x} \simeq \frac{\eta}{\mu_0} \frac{2B_0}{\delta} \quad (2.16)$$

また、アウトフローの速度が Alfvén 速度 v_A で決定される場合、

$$v_{out} \simeq v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 n_i m_i}} \quad (2.17)$$

となる。リコネクションの形態はインフローとアウトフローの磁気拡散領域の幅によって決まるため、これらの(2.14),(2.15),(2.16)式より l と δ の関係について解くと

$$\frac{\delta^2}{L} \simeq \frac{2\eta}{\mu_0 v_{out}} \quad (2.18)$$

を得る。ここで $L \sim \delta^r$ とおくと、

$$\delta \propto \eta^{1/(2-r)} \quad (2.19)$$

となり、アウトフロー側の磁気拡散領域の幅がプラズマの抵抗率で示される。この(2.16)式と(2.19)式を用いて磁束の時間変化を書き換えると

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} \propto \eta^{(1-r)/(2-r)} \quad (2.22)$$

を得る。

Sweet-Parker モデルの場合、 $L \gg \delta$ の磁気拡散領域を仮定しているため、 $r \simeq 0$ を仮定すると磁束の時間変化は $\partial\phi/\partial t \propto \sqrt{\eta}$ となり、プラズマの抵抗率に依存する。また、

Petschek モデルの場合 $L \sim \delta$ であるから、 $\partial\phi/\partial t \propto \eta^0$ で抵抗率に依存しない結果となる。

定常的なリコネクションモデルに対して、非定常なリコネクションモデルでは、磁場の流入量 $v_{in}B_0$ が一定ではなく、時間変化する。仮に外部からの強制力として合体不安定性によってインフロー速度が加速されたとすると、 v_{in} は時間に依存して $(t_0 - t)^{-1}$ の様に増加する。これにより磁気拡散領域の形状も時間変化し、

$$\delta(t) \propto \eta(t_0 - t) \quad (2.23)$$

$$L(t) \propto \eta(t_0 - t)^2 \quad (2.24)$$

となる。時間が t_0 に近づくにつれて、 L は δ よりも速く短くなることでリコネクションの形態が Sweet-Parker 型から Petschek 型へと変化する。このリコネクションのフェーズが変化する時刻は explosive 時間 t_0 と呼ばれる。

各モデルにおけるリコネクション後の磁束の増加量をまとめると以下の通りである。

・定常リコネクションモデル

Sweet-Parker Model (Slow)

$$\Delta\phi \sim \sqrt{\eta} t \quad (2.12)$$

Petschek Model (Fast)

$$\Delta\phi \sim \eta^0 t \quad (2.13)$$

・非定常リコネクションモデル

Brunel-Tajima Model (Fast)

$$\Delta\phi \sim \sqrt{\eta} t^m \quad (m > 1) \quad (2.14)$$

Tajima-Sakai Model (Explosive)

$$\Delta\phi \sim \frac{\eta^0}{(t_0 - t)^{4/3}} \quad (2.15)$$

定常モデルである Sweet-Parker および Petschek モデルでは磁束の時間変化は時間に比例して線形である。一方で非定常モデルである Brunel-Tajima および Tajima-Sakai モデルは時間に対して非線形で、それぞれ t^m 、 $(t_0 - t)^{-4/3}$ の形をとる。また、Petschek モデルと Tajima-Sakai モデルでは磁束の時間変化がプラズマの抵抗率に依存しないモデルである。Brunel-Tajima モデルにおける (2.14) 式の m は圧縮性を示すパラメータで、プラズマの密度に依存し以下の関係を持つ。

$$m = \frac{n_{in}}{n_{ex}} - 1 \quad (2.16)$$

ここで、 n_{in} および n_{ex} は磁気拡散領域内外の密度を示す。非圧縮を仮定したプラズマの場合、磁気拡散領域内外の密度は等しくなることからこのパラメータは $m = 0$ となる。

2.4 FRC 衝突合体における磁気リコネクション

FRC の衝突合体過程において、初め2つのFRCはそれぞれ独立した磁場構造(閉じたポロイダル磁場)を有しているが、合体後には1つのFRCを形成する。衝突による衝撃でそれぞれの構造が崩壊することなく合体が進行した場合、衝突断面において磁気リコネクションが生じて1つの磁場構造を形成していると仮定できる。FRCの磁場構造は自身のトロイダル電流によって形成されるため、このような合体過程ではFRCを電流リングと捉えることもできる(図4.6)。リコネクションが生じる衝突断面には双方向からFRCがAlfvén速度を超える速さで流れ込むことになる。磁気圧力によって加速されたFRCの速度は200–300 km/sに達しており、このような条件下では移送による運動エネルギーはプラズマの持つ内部エネルギーよりも支配的である。FAT-CM装置で行われるFRC合体実験の典型的なパラメータをイオン温度 ~ 100 eV、密度 10^{20} m $^{-3}$ とした場合、FRC合体過程の磁気リコネクションをSweet-Parkerの様な定常状態を仮定した理論モデルで計算すると、その時間スケールは数秒のオーダーであり、実際に合体が起きているとされる数～数十マイクロ秒での現象とは合わないことがわかる。

FRCはトロイダル電流とそれによって作られるポロイダル磁場のみを有する磁場閉じ込めプラズマであり、その合体過程はトロイダル電流リング同士の合体と捉えることもできる。非定常を仮定した高速リコネクションとFRCの合体過程を比較した場合、類似する点が多い。高速リコネクションのモデルでは合体不安定性によって駆動される電流間の引力がリコネクションを加速させる外的な強制力として働くのに対し、FRCは移送による運動エネルギーをもつため、リコネクションの観点ではこれが外的な強制力として働くと考えられる。また、FRCは理想的にトロイダル磁場を持たず、プラズマ自身に流れるトロイダル電流とそれによって生じるポロイダル磁場のみで構成される磁場配位であることも、トロイダル磁場が存在しない条件下での高速リコネクションのモデルと一致する点である。

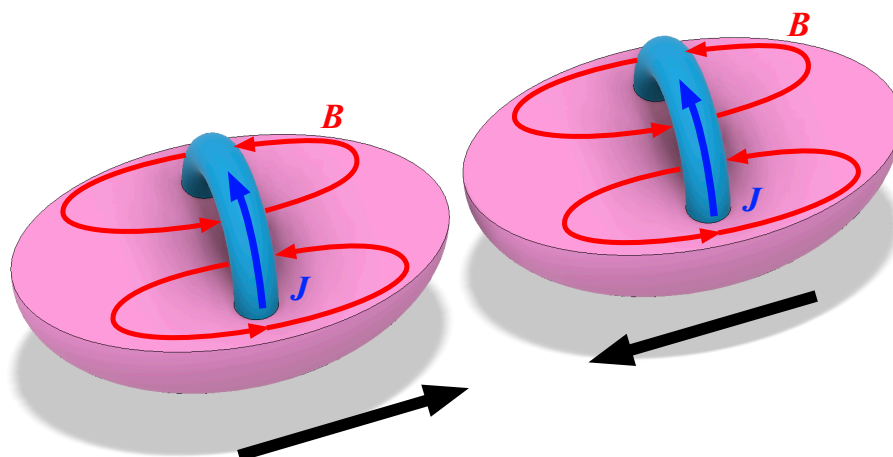


図 4.6 FRC が持つトロイダル電流の合体

参考文献

- [1] 桜井隆, 小島正宣, 小杉健郎, 柴田一成, 「シリーズ現代の天文学 第10巻 太陽 第2版」, 日本評論社
- [2] 福江純, 和田桂一, 梅村雅之, 「シリーズ<宇宙物理学の基礎> 宇宙流体力学の基礎」, 日本評論社
- [3] L. Spitzer, “Physics of Fully Ionized Gases”, *Interscience Publishers*, New York (1962).
- [4] P.A. Sweet, “The Neutral Point Theory of Solar Flares”, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, IAU Symposium 6*, edited by B. Lehnert, P. 123. (1958).
- [5] E. N. Parker, “Sweet's Mechanism for Merging Magnetic Fields in Conducting Fluids”, *Journal of Geophysical Research* 62, 609 (1957).
- [6] H. E. Petschek, “Magnetic field annihilation”, *Physics of Solar Flares*, edited by W. N. Ness, NASA SP-50, p. 425 (1964).
- [7] T. Tajima, “Computational Plasma Physics: With Applications to Fusion And Astrophysics”, *Frontiers in Physics* 72, Addison-Wesley (2004).
- [8] A. Bhattacharjee, F. Brunel, T. Tajima, “Magnetic Reconnection Driven by Coalescence Instability”, *Physics of Fluids* 26, 3332 (1983).
- [9] F. Brunel, T. Tajima, J. M. Dawson, “Fast magnetic reconnection processes”, *Physics Review Letter* 49, 323 (1982).
- [10] T. Tajima, J. Sakai, H. Nakajima, T. Kosugi, F. Brunel, M.R. Kundu, “Current loop

- coalescence model of solar flares”, *The Astrophysical Journal* 321, 1031 (1987).
- [11] V. M. Fadeev, I. F. Kvabtskhava, N. N. Komarov, “Self-focusing of local plasma currents”, *Nuclear Fusion* 5, 202 (1965).
- [12] J. Sakai, Y. Ohsawa, “Particle Acceleration by Magnetic Reconnection and Shocks During Current Loop Coalescence in Solar Flares”, *Space Science Reviews* 46, 113-198 (1987).

第3章 磁場反転配位 (FRC) の合体実験

3.1 磁場反転配位 (FRC)

磁場閉じ込めプラズマにおいてコンパクトトラスに分類される FRC は理想的にポロイダル磁場のみを持つ磁場閉じ込めプラズマである[1,2]。プラズマ内部にはトロイダル電流が流れており、これがポロイダル磁場の形成を担っている。典型的な FRC の概略図を図 2.1 に示す。FRC は中心構造物がなく、開いた磁力線領域である外部磁場中に形成される。FRC のもつポロイダル磁場とこの外部磁場との境界はセパトリックスと呼ばれ、プラズマ半径として引用されることが多い。セパトリックス内部では FRC のトロイダル電流が作り出すポロイダル磁場が閉じた磁力線領域を形成している。径方向のプロファイルを考えると中心軸に向かうに従い磁場強度が弱くなり、磁場が反転する磁気軸 (O-point) でゼロになる。磁場反転のさらに内側では外部磁場に対して逆向きの反転磁場を形成しており、プラズマ内部に向かうほど外部と比較して磁気圧力が弱くなる。これが磁場反転配位と呼ばれる所以である。また、セパトリックスの両端にも磁場がゼロになる X-point と呼ばれる閉じ込めの存在しない磁場領域がある。このような FRC のシンプルな磁場構造ではトロイダル電流 J_t とポロイダル磁場 B_p が直交しており、これらの $J_t \times B_p$ がプラズマの熱圧力勾配 Δp と完全に釣り合うことで平衡が保たれていると考えられている。

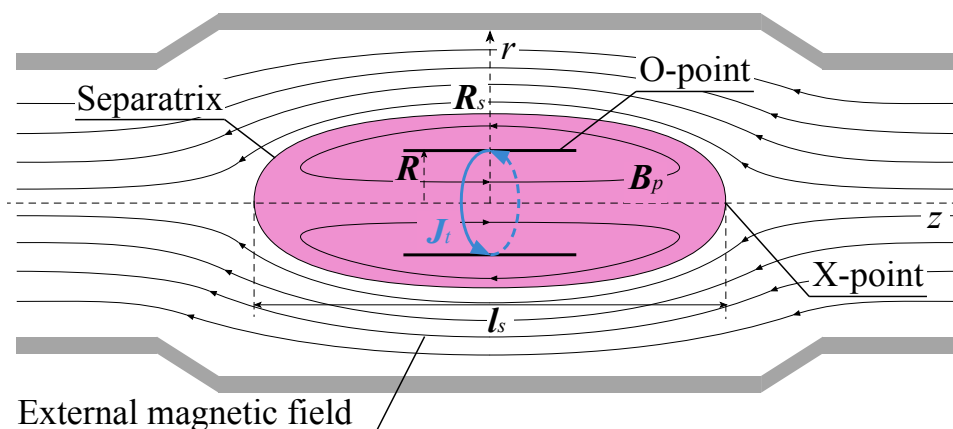


図 2.1 磁場反転配位の概略図

FRC を特徴付けるパラメータの 1 つとして頻繁に取り上げられるのが β 値である。これはプラズマの熱圧力/磁気圧力で示されるパラメータで、

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad (2.1)$$

と表される。核融合炉心として用いられる磁場閉じ込めプラズマの場合では、高温プラズマの熱圧力を磁気圧で閉じ込める必要があるため β 値は1よりも小さくなる。しかし、FRCの場合、前述の通りセパトリックス内部では磁場が弱く、磁場がゼロになる O-point も存在することからその体積の大部分で β 値は1を超えることになる。これはプラズマ電流と閉じ込め磁場が完全に直交していることから最も磁場の利用効率がよい閉じ込め配位であるといえる。この様な特徴から FRC は高 β プラズマであると表現される。

通常、プラズマ中の荷電粒子は磁場の存在する領域でラーモア運動を行い磁場に巻き付く様に振る舞う（磁化している状態）が、FRCの場合、高 β であることからプラズマ内部のイオンラーモア半径はプラズマ半径と同等かそれ以上となり、FRC内部の粒子が磁化していない領域が存在する。FRCの特徴的なもう1つのパラメータとしてプラズマ半径/イオンラーモア半径で示されるサイズパラメータ S がある。プラズマの解析で用いられることが多いMHDではプラズマを流体として近似し、プラズマが磁化している（イオンラーモア半径がプラズマの特性長に比べて十分に小さい）状態を仮定しているため、 S パラメータは1よりも大きな値をとる。一方でFRCの場合はイオンラーモア半径がプラズマ半径と同等かそれ以上であるため、MHD的な振る舞いから外れ、運動論的な振る舞いをするようになる。また、同様にサイズパラメータ S^* はプラズマ半径とイオン表皮厚さの比で、

$$S^* \equiv \frac{R_s}{c/\omega_{pi}} \quad (2.2)$$

で示される。ここで、 c 、 $\omega_{pi} = (e^2 n / \epsilon_0 m_i)^{1/2}$ はそれぞれ光速とイオンプラズマ周波数である。 S^* の値が小さい場合には、二流体効果や有限ラーモア半径効果のように純粋なMHDから外れた領域のプラズマとなる[2]。

3.2 FRC の平衡

FRCの平衡モデルを考える前に押さえておくべきFRCの特徴[3]についてまとめる。

1) 偏長なセパトリックス形状

偏長さ (Elongation) E はFRCの形状を決めるパラメータで、セパトリックス長 l_s の半分の長さとして、セパトリックス半径 R_s の比である。

$$E \equiv \frac{l_s}{2R_s} \quad (2.3)$$

E_s が大きいほど軸方向に長いプロレートなFRCで、逆に小さい場合は球形に近いオブレートなプロファイルを持つFRCになる。一般的なFRCプラズマでこのパラメータは5.5程度で、約84%のFRCが $3.7 < E_s < 11.1$ に収まるとされている[3]。FAT-

CM 装置で衝突合体によって形成される FRC の場合でも $E_s \simeq 4$ である。ほとんどの FRC は軸方向に長いので、軸方向の依存性は無視でき、ほぼ全てのパラメータが半径 r の関数として記述できる。これらの理由から FRC の平衡を議論する場合、中央断面では純粋な径方向バランスのみ扱えば良いことになる。

2) ポロイダル磁場が支配的な配位

FRC はトロイダル磁場 B_θ が小さく、ポロイダル磁場が支配的な配位である。一般的な FRC 実験ではトロイダル磁場が観測されることもあるが、外部磁場 B_e の大きさと比べて $1/6$ よりも小さい ($|B_\theta| < B_e/6$) 場合が多い[3]。磁気圧力 $B^2/2\mu_0$ を考えると、トロイダル磁場から圧力への寄与は $(1/6)^2$ を下回るため、ほとんど無視できるオーダーである (外部磁場の約 3%)。よって径方向のプラズマ圧力平衡は、トロイダル磁場を無視した以下の式で記述される。

$$p + \frac{B_z^2}{2\mu_0} = \frac{B_e^2}{2\mu_0} \quad (2.4)$$

p はプラズマの熱圧力で、FRC はトロイダル方向に回転しているため、この圧力バランスに影響を与える遠心力を持つように思われるが、実際は平均の回転速度が音速よりも遅いためとても弱い効果しか持たない。

3) 規格化半径

テータピンチ実験では、両端のコイル径が少し小さく、ミラー磁場になっていることが多いが、FRC の軸方向の閉じ込めはこのミラーによるものではなく、閉じた磁力線の張力によるものである。径が一定のテータピンチコイル内 (ミラーの影響がない) で形成された FRC の単純な軸方向バランスのみを考えると、Barnes によって提唱された平均ベータ[4]を導出できる。

$$\langle \beta \rangle = 1 - \frac{X_s^2}{2} \quad (2.5)$$

ここで β は外部磁気圧力に対するプラズマ圧力の比で、 $X_s \equiv r_s/r_w$ は装置壁の半径で規格化したセパトトリックス半径である。

4) スクレイプオフ層 (Scrape-off layer: SOL) の厚さ

FRC の径方向プロファイルにはセパトトリックス近傍で急峻な密度勾配が存在する。FRC を取り囲む SOL の厚さはこのセパトトリックス上での密度勾配の厚さ L_n で決定される。これは R_s と比較して非常に薄く、次の式で示される。

$$L_n \equiv - \left[\frac{n}{dn/dr} \right]_{r=R_s} \quad (2.6)$$

後述する FRC の平衡モデルのうち、Hill's vortex モデルや剛体回転モデルでは SOL は考慮されていない。また実験的な計測では、SOL の厚さ l_n とイオン表皮厚さ l_{i0} の比が 1.5 であることがわかっている ($L_n/l_{i0} = 1.5$) [3]。ここで、イオン表皮厚さは次の式で定義される。

$$l_{i0} = \frac{c}{\omega_{pi}} = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 e^2 n_m}} \quad (2.7)$$

5) 閉じた磁場構造の崩壊

プラズマ周辺に生じる乱流によって閉じた磁気面が崩壊し、コアと周辺領域を繋ぐ開いた磁力線になる。電子はこれによって輸送され圧力勾配によって決まる電場を生じる。この電場がイオンの回転を促し、FRC プラズマのトロイダル方向の回転につながるとされている。開いた磁気面は回転速度を直接制御することになるが、磁場構造など他の平衡には影響を与えない。O-point 付近では磁場がゼロになるため、この壊れた磁気面の効果が大きい。

FRC の平衡モデルとして以下の3つを取り上げる。

1) Elongated Hill's vortex モデル[5]

r-z 平面の2次元平衡モデルで、以下の式で記述される。

$$\psi = -\frac{3}{4} B_e r^2 \left[1 - \frac{(r^2 + z^2)}{E^2 R_s^2} \right] \quad r^2 + z^2 \leq R_s^2, \quad (2.8a)$$

$$\psi = -\frac{1}{2} B_e r^2 \left[1 - \frac{R_s^3}{(r^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \right] \quad r^2 + z^2 > R_s^2 \quad (2.8b)$$

ここで、 R_s はセパトリックス半径、 l_s はセパトリックス長を示す。

2) 剛体回転 (Rigid Rotor) モデル[4, 6]

Vlasov 方程式から導ける1次元径方向のプロファイルを与える平衡モデルである。FRC の磁場および電子密度の径方向分布は以下の式で与えられる。ただし、セパトリックス内部のみの記述であり、外部のスクレイプオフ層のプロファイルを記述することはできない点に注意が必要である。

$$B_z = B_e \tanh \left[K \left(\frac{2r^2}{R_s^2} - 1 \right) \right] \quad (2.9a)$$

$$n_e = n_m \operatorname{sech}^2 \left[K \left(\frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \right] \quad (2.9b)$$

$$K = \tanh^{-1} \left(\frac{B_s}{B_{\text{ex}}} \right) \quad (2.9c)$$

3) Two-point equilibrium (2PE)モデル[3]

Hill's vortex モデルや、剛体回転モデルではセパトリックスと SOL 周辺の急峻な勾配が記述できないため、これを解消するために考案されたモデルである。2PE モデルでは、セパトリックス外部の薄い SOL と O-point 付近での壊れた磁気面の影響を含む。2つのパラメータは SOL の厚さと軸方向の圧力バランスによって決定される。Loren C. Steinhauer の論文[3]では外部磁場によって規格化した磁場 $b \equiv B_z(r)/B_{ex}$ を定義し、セパトリックス上の磁場 $b_s \equiv B_s/B_{ex}$ および σ のパラメータを用いて、

$$b = b_s u e^{\sigma(u^4-1)}, \quad |u| \leq 1, \quad (2.10a)$$

$$b = 1 - (1 - b_s) e^{-\sigma_2(u-1)}, \quad u > 1, \quad (2.10b)$$

と示されている。ここで $u = 2r^2/R_s^2 - 1$ は、 $u = -1$ で装置中心軸 (z 軸)、 $u = 0$ で FRC の O-point、 $u = 1$ で FRC のセパトリックスを示す半径パラメータである。

3.3 衝突合体生成法

FRC プラズマを生成する手法として逆磁場テータピンチ (Field-reversed theta-pinch: FRTP) 法[1,2]や回転磁場(Rotating magnetic field: RMF)生成法[7], 異極性スフェロマック合体[8]等が挙げられるが、ここでは現在、米 TAE Technologies 社の C-2W 装置[9], および日本大学 FAT-CM 装置[10]で実施している衝突合体 (Collisional merging) 生成法について解説する。

単連結構造である FRC はプラズマ自身と鎖交する構造物を持たず、外部磁場中に浮いた状態で配位を形成している。軸方向の磁気圧力バランスをプラズマの前後で非対称にした場合、磁気圧力の弱い方に向かって FRC は押し出されることから、磁気圧力勾配を制御することによって軸方向に加速することができる。衝突合体生成ではこの特性を活かし、2つの FRC プラズマを軸方向に加速し、衝突、合体させることで最終的に1つの FRC を形成している。衝突直前の FRC の速度は音速や Alfvén 速度を超える速度であり、衝突以前の磁化プラズモイドが持つ運動エネルギーは内部エネルギーよりも大きい条件下で合体が生じる。このような運動エネルギーが支配的な衝突合体過程では移送によって生じる運動エネルギーがプラズマの内部エネルギーに変換されることで、捕捉磁束の大幅な増加や温度の上昇などが報告されている[9-13]。

本研究で実施した FRC プラズマの衝突合体実験では、逆磁場テータピンチ法によって生成した FRC 2つを秒速 600 km で衝突させ、合体により単一の FRC が再び形成される現象が観測されている。衝突合体時には通常の MHD で記述される時間スケール

(磁場変動の時間スケールを示す Alfvén 時間など)よりも早い合体现象が生じており、太陽フレア等の天体で生じる速い磁気再結合現象などと同様に抵抗による磁場拡散では説明ができない時間スケールである。

3.4 衝突合体過程で生じる物理現象

1) 衝撃波の形成

FAT-CM 装置で実施される FRC 衝突合体実験では、FRC の移送速度が Alfvén 速度やイオン音速と同等かそれ以上になるため、衝撃波の形成が示唆されている。移送に伴う衝撃波に限らず、衝突時の相対速度は 300 – 600 km/s に達するため、FRC の衝突面においても衝撃波の形成や磁気圧縮等の現象が生じていると考えられる。

2) 磁気リコネクション

FRC は閉じた磁力線構造を持つ磁場閉じ込めプラズマであるため、合体以前の 2 つの FRC はそれぞれ独立した磁場構造をもつプラズマ塊である。これら独立した磁場構造を持つプラズマ塊が合体により最終的に 1 つの FRC を形成するためには、合体過程において磁力線の繋ぎかわり、いわゆる磁気リコネクションが生じる必要がある。

3) プラズマ加熱

上記 2 つの衝撃波形成、および磁気リコネクションが生じた結果として、これらのエネルギーが最終的にプラズマの内部エネルギーとして変換されることによりプラズマ加熱が生じる可能性がある。実験においても衝突前の運動エネルギーが支配的な系から合体によって内部エネルギーへの変換が生じていることが示されている[14]。

参考文献

- [1] M. Tuszewski, "Field reversed configurations", *Nuclear Fusion* 28, 2033 (1988).
- [2] L. C. Steinhauer, "Review of field-reversed configurations", *Physics of Plasmas* 18, 070501 (2011).
- [3] L. C. Steinhauer, T. P. Intrator, "Equilibrium paradigm for field-reversed configurations and application to experiments", *Physics of Plasmas* 16, 072501 (2009).
- [4] W. T. Armstrong, R. K. Linford, J. Lipson, D. A. Platts, E. G. Sherwood, "Field-reversed experiments (FRX) on compact toroids", *Physics of Fluids* 24, 2068–2089 (1981).
- [5] L. C. Steinhauer, "Improved analytic equilibrium for a field-reversed configuration", *Physics of Fluids B* 2, 3081 (1990).
- [6] R. L. Morse, J. P. Freidberg, "Rigid Drift Model of High-Temperature Plasma Containment", *Physics of Fluids* 13, 531 (1970).
- [7] I. R. Jones, "A review of rotating magnetic field current drive and the operation of the rotamak as a field-reversed configuration (Rotamak-FRC) and a spherical tokamak (Rotamak-ST)", *Physics of Plasmas* 6, 5, 1950–1957 (1999).
- [8] M. Yamada, Y. Ono, A. Hayakawa, and M. Katsurai, "Magnetic reconnection of plasma toroids with Cohelicity and Counterhelicity", *Physics Review Letter* 65, 721-725 (1990).
- [9] H. Gota, M.W. Binderbauer, T. Tajima, A. Smirnov, S. Putvinski, M. Tuszewski, S.A. Dettrick, D.K. Gupta, S. Korepanov, R.M. Magee et al., "Overview of C-2W: high temperature, steady-state beam-driven field-reversed configuration plasmas", *Nuclear Fusion* 61, 106039 (2021).
- [10] T. Asai, T. Takahashi, J. Sekiguchi, D. Kobayashi, S. Okada, H. Gota, T. Roche, M. Inomoto, S. Dettrick, Y. Mok, M.W. Binderbauer, T. Tajima, T. Takahashi, "Collisional merging formation of a field-reversed configuration in the FAT-CM device", *Nuclear Fusion* 59, 056024 (2019).
- [11] T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, Y. Tamura, T. Watanabe, N. Sahara, Ts. Takahashi, J. Morelli, H. Gota, T. Roche, R. Magee, M. Binderbauer, T. Tajima, M. Inomoto, T. Takahashi, "Observation of self-organized FRC formation in a collisional-merging experiment", *Nuclear Fusion* 61, 096032 (2021).
- [12] M. W. Binderbauer, H. Y. Guo, M. Tuszewski, S. Putvinski, L. Sevier, D. Barnes, N. Rostoker, M. G. Anderson, R. Andow, L. Bonelli, F. Brandi, R. Brown, D. Q. Bui, V. Bystritskii, F. Ceccherini, R. Clary, A. H. Cheung, K. D. Conroy, B. H. Deng et al., "Dynamic Formation of a Hot Field Reversed Configuration with Improved Confinement by Supersonic Merging of Two Colliding High- β Compact Toroids", *Physics Review Letter* 105, 045002 (2010).
- [13] H. Y. Guo; M. W. Binderbauer; D. Barnes; S. Putvinski; N. Rostoker; L. Sevier; M. Tuszewski, M. G. Anderson, R. Andow, L. Bonelli, F. Brandi, R. Brown, D. Q. Bui, V.

Bystritskii, F. Ceccherini, R. Clary, A. H. Cheung, K. D. Conroy, B. H. Deng S. A. Dettrick et al., “Formation of a long-lived hot field reversed configuration by dynamically merging two colliding high- β compact toroids”, *Physics of Plasmas* 18, 056110 (2011).

- [14] D. Kobayashi, T. Asai, T. Takahashi, A. Tatsumi, N. Sahara, T. Watanabe, D. Harashima, H. Gota, T. Roche, “Energy Flow in Super Alfvénic/Sonic Collisional Merging Process of Field-Reversed Configurations”, *Plasma Fusion Research* 16, 2402050 (2021).

第4章 FAT-CM 装置

4.1 FAT-CM 装置

FRC の合体過程におけるリコネクション現象を実験的に検証するため、本研究では日本大学理工学部で独自に開発された FAT-CM 装置 (FRC amplification via translation-collisional merging) [1,2]を用いて実験を実施した。FAT-CM 装置の概略図を図 4.1 に示す。本装置は直線型のプラズマ実験装置で全長は約 10 m で、大きく分けて装置両端に設けられたプラズマ生成部 2 箇所と装置中央の閉じ込め部の計 3 つのセクションで構成されている。生成部では、FRC を逆磁場テータピンチ法 (Field-Reversed Theta-Pinch: FRTP) [3,4]によって生成したのち、図 4.1 に示す外部磁場の磁気圧力勾配によって加速している。閉じ込め部まで移送された FRC は音速や Alfvén 速度を超えるスピード(200–400 km/s)で装置中央に到達し、互いに衝突、合体する。生成部で形成された FRC が閉じ込め部に到達する時刻はおおよそ 10–20 μs 程度である。生成部での FRC 生成から合体後の FRC が崩壊するまでおおよそ 200–300 μs の時間スケールである。生成部、および閉じ込め部のそれぞれの詳細を以下で解説する。

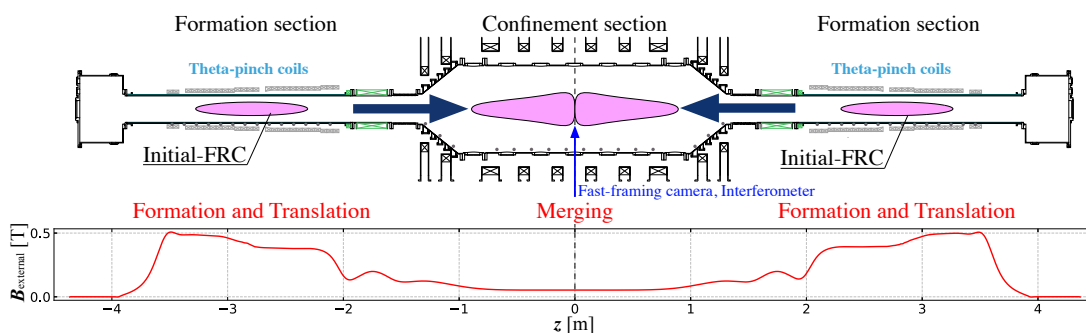


図 4.1 FAT-CM 装置の概略図

装置両端に設けられた生成部では、FRTP 法によって FRC を生成している。生成部の真空容器は FRTP 法に用いられる立ち上がりの速い磁場を透過する必要があることから、金属製容器ではなく石英管で構成されている。その外側には一巻きのテータピンチコイルが軸方向に複数並べられており、放電回路に対して全て並列に接続されている。複数台のコンデンサバンクによって構成された放電回路は、コンデンサにためた電荷をパルスのように高速放電することで、生成部に強磁場を形成している。生成領域の磁場は $\sim 0.5\text{ T}$ と閉じ込め領域に比べて 10 倍ほど高く、この磁気圧力勾配によって FRC を加速

している。FAT-CM 装置生成部での FRTP 法を用いた FRC 生成について以下にまとめる。生成部のみを拡大した図を図 4.2 に示す。

- (a) 放電ガスを真空容器内に導入し、バイアス磁場を印加する。バイアス磁場は主圧縮磁場とは逆向きである。ここに z 軸方向の振動磁場を加えることで放電ガスを電離し、種プラズマを生成する。この時バイアス磁場は種プラズマ中に凍結する。
- (b) バイアス磁場とは逆向きの種圧縮磁場を印加する。放電管内の磁気圧力が上がるため、プラズマが径方向に圧縮される。
- (c) 生成部両端で磁気リコネクションが生じ、閉じた磁場構造が形成される。磁力線の張力によりプラズマは軸方向に収縮する。
- (d) 形成された FRC はテータピンチコイルの径の違いから生じる磁気勾配によって閉じ込め部に向かって加速される。

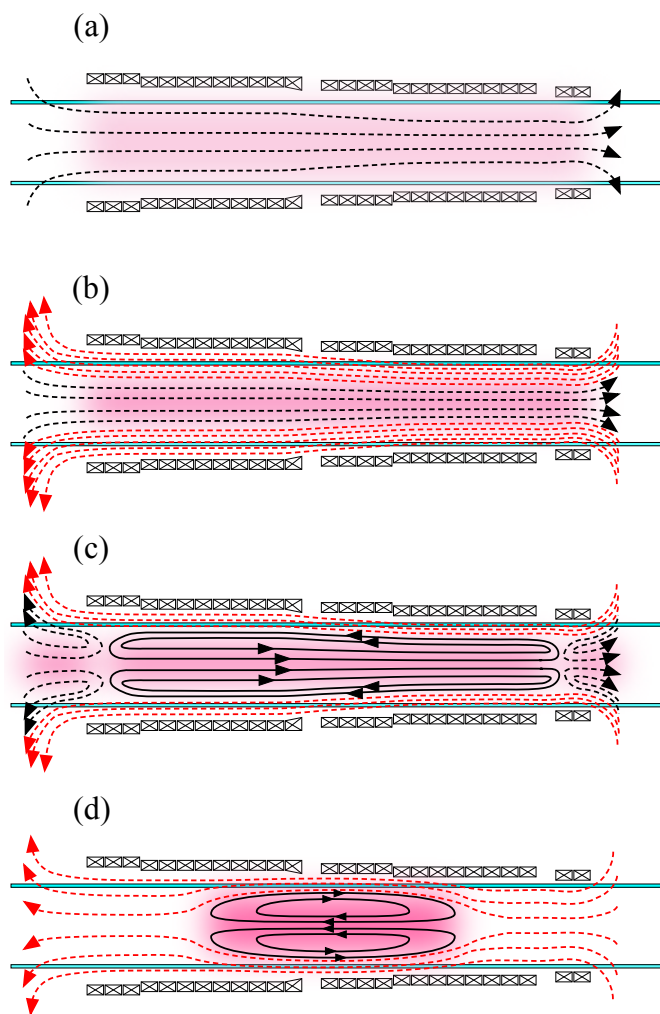


図 4.2 FAT-CM 装置での FRTP 法による FRC 生成

F RTP 法による FRC 生成時にテータピンチコイルに流れる電流を図 4.3 に示す。また、各磁場の印加タイミングを図 4.4 にまとめた。FAT-CM 装置では生成部での FRC 生成に先立ち、閉じ込め部には準定常磁場を印加している。閉じ込め部の真空チェンバー外側には外部磁場を形成するための準定常コイルが設置されている。準定常磁場は閉じ込め部中央付近の一様磁場を形成するストレート磁場と、閉じ込め部両端のミラー磁場で構成されており、それぞれ別の放電回路を有するが、どちらも放電の時間スケールが数十ミリ秒オーダーであるため、FRC の配位時間に対しては準定常と見なすことができる。また、ステンレス製の真空チェンバーはプラズマの配位時間に対して磁束保存管として働く。

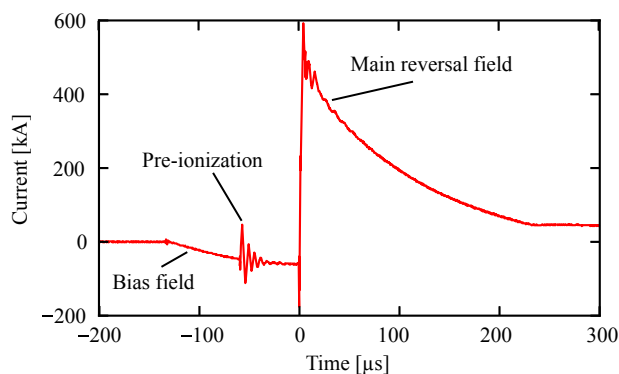


図 4.3 FRTP 法による FRC 生成時にテータピンチコイルに流れる電流波形

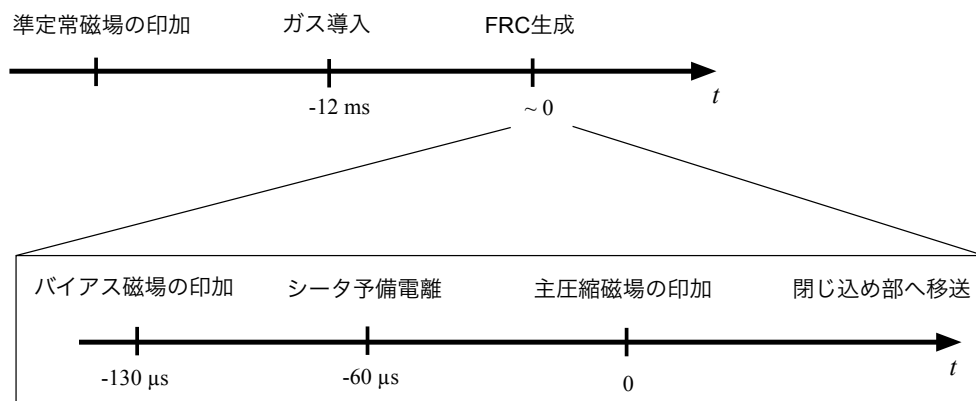


図 4.4 FAT-CM 装置における各動作の時間

4.2 計測手法

4.2.1 排除磁束法によるプラズマ半径および位置の推定

閉じ込め領域の装置壁面には 13 個の磁気プローブが軸方向に並べられており、各計測位置で得られた磁気信号から FRC プラズマの形状を排除磁束法[5]により推定することができる。排除磁束法では真空磁場の磁束量とプラズマの反磁性により排除された磁束量を比較することでプラズマの半径を見積もる方法である。円筒状の磁束保存管内に軸方向の真空磁場が存在する系を仮定する。プラズマが移送される前の真空磁場のみを仮定すると磁束保存管のある断面を貫く磁束量 ϕ_v は

$$\phi_v = \int_0^{r_w} B_v 2\pi r dr = \pi r_w^2 B_v \quad (1)$$

となる。ここで、 B_v は真空磁場、 r_w は装置壁までの半径である。また、真空磁場中に移送されたプラズマが半径 $r_{\Delta\phi}$ 内の磁場を排除した場合、同断面での磁束量 ϕ_p は

$$\phi_p = \int_{r_{\Delta\phi}}^{r_w} B_p 2\pi r dr = \pi (r_w^2 - r_{\Delta\phi}^2) B_p \quad (2)$$

となる。プラズマの有無により仮定している系内で磁束が保存しない場合 ($\phi_v \neq \phi_p$)、それぞれの磁束を計測する必要があるが、FAT-CM 装置の閉じ込め領域は金属チェンバーで構成されており、これが磁束保存管として働くため $\phi_v = \phi_p$ が成り立つ。(1) 式と (2) 式から、 $r_{\Delta\phi}$ について解くと、

$$r_{\Delta\phi} = r_w \sqrt{1 - \frac{B_v}{B_p}} \quad (3)$$

となる。従って、真空磁場とプラズマが存在する場合の磁場強度の比からプラズマ半径を排除磁束半径として見積もることができる。ただし、FRC はセパトリックス外部にスクレイプオフレイヤーが存在するため、排除磁束半径は実際のセパトリックス半径よりも大きく見積もられる可能性があることや、セパトリックスの形状の凹凸によって過大評価や過小評価になる可能性がある点に注意が必要である[6]。

4.2.2 高速度カメラによる観測[7]

衝突面における大域的な構造を観測するため、装置中央断面に高速度カメラを設置した。今回使用したカメラは ULTRA Cam HS-106E (ナックイメージテクノロジー社製) で、魚眼レンズおよび真空装置内側に窪んだ石英窓を使用することで広範囲の計測を可能としている。高速度カメラの設置位置は図 4.5 に示すように衝突位置を真横から見込む位置にある。本実験において高速度カメラの計測には直接関係はないが、中央断面の両隣の断面には、トモグラフィ計測用の反射防止板が設置されており、チェンバー内を見込む高速度カメラの画像上ではこの領域が暗く表示される。

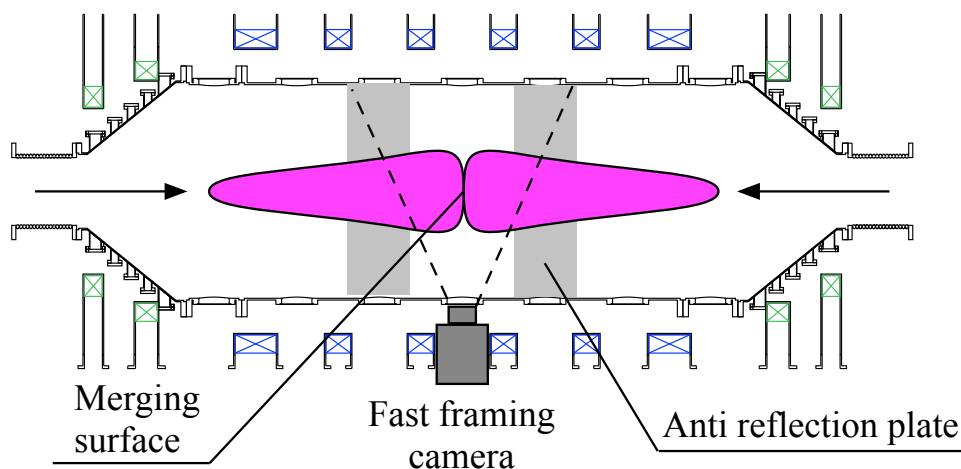


図 4.5 装置中央断面に設置した高速度カメラ

4.2.3 密度・温度計測

プラズマの密度計測はヘテロダイン型のレーザー干渉計[8]を用いておこなっている。閉じ込め部の中央断面 ($z=0$) に設置されたこのレーザー干渉計ではレーザーの位相変化の情報からプラズマの電子密度を見積もることができる。プラズマ中をレーザーが通過した光路長間の密度情報が線積分されるため、プラズマ内部の密度分布を一様とした平均密度を導出するには、プラズマの半径で線積分量を割る必要がある。ただし、実際の FRC プラズマの密度分布は一様ではなく、第 3 章で解説した平衡モデル等で示すように径方向に分布を持つため、実際の計測の際には注意が必要である。

温度計測はイオンドップラー分光法[9]を用いて計測した。FRC プラズマに不純物として含まれる炭素の線スペクトル(C III: 229.69 nm, CV: 227.65 nm)のドップラー広がりから温度を算出している。閉じ込め部の石英窓からコリメーターおよび光ファイバーを用いることで閉じ込め部まで移送されたプラズマからの放射光を分光器まで導いている。

4.2.4 内部磁場計測[10,11]

閉じ込め部中央断面には、径方向の多点計測が可能な内部磁気プローブアレイを設置している。図 4.6 に計測位置の詳細を示す。実験に使用した内部磁気プローブは径方向に 12 箇所計測点を持ち、各計測点で 3 方向の磁場成分 (B_x , B_y , B_z) を計測することができる計 36 チャンネルの磁気プローブアレイである。図 4.6 に示す通り、FAT-CM 装置では装置軸方向を z 軸、鉛直方向を y 軸、紙面垂直方向を x 軸としている。FRC プラズマの径方向の内部磁場プロファイルを計測した場合、ポロイダル磁場の反転磁場分布は B_z の径方向プロファイルとして計測されることになる。理想的な FRC の場合、ト

ロイダル磁場成分を持たないため、 B_x 、 B_y の径方向プロファイルはゼロになる。

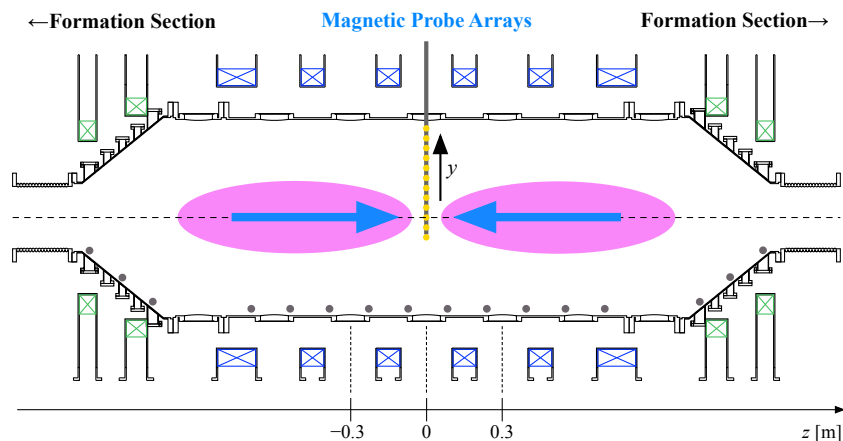


図 4.6 閉じ込め領域中央断面に設置した内部磁気プローブアレイ

参考文献

- [1] T. Asai, T. Takahashi, J. Sekiguchi, D. Kobayashi, S. Okada, H. Gota, T. Roche, M. Inomoto, S. Dettrick, Y. Mok, M.W. Binderbauer, T. Tajima, T. Takahashi, "Collisional merging formation of a field-reversed configuration in the FAT-CM device", *Nuclear Fusion* 59, 056024 (2019).
- [2] T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, Y. Tamura, T. Watanabe, N. Sahara, Ts. Takahashi, J. Morelli, H. Gota, T. Roche, R. Magee, M. Binderbauer, T. Tajima, M. Inomoto, T. Takahashi, "Observation of self-organized FRC formation in a collisional-merging experiment", *Nuclear Fusion* 61, 096032 (2021).
- [3] M. Tuszewski, "Field reversed configurations", *Nuclear Fusion* 28, 2033 (1988).
- [4] L. C. Steinhauer, "Review of field-reversed configurations", *Physics of Plasmas* 18, 070501 (2011).
- [5] M. Tuszewski, W. T. Armstrong, "Simplified diamagnetic techniques for a field-reversed theta-pinch plasma", *Review of Scientific Instruments* 54, 1611 (1983).
- [6] M. Tuszewski, "Excluded flux analysis of a field-reversed plasma", *Physics of Fluids* 24, 2126–2127 (1981).
- [7] D. Kobayashi, T. Seki, T. Asai, Ts. Takahashi, J. Morelli, M. Inomoto, T. Takahashi, S. Dettrick, H. Gota, "Spectroscopic observation of super-Alfvénic field-reversed configuration merging process by mixing of tracer ions", *Review of Scientific Instruments*

- 93, 103526 (2022).
- [8] A. Tatsumi, T. Asai, T. Takahashi, D. Kobayashi, H. Someya, “Multi-point density measurement of a collisional merging formation process of FRCs”, *Review of Scientific Instruments* 92, 053544 (2021).
- [9] K. Araoka, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki T. Takahashi, J. Morelli, H. Gota, “Development of multichord ion Doppler spectroscopy system for toroidal flow measurement of field-reversed configuration”, *Review of Scientific Instruments* 93, 123512 (2022).
- [10] H. Gota, J. Ishiwata, F. Tanaka, A. Hosozawa, T. Asai, Ts. Takahashi, J. Sekiguchi, T. Roche, T. Matsumoto, S. Dettrick, Y. Mok, M. W. Binderbauer, T. Tajima, “Internal magnetic field measurements of translated and merged field-reversed configuration plasmas in the FAT-CM device”, *Review of Scientific Instruments* 89, 10J114 (2018).
- [11] T. Watanabe, T. Asai, T. Takahashi, D. Kobayashi, D. Harashima, “Internal magnetic measurement in collisional-merging process of a field-reversed configuration”, *Review of Scientific Instruments* 92, 053541 (2021).

第5章 実験領域の拡大

5.1 無衝突プラズマ

本研究を実施するにあたり、実験で生成されるプラズマのパラメータを天体プラズマに近づけるため、装置の改造を実施した。太陽フレアの発生メカニズムとして考えられている磁気リコネクションは主に太陽コロナ中で生じる現象である[1]。この領域ではプラズマの密度 $\sim 10^{15} \text{ m}^{-3}$ 、温度 $\sim 100 \text{ eV}$ で、プラズマ中の荷電粒子の平均自由行程が空間構造よりも長く粒子間の衝突がほとんど起こらない無衝突領域である。このような領域ではプラズマの流体近似が成り立たず、粒子運動論的なプラズマ中では、二流体効果や有限ラーモア半径効果などが生じる。本実験においても理論モデルとの比較を行うためにプラズマのパラメータ領域を変化させることでプラズマパラメータと磁気リコネクション現象の関連性を検証する。今回は通常の実験に加えて、高速リコネクションが生じる要因となる外的な駆動力を変化させるための移送速度の向上や、プラズマパラメータの無衝突領域への拡大を再現するために実験可能なパラメータ領域の拡張をおこなった。

5.2 装置改造の概要[2,3]

高速磁気リコネクションを実験的に再現するために FRC 合体時のパラメータを無衝突領域まで拡張することを目的として装置の改造を行った。閉じ込め領域に移送された FRC の合体直前のパラメータを無衝突な領域まで拡張するために「合体時の相対速度の向上」と「高温低密度の FRC の生成」に着目した。前者は粒子間の相対速度が上がることで衝突頻度を下げる効果と、リコネクションの観点ではインフローを駆動する外力を増強するパラメータである。一方で後者はプラズマ自身の熱的な衝突頻度を下げる効果が期待できる。これらの変更を達成するために行った具体的な改造点は以下の通りである。

- 1) 磁気圧による加速を強調することで衝突時の相対速度を向上
- 2) 放電ガス量の制御による高温・低密度な FRC の生成・移送

FAT-CM 装置の生成領域を図 5.1 に示すように改造を行った。具体的には磁気圧力を向上させるためのコイル配置とコイル長の変更と放電ガスの調節を可能にするためのガス導入口の移設の2点である。これらの変更点と原理についてそれぞれ解説する。

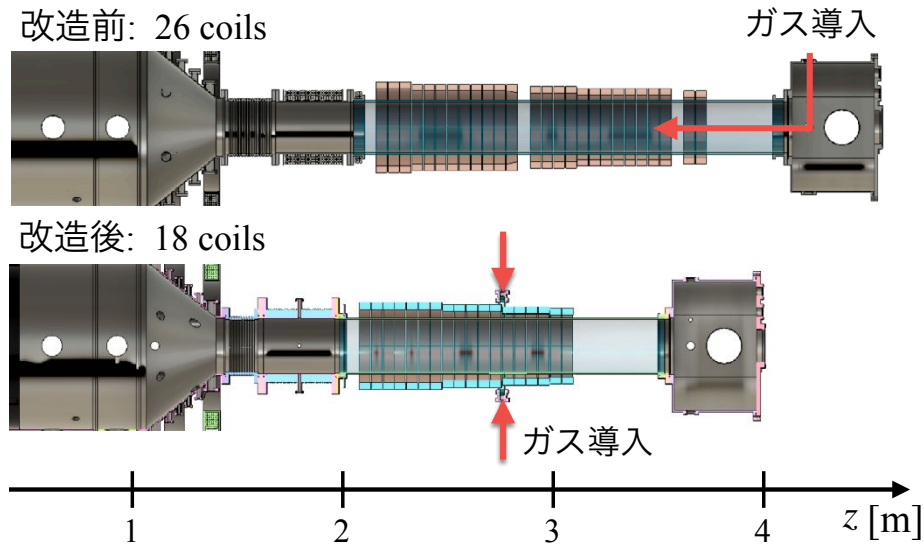


図 5.1 装置改造前後での生成領域の比較

5.2.1 磁気圧力による加速

FRC 合体実験では、合体前の FRC が持つ運動エネルギーがその内部エネルギーよりも高いことが特徴の 1 つである。リコネクションの観点では FRC の移送が外的な駆動力としてはたらく。ここでは磁気圧によって音速や Alfvén 速度を超える速度まで FRC を加速する原理について解説する。磁気圧による FRC の加速原理については参考文献 [4]において実験的に検証されている。FRC は装置の構造物と鎖交する構造物を持たず、磁気圧とプラズマ圧力とのバランスによって装置壁から離れた位置で配位を形成する。このように外部磁場中に浮遊する状態の FRC に対し、前後の外部磁気圧力のバランスを非対称にすると、磁気圧の弱い方向に向かって押し出される。磁気圧による加速前後での FRC の得る運動エネルギーと外部磁場の磁気エネルギーの関係を示すと、

$$\int \frac{1}{2} \rho v_0^2 dV + \int \frac{\Delta B_z^2}{2\mu_0} dV = \int \frac{1}{2} \rho (v_0 + \Delta v)^2 dV \quad (5.1)$$

となる。ここで ρ は質量密度、 v_0 は FRC の初速、 V は FRC の体積、 ΔB_z は FRC が通過した場所の外部磁場の変化量、 Δv は磁気圧によって加速された速度の増加量を示す。図 5.2 に示す通り、FAT-CM 装置では閉じ込め領域の外部磁場に比べて生成領域の外部磁場が約 10 倍程度高く、この磁気圧の差によって磁気圧の高い領域から低い領域に向けて移送される。最も磁気圧が大きく変化する部分は生成領域と閉じ込め領域の境界で、生成領域では Alfvén 速度程度 (~ 90 km/s) で移送されていた FRC が閉じ込め領域に入射した際に Alfvén 速度を超える速度まで加速されていることがわかっている[4]。

FRC の加速に寄与する磁気圧力勾配を強調するため、生成領域の外部磁場強度を上

げることがある。そこで、生成部に磁場を形成するテータピンチコイルの本数を 26 本から 18 本まで減らすことで磁場強度の増強を図った。テータピンチコイルは全て並列に接続された 1 巻のコイルであり、コイルの本数を減らした場合、各コイルに流れる電流密度が上昇し、生成領域内に強い磁場を形成することが可能になる。図 5.2 にコイル配置変更前後での外部磁場分布を示した。生成領域の外部磁場は変更前の $\sim 0.5\text{ T}$ と比較して改造後には $\sim 0.67\text{ T}$ となっており、約 34%磁場強度が上昇している。また、FRC との生成は外部磁場との磁気圧バランスによって決定されるため、生成部の外部磁場強度は FRC の形成にも寄与する。変更後の外部磁場強度で FRC を形成した場合、プラズマの密度や温度といったパラメータに影響を与える可能性がある。今回は外部磁場強度を強調した場合での移送速度の変化を片側移送実験によって検証した。

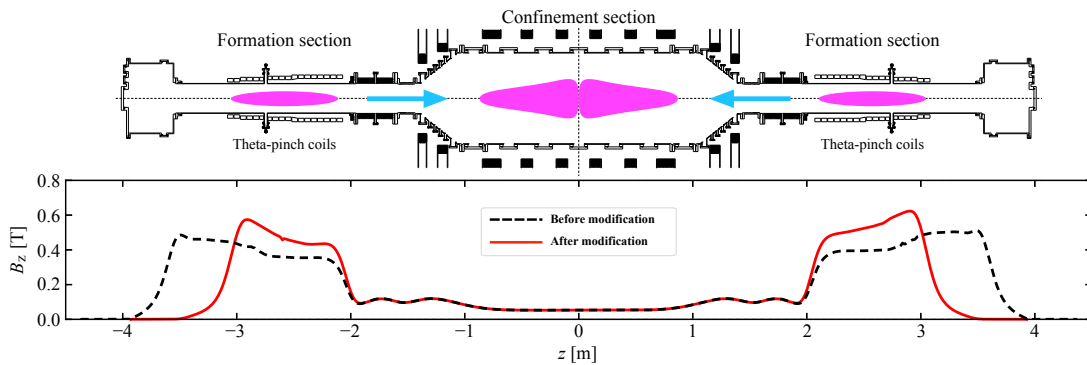


図 5.2 装置改造による外部磁場分布の変化

5.2.2 高温・低密度 FRC の生成

FRTP 法によって生成される FRC のパラメータは外部磁気圧との圧力バランスによって決定される。第 3 章で解説した通り、FRC の平衡では外部磁気圧力とプラズマの熱圧力が釣り合う必要がある。プラズマの密度を下げた場合、外部磁気圧と釣り合う熱圧力を維持するためにプラズマの温度が上昇する。逆磁場テータピンチ法によって形成される FRC の密度は、主圧縮磁場を印加する直前の予備電離プラズマ（種プラズマ）の密度に依存している。これを踏まえると、FRC を形成する直前に、予備電離プラズマを拡散させる時間を設けることで FRC の密度を下げ、高温低密度な FRC の形成が可能になる。このような手法を用いた高温・低密度な FRC の生成は参考文献[5,6]の実験によって検証されている。

改造前の FAT-CM 装置では図 5.1 に示すようにガス導入口が装置端部に設けられており、生成領域内全体にガスを拡散させる必要があるため、ガス分布の細かい調節が困難であった。今回の改造では生成領域にガス導入口を 2 箇所設けることで、FRC が形成さ

れるテータピンチコイル直下に直接ガスを吹き込むことができ、よりガス分布を生成領域に局在させることが可能になる。今回の実験ではこの変更に伴い、放電のモードを変更せず、噴入するガス量を変更することで高温低密度な FRC の形成を試みた (図 5.3)。具体的にはガス導入時間 (ガスを導入してからメインの放電が始まるまでの時間) を長くした場合、生成領域内に噴入されるガス量が増え、これが短い場合は生成領域に噴入されるガス量を絞ることができる。各条件におけるプラズマの密度、温度および移送速度についての相関を検証した。

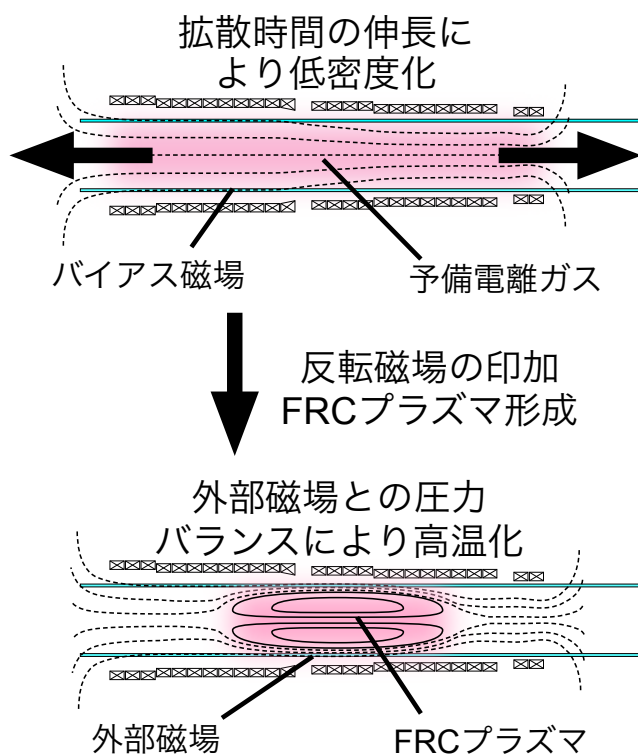


図 5.3 高温低密度 FRC の形成手法

5.3 実験パラメータの拡張

磁気リコネクションの実験的検証を行うにあたり、生成部から移送された FRC が装置中央に到達した際のパラメータが重要である。装置改造による実験パラメータの変化を評価するために閉じ込め領域に片側から 1 つの FRC を入射し、そのパラメータ計測を中央断面付近でおこなった。

5.3.1 移送速度の向上

図 5.4 に片側移送実験における移送速度とガス導入時間の関係を示す。横軸はガス導入時間で、数値が小さいほど生成部に導入する放電ガスの噴入量が少ない条件である。縦軸の移送速度は閉じ込め領域のチェンバー内壁付近に設置されている磁気プローブから見積もったものである。軸方向に並べられたプローブの信号のピークの時間差から速度を導出している。また、波線とグレーで塗りつぶされた領域は装置改造以前の平均移送速度とその標準偏差を示す。閉じ込め領域内ではほぼ磁場が平坦であるため、閉じ込め領域に到達した FRC は等速直線運動をする。ガス量を減らし低密度な FRC を形成するとそれに従い移送速度も上昇する傾向が得られた。これは磁気圧力を強調した効果に加えて密度が低下したことで FRC 全体の質量が減少したことによる効果が見えていると考えられる。最も速い条件では移送速度が 300 km/s を超えるショットも得られており、FRC 合体における相対速度は~600 km/s に達することとなる。装置改造前の平均速度と比較しておおよそ 76%速度が上昇している結果となった。

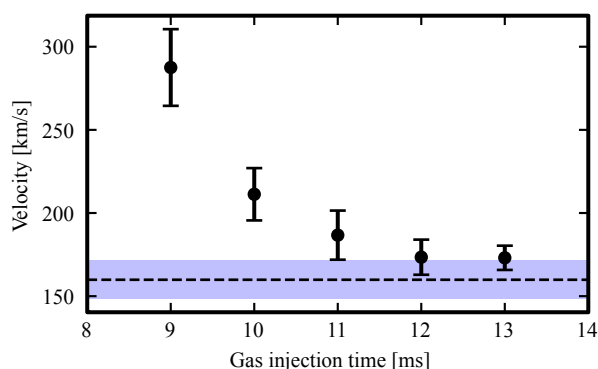


図 5.4 ガス導入時間および装置改造前後での移送速度の比較

5.3.2 高温・低密度化

図 5.5 に電子密度とガス導入時間の関係を示す。この計測データは閉じ込め領域中央断面で片側移送のケースを計測しており、レーザー干渉計[7]の光路を FRC が通過する時刻の線積分電子密度を排除磁束半径で割ることで導出している。生成領域でガス導入時間を短くした場合、移送された FRC においても密度の低下が確認できる。特にガス導入時間 10 ms のケースでは密度が $\sim 0.7 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ まで減少しており、低密度な FRC の生成と移送に成功している。装置改造前と比較して約 65%の密度の低減が確認できた。

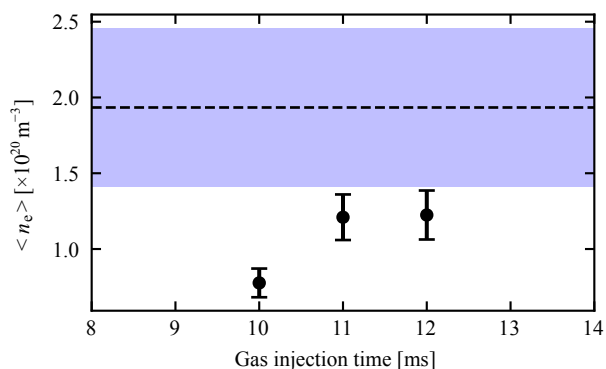


図 5.5 ガス導入時間および装置改造前後での電子密度の比較

図 5.6 に Ion Doppler 分光法[8]によって計測したイオン温度を示す。合体直前の温度を見るため、このデータも閉じ込め領域内で片側移送を計測したものである。スペクトルの波長分布がガウス分布に合う時間のみをプロットしている。装置改造以前の典型的なイオン温度は~50 eV であったが、改造後は閉じ込め領域に移送された後も 200 – 300 eV と高い温度を維持しており、改造前と比較して 4–6 倍まで上昇している。外部磁気圧と釣り合うためのプラズマ圧力が保存すると考えると、密度がおおよそ 1/4 倍まで減少していることから適当な値であると考えられる。ガス導入時間を 12 ms から 10 ms まで短くした場合には、プラズマの密度が低い 10 ms のケースの方で約 1.5 倍温度が高くなる結果となった。

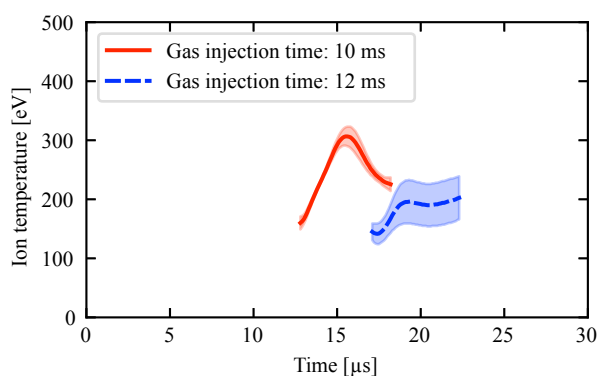


図 5.6 装置改造後のイオン温度

5.3.3 無衝突領域への拡張

図 5.7 は片側移送実験によって得られた装置中央を通過する FRC のデータであり、FRC が衝突する直前のパラメータとして評価した。横軸はサイズパラメータ S^* 、縦軸は移送速度 v_z である。実験において生成に使用する動作ガス量を減らした場合、 S^* は減少し、 v_z が上昇する傾向が得られた。 S^* が小さい条件では運動論的な領域にパラメータを寄せることができ、衝突時の相対速度も上昇することから MHD 近似から外れた運動論的な領域での現象が出現すると考えられる。

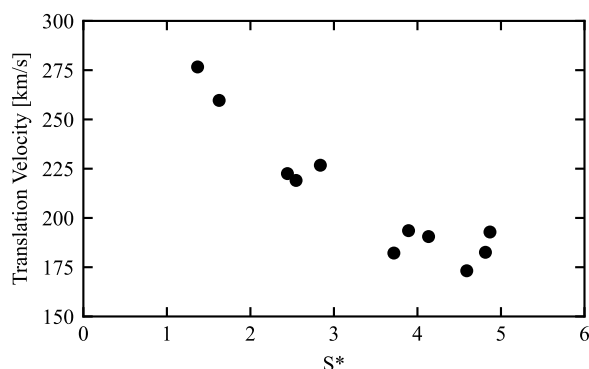


図 5.7 移送速度とサイズパラメータ S^* の関係

FAT-CM 装置のアップデートによって達成された実験パラメータを表 5.1 に示す。FRC 合体における無衝突性を議論するため、セパトリックス長 l_s とイオンの平均自由行程 λ_i の比を用いて衝突パラメータ $N_{\text{collision}}$ を定義した。

$$N_{\text{collision}} = \frac{l_s}{\lambda_i} \quad (5.2)$$

このパラメータは相対速度で 2 つの FRC がぶつかる時、片方の FRC に含まれるある粒子がもう一方の FRC の長さを通過する間に他の粒子と衝突する回数を示す。装置改造以前では $N_{\text{collision}} = 20 - 40$ であるのに対し、改造後では $N_{\text{collision}} = 0.4 - 0.7$ となったことから、ほぼ無衝突な条件下での FRC 合体実験が可能になったといえる。

表 5.1 衝突直前のプラズマパラメータの比較 (装置改造前後)

プラズマパラメータ	改造前	改造後
Separatrix radius [m]	~0.1	~0.06
Separatrix length [m]	1.0 – 2.0	1.0 – 2.0
Density [m^{-3}]	~ 2.0×10^{20}	~ 0.7×10^{20}
Ion temperature [eV]	~50	~300
Relative velocity [km/s]	200 – 400	200 – 600
Mean free path [m]	~0.05	3 – 5
$N_{\text{collision}}$	20 – 40	0.4 – 0.7

参考文献

- [1] 桜井隆, 小島正宣, 小杉健郎, 柴田一成, 「シリーズ現代の天文学 第10巻 太陽 第2版」, 日本評論社
- [2] T. Seki, T. Asai, D. Kobayashi, T. Watanabe, D. Harashima, Y. Tamura, H. Someya, T. Takahashi, J. Morelli, “Improvement of Plasmoid Acceleration Performance by Increased Magnetic Pressure Gradient for High-Mach Number Shock Generation”, *Plasma Fusion Research* 17, 2402092 (2022).
- [3] T. Seki, D. Kobayashi, T. Asai, T. Takahashi, J. Morelli, “Increased Relative Velocity due to Enhanced Magnetic Pressure Gradient for the Collision Experiment of High-Beta Plasmoids”, *Plasma and Fusion Research* 18, 2401087 (2023).
- [4] D. Kobayashi, T. Asai, “Experimental evidence for super-Alfvénic acceleration of the field-reversed configuration due to a magnetic pressure gradient”, *Physics of Plasmas* 28, 022101 (2021).
- [5] Y. Ohkuma, M. Urano, M. Nakamura, Y. Narushima, T. Takahashi, Y. Nogi, “Production of a low density field reversed configuration plasma”, *Nuclear Fusion* 38, 1501 (1998).
- [6] D. Kobayashi, T. Asai, T. Takahashi, A. Tatsumi, N. Sahara, T. Watanabe, D. Harashima, H. Gota, T. Roche, “Energy Flow in Super Alfvénic/Sonic Collisional Merging Process of Field-Reversed Configurations”, *Plasma Fusion Research* 16, 2402050 (2021).
- [7] A. Tatsumi, T. Asai, T. Takahashi, D. Kobayashi, H. Someya, “Multi-point density measurement of a collisional merging formation process of FRCs”, *Review of Scientific Instruments* 92, 053544 (2021).
- [8] K. Araoka, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, T. Takahashi, J. Morelli, H. Gota, “Development of multichord ion Doppler spectroscopy system for toroidal flow measurement of field-reversed configuration”, *Review of Scientific Instruments* 93, 123512 (2022).

第6章 実験結果

ここでは FRC 合体時に生じる磁気リコネクションに焦点を当て、実験結果を報告する。比較対象とする Coalescence instability による高速磁気リコネクション[1]では、磁気拡散領域での磁束と密度の圧縮および線形性から外れた磁束の繋ぎ変わりが重要なポイントである。排除磁束計測および高速度カメラでの観測から大域的なプラズマの挙動と衝突面の形成について解説する。また、プラズマの圧縮性を議論するため、衝突面での密度および磁場計測をおこなった。衝突面での詳細な磁場構造は内部磁場計測により計測している。FRC 合体で生じている高速なリコネクション現象が非定常モデルと一致することを確認するため、磁束の時間変化から定常モデルおよび非定常モデルとの比較をおこなった。

6.1 排除磁束計測と高速度カメラによる大域的挙動の観測

衝突面の詳細について触れる前に FRC 合体過程の大域的挙動について解説する。FAT-CM 装置閉じ込め領域内壁に z 軸方向に並べられた磁気プローブによって得られた典型的な排除磁束半径の時間発展を図 6.1 に示す。(a) は排除磁束半径の装置軸方向分布の時間発展を等高線で示したものである。また (b) には $t = 10 - 40 \mu\text{s}$ 付近における各時刻での排除磁束半径のプロファイルを示している。 $t \sim 12 \mu\text{s}$ では閉じ込め部へと移送された FRC が排除磁束半径のピークとして 2 か所で観測される。このピークは装置中央断面に向かって移動しており、 $t \sim 16 \mu\text{s}$ 付近から合体が開始する。合体後の FRC の半径は時間と共に減衰し、このショットにおいては、 $100 \mu\text{s}$ 程度の寿命を持つことがわかる。排除磁束半径のデータから衝突前の FRC の移送速度を見積もった。衝突合体の場合、衝突により排除磁束半径が膨らむことからその影響を受けない $z < -1.0 \text{ m}$ と、 $z > 1.0 \text{ m}$ の位置での排除磁束半径のピークの時間差から速度を導出した。このショットの場合、それぞれの移送速度は 227 km/s と 157 km/s であり、相対速度で 384 km/s 程度である。

装置中央に取り付けられた高速度カメラ[2]によって FRC 合体現象の観測を行った。今回の撮影では毎秒 500 k フレーム、1 フレームあたり $2 \mu\text{s}$ での設定で露光を行った。撮影に十分な光量を得るため、閉じ込め領域内にプラズマのパラメータを変化させない程度の希薄な重水素ガスを噴入している。また、分光フィルター等は用いず、全光での撮影である。撮影によって得られた衝突から合体までのフレームを図 6.2 に示す。

時刻 $t = 0$ を生成部で主圧縮磁場を印加したタイミングとすると、生成領域から移送された FRC は $t = 14 \mu\text{s}$ で衝突を起こし、その後、径方向に発光領域が広がっていくこ

とがわかる。また、 $t = 22 \mu\text{s}$ から $36 \mu\text{s}$ 付近のフレームにかけて中央に明るい領域が形成されており、この領域内で磁気リコネクションが生じていると思われる。衝突面の厚さは背景に映るポートの間隔から見積もるとおおよそ $20\text{--}30 \text{ cm}$ 程度である。この領域は衝突開始から $\sim 24 \mu\text{s}$ 程度で消失し、 $t = 40 \mu\text{s}$ 以降のフレームでは合体によって再形成された FRC が観測された。

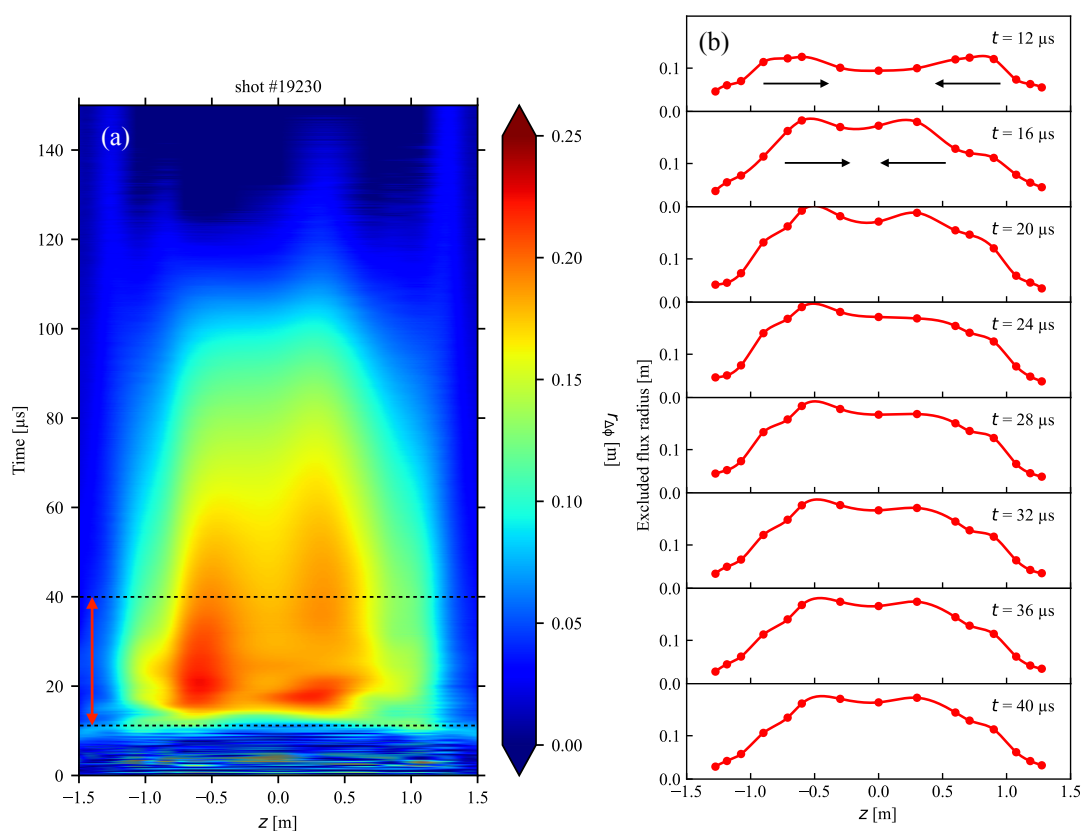


図 6.1 排除磁束半径の計測によるプラズマの軸方向位置

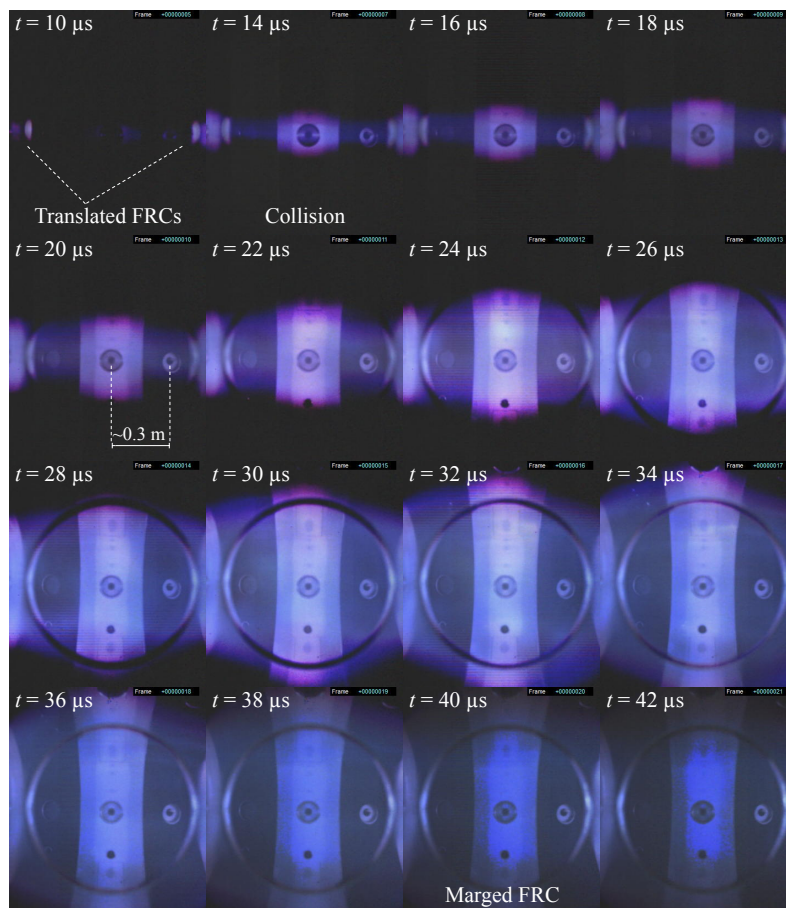


図 6.2 高速度カメラによる衝突面の観測

6.2 衝突面における密度上昇および磁束の圧縮

次に衝突面内での密度と磁束の圧縮について議論する。高速度カメラで観測された衝突面内での密度と磁場を装置中央に設置されたレーザー干渉計[3]および内部磁気プローブ[4]によって観測した。図 6.3(a)に衝突面での電子密度の時間発展を示す。比較のため圧縮が生じない片側移送でのデータを一緒にプロットしている。片側移送の場合、電子密度は最大でも $\sim 1.4 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ であるのに対し、FRC 合体の場合には $\sim 2.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ まで上昇していることがわかった。片側移送と FRC 合体での密度変化の比は、

$$\frac{n_{\text{merge}}}{n_{\text{single}}} = \frac{2.0 \times 10^{20}}{1.4 \times 10^{20}} \approx 1.4 \quad (6.1)$$

となる。

また，図 6.3(b)に内部磁気プローブによって取得した衝突面での半径方向(B_y)の内部磁場強度を示した。片側移送での磁場強度が ~ 0.05 Tであるのに対し，FRC 合体時には $20 \mu\text{s}$ を過ぎた付近で磁場強度が強くなっている (~ 0.08 T) ことがわかった。密度同様に片側移送と FRC 合体で磁場強度の比を計算すると以下ようになる。

$$\frac{B_{\text{merge}}}{B_{\text{single}}} = \frac{0.08}{0.06} \approx 1.6 \quad (6.2)$$

密度と磁場の計測からどちらのパラメータも衝突面において強度が強くなる傾向が得られていることがわかった。磁場の計測においては磁束を直接計測しているわけではないが，衝突面における密度と磁場の信号強度の上昇は密度および磁束の圧縮を示している可能性がある。また，密度に関してはレーザー干渉系の線積分値を排除磁束半径で除したものをを用いているため，平均密度になっている。実際の FRC は平衡モデルで示されるような径方向の密度分布を持つため，平均での密度比が上昇している分，衝突面においては局所的にさらに密度が上昇している可能性もある。

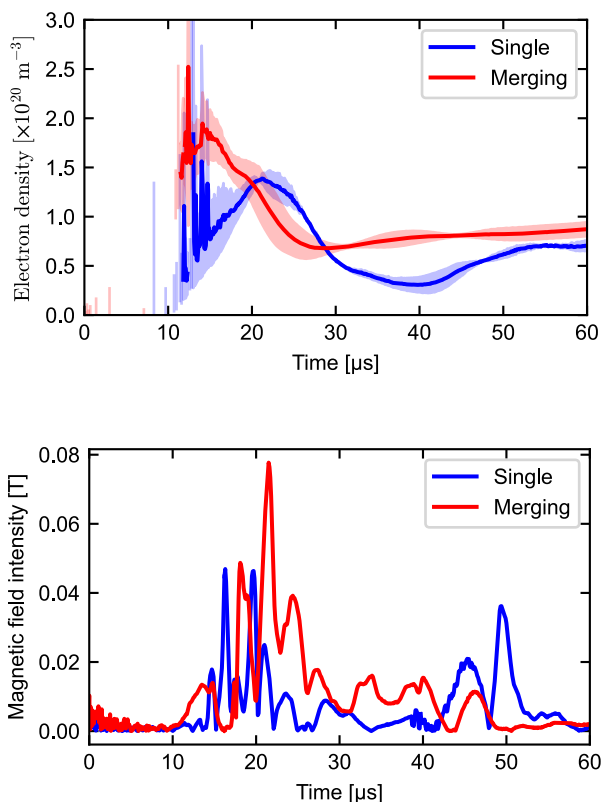


図 6.3 衝突面における密度と磁場の圧縮

6.3 内部磁気プローブアレイによる磁場分布計測

装置中央に設置された内部磁気プローブでの計測を行った。通常のオペレーションで放電を行った典型的な FRC 合体の実験結果を図 6.4 に示す。上から順に(a)排除磁束半径の時間発展, (b) B_x 方向の径方向磁場分布の時間発展, (c) B_y 方向の径方向磁場分布の時間発展, (d) B_z 方向の径方向磁場分布の時間発展, (e)内部磁場計測から計算した磁気エネルギーを示す。(f), (g), (h) は各時刻で切り出した径方向の磁場プロファイルである。磁気エネルギー密度は以下の式 (z 軸方向のみ記載。x,y の方向も同様) で見積もった磁気エネルギーの径方向平均である。

$$E_{\text{magnetic}} = \frac{1}{2\mu_0} \frac{\sum_{i=12} B_{zi}^2}{12} \quad (6.3)$$

ここで, i は各チャンネル数の添字である。また, z 方向の磁気エネルギーの計算に関してはチャンネルごとに真空磁場からの差分として計算している。移送される FRC のおよその動きは排除磁束半径の時間発展 (図 6.4(a)) から見積もることができるため, 合体の開始から FRC 様な反転磁場構造の形成まで順を追って解説する。

両生成部で形成された FRC は磁気圧によって ~ 200 km/s まで加速され, $t \sim 10 \mu\text{s}$ で装置中央に到達する。その後プラズマ半径は衝突により径方向に膨張し, $t \sim 20 \mu\text{s}$ でピークする。ピーク時の半径は ~ 0.2 m である。この時刻での衝突面における内部磁場構造を観測すると, FRC の特徴的な z 方向の磁場だけでなく, x, y 方向においても磁場強度が上昇することがわかった。図 6.4(e) に示す x および y 方向の磁気エネルギー密度は衝突時にピークした後, $t \sim 40 \mu\text{s}$ で消失しているのに対し, z 軸方向に関しては磁気エネルギーが完全に消失することはなく, 反転磁場構造を形成していることがわかる。FRC の合体開始から, FRC 様な反転磁場構造が観測されるまでの時間は $\sim 30 \mu\text{s}$ であり, 高速度カメラで観測した衝突面の消失にかかる時間と概ね一致していることがわかった。

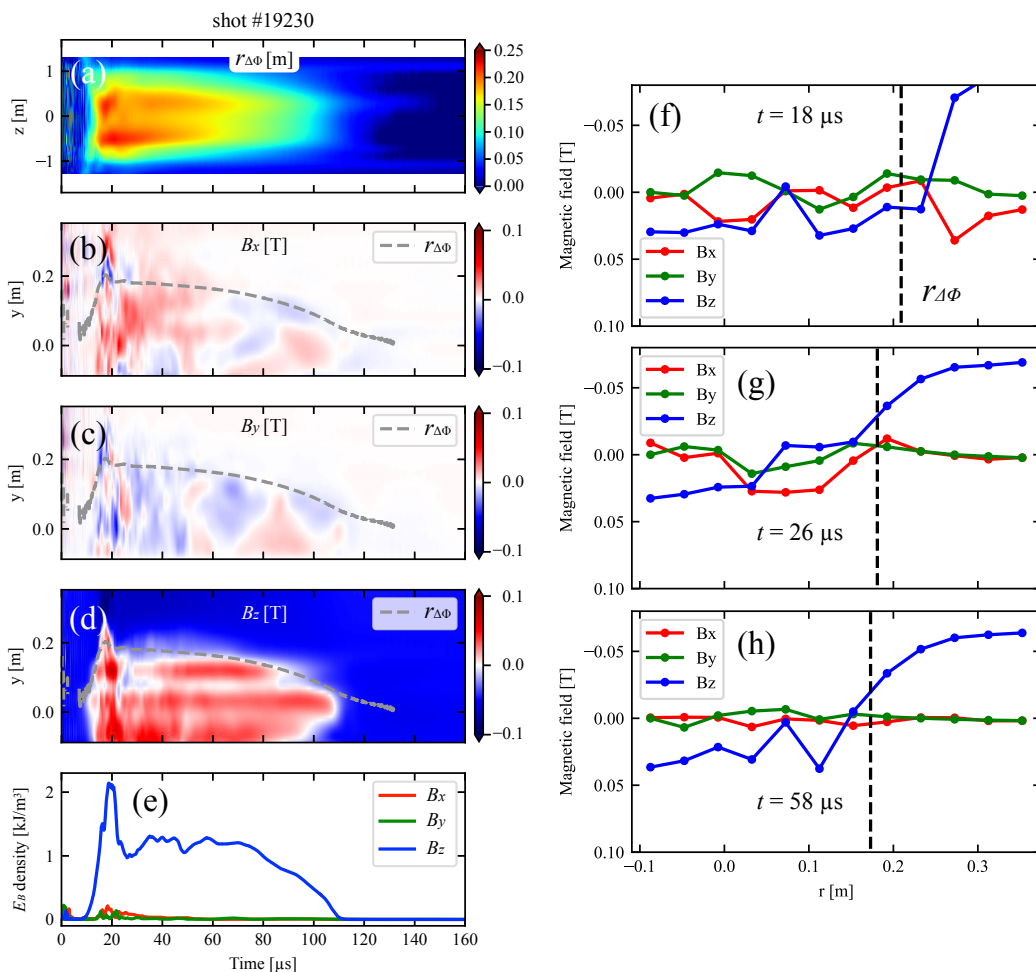


図 6.4 衝突面における内部磁気構造の時間発展

6.4 磁束量の時間変化

第2章で解説した磁気リコネクションの理論モデルについて、定常的なリコネクションと非定常なリコネクションでは磁束量の変化が時間に対して線形または非線形に増加する点について述べた。実験での磁束量の時間変化を評価するため、今回は排除磁束半径からおおよその磁束量を見積もった。実験における磁束量の時間変化を図 6.5 に示す。グラフの立ち上がりを見ると、時間に対して非線形に磁束量が増加する傾向が見られている。磁束の増加が線形に増加していないことから、FRC 合体で生じているリコネクション現象は非定常なリコネクションであると考えられる。また、実験データに対し、赤の波線で示すフィッティングでは時刻 t の 5 乗の関数となっている。参考文献[5]

では磁束の増加量（時間微分）で議論しているため、同様に実験データでは一階微分の t の 4 乗の関数となることがわかる。

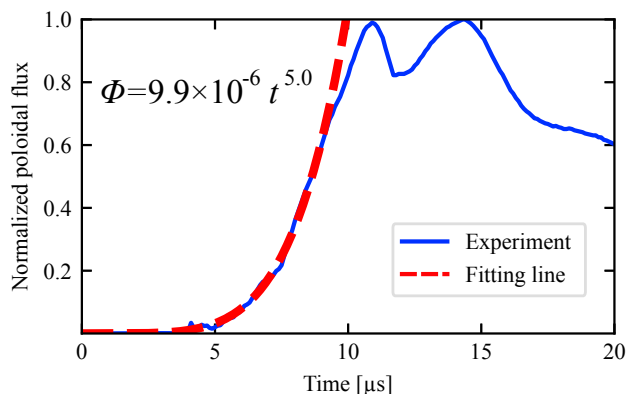


図 6.5 磁束量の時間発展と t^m でのフィッティング

6.5 高速域での FRC 合体

通常の実験では一度の合体で衝突前に FRC が持つ運動エネルギーは内部エネルギーに変換され、 z 軸方向のプラズマの動きはほぼ相殺される。一方で放電ガス量を減らし、移送速度が速い領域で FRC 合体を実施した場合、お互いの持つ運動エネルギーを一度の合体で相殺することができず、 z 軸方向に 2 つの要素が振動する現象が確認された。放電ガス量を減らした場合での FRC 合体の様子を排除磁束半径のグラフ（図 6.5）に示す。FRC の移送速度が速いため、 $t < 10 \mu\text{s}$ で装置中央に到達している。前述の通常実験と比較して早いタイミングで衝突が開始される。衝突前のそれぞれの FRC の移送速度は 224 km/s と 288 km/s であり、相対速度で 512 km/s 程度である。6.1 章で解説した典型的なショットでは相対速度が 384 km/s であったため、これよりも高速域で衝突したショットである。この実験における特徴として、衝突後においてもそれぞれの FRC が移送による運動を完全に失うことなく装置軸方向への振動が生じていることが挙げられる。図 6.4 (b) に各時刻での z 軸方向の排除磁束半径のプロファイルを示した。排除磁束半径の時間発展を見ると衝突によって生じるピークが $t \sim 16 \mu\text{s}$ で観測された後、再度 2 つのピークが軸方向に移動する様子が $t \sim 20 \mu\text{s}$ で観測されている。これら 2 つのピークは閉じ込め領域のミラー磁場によって反射された後、 $t \sim 30 \mu\text{s}$ で再度衝突を起こし、その後この振動は観測されないことから、 z 軸方向の運動エネルギーは二度の衝突によって緩和していると考えられる。

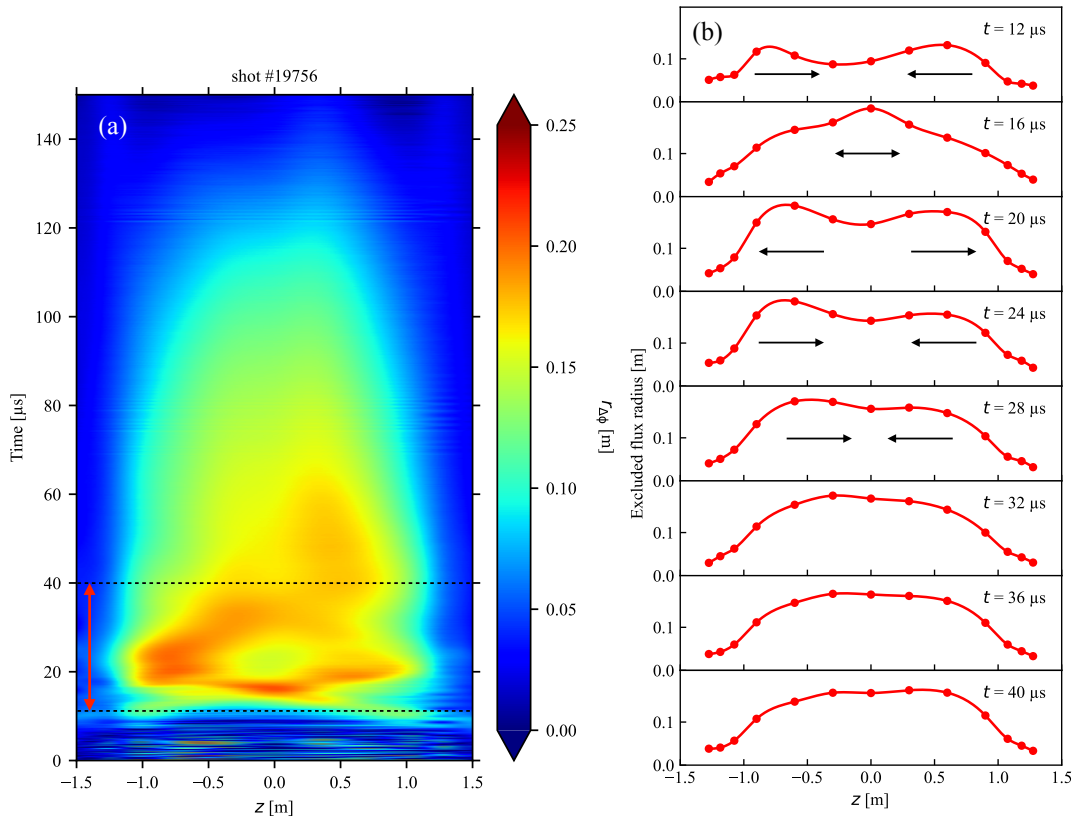


図 6.5 無衝突オペレーションでの内部磁場構造の時間変化

内部磁場計測の結果を図 6.6 に示す。一度目の衝突 ($t \sim 16 \mu\text{s}$) における内部磁場構造を観測すると、6.3 章で解説した通常のエペレーションと同様に x, y, z 全ての方向で磁場強度が強くなる傾向が見られた (図 6.6(f))。図 6.6(e) に示す磁気エネルギー密度のプロットを見ると、 x, y 方向の磁場構造は $t < 20 \mu\text{s}$ で消失していることがわかる。また、衝突後に 2 つのピークが観測される時刻 ($t \sim 20 \mu\text{s}$) では、内部磁場構造を見ると z 軸方向には FRC と同様な反転磁場構造が確認でき、 x, y 方向の磁場成分が一度目の衝突 ($t \sim 16 \mu\text{s}$) と比較して減少している。その後の二度目の衝突においては FRC 様な反転磁場構造が維持されており、 x, y 方向の磁場成分も一度目の衝突と比較してほぼ消失していることがわかる。このことから 2 つのプラズマ半径のピークの間には FRC 様な反転磁場構造が形成されており、一度目の衝突によって磁気リコネクションが完了している可能性があり、この場合リコネクションが完了するまで数マイクロ秒程度のオーダーでリコネクションが完了していることになる。

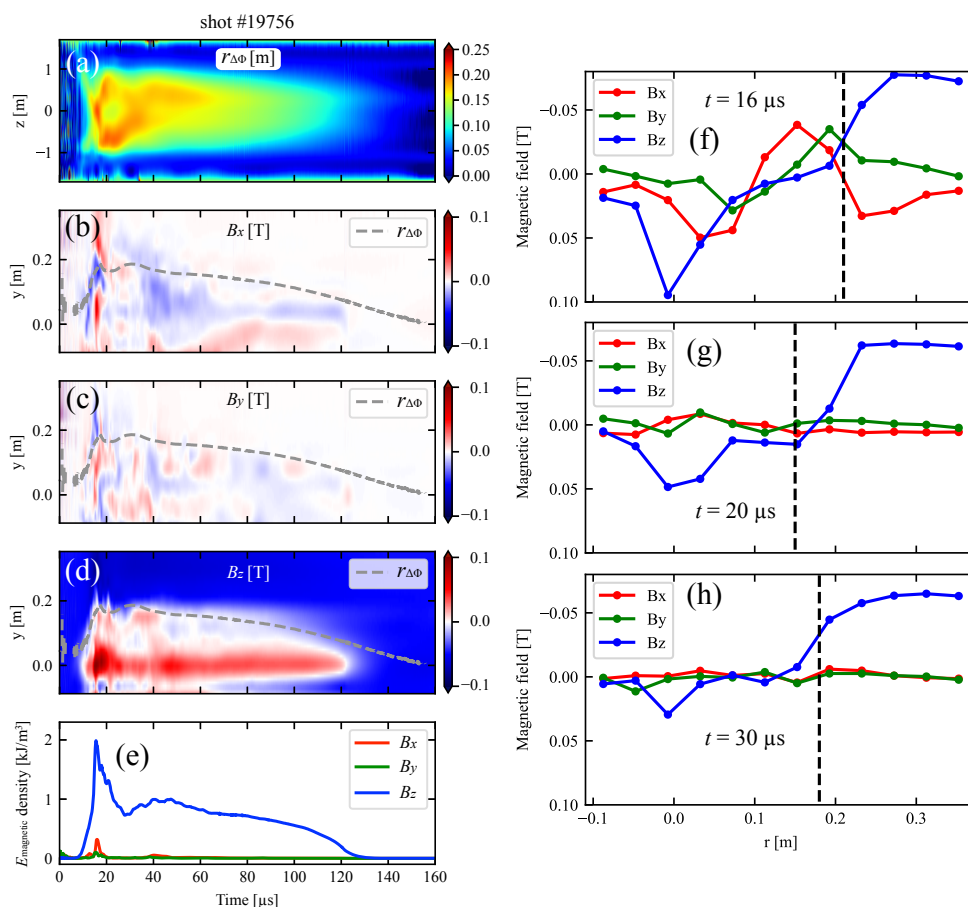


図 6.6 無衝突オペレーションでの内部磁場構造の時間変化

これらの観測結果から予測されるプラズマの動きの概略図を図 6.7 に示す。一度目の衝突は通常のエペレーションと同様に 2 つの独立した FRC が衝突を起こし、このタイミングで高速なりコネクションが生じる (図 6.7(a))。この衝突によって z 軸方向の運動量が全て失われることはなくそれぞれの FRC は軸方向のバウンスを起こす。一度目の衝突で既にリコネクションが完了しているため、2 つのプラズマは磁場構造を共有しており、 $t \sim 20 \mu\text{s}$ に観測される排除磁束半径が凹む領域では FRC 様な反転磁場構造が形成される (図 6.7(b))。ミラー磁場によってこれら 2 つのプラズマは再度衝突を起こし最終的には 1 つの FRC に緩和する (図 6.7(c))。このような振動現象は参考文献 [1]でも取り上げられており、シミュレーションによる高速リコネクションの研究結果とも一致する現象が観測された。

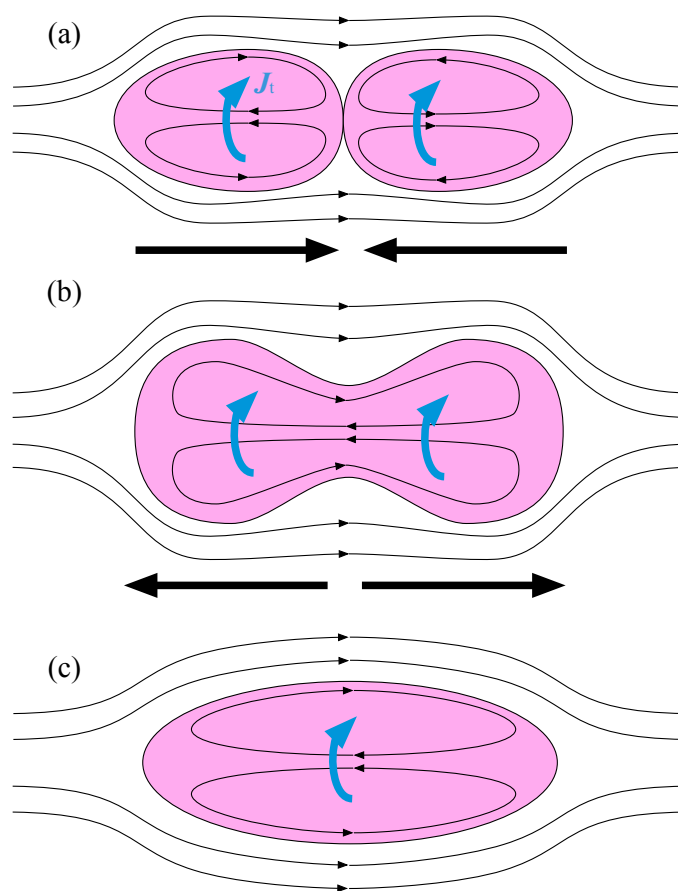


図 6.7 内部磁場計測から推定した磁場構造

参考文献

- [1] T. Tajima, J. Sakai, H. Nakajima, T. Kosugi, F. Brunel, M.R. Kundu, “Current loop coalescence model of solar flares”, *The Astrophysical Journal* 321, 1031 (1987).
- [2] D. Kobayashi, T. Seki, T. Asai, Ts. Takahashi, J. Morelli, M. Inomoto, T. Takahashi, S. Dettrick, H. Gota, “Spectroscopic observation of super-Alfvénic field-reversed configuration merging process by mixing of tracer ions”, *Review of Scientific Instruments* 93, 103526 (2022).
- [3] A. Tatsumi, T. Asai, T. Takahashi, D. Kobayashi, H. Someya, “Multi-point density measurement of a collisional merging formation process of FRCs”, *Review of Scientific Instruments* 92, 053544 (2021).

- [4] T. Watanabe, T. Asai, T. Takahashi, D. Kobayashi, D. Harashima, “Internal magnetic measurement in collisional-merging process of a field-reversed configuration”, *Review of Scientific Instruments* 92, 053541 (2021).
- [5] J. Sakai, Y. Ohsawa, “Particle Acceleration by Magnetic Reconnection and Shocks During Current Loop Coalescence in Solar Flares”, *Space Science Reviews* 46, 113-198 (1987).

第7章 結論

7.1 各章のまとめ

第1章では研究背景についてまとめている。我々にとって最も身近な恒星である太陽から、電離気体であるプラズマと磁力線の相互作用について述べた後、太陽フレアの加速メカニズムとされる磁気リコネクションについて略述した。また、FRCプラズマの合体過程においても、太陽フレア同様に抵抗による拡散だけでは説明できない高速なリコネクションが生じている可能性について言及した。

第2章は磁気リコネクションに関する詳細な解説である。リコネクションの基本モデルとして Sweet-Parker モデルおよび Petschek モデルを取り上げた。これらの定常リコネクションモデルでは太陽フレア等の高速なリコネクションを説明することができず、様々な理論モデルが考案されている。本研究は FRC 合体での高速リコネクションについて着目し、FRC 合体と電流及び磁場構造が類似している Coalescence instability による非定常な高速リコネクションモデルについて解説した。

第3章は FRC 合体実験に関する解説である。核融合分野において性能の良い炉心プラズマを生成する方法として開発された FRC 衝突合体生成法では、2つの FRC を音速や Alfvén 速度を超える速度で合体させる手法である。FRC の合体過程はおおよそ数十マイクロ秒の時間スケールで完了し、この間に2つの FRC が持つ独立した磁場構造が1つに繋ぎ変わることから高速なリコネクションが起きていると考えられる。

第4章では本研究を遂行するにあたり使用した日本大学 FAT-CM 装置についての説明である。FRC の生成および加速法に関する説明と FRC 合体を行うための装置系、および各計測方法について触れた。

第5章では理論モデルとの比較を行うために、実験で実現可能なパラメータ領域の拡大に関する装置改造について解説した。比較対象の理論モデルではプラズマの圧縮性を仮定していること、外部からの駆動力によりインフローが加速されることなどが挙げられており、実験においてもインフローの速度 (FRC の移送速度) やプラズマの温度、密度といったパラメータの影響を評価するため、これらのパラメータを変化させることで理論モデルとの比較を行う。FAT-CM 装置の生成領域での磁気圧による加速の効果を向上、また低密度で高温な FRC プラズマの生成にも成功した。これにより実現可能な実験領域が拡大した。

第6章では理論モデルとの比較という観点で実験結果についてまとめた。高速度カメラの計測から厚さ 30 cm 程度の衝突面が形成されていることが確認でき、この構造は衝突から合体完了の 20–30 μs 間形成されている。理論モデルでは圧縮性を仮定しており、本研究の重要なポイントの1つである。実験でもおけるプラズマの圧縮性を

議論するため、この衝突面における密度および磁場計測をおこなった。レーザー干渉計、および内部磁気計測の結果から、衝突面では衝突前と比較して密度および磁場強度の上昇を確認した。衝突面の内部磁場計測では衝突開始から合体後の FRC 形成までの内部磁気構造の遷移について議論した。衝突時に形成される磁場構造が最終的に FRC プラズマの特徴である反転磁場構造へと移り変わる様子が観測された。磁気計測から見積もられた磁束のデータから、時間に対して線形に磁力線が繋ぎ変わる定常モデルと非線形である非定常モデルとの比較をおこなった。実験においても磁束量が非線形に増加している傾向がみられ、定常よりも非定常なモデルと一致する結果が得られた。

第 7 章は本論文の結論である。第 6 章の実験結果を踏まえ、FRC 合体時には合体が進行する箇所で衝突面が形成されており、この衝突面では密度や磁場強度の上昇が確認できたことから FRC 合体ではプラズマの圧縮性を仮定できると結論づけた。またリコネクションによって繋ぎ変わる磁束量の時間変化から、定常的なリコネクションを仮定した Sweet-Parker モデル等よりも圧縮性を仮定した非定常な高速リコネクションモデルと一致する結果となった。

以上が各章のまとめである。

7.2 本研究の結論

本研究では FRC 衝突合体実験における合体過程で生じる磁気リコネクションについて考察を行った。FAT-CM 装置で観測される FRC の合体現象では、衝突から FRC が再形成されるまでに数十マイクロ秒程度の時間スケールで現象が生じている[1]。この合体過程では衝突による衝撃波の形成や FRC 同士が持つ閉じた磁力線構造の繋ぎ変わり(磁気リコネクション)、これらの現象に伴うプラズマの加熱が生じていることが示唆されている。そのうち、本研究で着目している磁気リコネクションについて電流ループの合体不安定性による高速リコネクションモデル[2]を元に考察して得られた結果を以下にまとめる。

- 1) 抵抗性 MHD を仮定した古典的な定常磁気リコネクションモデルでは実験で観測される速い時間スケールを説明することはできない。定常的なリコネクションモデル[3,4]で計算される時間スケールが数秒のオーダーであるのに対し、実験で観測される合体現象は長く見積もっても数十マイクロ秒のオーダーである。この時間スケールの不一致は FRC の合体現象に限った話ではなく、宇宙プラズマやその他の実験室プラズマで観測されるリコネクション現象においても同様で、速いリコネクションを説明できる様々なモデルが考案されている。
- 2) リコネクションモデルの中でも平行電流間に生じる合体不安定性によって駆動

される非定常リコネクションモデルで仮定される系は、本研究対象とする FRC 合体现象との幾何学的に類似する点がある。このモデルではトロイダル磁場を持たず、ポロイダル磁場のみの系を仮定しているのに対し、FRC がトロイダル磁場を持たない磁化プラズマである点はこの理論モデルと一致している。また、実験では超音速での移送を伴うため、これが外的な駆動力として働く可能性がある点もモデルと類似する点である。

- 3) 高速度カメラでの観測より、衝突断面において特異的な構造が形成されていることが示された。この衝突面に形成される構造は衝突開始から $20-30 \mu\text{s}$ で消失し、合体によって単一の FRC が形成される。
- 4) リコネクションモデルで生じる磁場や密度の圧縮が FRC 合体実験でも観測された。片側移送時の密度に比べて、衝突断面での密度はおおよそ 1.4 倍高くなり、磁場強度も 1.6 倍程度のオーダーとなる。
- 5) 内部磁場計測により、合体過程の初期において衝突により不規則な磁場構造が形成されるが、その後 FRC の反転磁場構造へと緩和する様子が観測された。この衝突から反転磁場構造が観測されるまでの時間スケールは $\sim 30 \mu\text{s}$ であるのに対し、高速度カメラによって観測された衝突面の構造が消失する時間スケールもおおよそ同じオーダーである。
- 6) 実験における磁束量の時間変化は時間に対して線形ではなく非線形に増加している傾向が見られることから、定常なリコネクションモデルよりも非定常なリコネクションモデルと一致する結果となった。
- 7) 移送速度が速い条件での FRC 合体では、リコネクションモデルで提唱される電流リングの成分の振動が実験でも観測された。磁場計測の結果によると、一度目の衝突で生じる x, y 方向の磁場成分は、衝突から数マイクロ秒程度で消失しており、通常オペレーションと比較して反転磁場構造が観測されるタイミングが早い。その後、一度の衝突で全ての移送方向の運動エネルギーが失われることはなく、リコネクションが既に完了していると仮定した場合、振動する 2 つの電流成分は閉じた磁力線の中に存在している可能性がある。これは理論モデルで提唱されている現象[2]と一致する結果である。

以上が考察によって得られた結果である。FRC 合体過程を磁気リコネクションの観点から考察した場合、衝突面での圧縮性を仮定することができ、かつ磁束量の非線形な増加が見られることから、合体不安定性による非定常な流入を仮定したリコネクションモデルは実験と一致する結果となった。参考文献[2]で考案されているリコネクションモデルを実験的手法で検証を行った。ただし、実験で生じる現象は複数の物理現象の組み合わせで生じるものであり、より詳細な合体メカニズムの解明には衝撃波形成による影響や衝突面での乱流形成、運動論的効果等、今回の研究では考慮していない点も含めて

議論を進める必要がある。本研究では実験パラメータの無衝突領域への拡張と高速度カメラによる観測、内部磁場構造の計測を中心に理論モデルとの比較、考察を行ったが、衝突断面での局所的な構造観測や、衝突面以外の場所での磁場分布等を計測することで、磁場構造の変化からより詳細な比較ができると考えられる。

参考文献

- [1] T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, Y. Tamura, T. Watanabe, N. Sahara, Ts. Takahashi, J. Morelli, H. Gota, T. Roche, R. Magee, M. Binderbauer, T. Tajima, M. Inomoto, T. Takahashi, “Observation of self-organized FRC formation in a collisional-merging experiment”, *Nuclear Fusion* 61, 096032 (2021).
- [2] T. Tajima, J. Sakai, H. Nakajima, T. Kosugi, F. Brunel, M.R. Kundu, “Current loop coalescence model of solar flares”, *The Astrophysical Journal* 321, 1031 (1987).
- [3] P.A. Sweet, “The Neutral Point Theory of Solar Flares”, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, IAU Symposium* 6, edited by B. Lehnert, P. 123. (1958).
- [4] E. N. Parker, “Sweet's Mechanism for Merging Magnetic Fields in Conducting Fluids”, *Journal of Geophysical Research* 62, 609 (1957).

研究業績

学術雑誌等での発表論文

1. T. Asai, T. Seki, D. Kobayashi, T. Roche, T. Tajima, “Observation of rapid flux coalescence in merging field-reversed configurations”, *Physics of Plasmas* **31**, 010703 (2024 年 1 月).
2. T. Seki, D. Kobayashi, T. Asai, T. Takahashi, J. Morelli, “Increased Relative Velocity due to Enhanced Magnetic Pressure Gradient for the Collision Experiment of High-Beta Plasmoids”, *Plasma and Fusion Research* **18**, 2401087, (2023 年 8 月).
3. D. Kobayashi, T. Seki, T. Asai, K. Hirama, R. Hayata, K. Araoka, T. Takahashi, J. Morelli, “Visible-Light Imaging of the Super-Alfvénic/Sonic Collisional Merging Process of Field-Reversed Configurations with a Contrast Medium-Mixed Plasmoid”, *Plasma and Fusion Research* **18**, 2402043 (2023 年 4 月).
4. K. Hirama, R. Hayata, T. Seki, D. Kobayashi, T. Takahashi, T. Asai, “Development of a Tomography Camera System with a Doublet Lens Unit for Supersonic Collisional Merging Formation of FRC”, *Plasma and Fusion Research* **18**, 2401028 (2023 年 4 月).
5. T. Seki, T. Yamanaka, T. Asai, D. Kobayashi, T. Takahashi, J. Morelli, S. Okada, H. Gota, “Development of visible light tomographic imaging system for field-reversed configuration collisional merging experiment”, *Review of Scientific Instruments* **93**, 103520, (2022 年 9 月)
6. K. Araoka, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, T. Takahashi, J. Morelli, H. Gota, “Development of multichord ion Doppler spectroscopy system for toroidal flow measurement of field-reversed configuration”, *Review of Scientific Instruments* **93**, 123512, (2022 年 11 月).
7. D. Kobayashi, T. Seki, T. Asai, Ts. Takahashi, J. Morelli, M. Inomoto, T. Takahashi, S. Dettrick, H. Gota, “Spectroscopic observation of super-Alfvénic field-reversed configuration merging process by mixing of tracer ions”, *Review of Scientific Instruments* **93**, 103526, (2022 年 9 月).
8. J. Ogasawara, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, T. Takahashi, T. Roche, S. Dettrick, H. Gota,

-
- “Development of Rogowski probe for internal plasma current measurement in the collisional merging process of field-reversed configurations”, *Review of Scientific Instruments* **93**, 103513 (2022 年 9 月).
9. T. Seki, T. Asai, D. Kobayashi, T. Watanabe, D. Harashima, Y. Tamura, H. Someya, T. Takahashi, J. Morelli, “Improvement of Plasmoid Acceleration Performance by Increased Magnetic Pressure Gradient for High-Mach Number Shock Generation”, *Plasma and Fusion Research* **17**, 2402092, pp.1–4, (2022 年 6 月)
 10. H. Someya, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, T. Yamanaka, T. Watanabe, T. Takahashi, N. Mizuguchi, “Effect of Collision Axes Offset of the Plasmoid in the Collisional Merging Process of FRC Plasma”, *Plasma and Fusion Research* **17**, 2402068, pp.1–4, (2022 年 4 月)
 11. D. Kobayashi, T. Seki, T. Asai, Y. Tamura, H. Someya, T. Takahashi, J. Morelli and S. Okada, “Effect of Initial-Plasmoid Density Reduction on Collisional Merging Process of Field-Reversed Configurations”, *Plasma and Fusion Research* **17**, 2402043, pp.1–4, (2022 年 3 月)
 12. D. Harashima, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, T. Watanabe, T. Takahashi, “Effects of Collision Velocity and Mirror Ratio on Collision/Merging Processes of Field-Reversed Configurations”, *Plasma and Fusion Research* **17**, 2402056, pp.1–4, (2022 年 3 月)
 13. T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, Y. Tamura, T. Watanabe, N. Sahara, T. Takahashi, J. Morelli, H. Gota, T. Roche, R. Magee, M. Binderbauer, T. Tajima, M. Inomoto and T. Takahashi, “Observation of self-organized FRC formation in a collisional-merging experiment”, *Nuclear Fusion* **61**, 096032, 7pp, (2021 年 7 月)
 14. T. Seki, T. Asai, D. Kobayashi, R. Yanagi, H. Gota, T. Roche and T. Matsumoto, “Acceleration of Magnetized Plasmoid by Pulsed Magnetic Coil”, *Plasma and Fusion Research* **16**, 2401020, pp.1–4, (2021 年 2 月)
 15. T. Seki, D. Kobayashi, R. Sasaki, A. Minamigi, T. Asai, H. Gota, T. Roche, T. Matsumoto, T. Takahashi, N. Tamura, and Y. Narushima, “Behavior of Tracer-Containing Compact Toroid in a Transverse Magnetic Field”, *Plasma and Fusion Research* **15**, 2402069, pp.1–4, (2020 年 9 月)

国際会議等での研究報告

1. T. Seki, D. Kobayashi, A. Sekine, H. Suda, H. Kawasaki, T. Takahashi, T. Asai, M. Sasaki, T. Tajima, “Observation of the Transition of Internal Magnetic Structure During the Collisional Merging Process in Field-Reversed Configurations”, 65rd Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma Physics, TP11:93, 2023 年 11 月 【ポスター発表】
2. D. Kobayashi, T. Seki, M. Mori, H. Kaneko, K. Ito, R. Hayata, Y. Takeuchi, K. Matudaira, T. Takahashi, T. Asai, “Development of a Super-sonic Spheromak Merging Device for Magnetic Reconnection Experiments”, 65rd Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma physics, TP11.00092, 2023 年 11 月 【ポスター発表】
3. R. Hayata, K. Hirama, T. Seki, D. Kobayashi, T. Takahashi, T. Asai, “Observation of Supersonic FRC Merging Process using Wide-View Visible-Light Tomographic Camera”, 65rd Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma physics, NP11:152, 2023 年 11 月 【ポスター発表】
4. T. Seki, D. Harashima, D. Kobayashi, T. Takahashi, T. Takahashi, “Multipoint Internal Magnetic Measurement in the Collisional Merging of Field-Reversed Configurations”, FY2022 US-Japan Workshop on "Progress of the Innovative and Alternative Confinement Concepts", PO-2, 2023 年 3 月 【ポスター発表】
5. D. Kobayashi, J. Ogasawara, T. Asai, T. Seki, T. Takahashi, “Radial Magnetic/Current Profile of a Field-Reversed Configuration during/after Super-Alfvénic Translation and Collisional Merging”, FY2022 US-Japan Workshop on "Progress of the Innovative and Alternative Confinement Concepts", PO-1, 2023 年 3 月 【ポスター発表】
6. R. Hayata, K. Hirama, T. Seki, D. Kobayashi, T. Takahashi, T. Asai, “Expansion of field of view by newly designed doublet-lens incident optics for visible light tomography of FRCs”, FY2022 US-Japan Workshop on "Progress of the Innovative and Alternative Confinement Concepts", PO-3, 2023 年 3 月 【ポスター発表】
7. T. Seki, D. Kobayashi, T. Asai, T. Takahashi, J. Morelli, “Increased Relative Velocity due to Enhanced Magnetic Pressure Gradient for the Collision Experiment of High-Beta Plasmoids”, The 31st International Toki Conference on Plasma and Fusion Research, P2-

4F07, 2022 年 11 月 【ポスター発表】

8. D. Kobayashi, T. Seki, T. Asai, K. Hirama, R. Hayata, K. Araoka, T. Takahashi, J. Morelli, “Visible-Light Imaging of the Super-Alfvénic/Sonic Collisional Merging Process of Field-Reversed Configurations with a Contrast Medium-Mixed Plasmoid”, The 31st International Toki Conference on Plasma and Fusion Research, P2-4F06, 2022 年 11 月 【ポスター発表】
9. K. Hirama, T. Asai, R. Hayata, T. Seki, D. Kobayashi, T. Takahashi, “Development of Tomography Camera System with Doublet Lens Unit for Super-sonic Collisional Merging Formation of FRC”, The 31st International Toki Conference on Plasma and Fusion Research, P2-5F09, 2022 年 11 月 【ポスター発表】
10. T. Seki, T. Yamanaka, T. Asai, D. Kobayashi, T. Takahashi, J. Morelli, S. Okada, H. Gota, “Development of Tomographic Imaging System for Collisional Merging Experiment of Super-Alfvénic Translated FRCs”, The 2022 High-Temperature Plasma Diagnostics Conference, PE-19, 2022 年 5 月 【ポスター発表】
11. D. Kobayashi, T. Seki, T. Asai, T. Takahashi, J. Morelli, “Spectroscopic Observation of Super-Alfvénic FRC Merging Process with Tracer Containing Plasmoid”, The 2022 High-Temperature Plasma Diagnostics Conference, PC-31, 2022 年 5 月 【ポスター発表】
12. J. Ogasawara, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, T. Takahashi, J. Morelli, “Development of Rogowski Probe for Internal Plasma Current Measurement in Collisional Merging Process of FRCs”, The 2022 High-Temperature Plasma Diagnostics Conference, PE-18, 2022 年 5 月 【ポスター発表】
13. K. Araoka, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, T. Takahashi, J. Morelli, H. Gota, “Development of Multichord Ion Doppler Spectroscopy for Toroidal Flow Measurement of Field-Reversed Configuration”, The 2022 High-Temperature Plasma Diagnostics Conference, PE-20, 2022 年 5 月 【ポスター発表】
14. T. Seki, T. Asai, D. Kobayashi, T. Takahashi, T. Kikuchi, H. Hasebe, K. Iwamoto, S. Ohnuki, S. Kishimoto, J. Morelli, “Super-Alfvénic collision of extremely high-beta plasmoids for collisionless shock experiments”, 33rd International Symposium on Space Technology and Science, 2022-k-26, 2022 年 3 月 【口頭発表】

-
15. Y. Sumitomo, T. Asai, S. Kisaka, H. Koguchi, K. Kusaka, R. Yanagi, Y. Onishi, Y. Hayakawa, D. Kobayashi, S. Kumagai, T. Sakai, T. Seki, “A Laboratory Astrophysical Project Toward Understanding Mysterious Fast Radio Bursts”, 33rd International Symposium on Space Technology and Science, 2022-k-27, 2022 年 3 月 【口頭発表】
 16. T. Seki, D. Kobayashi, T. Takahashi, T. Asai, “Experimental Range Expansion for Collisionless Shocks Generation in FAT-CM Device”, 2022 US-Japan Workshop on Compact Tori, R-8, 2022 年 2 月 【口頭発表】
 17. D. Kobayashi, T. Seki, T. Asai, Y. Tamura, T. Watanabe, T. Yamanaka, J. Ogasawara, T. Takahashi, “Recent Experimental Results on FAT-CM Device”, 2022 US-Japan Workshop on Compact Tori, R-6, 2022 年 2 月 【口頭発表】
 18. T. Watanabe, T. Asai, T. Takahashi, D. Kobayashi, T. Seki, D. Harashima, “Mirror ratio dependence of reformation process in collisional merging FRC”, 2022 US-Japan Workshop on Compact Tori, C-4, 2022 年 2 月 【ポスター発表】
 19. T. Yamanaka, T. Seki, D. Kobayashi, T. Takahashi, T. Asai, “Simultaneous Visible Light Imaging at Two Cross Sections in a Collisional Merging FRC Formaiton”, 2022 US-Japan Workshop on Compact Tori, C-5, 2022 年 2 月 【ポスター発表】
 20. J. Ogasawara, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, T. Takahashi, “Local current measurement by internal Rogowski probe in collisional merging process of FRCs”, 2022 US-Japan Workshop on Compact Tori, C-6, 2022 年 2 月 【ポスター発表】
 21. T. Seki, T. Asai, D. Kobayashi, T. Watanabe, D. Harashima, Y. Tamura, H. Someya, T. Takahashi, J. Morelli, “Improvement of Plasmoid Acceleration Performance by Increased Magnetic Pressure Gradient for High Mach Number Shock Generation”, The 30th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research, 17Am2, 2021 年 11 月 【口頭発表】
 22. D. Kobayashi, T. Seki, T. Asai, Y. Tamura, H. Someya, T. Takahashi, J. Morelli and S. Okada, “Effect of Initial-Plasmoid Density Reduction on Collisional Merging Process of Field-Reversed Configurations”, The 30th International Toki Conference on Plasma and

Fusion Research, 17Am3, 2021 年 11 月 【口頭発表】

23. H. Someya, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, T. Yamanaka, T. Watanabe, T. Takahashi, N. Mizuguchi, “Effect of collision modes in the collisional merging process of FRC plasma”, The 30th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research, 17Am4, 2021 年 11 月 【口頭発表】
24. D. Harashima, T. Asai, D. Kobayashi, T. Seki, T. Watanabe, T. Takahashi, “Effects of collision velocity and mirror ratio on collision/merging processes of FRCs”, The 30th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research, 17Am5, 2021 年 11 月 【口頭発表】
25. T. Seki, D. Kobayashi, Y. Tamura, T. Watanabe, H. Someya, T. Takahashi, J. Morelli, T. Asai, “Dependence of Energy Flow on the Translation Velocity in Collisional Merging of Field-Reversed Configuration”, 63rd Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma Physics, GP11.00077, 2021 年 11 月 【ポスター発表】
26. D. Kobayashi, T. Seki, Y. Tamura, T. Watanabe, Ts. Takahashi, J. Morelli T. Asai, “Dependence of magnetic reconnection on ion gyroradius during the super-Alfvénic/sonic collisional merging process of field-reversed configurations”, 63rd Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma physics, GP11.00076, 2021 年 11 月 【ポスター発表】
27. T. Seki, T. Asai, D. Kobayashi and R. Yanagi, “Acceleration of Magnetized Plasmoid by Pulsed Magnetic Field,” 2020 US-Japan Website Workshop on Compact Tori, S-3, 2020 年 12 月 【ポスター発表】
28. D. Kobayashi, T. Asai, Ts. Takahashi, T. Watanabe, D. Harashima, T. Seki, N. Sahara, A. Tatsumi and H. Someya, “Proposal of Experimental Study on Collision-Less Shockwave by Super-Alfvénic Collision of Extremely High-Beta Plasmoids,” 2020 US-Japan Website Workshop on Compact Tori, S-1, 2020 年 12 月 【ポスター発表】
29. T. Seki, T. Asai, D. Kobayashi, R. Yanagi, H. Gota, T. Roche and T. Matsumoto, “Acceleration of Magnetized Plasmoid by Pulsed Magnetic Coil”, The 29th International

Toki Conference on Plasma and Fusion Research, Poster-2-F2-3, 2020 年 10 月 【ポスター発表】

30. T. Seki, D. Kobayashi, R. Sasaki, A. Minamigi, T. Asai, H. Gota, T. Roche, T. Matsumoto, T. Takahashi, N. Tamura, and Y. Narushima, “Behavior of Tracer-Containing Compact Toroid in a Transverse Magnetic Field”, The 28th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research, P2-37, 2019 年 11 月 【ポスター発表】
31. T. Seki, D. Kobayashi, T. Asai, H. Gota, T. Roche, T. Matsumoto, T. Takahashi, “Tracer-containing compact toroid injection into a transverse magnetic field”, 2019 US-Japan Workshop on Compact Tori, 2019 年 11 月 【口頭発表】
32. D. Kobayashi, T. Asai, T. Seki, R. Sasaki, A. Minamigi, H. Gota, T. Roche, T. Matsumoto, T. Takahashi, N. Tamura, Y. Narushima and TAE team, “Behavior of a Tracer-Containing Compact Toroid in a Transverse Magnetic Field”, The 61st Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics, UP10.00138, 2019 年 10 月 【ポスター発表】
33. T. Seki, D. Kobayashi and T. Asai, “Development of a tracer contained compact toroid injector”, 2018 US-Japan Workshop on Compact Tori, 2018 年 11 月 【ポスター発表】

国内会議等での研究報告

1. 関 太一, 小林大地, 高橋 努, 浅井朋彦, 「高ベータプラズモイド衝突合体実験の無衝突領域への拡張」, 令和 4 年度 核融合科学研究所共同研究 研究会「高ベータトラスプラズマ研究会」, 2022 年 12 月【口頭】
2. 関 太一, 小林大地, 高橋 努, 浅井朋彦, 「磁気圧勾配を強調した超音速・アルヴェン速度での高ベータプラズモイド衝突実験」, 第 39 回プラズマ・核融合学会年会, 24Ca01, 2022 年 11 月【口頭】
3. 関 太一, 小林大地, 高橋 努, 稲垣 滋, 村上知里, 浅井朋彦, 「FRC の自己組織化的再形成過程における動的モード分解を用いた内部磁場データの特徴抽出」, 日本物理学会 2022 年秋季大会, 13aW621-3, 2022 年 9 月【口頭】
4. 関 太一, 小林大地, 高橋 努, Jordan Morelli, 浅井朋彦, 「衝突合体 FRC プラズマの自己組織化的再形成に関する移送速度の影響」”Effect of Translation Velocity on the Self-Organization of a Collisional Merging FRC Plasma”, 第 14 回核融合エネルギー連合講演会, 7P100, 2022 年 7 月【ポスター】
5. 関 太一, 渡邊達大, 小林大地, 高橋 努, 浅井朋彦, 「FRC 移送過程における磁気圧力勾配の増加による加速性能の向上」, 第 65 回日本大学理工学部学術講演会, O-12, 2021 年 12 月【口頭】
6. 関 太一, 渡邊達大, 小林大地, 高橋努, Jordan Morelli, 浅井朋彦, 「衝突合体 FRC 生成における磁気圧力勾配の増加による加速性能の向上」“Improvement Acceleration Performance by Increased Magnetic Pressure Gradient in Collisional Merging FRC formation”, プラズマ・核融合学会第 38 回年会, 24P-4F-08, 2021 年 11 月【ポスター】
7. 関 太一, 渡邊達大, 小林大地, 高橋努, 浅井朋彦, 「コニカルテータピンチにおける FRC 生成・移送のコイル形状依存性」“Coil Geometry Dependence of FRC Formation/Translation in a Conical Theta-Pinch”, 日本物理学会 2021 年秋季大会, 22pB1-11, オンライン, 2021 年 9 月【口頭発表】
8. 関 太一, 小林大地, 稲垣滋, 浅井朋彦, 「機械学習を用いた FRC プラズマの大域的挙

動の予測」, 日本物理学会第 76 回年次大会, 15aB1-10, オンライン, 2021 年 3 月【口頭発表】

9. 関 太一, 浅井朋彦, 小林大地, 柳凌太郎, 「パルス磁場印加による磁化プラズモイドの速度制御」, NIFS 共同研究「高ベータトーラスプラズマの自己組織化ダイナミクスとそのプラズマ性能への影響」研究会, 2020 年 12 月【口頭発表】
10. 関 太一, 浅井朋彦, 小林大地, 柳凌太郎, 「パルス磁場印加による磁化プラズモイドの加速実験」, 第 37 回プラズマ・核融合学会年会, 01Aa07, 2020 年 12 月【口頭発表】

この他 28 件, 連名での発表を行った。

表彰

1. 令和4年度 日本大学理工学部駿博会 駿博奨励賞
日本大学理工学部駿博会 (2022年5月)
2. Excellent Oral Presentation Award
2022 US-Japan Workshop on Compact Tori (2022年3月)
3. 第65回日本大学理工学部学術講演会, 優秀発表賞
日本大学理工学部 (2022年1月)
4. 令和2年度日本大学理工学部校友会桜工賞
日本大学理工学部 (2021年3月)
5. The Most Attractive Presentation Award
2020 US-Japan Website Workshop on Compact Tori (2021年2月)
6. 若手フォーラム zoom セミナー, 第1回「時系列データ解析」演習賞
プラズマ・核融合学会 (2020年12月)
7. 第4回 Plasma フォトイラストコンテスト, 優秀賞
プラズマ・核融合学会 (2020年12月)

特許

1. 浅井朋彦, 小林大地, 関 太一, 「磁化プラズモイド射出装置」, 2018年11月2日出願, 特願 2018-207684

謝辞

本研究の遂行と学位論文の執筆において、ご指導、ご助力いただいた皆様へここに感謝の意を表します。

本研究は日本大学理工学部プラズマ理工学研究室にて実施したもので、指導教員である浅井朋彦教授には研究室配属時から博士課程に至るまで長期に渡りご指導いただきました。研究室だけでなく、学会や共同研究先への訪問なども含めて手厚くご指導、サポートしていただきました。研究活動を通して貴重な経験をたくさんすることができました。ここに深く感謝の意を示すとともに御礼申し上げます。

同研究グループの高橋努特任教授には浅井教授とともに熱くご指導いただきました。研究の遂行にあたっては実験装置のメンテナンスをはじめ、装置のオペレーションや実験データの解析および研究方針についてたくさんのご助言をいただきました。ここに深く御礼申し上げます。

同研究グループの小林大地助手とは研究室配属時から同じ研究テーマを担当していたこともあり、日頃から私の研究活動や日常生活においても常に近くで支えていただきました。研究に行き詰まった時や落ち込んだ時も親身になって相談に乗ってくださいました。研究においても的確でわかりやすいアドバイスを常にいただき、時には同じ目標に向かって一緒に研究を進めてこられたことは私にとって一番の思い出です。ここに深くお礼を申し上げます。

また、本論文を執筆するにあたり、カリフォルニア大学アーヴァイン校、田島俊樹教授には磁気リコネクションの研究に関するたくさんのお助言をいただきました。加えて米TAE Technologies社への渡航に関しては田島教授をはじめ、郷田博司博士、松本匡史博士からたくさんのお支援をいただきました。実験や研究に限らず現地での生活においても多数のサポートをしていただきました。ここに深く御礼申し上げます。

本研究の遂行においては、同研究グループの大学院生、卒研生協力のもと実験を実施しました。担当する計測器に関するデータの解析や実験のセットアップ、加えて実験装置の改造においては多数のメンバーからご協力いただきました。研究のみならず、日頃の日常生活やプライベートにおいても支えていただきました。ここに感謝の意を表します。

最後に、博士課程まで進学を快諾していただき、ここまで私を支えてくださった両親に深く感謝いたします。

令和6年1月 関 太一