

極限的高ベータプラズモイドの超アルヴェン速度加速機構の検証

令和3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

小林 大地



---

## 目次

第1章 序論	1
1-1. はじめに	1
1-2. 本論文の目的と構成	5
第2章 磁気流体中の波動と衝撃波現象	9
2-1. はじめに	9
2-2. イオン音波	9
2-3. Alfvén 波	11
2-4. 磁気音波	12
2-5. 磁気流体中の衝撃波	12
2-6. FRC 衝突における衝撃波	17
2-7. まとめ	18
第3章 磁場反転配位プラズマの概要	20
3-1. はじめに	20
3-2. FRC の平衡とベータ値	21
3-3. 剛体回転モデル	24
3-4. FRC のエネルギー	25
3-5. FRC プラズマの衝突合体生成	26
3-6. まとめ	28
第4章 実験装置	30
4-1. はじめに	30
4-2. FAT-CM 装置	30
4-3. 計測器および診断方法	33
4-4. FAT-CM 装置における FRC の典型的なパラメータ	41
4-5. まとめ	42
第5章 2次元抵抗性 MHD シミュレーション	44
5-1. はじめに	44

---

5-2. 計算モデル	44
5-3. 境界条件および初期条件	46
5-4. 実験結果との比較	50
5-5. まとめ	52
第6章 FRCの超 Alfvén 速度加速	54
6-1. はじめに	54
6-2. 磁化プラズモイド加速実験	54
6-3. 考察	59
6-4. まとめ	60
第7章 FRCの超 Alfvén 速度衝突による衝撃波形成	62
7-1. はじめに	62
7-2. 衝撃波面の観測	62
7-3. 衝突合体過程におけるプラズマ加熱	65
7-4. 考察	69
7-5. まとめ	69
第8章 結論	71
8-1. はじめに	71
8-2. 各章のまとめ	71
8-3. 結論と今後の展望	73
謝辞	78

## 第1章 序論

## 1-1. はじめに

物質を加熱すると、固体から液体、気体と状態変化を起こす。気体をさらに加熱し、原子内にある電子のエネルギーが特定の閾値を超えた時、原子から電子が離れ（電離）、正の電荷を持つイオンと電子に分かれる。この状態をプラズマまたは電離気体といい、宇宙空間に存在し、人類が観測可能な物質のうちおよそ 99%は、このプラズマ状態にあると言われている [1]。プラズマ中の電子とイオンは、それぞれが持つ電荷により、電場や磁場を介して相互作用しながら運動するため、密度や温度などによってその振る舞いが大きく変わる。プラズマ中における現象は、単一粒子の運動として理解される場合や粒子集団として統計的に扱う場合、流体として近似できる場合などがある。最も単純なプラズマの流体近似に、磁気流体力学 (MagnetoHydro Dynamics: MHD) がある。MHD は、1942 年に Hannes Olof Gösta Alfvén が、電磁場中の導電性をもつ流体（磁気流体）における Alfvén 波の存在を提唱したことを皮切りに体系化され、磁場閉じ込めプラズマなどの多くのプラズマ研究に用いられてきた。磁力線を含むプラズマ全体を磁気流体として扱う MHD では、Alfvén 波やイオン音波などの磁気流体特有の波が存在することが知られている。

本論文では、プラズマ中に生じる衝撃波について着目する。衝撃波とは、波面の前後で密度や温度などの物理量に不連続な変化を伴う、亜音速から音速程度で伝播する圧力波であり、流体が別の流体や固体に超音速で衝突した際に、その境界に生じる。このとき、衝突は相対的なものであるため、一方が静止している場合でも、または双方が運動をしている場合でも、その相対速度が超音速となれば衝撃波が生じ得る。プラズマ中では、中性流体とは異なり、粒子間の剛体衝突だけでなく、電場を介したクーロン衝突や磁力線の運動によっても圧縮性波動が生じる。この圧縮性波動の伝播速度を流速が超えた時に磁気流体特有の衝撃波が形成されると考えられている。プラズマ中で生じる衝撃波は、例えば、磁場閉じ込めプラズマなどの実験室プラズマでは、シータピンチやゼットピンチなどにおいて衝撃波が観測されている [2][7]。宇宙空間に存在するプラズマ中でも、太陽風などのプラズマ流が惑星の磁気圏に衝突することで生じるバウショック (図 1.1) や、超新星残骸中に生じる衝撃波 (図 1.2) がよく知られている。ただし、宇宙空間に存在するプラズマはほとんどの場合、プラズマの熱圧力と磁気圧力の比であるベータ値が 1 を超える高ベータ状態であり、粒子間の衝突の平均自由行程がプラズマの特徴的な長さに対して十分長い無衝突プラズマである。このようなプラズマ中で生じる衝撃波は、無衝突衝撃波と呼ばれる。超新星残骸などに生じる衝撃波の周辺に存在する粒子のエネルギー分布が、熱的な粒子の存在を示す正規分布と非熱的な粒子の存



図 1.1 オリオン座 LL 星の周辺に生じるパウショック  
©NASA/ESA and The Hubble Heritage Team STScI/AURA

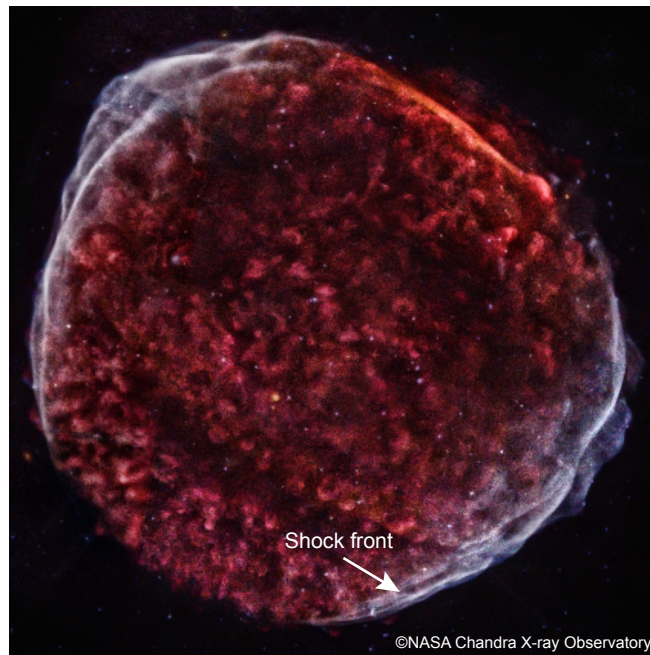


図 1.2 超新星残骸 (SN1006) の X 線画像  
©NASA Chandra X-ray Observatory

在を示すべき乗分布の重ね合わせになっている (図 1.3) ことが、衛星による多くの観測結果から示されており [3], 衝撃波が宇宙線などの高エネルギー粒子の加速源の一つであると考えられている。高エネルギー粒子の加速過程について, Fermi 加速 [4] と呼ばれる加速機構が粒子のエネルギー分布を説明できる有力な候補であるとされてきたが, 近年の観測結果や粒子

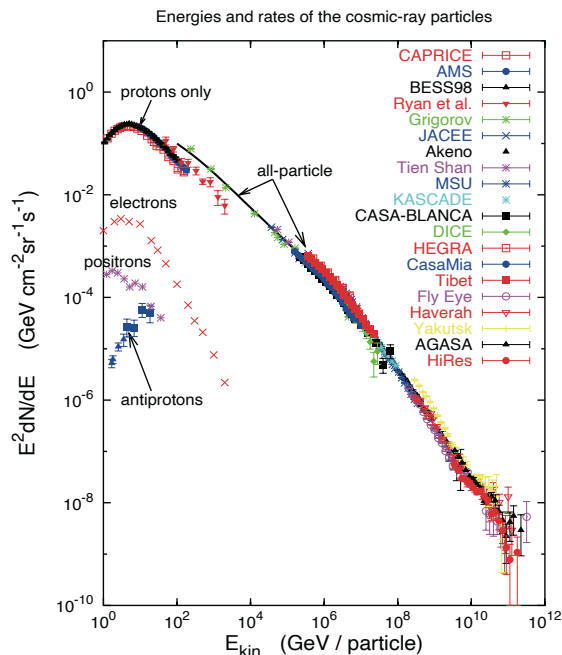


図 1.3 衝撃波周辺における陽子のエネルギースペクトル  
(文献[3]より引用)

シミュレーションにより、Fermi 加速だけでは説明がつかない高エネルギー粒子の存在が示唆され[5]、また、静電波、磁気流体波、乱流を介した粒子加速など[6]、非熱的粒子のエネルギー分布を説明できる別の候補が提案されている。しかしながら、Fermi 加速に注入される種粒子の加速を含む、粒子加速のメカニズムやそれらの衝撃波の様相との関連など未解明な点も多く、現在も無衝突衝撃波は天文学分野における重要な研究課題となっている[7][8]。

宇宙空間における人工衛星を用いた観測では、太陽風をはじめとする宇宙プラズマの各種パラメータの計測などの重要な成果を上げており、無衝突衝撃波の理解に大きく貢献している[10][11]。ただし、何光年も離れた位置に存在する衝撃波の直接観測は現状不可能であるため、遠方にある天体を観測する場合や大域的観測にはイメージングなどの光学的な手法が用いられるが、観測視線で積分された情報となり、また、局所的な情報を得ることは困難である。また、シミュレーションによる研究[8][12][13]も盛んに行われており、大域的描像が観測結果とよく合うモデルも提案されている。しかし、シミュレーションでは、観測不可能なパラメータを人為的に与えるため、仮に、観測された大域的描像をあるモデルで再現できたとしても、直接計測ができない内部構造については検証ができず、計算に組み込む物理過程やパラメータなどの妥当性の判定は困難である。

実験室系で宇宙空間における衝撃波を再現できれば、装置壁などの境界が存在し、幾何学

---

的な空間スケールは異なるものの、制御された条件下で衝撃波の形成やその内部の計測が可能となる。よって、衝撃波実験により衛星などによる観測結果やシミュレーションモデルを評価でき、実験研究を観測やシミュレーションと相補的に実施することで、衝撃波の内部構造や粒子加速機構などについての検証が期待できる。宇宙空間での衝撃波を再現する実験には、高ベータかつ無衝突なプラズマ流を、Alfvén 速度やイオン音速を超える速度まで加速することが要求される。しかし、実験室系で生成できる磁化プラズマには、加速が可能なものは少なく、ベータ値は比較的高いものでも 0.1 程度のオーダーである。また、実験室系のプラズマは宇宙空間のものとは比べると高密度である場合が多く、無衝突プラズマとするためには、十分な加熱は必要となる。これまでも多くの衝撃波実験が試みられてきたが、宇宙空間に存在するプラズマと同等なベータ値を持つプラズマ流の生成が困難であった。例えば、プラズマガンと呼ばれる、磁化プラズモイドを 100 km/s 程度で射出する装置を用いた実験では、磁気 Mach 数（プラズマ流速／磁気音波速度）に対する衝撃波の様相の変化を観測が行われたが[14]、プラズマガンで生成されるプラズモイドは比較的低温であるため無衝突プラズマではなく、ベータ値は 0.1 にも満たない。近年の例では、高出力レーザーを用いた無衝突衝撃波実験がある[15]。この手法では、金属箔などのターゲットに高出力レーザーを照射することで高速プラズマ流を生成し、無衝突衝撃波を形成する。無衝突衝撃波の周辺での磁場増幅の観測[16]などの成果をあげ、世界的にも注目を集めている。しかし、この実験では数 mm 程度の金属箔間隙に衝撃波が生じるため、衝撃波内部の局所的観測は困難であり、得られる情報は光学的な手法による大域的描像のみに制限される。また、プラズマ生成のためにレーザーの電源に投入するエネルギー (~1 GJ) に対して、生成されたプラズマが持つエネルギー (~10 kJ) の割合は約 0.001%であり、コストの面でも課題がある。



## 1-2. 本論文の目的と構成

### 1-2-1. 研究目的

本研究では、ベータ値や Alfvén Mach 数（流速／Alfvén 音速）、イオン Mach 数（流速／イオン音速）などの無次元量について、宇宙空間と同等条件下で無衝突衝撃波を再現し、大域的観測と局所的観測を両立する、新たな衝撃波実験の手法として、2つの極限的高ベータプラズモイドを、Alfvén 速度やイオン音速といった特性速度を超える相対速度で衝突させる手法を提案する。この手法では、極限的に高いベータ値を持つことで知られる磁場反転配位 (Field-Reversed Configuration: FRC) 様の磁化プラズモイドを磁気圧勾配により加速することで、高ベータプラズマ流を生成し、それらを衝突させることで高ベータプラズマ中に衝撃波を形成する。以降の章で詳しく説明するが、FRC は、ポロイダル磁場のみで構成される最もシンプルな構造を持つ磁場閉じ込めプラズマで、内部の広い領域でベータ値が 1 を超える。本研究で使用した FAT-CM (FRC Amplification via Translation-Collisional Merging) 装置で、これまでに実施されてきた核融合炉心プラズマの開発を目的とした FRC の衝突合体生成実験では、Alfvén 速度やイオン音速を超えた相対速度での磁化プラズモイドの衝突・合体過程においてプラズマ加熱や磁束増幅などが観測され[17][18]、衝撃波の形成が示唆されている。また、同装置では、衝突性の領域から無衝突の領域まで、幅広い条件で FRC の生成が期待できるため、表 1.1 に示すように宇宙プラズマとパラメータ領域が重なる条件での実験が実現できる。さらに、この手法ではメートル級のチャンバー内で衝撃波が形成されるため、光学的な手法による大域的観測だけでなく、電磁気的な手法による局所的観測も可能であり、衝撃波周辺での粒子加速機構などについての検証が期待できる。

本論文では、極限的高ベータプラズモイドの超 Alfvén 速度・超イオン音速衝突による衝撃波実験を実現するために、

表 1 宇宙プラズマと FRC の比較

	太陽風	超新星残骸 (SN1006)	FRC (FAT-CM)
ベータ値	~1	1 以上	1 - 10
イオン Mach 数 (流速／イオン音速)	~7	~3	2 - 3
Alfvén Mach 数 (流速／Alfvén 速度)	~8	~9	2 - 7
平均自由行程／プラズマ長	~1	~1	0.01 - 1

---

(1) 磁気圧勾配による FRC 様の磁化プラズモイドの超アルヴェン速度加速実験

を実施した。この実験結果を MHD シミュレーションの結果を比較することで、磁化プラズモイドの加速機構を考察、高ベータプラズマ流を加速できるか検証した。さらに、この方法で加速したプラズマ流を用いて衝撃波が形成可能か評価するために、

(2) FRC 様の磁化プラズモイドの衝突による衝撃波形成およびその観測を試みた。

### 1-2-2. 本論文の構成

本章では、本研究の背景、目的について概観した。第 2 章では、磁気流体中で生じる各種波動と衝撃波の関係について説明し、FRC 様の磁化プラズモイド衝突により形成される衝撃波について考察する。第 3 章では、FRC の特徴やその衝突合体生成法についてそれぞれ解説する。第 4 章では、本研究で使用した FAT-CM 装置の特徴や回路系などについて示し、本装置で生成される FRC の典型的なパラメータを紹介する。また、各種計測器、診断方法について、その原理を解説する。第 5 章では、本研究で使用した 2 次元抵抗性 MHD シミュレーションコードについて解説する。このシミュレーションでは、装置壁を境界条件、ガス分布と定常磁場強度、放電回路の回路定数を初期条件として、FRC の生成、加速、衝突・合体過程を計算できる。本研究で実施した、境界条件、初期条件の最適化により、FAT-CM 装置における FRC のプラズマ圧力と大域的挙動を同時に再現することに成功しており、これについても説明し、典型的な計算結果と実験結果をこの章で比較する。第 6 章では、単一の磁化プラズモイド加速実験におけるプラズモイドの速度を、各計測位置での Alfvén 速度と比較する。また、その結果を MHD シミュレーションの結果と比較し、磁気圧による高ベータプラズマ流の加速機構について考察する。第 7 章では、磁気圧により加速した高ベータプラズマ流を衝突させ、衝撃波の形成を試みる。衝突時の密度の急峻な変化や非熱的粒子の生成、衝突前後のエネルギーフローなど、衝撃波形成やその介した粒子加速、プラズマ加熱を示唆する実験結果を示す。第 8 章では、実験結果から、本手法による衝撃波実験の実現可能性を評価する。また、実験結果と MHD シミュレーションから、本手法により実現可能な実験条件を示し、今後の衝撃波実験としての展望について述べる。

## 参考文献

- [1] F. F. Chen, “Introduction to Plasma Physics,” *Plenum Press, New York* (1974).
- [2] M. Tuszewski, “Field reversed configurations,” *Nuclear Fusion* **28**, 2033 (1988).
- [3] A. M. Hillas, “Cosmic Rays: Recent Progress and some Current Questions,” arXiv:astro-ph/0607109v2 (2006).
- [4] E. Fermi, *Physical Review* **75**, 1169 (1949).
- [5] Y. Uchiyama, F. A. Aharonian, T. Tanaka, T. Takahashi and Y Maeda, “Extremely fast acceleration of cosmic rays in a supernova remnant,” *Nature* **449**, 576 (2007).
- [6] Y. Kuramitsu, Y. Sakawa, T. Kato, H. Takabe and M. Hoshino, “Nonthermal Acceleration of Charged Particles due to an Incoherent Wakefield Induced by a Large-Amplitude Light Pulse,” *Astrophysical Journal Letters* **682**, 113 (2008).
- [7] H. U. Rahman, F. J. Wessel, P. Ney, R. Presura, R. Ellahi *et al.*, “Shock waves in a Z-pinch and the formation of high energy density plasma,” *Physics of Plasmas* **19**, 122701 (2012).
- [8] A. S. Novo, A. Bret, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, “Physics of collisionless shocks: theory and simulation,” *Plasma Physics and Controlled Fusion* **58**, 014005 (2015).
- [9] M.V. Medvedev and A. Loeb, “Generation of Magnetic Fields in the Relativistic Shock of Gamma-Ray Burst Sources,” *The Astrophysical Journal* **526**, 697 (1999).
- [10] R.G. Stone and B.T. Tsurutani, “Collisionless shocks in heliosphere: reviews of current research: a tutorial review,” *Geophysical Monograph* **35**, *American Geophysical Union, Washington* (1985).
- [11] K. Koyama, R. Petre, E. V. Gotthelf, U. Hwang, M. Matsuura *et al.*, “Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006,” *Nature* **378**, 255 (1995).
- [12] D. Caprioli and A. Spitkovsky, “SIMULATIONS OF ION ACCELERATION AT NON-RELATIVISTIC SHOCKS. I. ACCELERATION EFFICIENCY,” *The Astrophysical Journal* **783**, 91 (2014).
- [13] G. Pelletier, L. Gremillet, A. Vanthieghem, and M. Lemoine, “Physics of relativistic collisionless shocks: The scattering-center frame,” *Physical Review E* **100**, 013205 (2019).
- [14] 糟谷 紘一, 阪上 幸男, 中井 貞雄, 山中 千代衛, 「プラズマ中無衝突衝撃波の研究」, 電気学会雑誌 **91**, 1926 (1971).
- [15] Y. Kuramitsu, Y. Sakawa, S. Dono, C. D. Gregory, S. A. Pikuz *et al.*, “Kelvin-Helmholtz Turbulence Associated with Collisionless Shocks in Laser Produced Plasmas,” *Physical Review Letters* **108**, 195004 (2012).
- [16] C. M. Huntington, F. Fiuza, J. S. Ross, A. B. Zylstra, R. P. Drake *et al.*, “Observation of magnetic

- 
- field generation via the Weibel instability in interpenetrating plasma flows,” *Nature Physics* **11**, 173 (2015).
- [17] H. Guo, M. Binderbauer, D. Barnes, S. Putvinski, N. Rostoker *et al.*, “Formation of a long-lived hot field reversed configuration by dynamically merging two colliding high- $\beta$  compact toroids,” *Physics of Plasmas* **18**, 056110 (2011).
- [18] T. Asai, Ts. Takahashi, J. Sekiguchi, D. Kobayashi, S. Okada *et al.*, “Collisional merging formation of a field-reversed configuration in the FAT-CM device,” *Nuclear Fusion* **59**, 056024 (2019).

## 第2章 磁気流体中の波動と衝撃波現象

### 2-1. はじめに

プラズマは、気体が電離することにより得られる状態であり、個々の粒子が持つ電荷によって電場や磁場を介して相互作用する。イオンの Larmor 半径が磁力線の変動に対して十分小さい場合やベータ値が低い場合には、イオンは磁化しており、磁気流体近似が適用できる場合がある。磁気流体近似では、イオンの Larmor 運動の巡回周期に対して磁力線の変動が十分遅いとし、変位電流を無視した Ampère の法則を仮定する。中性流体と同様に、磁気流体中にも様々な波動が励起され、その中には磁気流体特有の電場や磁場を介した波がある。本章では、衝撃波に関連するイオン音波や Alfvén 波、磁気音波と、それぞれの特性速度について解説する。

### 2-2. イオン音波[1]

電氣的に準中性なプラズマ中でイオンが揺動すると、生じた電場を打ち消すように電子が動くが、イオンの運動を完全に停止することはできず、イオン同士の Coulomb 衝突によって疎密が伝播する。これをイオン音波といい、気体中の音波に相当する圧縮波である。ここでは、イオン音波の伝播速度であるイオン音速を導出する。

イオンの運動方程式は、

$$Mn_i \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i \right\} = en_i \mathbf{E} - \nabla p \quad (2.1)$$

と書ける。ここで  $M$ ,  $n_i$ ,  $\mathbf{v}_i$ , はそれぞれイオンの質量, 密度, 速度であり,  $e$  は素電荷量,  $\mathbf{E}$  は電場,  $p$  は圧力である。これを状態方程式と電場と電位の関係

$$\nabla p = \gamma_i k_B T_i \nabla n_i \quad (2.2)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (2.3)$$

を用いて書き換えると、

$$Mn_i \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i \right\} = -en_i \nabla \phi - \gamma_i k_B T_i \nabla n_i \quad (2.4)$$

となる。ここで、 $\gamma_i$  はイオンの比熱比,  $k_B$  は Boltzmann 定数,  $T_i$  はイオン温度,  $\phi$  は電位である。密度, 速度, 電位を背景成分 (添字 0) と摂動成分 (添字 1) で書くと

$$n_i = n_{i0} + n_{i1} \quad (2.5)$$

$$v_i = v_{i0} + v_{i1} \quad (2.6)$$

$$\phi = \phi_0 + \phi_1 \quad (2.7)$$

となる。摂動成分は、正弦振動する場合、虚数を $i$ 、波数ベクトルを $\mathbf{k}$ 、位置ベクトルを $\mathbf{r}$ とすると、

$$n_{i1} = n_{i1} \exp\{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\} \quad (2.8)$$

$$v_{i1} = v_{i1} \exp\{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\} \quad (2.9)$$

$$\phi_1 = \phi_1 \exp\{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\} \quad (2.10)$$

と書ける。定常状態では、 $\partial n_{i0}/\partial t = 0$ 、 $\nabla v_{i0} = \nabla n_{i0} = 0$ であるので、(2.4) 式は以下のようになる。

$$Mn_{i0} \frac{\partial v_{i1}}{\partial t} = -en_{i0} \nabla \phi_1 - \gamma_i k_B T_i \nabla n_{i1} \quad (2.11)$$

さらに、変動が一次元である場合は

$$-iMn_{i0}\omega v_{i1} = -ien_0 k \phi_1 - i\gamma_i k_B T_i k n_{i1} \quad (2.12)$$

を得る。イオンおよび電子が Maxwell-Boltzmann 分布に従う場合、電子温度を $T_e$ として、それぞれの密度は、

$$n_i = n_e = n_{i0} \exp\left(\frac{e\phi_1}{k_B T_e}\right) \quad (2.13)$$

と書けるので、これを原点周りに Taylor 展開するとイオンの摂動 $n_{i1}$ は

$$n_{i1} = n_{i0} \left(\frac{e\phi_1}{k_B T_e}\right) \quad (2.14)$$

となる。また、イオンの連続の式から

$$i\omega n_{i1} = n_{i0} i k v_{i1} \quad (2.15)$$

を得る。(2.12) 式を (2.14) 式、(2.15) 式により整理するとイオン音速 $V_S$ は

$$V_S \equiv \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{k_B(\gamma_i T_i + T_e)}{M}} \quad (2.16)$$

となる。

### 2-3. Alfvén 波[2]

磁場中の荷電粒子は反磁性方向に旋回運動する。これを Larmor 運動といい、この旋回半径 (Larmor 半径) が磁力線の変動に対して十分小さく、または旋回周期が磁力線の変動の速度に対して十分速いとき、荷電粒子は磁力線とともに運動し、プラズマがこの状態にあるときに磁気流体近似が適用できる。磁気流体は、磁力線の湾曲による力を受ける。この力は、磁力線を弦とみなして得られる振動方程式の張力に相当し、磁気張力と呼ばれる。したがって、磁力線に揺動があった場合、磁気張力を復元力とした横波が伝播する。これを Alfvén 波という。ここでは、Alfvén 波の伝播速度である、Alfvén 速度を導出する。

抵抗がない理想的な磁気流体を考える。イオンの質量を  $M$ 、密度を  $n$ 、電流密度を  $\mathbf{J}$ 、磁束密度を  $\mathbf{B}$  としたときの磁気流体の運動方程式は、

$$Mn \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.17)$$

と書ける。また、Faraday の電磁誘導の法則と、Ohm の法則から、抵抗がない場合の磁場の時間変化は

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \mathbf{B}(\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad (2.18)$$

となる。ここで、磁場と速度を背景成分 (添字 0) と摂動成分 (添字 1) で書くと

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \quad (2.19)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1 \quad (2.20)$$

となる。ここで、背景磁場の方向を  $z$  方向のみ、摂動磁場を  $x$  方向のみとし、初期状態でプラズマが静止している ( $\mathbf{v}_0 = 0$ ) 場合、(2.17) 式と (2.18) 式は、次のように書き換えられる。

$$Mn \frac{\partial v_{1x}}{\partial t} = \frac{B_0}{\mu_0} \frac{\partial B_{1x}}{\partial z} \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial B_{1x}}{\partial t} = B_0 \frac{\partial v_{1x}}{\partial z} \quad (2.22)$$

ここで、 $\mu_0$  は真空の透磁率である。これらを組み合わせて波動方程式の形に書き換えると

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] v_{1x} = 0 \quad (2.23)$$

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial t^2} - V_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] B_{1x} = 0 \quad (2.24)$$

となる。\$V\_A\$が Alfvén 速度であり、

$$V_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 M n}} \quad (2.25)$$

と書ける。

## 2-4. 磁気音波[2]

前節では、磁力線に沿った方向に伝播する場合の Alfvén 波について解説した。ここでは磁力線の疎密が磁力線に垂直な方向へ伝播する圧縮性の Alfvén 波について簡単に紹介する。

プラズマの熱圧力が磁気圧力よりも十分小さい場合には、磁力線の疎密は磁力線に垂直な方向へ Alfvén 速度 \$V\_A\$ で伝播する。一方で、熱圧力が無視できない場合の圧縮性の Alfvén 波を磁気音波と呼び、その伝播速度である磁気音波速度 \$V\_{MS}\$ は

$$V_{MS} = \sqrt{V_A^2 + V_S^2} \quad (2.26)$$

となる。ここで、\$V\_S\$ はイオン音速である。

## 2-5. 磁気流体中の衝撃波

衝撃波面の前後では、物理量の不連続な変化が見られることが、衝撃波の特徴の一つである。この跳び条件を記述する関係式として、衝撃波の前面の熱力学量から後面の熱力学量を求めることができる Rankine-Hugoniot の関係式が知られている。ここでは、磁気流体中に生じる衝撃波の特性について、磁束の保存を考慮した Rankine-Hugoniot の関係式を用いて解説する。

### 2-5-1. 垂直衝撃波[3]

衝撃波面に対して、衝撃波の伝播方向が垂直なものを垂直衝撃波という。ここでは、磁力線も伝播方向に垂直な場合を考える (図 2. 1)。波面の前面 (添字 1) と後面 (添字 2) の質量、運動量、エネルギーおよび磁束の跳び条件は、質量密度、伝播速度、圧力、磁束密度をそれぞれ \$\rho\$, \$v\$, \$p\$, \$B\$ として、

$$\rho_2 v_2 = \rho_1 v_1 \quad (2.27)$$



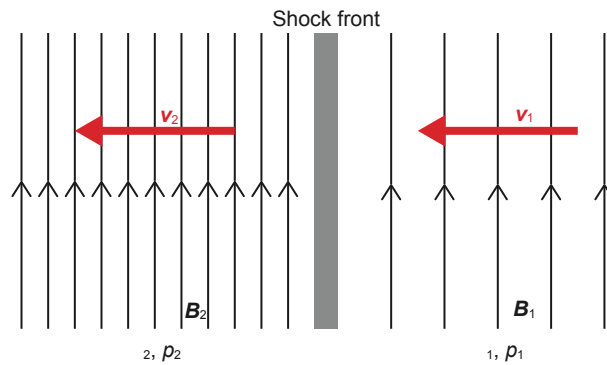


図 2.1 垂直衝撃波の模式図

$$p_2 + \rho_2 v_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} = p_1 + \rho_1 v_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} & \left(p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0}\right)v_2 + \left(\rho_2 e_2 + \frac{1}{2}\rho_2 v_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0}\right)v_2 \\ &= \left(p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0}\right)v_1 + \left(\rho_1 e_1 + \frac{1}{2}\rho_1 v_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu_0}\right)v_1 \end{aligned} \quad (2.29)$$

$$B_2 v_2 = B_1 v_1 \quad (2.30)$$

と書ける。ここで、 $\mu_0$ は真空の透磁率である。また、比熱比 $\gamma$ を用いて単位質量あたりの内部エネルギー $e$ を

$$e = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho} \quad (2.31)$$

とした。(2.27) 式, (2.28) 式, (2.29) 式, (2.30) 式から、波面の前面と後面における各物理量の比は、

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{X} \quad (2.32)$$

$$\frac{B_2}{B_1} = X \quad (2.33)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \gamma M_1^2 \left(1 - \frac{1}{X}\right) - \frac{1 - X^2}{\beta_1} \quad (2.34)$$

と表せる。ここで、

$$X = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (2.35)$$

$$M_1 = \frac{v_1}{V_{S1}} = \frac{v_1}{\sqrt{\gamma p_1 / \rho_1}} \quad (2.36)$$

$$\beta_1 = \frac{p_1}{B_1^2 / 2\mu_0} \quad (2.37)$$

とした。 $X$ は圧縮比、 $M$ はイオン音速に対する Mach 数、 $V_S$ はイオン音速、 $\beta$ はベータ値である。(2.33) 式から $v_1 > v_2$ のとき、 $B_2 > B_1$ となり、衝撃波の前面で磁場が圧縮されることがわかる。また、圧縮比 $X$ は方程式

$$2(2 - \gamma)X^2 + \{2\beta_1 + (\gamma - 1)\beta_1 M_1^2 + 2\}\gamma X - \gamma(\gamma + 1)\beta_1 M_1^2 = 0 \quad (2.38)$$

を満たし、 $1 < \gamma < 2$ であるため、一つの実根のみを持つ。また、波面の前面での速度 $v_1$ は、磁気音波速度を超える必要がある。

### 2-5-2. 斜め衝撃波[3]

衝撃波面に対して、衝撃波の伝播方向がある角度 $\theta$ だけ傾いたものを斜め衝撃波という。ここでは、磁力線が伝播方向に平行な場合を考える (図 2.2)。波面の前面と後面の質量、 $x$ 方向および $y$ 方向の運動量とエネルギー、磁束の跳び条件は、

$$\rho_2 v_2 = \rho_1 v_1 \quad (2.39)$$

$$p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} - \frac{B_{2x}^2}{2\mu_0} + \rho_2 v_{2x}^2 = p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} - \frac{B_{1x}^2}{2\mu_0} + \rho_1 v_{1x}^2 \quad (2.40)$$

$$\rho_2 v_{2x} v_{2y} - \frac{B_{2x} B_{2y}}{\mu_0} = \rho_1 v_{1x} v_{1y} - \frac{B_{1x} B_{1y}}{\mu_0} \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} & \left( p_2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) v_{2x} - \frac{B_{2x} (\mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{v}_2)}{\mu_0} + \left( \rho_2 e_2 + \frac{1}{2} \rho_2 v_2^2 + \frac{B_2^2}{2\mu_0} \right) v_{2x} \\ &= \left( p_1 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) v_{1x} - \frac{B_{1x} (\mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{v}_1)}{\mu_0} + \left( \rho_1 e_1 + \frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 + \frac{B_1^2}{2\mu_0} \right) v_{1x} \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$B_{2x} = B_{1x} \quad (2.43)$$

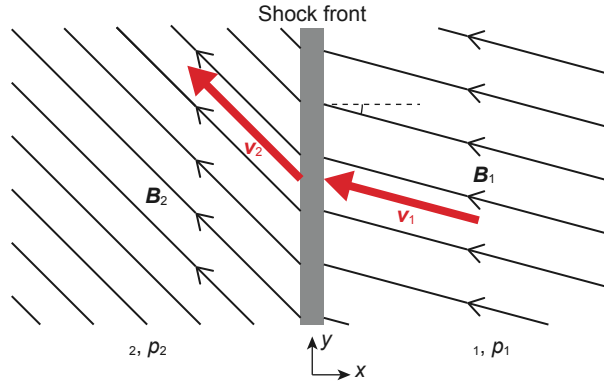


図 2.2 斜め衝撃波の模式図

$$v_{2x}B_{2y} - v_{2y}B_{2x} = v_{1x}B_{1y} - v_{1y}B_{1x} \quad (2.44)$$

と書ける。したがって、波面の前面と後面における各物理量の比は、

$$\frac{v_{2x}}{v_{1x}} = \frac{1}{X} \quad (2.45)$$

$$\frac{v_{2y}}{v_{1y}} = \frac{v_1^2 - V_{A1}^2}{v_1^2 - XV_{A1}^2} \quad (2.46)$$

$$\frac{B_{2x}}{B_{1x}} = 1 \quad (2.47)$$

$$\frac{B_{2y}}{B_{1y}} = \frac{(v_1^2 - V_{A1}^2)X}{v_1^2 - XV_{A1}^2} \quad (2.48)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = X + \frac{(\gamma - 1)Xv_1^2}{2V_{S1}^2} \left(1 - \frac{v_2^2}{v_1^2}\right) \quad (2.49)$$

と表せる。また、圧縮比 $X$ は以下の方程式を満たす。

$$\begin{aligned} & (v_1^2 - XV_{A1}^2)^2 \left[ XV_{S1}^2 + \frac{1}{2}v_1^2 \cos^2 \theta \{X(\gamma - 1) - (\gamma + 1)\} \right] \\ & + \frac{1}{2}V_{A1}^2 v_1^2 \sin^2 \theta \{[\gamma + X(2 - \gamma)]v_1^2 - XV_{A1}^2 \{(\gamma + 1) - X(\gamma - 1)\}\} = 0 \end{aligned} \quad (2.50)$$

(2.50) 式には、(a) スローモード衝撃波、(b) Alfvén 波モード、(c) ファストモード衝撃波、の三つの解が存在する。(a)と(c)は共に圧縮波 ( $X > 1$ ) で、これらの主な違いは衝撃波の伝播

速度である。(a)では磁気圧の変動とプラズマ圧力の変動は逆位相となるのに対して、(c)の場合では磁気圧の変動とプラズマ圧力の変動は同位相であり、衝撃波の復元力としてはたらくため、(a)に比べて伝播速度が速くなる。これらの波の伝播速度は

$$v_1 = \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ V_{A1}^2 + V_{S1}^2 \pm \sqrt{(V_{A1}^2 + V_{S1}^2)^2 - 4V_{A1}^2 V_{S1}^2 \cos^2 \theta} \right\}} \quad (2.51)$$

と書け、第3項の符号がマイナスの場合が(a)、プラスの場合が(c)に対応する。また、波面の前後での物理量の変化にも違いがある。(a)の場合、 $v_1 = V_{A1}$ および $X \neq 1$ のとき、 $B_{2y} = 0$ となり、波面後面での磁場のy方向成分がプラズマの運動および熱エネルギーへ変換されるのに対して(b)の場合では、 $B_2 > B_1$ となり、磁場が圧縮される。(b)は波の伝播速度がAlfvén速度となる解で、(a)と(c)の中間に位置することから、中間波と呼ぶこともある。

### 2-5-3. 無衝突衝撃波[4][5]

粒子間の衝突の平均自由行程が、プラズマの特徴的な長さに比べて十分長く、粒子間の衝突がほとんど起きない状態を無衝突プラズマと呼ぶ。無衝突プラズマ中で生じる衝撃波は、無衝突衝撃波と呼ばれ、Coulomb衝突が支配的なプラズマ中で生じる衝突性の衝撃波と区別される。宇宙プラズマは、ほとんどの場合無衝突プラズマであり、その中に生じる衝撃波は無衝突衝撃波である。無衝突衝撃波の背景に磁場がない場合とある場合で衝撃波の様相が変化すると考えられており、静電的無衝突衝撃波と磁気流体的無衝突衝撃波に大別される。前者ではイオン音速が、後者では磁気音波速度が衝撃波形成の指標となる。

宇宙から飛来する高エネルギー粒子は宇宙線として観測され、その加速源や加速機構が天文学分野における研究課題の1つとなっている。衝突性の衝撃波では、粒子間の衝突を介してエネルギーが散逸するのに対して、無衝突衝撃波では電場や磁場を介したエネルギー散逸が起きるため、電場や磁場により、粒子が高エネルギーにまで加速される可能性があり、高エネルギー粒子の生成に寄与していると考えられている。したがって、無衝突衝撃波の周辺で生じる、プラズマが電場や磁場と相互作用する複雑な非線形現象の物理機構を明らかにすることが重要である。

## 2-6. FRC 衝突における衝撃波

本研究では、極限的に高いベータ値を持つことで知られる FRC 様の磁化プラズモイドを衝突させることで、衝撃波形成を試みる。ここでは、本手法により形成されると予想される衝撃波について考察する。次章で詳解するが FRC の内部の広い領域において、宇宙空間のプラズマと同様にベータ値が 1 を超える。これを Alfvén 速度やイオン音速を超える速度で衝突させることで、宇宙空間と同等なベータ値、Mach 数での無衝突衝撃波の形成が期待される。図 2.3 に示すように対向する 2 つの FRC が  $z$  軸方向へ加速され、装置中央付近で衝突し、衝撃波が励起される。衝撃波は径方向と軸方向の両方に伝播すると予想され、背景磁場と波面の角度や伝播方向は、トーラスの軸付近やセパトリティクス近傍で異なる。

FAT-CM 装置では、密度の多点計測やイオン温度の計測、プラズマ内部の電場・磁場構造の観測、光学手法による大域的挙動の観測が可能である。衝撃波面の伝播の様子や、波面の周辺で生じる磁場生成、粒子加速などのメカニズムについての検証が期待できる。

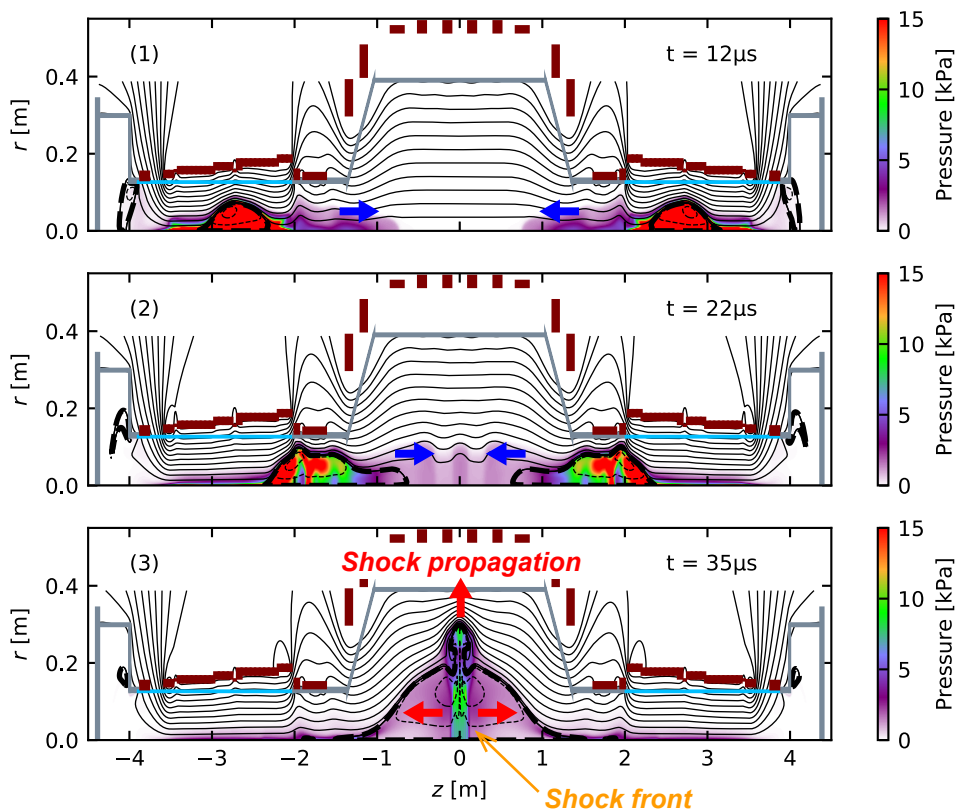


図 2.3 FRC の衝突過程と衝撃波励起

---

## 2-7. まとめ

磁気流体特有の波であるイオン音波，Alfvén 波，磁気音波についてそれぞれ解説した。また，衝撃波面前後の物理量の跳び条件から衝撃波形成の条件や様相の変化について説明し，これらの波動と衝撃波の関連を示した。さらに，FRC 様のプラズモイド同士の衝突において生じる衝撃波について考察した。

## 参考文献

- [1] 高村秀一, 「プラズマ工学入門」, 森北出版, (1997).
- [2] A. Piel, “Plasma Physics: An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas,” *Springer* (2009).
- [3] E. Priest, “Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications,” *Cambridge University Press* (2007).
- [4] A. S. Novo, A. Bret, R. A. Fonseca, and L. O. Silva, “Physics of collisionless shocks: theory and simulation,” *Plasma Physics and Controlled Fusion* **58**, 014005 (2015).
- [5] 坂和洋一 他, 「小特集 宇宙と実験室の無衝突衝撃波—粒子加速と磁場生成・増幅—」, *Journal of Plasma Fusion Research* **92**, 73 (2016).

## 第3章 磁場反転配位プラズマの概要

### 3-1. はじめに

磁場反転配位 (FRC) プラズマは、コンパクトトーラスに分類される磁場閉じ込め方式の一つである。コンパクトトーラスとは、トーラス状のプラズマであり、そのプラズマ中を流れるトロイダル方向の電流が閉じ込め磁場を形成するため、コイルなどのプラズマ環と鎖交する構造物を必要としない、単連結構造を持つ磁場閉じ込め方式の総称である。FRC の閉じ込め磁場は、図 3.1 に示すように、開いた磁力線領域と閉じた磁力線領域から成る[1][2]。閉じた磁力線は、プラズマ中を流れるトロイダル方向の反磁性電流により形成され、理想的にはポロイダル磁束のみを持つ。開いた磁力線は、プラズマと同軸上に設置した外部コイルにより形成され、径方向の圧力平衡を維持する。FRC では、開いた磁力線構造と閉じた磁力線構造の境界をセパトリックス、ポロイダル磁場が反転する面を磁気軸または O ポイントと呼び、本論文では、それぞれの径方向軸上の位置を  $r_s$ ,  $R$  とする。また、FRC の軸上両端部にも磁場がゼロとなる特異点が存在し、X ポイントと呼ぶ。さらに、単連結構造であることにより、軸方向への加速が可能である。

FRC の最大の特徴は、閉じ込めの効率を示す指標であるベータ値 (≡プラズマ圧力/磁気圧力) が、極限的に高い点である。他の磁場閉じ込め方式の中で比較的ベータ値が高いと言われる球状トカマクでもベータ値は 0.3 程度[3]であり、これに対して FRC はプラズマ圧力と磁気圧力がほぼ釣り合うため、体積平均ベータ値は 1 程度となる。以下では、FRC の平衡とベータ値に加えて、FRC の閉じ込め磁場および電子密度の径方向分布を表すモデルやエネルギーについて解説する。

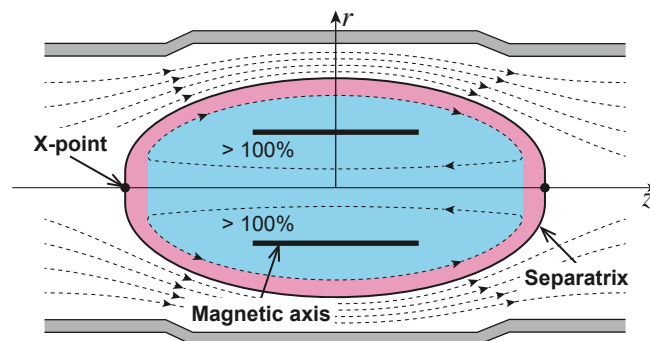


図 3.1 FRC の概略図



## 3-2. FRC の平衡とベータ値

円筒座標系において磁束保存管内の FRC の平衡状態を考える。プラズマ圧力、電流密度、磁束密度をそれぞれ  $p$ ,  $\mathbf{J}$ ,  $\mathbf{B}$  とする。実験で生成される FRC は多くの場合、半径に対して軸方向に偏長であることから、無限に長い円筒軸対称 ( $\partial p/\partial\theta = 0$ ,  $\partial p/\partial z = 0$ ) かつ、ポロイダル磁場からのみ ( $B_\theta = 0$ ) 構成される FRC を仮定する。平衡状態にある磁気流体方程式と Ampère の法則

$$\nabla p = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (3.2)$$

から

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{\mu_0} \left( \left( \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) B_z \right) \quad (3.3)$$

を得る。ここで、 $\mu_0$  は真空の透磁率である。FRC の中央断面 ( $z = 0$ ) においては  $B_r = 0$  であり、さらに無限に長い FRC では、軸方向の両端部以外の広い領域でこれを満たすので (3.3) 式は、

$$\frac{d}{dr} \left( p + \frac{B_z^2}{2\mu_0} \right) = 0 \quad (3.4)$$

となる。これを  $r$  について積分すると、径方向の圧力平衡は

$$p(r) + \frac{B_z^2(r)}{2\mu_0} = \text{const.} \quad (3.5)$$

となり、セパトリックス内部で圧力が最大になる点、つまり磁場がゼロとなる磁気軸でのプラズマ圧力  $p_{\max}$  とセパトリックス外部 (プラズマ圧力がゼロとなる領域) の磁気圧が一致することがわかるので、

$$p_{\max} = \frac{B_{\text{ex}}^2}{2\mu_0} \quad (3.6)$$

となる。ここで、 $B_{\text{ex}}$  はセパトリックス外部の磁束密度である。

次に軸方向の力の釣り合いを考える。プラズマはセパトリックス内部のみに存在するとして、中央断面のプラズマが存在しない領域と軸方向の無限遠方の真空領域における力は、磁力線にはたらく磁気張力で釣り合うので

$$\int_0^{r_s} p(r) 2\pi r dr - \int_0^{r_s} \frac{B_z^2(r)}{2\mu_0} 2\pi r dr - \int_{r_s}^{r_w} \frac{B_{\text{ex}}^2}{2\mu_0} 2\pi r dr = - \int_0^{r_w} \frac{B_{\text{vac}}^2}{2\mu_0} 2\pi r dr \quad (3.7)$$

となる。ここで、 $r_w$ は磁束保存管となる装置壁の半径、 $B_{vac}$ は真空領域における磁束密度である。中央断面におけるセパトロックス外部の磁力線と真空領域の磁力線はつながっているため、

$$\int_{r_s}^{r_w} B_{ex} 2\pi r dr = \int_0^{r_w} B_{vac} 2\pi r dr \quad (3.8)$$

となる。これを規格化セパトロックス半径 $\chi_s \equiv r_s / r_w$ を用いて、

$$B_{vac} = (1 - \chi_s^2) B_{ex} \quad (3.9)$$

と書きかえ、(3.5)、(3.6)、(3.9)式を用いて(3.7)式を整理すると、

$$\begin{aligned} \int_0^{r_s} p(r) 2\pi r dr - \int_0^{r_s} (p_{max} - p(r)) 2\pi r dr - \int_{r_s}^{r_w} p_{max} 2\pi r dr \\ = - \int_0^{r_w} (1 - \chi_s^2)^2 p_{max} 2\pi r dr \end{aligned} \quad (3.10)$$

となるので、

$$\int_0^{r_s} p(r) 2\pi r dr = \pi r_s^2 \left(1 - \frac{1}{2} \chi_s^2\right) p_{max} \quad (3.11)$$

を得る。よって、断面積平均プラズマ圧力 $\bar{p}$ は、

$$\bar{p} = \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} p(r) 2\pi r dr = \left(1 - \frac{1}{2} \chi_s^2\right) p_{max} \quad (3.12)$$

となる。軸方向に偏長なFRCでは、軸方向の両端部以外の広い領域で、上式が成り立つため、体積平均ベータ値 $\langle\beta\rangle$ は、

$$\langle\beta\rangle = \frac{\bar{p}}{B_{ex}^2 / 2\mu_0} = 1 - \frac{1}{2} \chi_s^2 \quad (3.13)$$

と書け、 $\langle\beta\rangle \geq 0.5$ でのみ平衡が成り立つことがわかる。また、OポイントやXポイントでは磁場がゼロとなるため、ベータ値は無限大となる。第5章で説明するMHDシミュレーションにより計算されたFRCの中央断面における、プラズマ圧力、磁気圧、電子密度、軸方向磁場、セパトロックス半径および装置半径で規格化されたLarmor半径の径方向分布を図3.2に示す。図3.2(a)からわかるように、セパトロックス内部の広い領域（青で塗りつぶした範囲）においてベータ値が1を超える。また、図3.2(c)からわかるように、イオンはセパトロックス外部でのみ磁化する（赤で塗りつぶした範囲）。

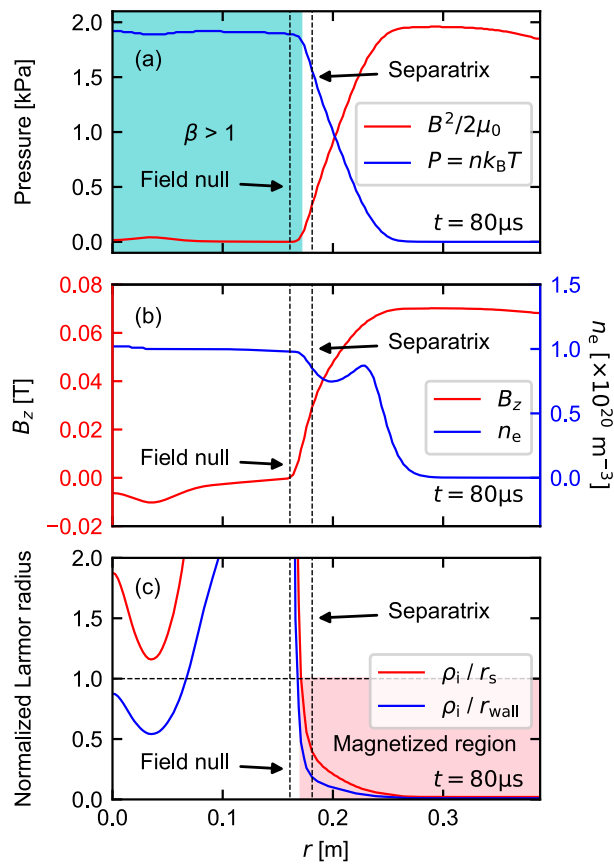


図 3.2 FRC の中央断面における(a)プラズマ圧力と磁気圧の関係, (b)閉じ込め磁場と電子密度, (c)規格化 Larmor 半径の径方向分布

### 3-3. 剛体回転モデル[2]

FRC の圧力平衡を表すモデルに、剛体回転モデル (Rigid Rotor Model: RRM) がある。このモデルでは、FRC の磁場と電子密度の径方向分布が以下のように表される。

$$B_z(r) = B_{\text{ex}} \tanh K \left( \frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \quad (3.14)$$

$$n_e(r) = n_m \operatorname{sech}^2 K \left( \frac{r^2}{R^2} - 1 \right) \quad (3.15)$$

$$K = \tanh^{-1} \left( \frac{B_s}{B_{\text{ex}}} \right) \quad (3.16)$$

ここで、 $B_s$  はセパトロックス上の磁束密度、 $n_m$  は磁気軸での電子密度である。このモデルを用いて計算した磁束密度と電子密度の径方向分布を、図 3.3 に示す。RRM ではプラズマ圧力と磁気圧力がセパトロックス内部で完全に釣り合うことを仮定しており、セパトロックス内部のみの密度や磁束密度の径方向分布を表すことができるモデルであるため、外部の分布は破線で示した。RRM は、実験で得られる FRC の内部構造とよく一致する[4]。また、実験で生成される FRC のセパトロックス外部の圧力の径方向分布は、セパトロックス近傍での Larmor 半径を特性長として、指数関数的に減衰することが知られている[5]。また、FRC の性能を示す指標の一つであるポロイダル磁束量は、RRM から近似的に (3.17) 式のように計算できる。

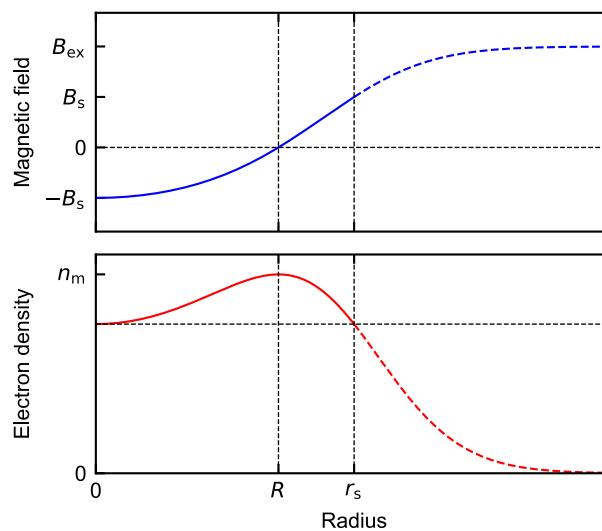


図 3.3 RRM により計算された FRC の磁束密度と電子密度の径方向分布

$$\phi_{p\_RR} \sim 0.31\pi B_{ex} \frac{r_s^3}{r_w} \quad (3.17)$$

### 3-4. FRC のエネルギー

FRC の持つエネルギーについて考える。円筒座標系において、 $z$ 軸方向に偏長である FRC (半径 $r_s$ , 長さ $l_s$ ) を円柱状であると仮定し、長さ $L$ , 半径 $r_w$ の磁束保存管の中に存在する場合、この容器内の全エネルギーは

$$\begin{aligned} E_{\text{total}} &= l_s \left[ \frac{3}{2} \int_0^{r_s} p(r) 2\pi r dr + \int_0^{r_w} \frac{B_z^2(r)}{2\mu_0} 2\pi r dr \right] + \pi r_w^2 \int_{l_s}^L \frac{B_{\text{vac}}^2}{2\mu_0} dz \\ &= \frac{3}{2} \pi r_s^2 l_s \bar{p} + \pi r_s^2 l_s \bar{p} + \pi r_w^2 L \frac{B_{\text{vac}}^2}{2\mu_0} \end{aligned} \quad (3.18)$$

と書ける。第一項はプラズマの熱エネルギー、第二項はプラズマ内の閉じ込め磁場の磁気エネルギー、第三項は真空磁場のエネルギーであるので、FRC の内部エネルギー $E_{\text{internal}}$ は、体積 $V = \pi r_s^2 l_s$ , 状態方程式 $pV = Nk_B T$ より、第一項、第二項を変形すると

$$E_{\text{internal}} = \frac{3}{2} Nk_B T_{\text{total}} + Nk_B T_{\text{total}} \quad (3.19)$$

となる。ここで、 $k_B$ は Boltzmann 定数であり、プラズマ圧力 $p$ を断面積平均プラズマ圧力 $\bar{p}$ , 全粒子数を $N$ , プラズマの温度をイオン温度と電子温度の和である全温度 $T_{\text{total}}$ とした。全温度は、プラズマの粒子数密度を $n$ としたとき、状態方程式より、セパトリックス外部の磁束密度 $B_{\text{ex}}$ を用いて、

$$T_{\text{total}} = \frac{\bar{p}}{nk_B} = \frac{B_{\text{ex}}^2}{2\mu_0 nk_B} \langle \beta \rangle \quad (3.20)$$

と書ける。速度 $v$ で移送過程にある FRC は運動エネルギーを持つので、 $E_{\text{total}}$ を FRC の全エネルギーとして定義し直すと

$$E_{\text{total}} = \frac{3}{2} Nk_B T_{\text{total}} + Nk_B T_{\text{total}} + \frac{1}{2} Nm_i v^2 \quad (3.21)$$

となる。 $m_i$ はイオンの質量であり、ここでは電子の質量は十分小さいとして無視した。

### 3-5. FRC プラズマの衝突合体生成

多くの FRC 実験[7]–[11]では、逆磁場シータピンチ (Field-Reversed Theta Pinch: FRTP) 法により FRC を生成し、その後磁気圧勾配により加速、FRC の移送や配位持続時間に比べて準定常と見做せる閉じ込め磁場を形成した領域へ移送する手法を用いて、移送後の FRC の閉じ込めに関する研究[12]や、追加熱法の開発[8]などが試みられた。本研究で使用した FAT-CM 装置[4]では、この移送技術を応用した FRC の衝突合体生成法[13]を採用している。

日本大学の FAT-CM 装置は、FRC の衝突合体生成実験のために独自に開発された実験装置であり、装置両端部の FRTP 生成部と装置中央の閉じ込め領域から構成される (図 3.4)。衝突合体生成法では、FRTP 法により生成された 2 つの FRC 様の磁化プラズモイドを加速、衝突合体させることで単一の FRC を生成する。

FAT-CM 装置の典型的な運転条件下における、2次元抵抗性 MHD シミュレーションによる計算結果を用いて、衝突合体生成法による FRC の生成過程について解説する (図 3.5)。シミュレーションにおける計算モデルなどについては第三章で詳解する。ここで、図 3.5 (b)から (f)の過程については、片側の生成部 (V 生成部) の拡大図であり、反対側の生成部 (R 生成部) ついても、同様な過程でプラズマ生成が行われる。図 3.6 は、閉じ込め部および生成部のコイルに流れる電流波形である。

1. 閉じ込め部に準定常磁場を印加する。この磁場は移送や衝突・合体後の FRC のプラズマ圧力を維持する磁気圧となり、FRC の生成から配位崩壊までの間ほぼ時間変化しない (図 3.6 (b))。準定常磁場が金属製容器に十分浸み込んだ後、両端部の各生成部において FRTP 法による FRC 様の磁化プラズモイドの生成を開始する。
2. 各生成部に放電ガス (本研究では重水素を使用) を封入し、生成部内に十分拡散した後、準定常磁場とは逆向きのバイアス磁場 (図 3.6 (c)の水色で塗られた時間) を印加する。

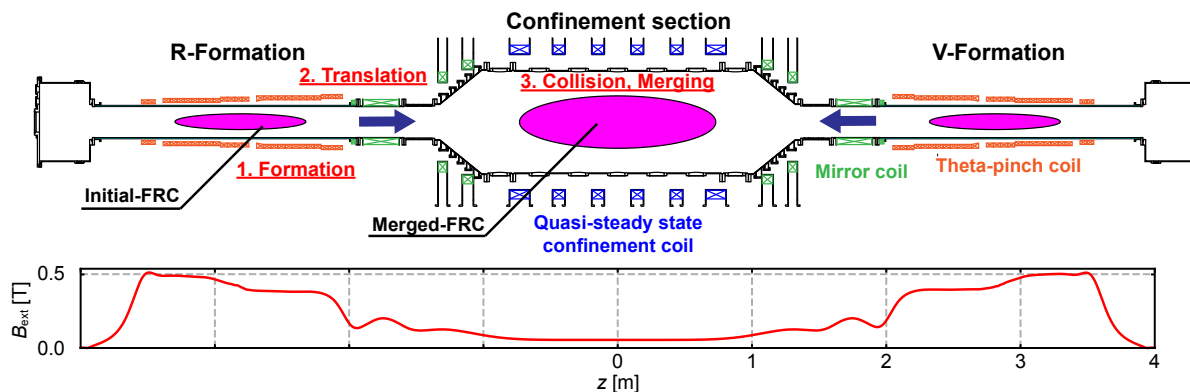


図 3.4 FAT-CM 装置の概略図と外部磁場の軸方向分布

3. 各生成部に振動磁場（図 3. 6 (c)の黄色で塗られた時間）を印加し、放電ガスを予め電離させ、種プラズマを生成する。この手法はシータ予備電離と呼ばれ、軸方向の振動磁場  $\tilde{B}_z(t)$ により誘導される周方向の電場  $\tilde{E}_\theta(t)$ で、偶発的に存在する電子を加速し、生成部内の放電ガスを電離させることで、FRC 生成のための種プラズマを生成する手法である。
4. 準定常磁場と同じ向き（バイアス磁場とは逆向き）に主圧縮磁場（図 3. 6 (c)の赤色で塗られた時間）を印加し、種プラズマを径方向へ圧縮，トロイダル電流を誘導する。
5. 生成部両端部で、磁気再結合が生じ、軸方向へと収縮する。径方向への圧縮と軸方向への収縮によりプラズマが加熱される。
6. ポロイダル方向へ閉じた磁力線が形成され、FRC 様の磁化プラズモイドが生成される。
7. コニカル状にしたシータピンチコイルにより形成される磁気圧勾配で、磁化プラズモイドが加速され閉じ込め領域へと移送される。
8. 装置中央付近において、対向する2つの磁化プラズモイドが衝突する。
9. 磁気再結合を介して磁力線構造が結合する。
10. 合体後、1つのFRCの状態へ緩和する。

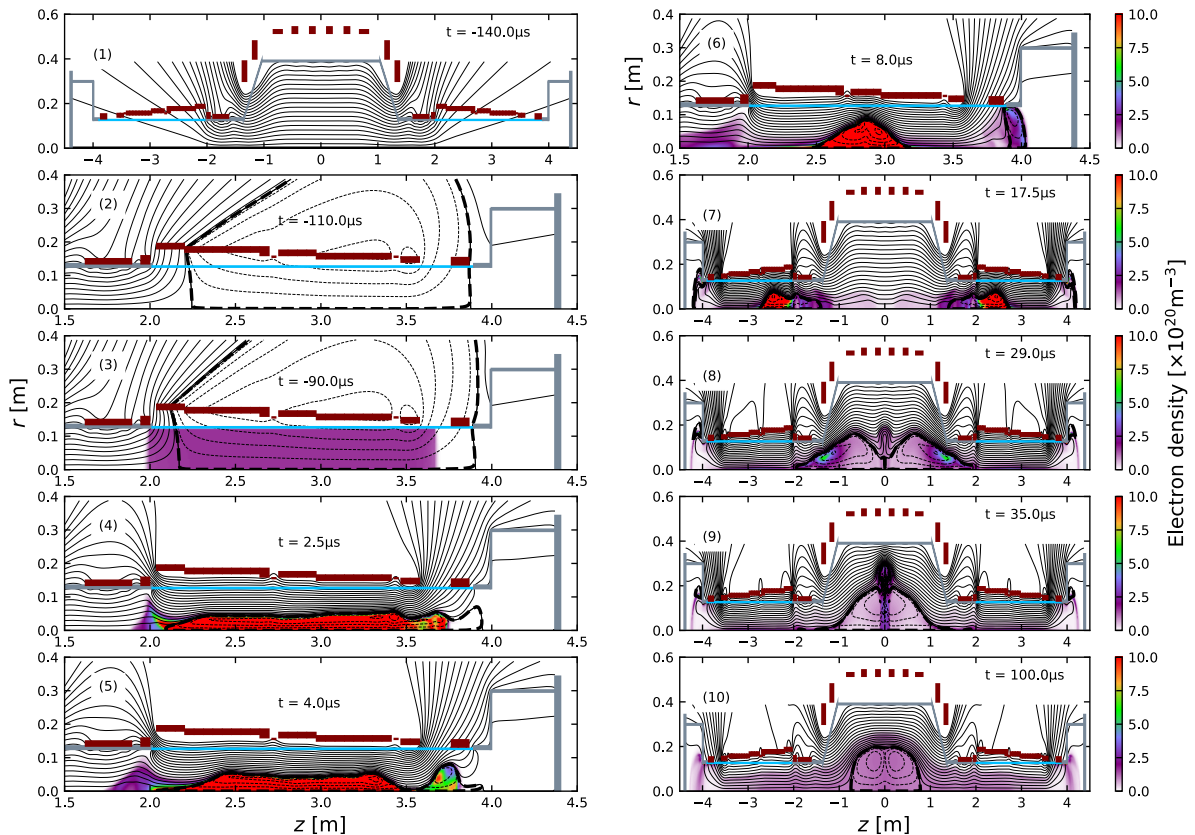


図 3. 5 FRC の衝突合体生成過程

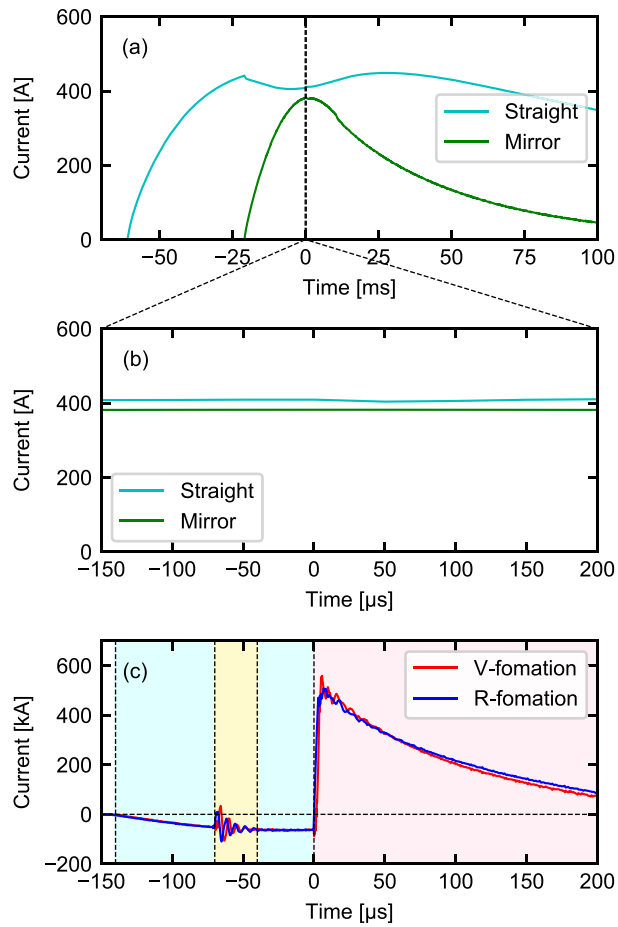


図 3.6 (a)準定常磁場コイルと(c)各生成部のシータピンチコイルに流れる電流。(b)はFRTP法による初期FRC生成時の(a)の波形の拡大図である。

### 3-6. まとめ

FRCの基本的な概念として、平衡状態やベータ値、エネルギーなどに加え、実験結果とよく合う圧力平衡モデルについて解説した。また、FAT-CM装置の典型的なオペレーションにおける、FRCの衝突合体生成過程について説明した。



## 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] R. J. Akers, J. W. Ahn, L. C. Appel, E. R. Arends, K. B. Axon *et al.*, “H-mode access and performance in the Mega-Amp Spherical Tokamak,” *Physics of Plasmas* **9**, 3919 (2002).
- [4] T. Asai, Ts. Takahashi, J. Sekiguchi, D. Kobayashi, S. Okada *et al.*, “Collisional merging formation of a field-reversed configuration in the FAT-CM device,” *Nuclear Fusion* **59**, 056024 (2019).
- [5] R. E. Chrien, and S. Okada, “Field-reversed configuration profiles and resistivities inferred from the radial line- integral density profile,” *The Physics of Fluids* **30**, 3574 (1987).
- [6] M. Tuszewski, W. T. Armstrong, R.E. Chrien, P.L. Klinger, K. F. McKenna *et al.*, “Confinement of translated field-reversed configurations,” *The Physics of Fluids* **29**, 863 (1986)
- [7] Y. Matsuzawa, T. Asai, Ts. Takahashi and To. Takahashi, “Effects of background neutral particles on a field-reversed configuration plasma in the translation process,” *Physics of Plasmas* **15**, 082504 (2008).
- [8] S. Okada, M. Inomoto, S. Yamamoto, T. Masumoto, S. Yoshimura *et al.*, “Behaviour of a low frequency wave in a FRC plasma,” *Nuclear Fusion* **47**, 677 (2007).
- [9] L.C. Steinhauer, H. Guo, A. Hoffman, A. Ishida, and D. Ryutov, “Modeling of field-reversed configuration experiment with large safety factor,” *Physics of Plasmas* **13**, 056119 (2006).
- [10] T. P. Intrator, R. E. Siemon, and P. E. Sieck, “Adiabatic model and design of a translating field reversed configuration,” *Physics of Plasmas* **15**, 042505 (2008).
- [11] D. J. Rej, D. P. Taggart, M. H. Baron, R.E. Chrien, R. J. Gribble *et al.*, “High-power magnetic-compression heating of field-reversed configurations,” *Physics of Fluids B: Plasma Physics* **4**, 1909 (1992).
- [12] H. Y. Guo, A. L. Hoffman, L. C. Steinhauer, and K. E. Miller, “Observations of Improved Stability and Confinement in a High- $\beta$  Self-Organized Spherical-Torus-Like Field-Reversed Configuration,” *Physical Review Letter* **95**, 175001 (2005).
- [13] M. W. Binderbauer, H. Y. Guo, M. Tuszewski, S. Putvinski, L. Sevier *et al.*, “Dynamic Formation of a Hot Field Reversed Configuration with Improved Confinement by Supersonic Merging of Two Colliding High-  $\beta$  Compact Toroids,” *Physical Review Letters* **105**, 045003 (2010).

## 第4章 実験装置

### 4-1. はじめに

本研究で使用した FAT-CM 装置は、FRC の衝突合体生成実験のために開発された実験装置であり、装置両端部の生成部と装置中央部の閉じ込め部から構成される（図 4.1）。装置両端部では、それぞれ FRTP 法により FRC 様の磁化プラズモイドが生成され、磁気圧勾配により装置中央部に向かって加速される。装置中央付近で2つのプラズモイドが衝突・合体し、1つの FRC へと緩和する。

ここでは、FAT-CM 装置の仕様や機能に加え、実験に使用した各種計測器および診断法の原理を解説する。

### 4-2. FAT-CM 装置

#### 4-2-1. 装置構成

両端部の各生成部は、FRTP 法による FRC 様の磁化プラズモイドの生成のため、円筒状の透明石英製チェンバーとシータピンチコイルで構成される。シータピンチコイルは、複数のワンターンコイル素子が並列に接続されており、ワンターンコイルの径を閉じ込め部に向かって開いたコニカル状にすることで、プラズモイドの生成のための主圧縮磁場に軸方向への勾配を与えている。生成されたプラズモイドは、この磁気圧勾配により加速され、ステンレス鋼製（SUS304）チェンバーを使用した閉じ込め部へと移送される。閉じ込め部には、プラズモイドの移送や衝突・合体、配位持続時間（～数百  $\mu\text{s}$ ）に比べて、十分定常と見做せる準定常磁場が、外部に設置した多層巻きコイルにより形成されている。この磁場は、移送または衝突合体後のプラズモイドのプラズマ圧力を支える磁気圧となる。また、金属製チェンバーの表皮効果による磁場の浸み込み時間は 5 ms 程度で、移送、衝突・合体や配位持続時間の時間スケールに対して十分長く、磁束保存管としてはたらく。

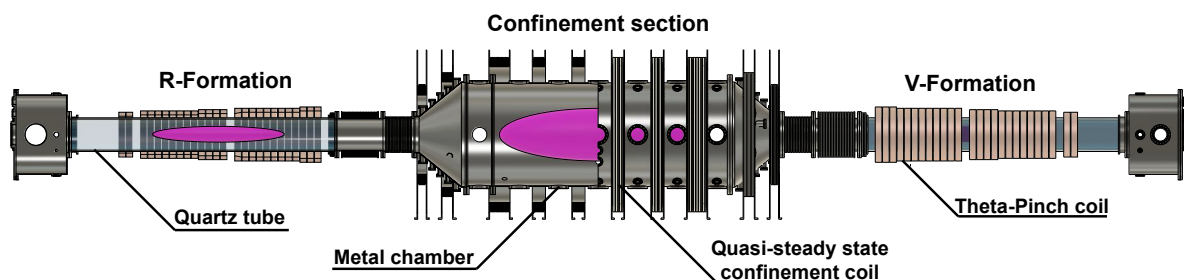


図 4.1 FAT-CM 装置のイラスト

## 4-2-2. 放電回路

本装置の各放電回路の静電容量、充電電圧および蓄積エネルギーを表 4.1 に、簡略化した回路図を図 4.2 に示す。各生成部のシータピンチコイルは、バイアス磁場回路、予備電離回路、主圧縮磁場回路の 3 系統が並列に接続されており、これらの回路を順次放電することで FRC 様の磁化プラズモイドの生成を行う。各生成部の放電回路はそれぞれ独立して制御することができるため、片側の生成部のみを用いた単一のプラズモイド移送実験も可能である。また、準定常磁場を形成する回路は、軸方向にほぼ均一な強度の磁場を形成する回路（ストレート）と磁気ミラーを形成する回路（ミラー）に分かれており、これらもそれぞれ独立に制御ができる。

表 4.1 各放電回路の静電容量と充電電圧

	Capacitance [ $\mu\text{F}$ ]	Voltage [kV]	Energy [kJ]
V-Bias field circuit	$2 \times 10^3$ (400 $\mu\text{F} \times 5$ parallel)	+3	9
R-Bias field circuit	$2 \times 10^3$ (400 $\mu\text{F} \times 5$ parallel)	+3	9
V-Pre-ionization circuit	4.8 (2.4 $\mu\text{F} \times 2$ parallel)	-25	1.5
R-Pre-ionization circuit	4.8 (2.4 $\mu\text{F} \times 2$ parallel)	-25	1.5
V-Main reversal circuit	67.5 (3.75 $\mu\text{F} \times 18$ parallel)	-28	26.5
R-Main reversal circuit	57.6 (2.4 $\mu\text{F} \times 24$ parallel)	-30	26.0
Straight field circuit	$6.5 \times 10^4$ (4700 $\mu\text{F} \times 4$ series $\times 55$ parallel)	0.5 ( $\pm 0.25$ )	8.1
Mirror field circuit	$4 \times 10^3$ (400 $\mu\text{F} \times 10$ parallel)	+2	8

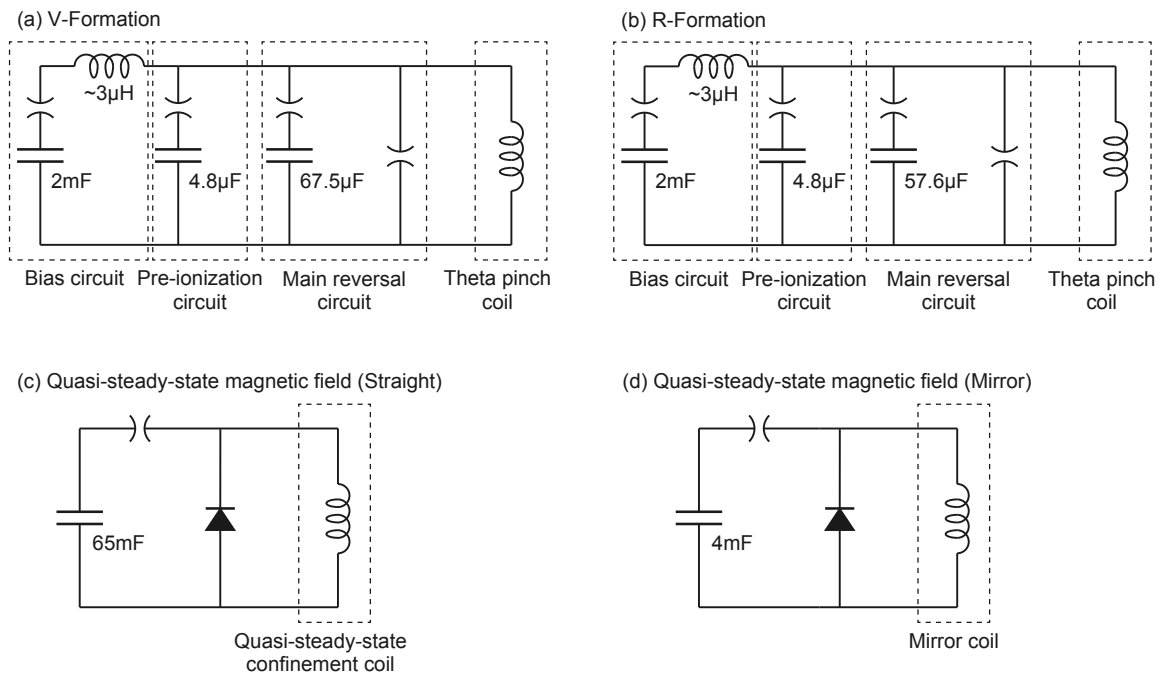


図 4.2 FAT-CM 装置の放電回路の概略図

### 4-3. 計測器および診断方法

本研究では、FRC 様の磁化プラズモイドの大域的挙動や、形成された衝撃波の様相、衝突時におけるエネルギー変換などを調べるため、磁気プローブと磁束ループを用いた排除磁束半径の測定、赤外レーザー干渉計による平均電子密度測定、イオンドップラー分光法によるイオン温度測定および、中性子ディテクタを用いた衝突面付近で発生する核融合反応由来の中性子の観測を行った。各種計測器の配置を図 4.3 に示す。以下では、各種計測器および診断法の原理を解説する。

#### 4-3-1. 排除磁束法

各生成部における排除磁束半径測定には、10 cm 間隔で石英管外壁に沿って設置された 14 個の磁気プローブと、石英管に巻き付けられた 2 つの磁束ループを用いる。これらは、Faraday の電磁誘導の法則に基づいた計測器である。断面積  $S$ 、 $N$  巻のコイルを磁束密度  $B$  の磁場が貫くとき、コイル断面内で磁場が一樣であると仮定するとコイル両端に生じる電圧  $V$  は、

$$V = -NS \frac{dB}{dt} \quad (4.1)$$

となる。RC 積分回路を用いて時間積分する場合、磁気プローブの等価回路は図 4.4 のようになり、出力電圧は、

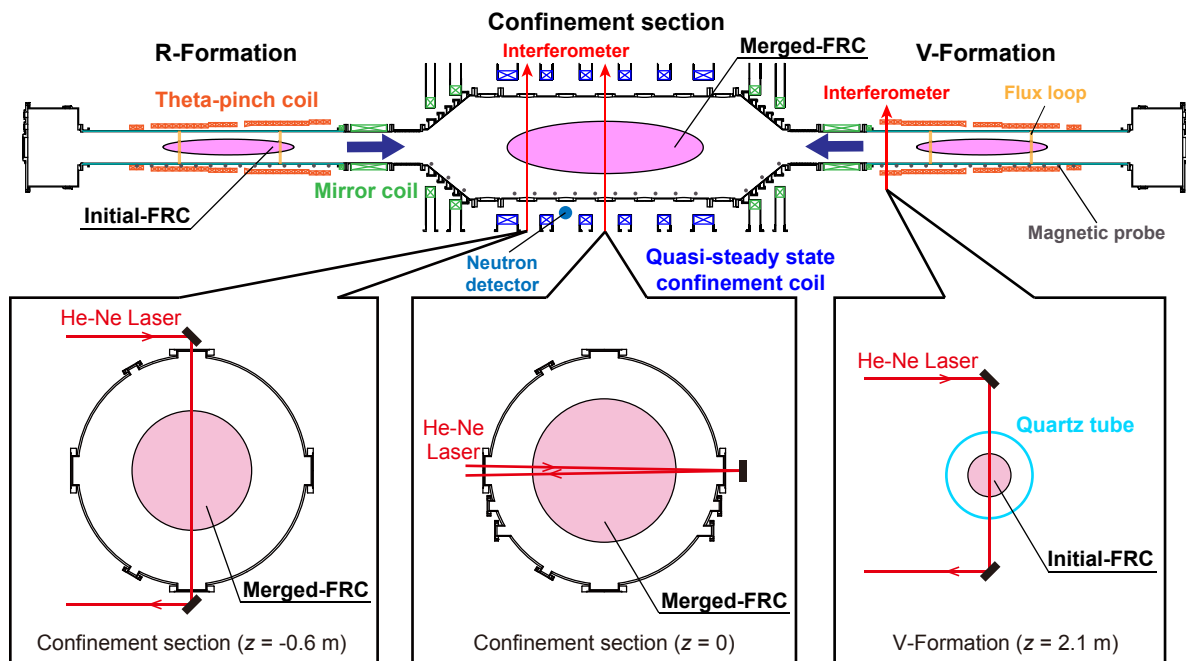


図 4.3 FAT-CM 装置の概略図と各種計測器の配置

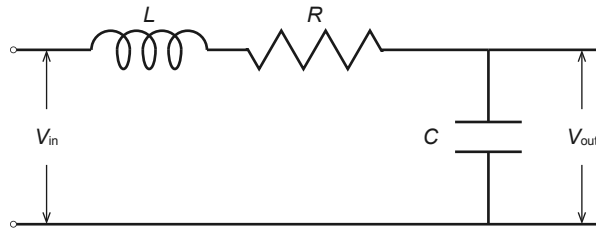
$$V_{\text{out}} = -\frac{NS}{RC}B \quad (4.2)$$

となる。

プラズマの形状決定法である排除磁束法[1]の原理を解説する。排除磁束法は、プラズマの反磁性により排除される磁束量を、磁気プローブおよび磁束ループを用いて計測し、プラズマの半径を見積もる手法である。FRCはトロイダル方向の反磁性電流のみで配位が形成されるので、端部の曲率が無視できる場合は、排除磁束法により推定されるプラズマ形状をセパトトリックス形状として近似することができる。ただし、セパトトリックス外部にスクレイプオフ層と呼ばれるプラズマの層が存在するため、排除磁束法によるプラズマ形状は過大評価になる場合があるので注意が必要である。

シータピンチコイルを磁束保存管とし、生成領域を図4.5のような円筒座標系で考える。半径 $r_c$ の真空容器に磁束ループが設置されている時、プラズマが存在しない真空領域において、磁場は径方向に一様であるとする、磁束ループを貫く磁束量 $\phi_v$ は

$$\phi_v = \int_0^{r_c} B_v 2\pi r dr = \pi r_c^2 B_v \quad (4.3)$$



4.4 磁気プローブとRC積分器の等価回路

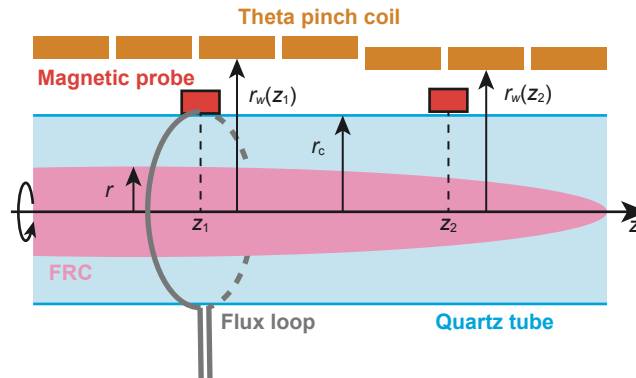


図4.5 排除磁束半径の推定

となる。一方で、プラズマが存在する領域では、反磁性電流が作る磁束はポロイダル方向に閉じているので、排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ までの積分範囲ではゼロになる。したがって、磁束ループを貫く磁束量は

$$\phi_p = \int_{r_{\Delta\phi}}^{r_c} B_p 2\pi r dr = \pi(r_c^2 - r_{\Delta\phi}^2)B_p \quad (4.4)$$

となる。(4.3) 式, (4.4) 式を連立方程式として、排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ について解くと、

$$r_{\Delta\phi} = r_c \sqrt{1 - \frac{\phi_p B_v}{\phi_v B_p}} \quad (4.5)$$

を得る。したがって、磁束ループが設置された点での磁束密度を磁気プローブで計測することで、排除磁束半径を得ることができる。上記方法では、磁気プローブと磁束ループのセットが同一断面に必要なが、この方法で求めた排除磁束半径を用いることで、磁気プローブのみでも任意の点での排除磁束半径を見積もることができる。磁気プローブと磁束ループが同一断面にある点を $z = z_1$ とし、(4.3) と (4.4) 式を書き換えて

$$\phi_v(z_1) = \pi r_c^2 B_v(z_1) \quad (4.6)$$

$$\phi_p(z_1) = \pi(r_c^2 - r_{\Delta\phi}(z_1)^2)B_p(z_1) \quad (4.7)$$

とする。シータピンチコイルが磁束保存管である場合、任意の断面 $z = z_2$ での磁束量は $z = z_1$ の断面と一致するので、磁束保存管の半径を $r_w$ とすると

$$\pi r_w(z_2)^2 B_v(z_1) = \pi r_w(z_2)^2 B_v(z_2) \quad (4.8)$$

$$\pi(r_w(z_1)^2 - r_{\Delta\phi}(z_1)^2)B_p(z_1) = \pi(r_w(z_2)^2 - r_{\Delta\phi}(z_2)^2)B_p(z_2) \quad (4.9)$$

となる。以上を $r_{\Delta\phi}(z_2)$ について解くと

$$r_{\Delta\phi}(z_2) = r_w(z_2) \sqrt{1 - \frac{\phi_p(z_1)B_v(z_2) \left\{ 1 - \frac{r_{\Delta\phi}(z_1)^2}{r_w(z_1)^2} \right\}}{\phi_v(z_1)B_p(z_2) \left\{ 1 - \frac{r_{\Delta\phi}(z_1)^2}{r_c^2} \right\}}} \quad (4.10)$$

となり、磁気プローブのみが設置された任意の断面での排除磁束半径を得ることができる。

FAT-CM 装置では、各生成部において磁気プローブと磁束ループの組を 2 つの断面に設置し、それとは別の 12 点に磁気プローブを設置することで、排除磁束半径を求めた。また、金属製チェンバーを用いている閉じ込め部には、16 個の磁気プローブをチェンバー内壁に沿って設置した。閉じ込め部では、金属製チェンバーが磁束保存管としてはたらくため、(4.5) 式

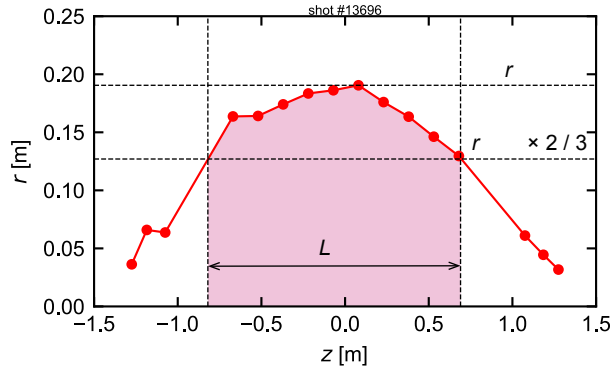


図 4.6 排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ の軸方向分布とプラズマ長 $L_{\Delta\phi}$ および体積 $V_{\Delta\phi}$ の推定

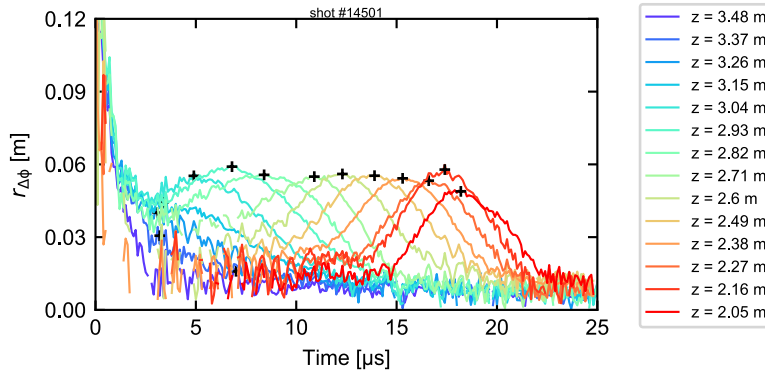


図 4.7 排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ の時間発展

において $\phi_v = \phi_p$ とすることができる。したがって、

$$r_{\Delta\phi} = r_w \sqrt{1 - \frac{B_v}{B_p}} \quad (4.11)$$

から排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ を計算できる。

また、排除磁束半径からプラズマ長および体積を計算する方法を解説する。本研究では、プラズマ長を計算する際には端部での過大評価の影響を少なくするために、排除磁束半径が最大値の $2/3$ の大きさになる点をプラズマ端部とし、その両端の長さをプラズマ長 $L_{\Delta\phi}$ として定義した（図 4.6 縦の破線）。また、この両端と排除磁束半径の線が囲む領域（図 4.6 色で塗りつぶされた領域）を $z$ 軸まわりに回転させた回転体の体積をプラズマの体積 $V_{\Delta\phi}$ とした。

各位置での排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ は、プラズモイドの速度測定にも用いた。V 生成部における排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ の時間発展を図 4.7 に示す。各位置での排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ が最大となる点の時刻と磁気プローブの設置間隔から Time-of-Flight (ToF) 法を用いて速度を算出した。図 4.7 の場合、この方法を用いて計算すると V 生成部の出口付近では約 140 km/s となる。



4-3-2. レーザー干渉計[2][3]

電子密度計測には、赤外レーザーを用いたヘテロダイン干渉計を採用した。レーザー干渉計は、プラズマの屈折率が電子密度に依存することを利用した計測器である。磁場に垂直な方向からプラズマ中を伝播する電磁波の分散関係

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2 \quad (4.12)$$

からプラズマの屈折率 $n$ は

$$n = \frac{ck}{\omega} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \sim 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 = 1 - \frac{e^2 n_e}{2\epsilon_0 m_e \omega^2} \quad (4.13)$$

となる。ここで、 $c$ は光速、 $\omega$ は電磁波の角周波数、 $k$ は波数、 $e$ は素電荷、 $\epsilon_0$ は真空の誘電率、 $m_e$ は電子の質量、 $n_e$ は電子密度である。また、 $\omega_{pe}$ はプラズマ振動数であり次式で表される。

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (4.14)$$

また、プラズマを透過することによって生じる位相差 $\Delta\phi$ は、電磁波の波長を $\lambda$ 、光路長を $L$ とすると

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_L (1 - n) dl \quad (4.15)$$

と書け、線積分電子密度について整理すると

$$\int_L n_e dl = \frac{4\pi c^2 \epsilon_0 m_e}{e^2 \lambda} \Delta\phi \quad (4.16)$$

となる。したがって、プラズマを透過したことによって生じる位相差 $\Delta\phi$ を計測することで、電子密度を得ることができる。図 4.8 に、本研究で使用した干渉計の概略図を示す。Mach-Zehnder 型の干渉計が採用されている。ヘテロダイン干渉計では、レーザー光を音響光学素子 (AOM) によって、信号光と駆動周波数 (～数十 MHz) によってわずかに周波数を変調した参照光に分ける。信号光と参照光の周波数をそれぞれ $f_p$ 、 $f_r$ とすると、AOM の駆動周波数は $|f_p - f_r|$ と書け、信号光と参照光と干渉させることで、この駆動周波数 $|f_p - f_r|$ でうなりが生じる。信号光をプラズマ中へ透過させた場合、信号光の位相が電子密度に依存して変化する。このときの信号光と参照光の位相を $\phi_p$ 、 $\phi_r$ とすると、それぞれの電場は振幅 $A_p$ 、 $A_r$ を用いて、

$$E_p = A_p \cos(2\pi f_p t + \phi_p) \quad (4.17)$$

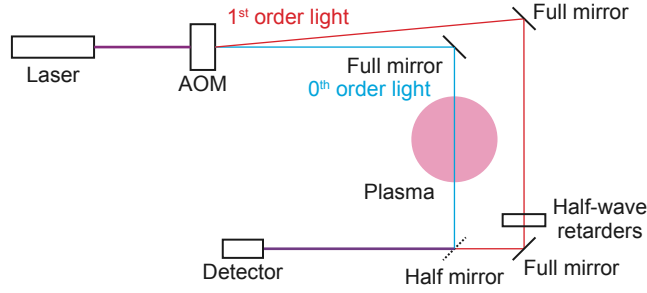


図 4.8 レーザー干渉計の概略図

$$E_r = A_r \cos(2\pi f_r t + \phi_r) \quad (4.18)$$

となる。この二つの光を干渉させ、検出器へ入射した場合、得られる信号は、

$$S = \int_t^{t+\tau} (E_p + E_r)^2 dt \quad (4.20)$$

と書ける。このとき、光の周波数 $f_p$ ,  $f_r$ に対して、検出器の応答速度 $1/\tau$ が十分遅く、また干渉計の駆動周波数 $|f_p - f_r|$ より十分早い場合、

$$\frac{1}{f_p} \sim \frac{1}{f_r} \ll \tau \ll \frac{1}{|f_p - f_r|} \quad (4.21)$$

となり、(4.20) 式を

$$S \sim \frac{A_p^2}{2} + \frac{A_r^2}{2} + 2A_p A_r \cos\left(2\pi(|f_p - f_r|)t + (\phi_p - \phi_r)\right) \quad (4.22)$$

と書き換えられる。この信号を位相検出器へ入力し、AOMの駆動周波数 $|f_p - f_r|$ で時間平均を取ることで、位相差 $\phi_p - \phi_r = \Delta\phi$ を得ることができる。

また、線積分電子密度を、プラズマ中のレーザーの光路長で割ることで、平均電子密度が求められる。本研究では、プラズマの直径を排除磁束半径から求め、信号光がプラズマ中を透過する回数を $N_{\text{pass}}$ として平均電子密度を(4.23)式のように得る。

$$\langle n_e \rangle = \frac{\int_L n_e dl}{2r_{\Delta\phi} N_{\text{pass}}} \quad (4.23)$$

また、この平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ に排除磁束半径から求めたプラズマの体積 $V_{\Delta\phi}$ をかけることで、プラズマ中に存在する粒子数を

$$N = \langle n_e \rangle V_{\Delta\phi} \quad (4.24)$$

とする。

#### 4-3-3. イオンドップラー分光法[4]

プラズマが熱平衡にある場合、イオン集団の速度分布関数は Maxwell-Boltzmann 分布で表せる。よって、プラズマ中に存在するイオンが脱励起する際に放射する線スペクトルは、ドップラー効果による広がりを持つ。これをドップラー広がりと呼ぶ。このときの線スペクトルの波長分布 $I(\lambda)$ は

$$I(\lambda) = I_0 \exp \left[ -\frac{m_i}{2k_B T_i} \left( \frac{c}{\lambda_0} \right)^2 (\lambda - \lambda_0)^2 \right] \quad (4.25)$$

のように、ガウス関数で表せる。ここで、 $m_i$ はイオンの質量、 $k_B$ は Boltzmann 定数、 $T_i$ はイオン温度、 $\lambda_0$ は線スペクトルの中心波長である。この広がりを表す指標として半値全幅を用いると、半値全幅 $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ は、

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = \sqrt{\frac{8\ln(2)k_B T_i \lambda_0^2}{m_i c^2}} \quad (4.26)$$

と書けるので、 $T_i$ について整理すると、

$$T_i = \frac{m_i c^2}{8\ln(2)k_B} \left( \frac{\Delta\lambda_{\text{FWHM}}}{\lambda_0} \right)^2 \quad (4.27)$$

となる。したがって、半値全幅を計測できればイオン温度を推定することができる。本研究では、Czerny-Turner 型分光器を用いて、プラズマのスペクトルを分光し、マルチチャンネル光電子増倍管 (PMT) へ入射することで、発光スペクトルの広がりを観測した[5]。ただし、分光計測で得られた発光スペクトルの広がりには、ドップラー広がり以外に装置関数と呼ばれる、分光器由来の広がりが畳み込まれている。装置関数の半値全幅 $\Delta\lambda_{\text{device}}$ を考慮すると (4.27) 式は

$$T_i = \frac{m_i c^2}{8\ln(2)k_B} \left( \frac{\Delta\lambda_{\text{FWHM}}^2 - \Delta\lambda_{\text{device}}^2}{\lambda_0^2} \right) \quad (4.28)$$

と補正することができる。

#### 4-3-4. 中性子ディテクタ[6][7]

FAT-CM 装置における FRC の生成には重水素を用いているため、十分条件を満たせば重水素による核融合反応である重水素-重水素 (D-D) 反応が起きる可能性がある。D-D 反応には、

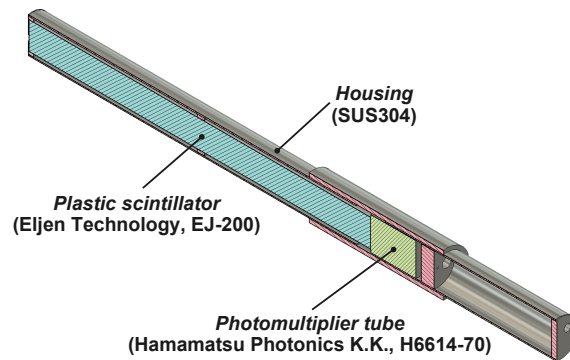


図 4.9 中性子ディテクタの概略図



のように、中性子を発生する反応過程があり、この中性子を検出するために中性子ディテクタが開発された（図 4.9）。この中性子ディテクタは、プラスチックシンチレータ（材料：ポリビニルトルエン）と PMT で構成されている。D-D 反応由来の中性子がシンチレータに入射するとシンチレータが発光、その光を PMT で検出する仕組みである。使用したシンチレータおよび PMT は、時間応答がナノ秒オーダーであり、FRC の移送や衝突・合体の時間スケール（マイクロ秒オーダー）に比べて十分速いため、中性子が FRC の衝突時に生じた場合でも検出が可能である。

中性子ディテクタは閉じ込め領域のチェンバー外部に設置される。準定常磁場を遮蔽するために、PMT には磁気シールドを施した。また、シンチレータと PMT を反射シートで覆うことにより効率よく集光し、全体をステンレス製のケースに入れ、外部光を遮光している。さらに、このステンレス製のケースは、低エネルギーの放射線や高周波の電磁波を遮蔽する効果も期待できる。

## 4-4. FAT-CM 装置における FRC の典型的なパラメータ

FAT-CM 装置における典型的な運転条件において、単一の FRC 様の磁化プラズモイドの移送では、閉じ込め領域に入射した際のプラズマの半径は 0.1m 程度であるが、FRC の衝突合体生成時には、半径が 0.2m 程度となることが確認されている (図 4. 10(a)) [8]。また、それぞれの場合において、RRM を用いてポロイダル磁束を見積もると、衝突合体生成 FRC は、単一の磁化プラズモイド移送の 2~3 倍程度となり、大幅な磁束増幅が確認された (図 4. 10(b))。大阪大学の FIX 装置における単一の FRC 移送実験において、移送された FRC がミラー磁場で反射される際に衝撃波が励起されていることが示唆されており [9][10]、衝撃波が運動エネルギーをプラズマの熱エネルギーや磁気エネルギーへ変換する一つのチャンネルであると考えられている。衝突合体生成時には 2 つの FRC は超音速・超アルヴェン速度で衝突するため、衝突合体過程においても衝撃波が励起され、衝撃波を介したエネルギー変換が上記のプラズマ加熱や磁束増幅に寄与していると考えられる。

FAT-CM 装置における FRC の典型的なパラメータを表 4. 2 に示す。各生成部では 1 kJ 程度の内部エネルギーを持つ FRC 様の磁化プラズモイドが生成されており、100 km/s 程度で閉じ

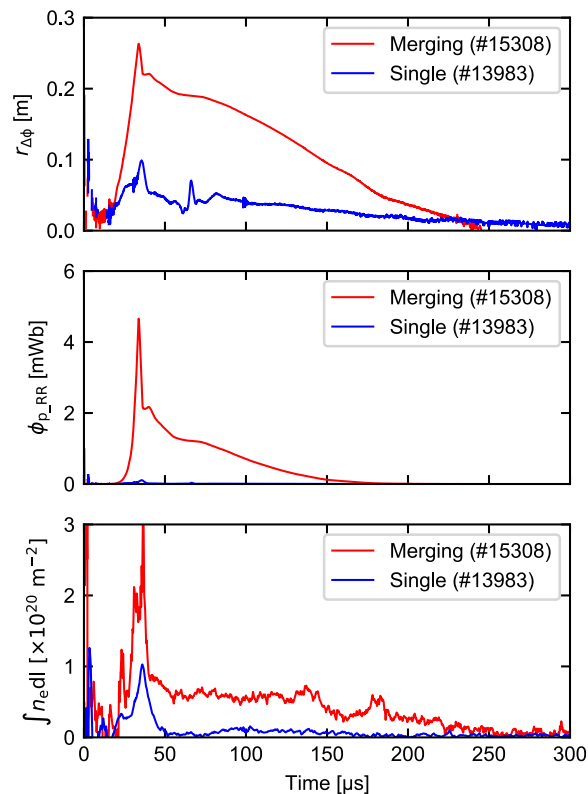


図 4. 10 単一のプラズモイド移送と衝突合体生成 FRC の排除磁束半径  $r_{\Delta\phi}$ 、ポロイダル磁束  $\phi_{p,RR}$ 、線積分電子密度  $\int n_e dl$  の時間発展

込め領域へと移送される。衝突合体生成された FRC は、単一の磁化プラズモイドの移送と比較すると、プラズマの温度が高く、プラズマの寿命（排除磁束半径がゼロになるまでの時間）も延長されていることがわかる。

表 4.2 各領域におけるプラズマの典型的なパラメータ

	V-formation	R-formation	Confinement (Single translation)	Confinement (Merging)
$r_{\Delta\phi}$ [m]	~0.06	~0.06	~0.1	~0.2
$l_{\Delta\phi}$ [m]	~0.5	~0.5	~1	~1.5
$V_{\Delta\phi}$ [m <sup>3</sup> ]	~0.004	~0.004	~0.03	~0.2
$v_z$ [km/s]	100 – 150	100 – 150	150 – 200	—
$\langle n_e \rangle$ [m <sup>-3</sup> ]	~20	—	~2.5	~1.5
$T_{\text{total}}$ [eV]	~200	—	~50	~100
$T_i$ [eV]	~150	—	~20	~50
$\langle \beta \rangle$	~0.9	~0.9	~0.9	0.8 – 0.9
$E_{\text{internal}}$ [J]	~1000	~1000	~50	~500
$\tau_{\text{life}}$ [ $\mu\text{s}$ ]	—	—	~150	250 – 300

#### 4-5. まとめ

FAT-CM 装置の仕様と機能について説明し、放電回路や真空容器の構成を示した。また、本研究で使用した各種計測器および診断法の測定原理を解説し、これにより計測された FRC の各種パラメータをまとめた。

## 参考文献

- [1] M. Tuszewski and W. T. Armstrong, “Simplified diamagnetic techniques for a field-reversed theta-pinch plasma,” *Review of Scientific Instruments* **54**, 1611 (1983).
- [2] A. R. Jacobson, “Heterodyne quadrature interferometer for simultaneous measurements of plasma density along several chords,” *Review of Scientific Instruments* **49**, 673 (1978).
- [3] 間瀬淳, 川端一男, 「講座 電磁波を用いたプラズマ診断の基礎と最前線 2. 電磁波を用いたプラズマ計測の基礎」, *J. Plasma Fusion Research* **87**, 315 (2011).
- [4] 山本学, 村山精一, 「プラズマの分光計測」, 学会出版センター (1995).
- [5] Y. Fujikawa, T. Asai, M. Gouda, Ts. Takahashi, L. C. Steinhauer *et al.*, “Reconstruction of the Toroidal Flow Profile of a Field-Reversed Configuration Plasma,” *Plasma and Fusion Research* **7**, 2402130 (2012).
- [6] E. Garate, I. Allfrey, T. Valentine, V. Patel, A. Smirnov *et al.*, “Upgrades to the Tri Alpha Energy Neutron Detector System,” *Bulletin of the American Physical Society* **57**, PP8.00045 (2012).
- [7] R. M. Magee, R. Clary, S. Korepanov, F. Jauregui, I. Allfrey *et al.*, “Absolute calibration of neutron detectors on the C-2U advanced beam-driven FRC,” *Review of Scientific Instruments* **87**, 11D815 (2016).
- [8] T. Asai, Ts. Takahashi, J. Sekiguchi, D. Kobayashi, S. Okada, H. Gota, T. Roche, M. Inomoto, S. Dettrick, Y. Mok *et al.*, “Collisional merging formation of a field-reversed configuration in the FAT-CM device,” *Nuclear Fusion* **59**, 056024 (2019).
- [9] H. Himura, S. Okada, S. Sugimoto, and S. Goto, “Rethermalization of a field-reversed configuration plasma in translation experiments,” *Physics of Plasmas* **2**, 191 (1995).
- [10] H. Himura, S. Ueoka, M. Hase, R. Yoshida, S. Okada and S. Goto, “Observation of collisionless thermalization of a plasmoid with a field-reversed configuration in a magnetic mirror,” *Physics of Plasmas* **5**, 4262 (1998).

## 第5章 2次元抵抗性 MHD シミュレーション

### 5-1. はじめに

本研究では、FRCの大域的挙動やプラズマの各パラメータを実験的に評価するが、これを補完するために Lamy Ridge と名付けられたコードを用いて、2次元抵抗性 MHD シミュレーションを実施した。このコードは、TAE Technologies 社の C-2 装置における FRC の衝突合体生成過程をシミュレートするために開発された[1][2]。エネルギー方程式で補完された抵抗性 MHD 方程式と流体方程式で構成され、これらの方程式はイオン化と再結合によって結合されている。FRTP 法による初期磁化プラズモイドの生成から加速、衝突・合体の過程を計算することができる。

Lamy Ridge は TAE 社の後続装置である C-2U 装置のために改良され、その後日本大学の FAT-CM 装置のシミュレーションが開始された[3]。当初、このシミュレーションでは、実験で生成されるプラズマの圧力と、移送速度などの大域的振る舞いを同時に再現することができず、初期密度を一桁下げて計算することでプラズマの大域的振る舞いの評価にのみ使用していた。しかし、本研究において、拡散する初期注入ガス分布の再現や回路計算の設定の最適化などの改良を行うことで、人為的にプラズマのパラメータを変更することなく、実験と同等なプラズマ圧力と速度を再現することに成功した。これにより、大域的振る舞いだけでなく、内部の磁場構造や密度分布などの評価やプラズマの速度制御法や加熱法の検証が実現した[4]。

### 5-2. 計算モデル

本研究で用いたシミュレーションモデルでは、プラズマはエネルギー方程式で補完された抵抗性 MHD 方程式で記述され、計算領域は軸対称系を仮定した  $r$ - $z$  平面のみに制限されている。プラズマの質量、運動量およびエネルギーの保存則は、

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot n\mathbf{u} = nm_n \langle \sigma_{\text{ion}} \nu \rangle \quad (5.1)$$

$$Mn \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla P + \nabla \cdot \nu \nabla \mathbf{u} - Mn_n \nu_{ni} (\mathbf{u} - \mathbf{u}_n) - nm_n \langle \sigma_{\text{ion}} \nu \rangle \mathbf{u} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \frac{\gamma P}{\gamma - 1} + \frac{Mn u^2}{2} \right) \mathbf{u} = \mathbf{u} \cdot \mathbf{J} \times \mathbf{B} + nk_B \left( \frac{\partial T_i}{\partial t} + \frac{\partial T_e}{\partial t} \right) \quad (5.3)$$

と書ける。ここで添字の  $i$ ,  $e$ ,  $n$  はそれぞれイオン、電子、中性ガスを表す。また、 $n$  は密度、



$\mathbf{u}$ は流体の速度場,  $M$ はイオンの質量,  $\mathbf{J}$ は電流密度,  $\mathbf{B}$ は磁束密度,  $P$ は圧力,  $\nu$ は粘性,  $\nu_{ni}$ は中性ガスとイオン間の衝突周波数,  $\langle\sigma_{ion}\nu\rangle$ はイオン化率,  $\gamma$ は比熱比,  $k_B$ は Boltzmann 定数,  $T$ は温度である。また,  $w$ は内部エネルギーと運動エネルギーの和であり,

$$w \equiv \frac{P}{(\gamma-1)} + \frac{Mnu^2}{2} \quad (5.4)$$

と定義される。さらに, 温度の時間変化は

$$nk_B \frac{\partial T_i}{\partial t} = \nu_{eq} nk_B (T_e - T_i) + \nabla \cdot \chi_i \nabla T_i \quad (5.5)$$

$$nk_B \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nu_{eq} nk_B (T_i - T_e) + \nabla \cdot \chi_e \nabla T_e + \eta J^2 - R - I \quad (5.6)$$

と書け, ここでの  $\nu_{eq}$  はエネルギー平衡時間の逆数,  $\chi$  は熱伝導度である。また,  $R$  と  $I$  はそれぞれ, 放射損失とイオン化損失を表している。さらに, 磁気エネルギーの散逸や磁気再結合を再現するためのプラズマの抵抗  $\eta$  は, Spitzer 抵抗[5][6] (第1項), 拡散による抵抗 (第2項), Chodura 抵抗[7] (第3項) の和とし,

$$\eta = \eta_S D_S + \mu_0 D_\eta + C_C \left( 1 - \exp \left[ \frac{-V_D}{f_C V_T} \right] \right) \frac{m_e}{e \sqrt{Mn\epsilon_0}} \quad (5.7)$$

と表される。  $V_D$  はドリフト速度,  $V_T$  はイオンの熱速度,  $D_S$ ,  $D_\eta$ ,  $C_C$ ,  $f_C$  は調整のための係数である。以上の MHD 方程式における対流項は, 衝撃波捕捉法の一つである, SMART (Sharp and Monotonic Algorithm for Realistic Transport) 法[8]を用いて解くことで, 衝撃波による物理量の不連続な変化がモデル化される。また, これらの MHD 方程式は, 中性ガスを記述する以下の流体方程式とイオン化率により結合されており, これによりプラズマと中性ガス間で密度, 運動量, エネルギーが交換される。

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \nabla \cdot n_n \mathbf{u}_n = -n n_n \langle \sigma_{ion} \nu \rangle \quad (5.8)$$

$$Mn_n \frac{D\mathbf{u}_n}{Dt} = -k_B \nabla (T_n n_n) + \nabla \cdot \nu \nabla \mathbf{u}_n - Mn_n \nu_{ni} (\mathbf{u}_n - \mathbf{u}) + n n_n \langle \sigma_{ion} \nu \rangle \mathbf{u}_n \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial w_n}{\partial t} + \nabla \cdot \left( \frac{\gamma P_n}{\gamma-1} + \frac{Mn_n u_n^2}{2} \right) \mathbf{u}_n = \nabla \cdot \chi_n \nabla T_n \quad (5.10)$$

以上の MHD 方程式と流体方程式は, 磁場や電流を表す (5.11) 式, (5.12) 式, (5.13)

式により閉じられる。

$$\mathbf{B} = \nabla\Psi \times \nabla\theta \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial\Psi}{\partial t} = r(\mathbf{u} \times \mathbf{B})_{\theta} + \frac{\eta}{\mu_0} \Delta\Psi \quad (5.12)$$

$$\mathbf{J} = -\frac{\Delta\Psi}{\mu_0 r} \boldsymbol{\theta} \quad (5.13)$$

ここで、 $\Psi$ は磁束関数、 $\boldsymbol{\theta}$ はトロイダル方向の基底ベクトルである。電流の方向をトロイダル方向のみに制限することで、ポロイダル磁束のみを持つプラズモイド (FRC) が再現される。

### 5-3. 境界条件および初期条件

#### 5-3-1. 装置形状とコイル配置

装置形状とコイル配置を図 5.1 に示す。計算領域（水色で塗られた領域）は、装置壁の内側の形状で決定される。装置壁の内側だけでなく、外側でも磁場が計算されており、装置壁の内径や軸方向の長さが最大となる位置で計算領域が決まる。また、壁の厚さや幅、材質（ステンレス鋼、銅、絶縁物）を指定することで、磁場に対する表皮厚さが計算され、磁場の浸み込みも再現する。

装置壁以外に磁場形成のためのコイルを配置することもできる。このコイルには定常な磁場を形成するものと時間変化するパルス磁場を形成するものが設定できる。定常磁場のためのコイルには形状と座標、巻き数、電流値を設定することができ、本研究では、FAT-CM 装置の準定常磁場コイルをこれで再現した。パルス磁場を形成するコイルは、材質と形状、座標、巻き数が指定できる。この形状材質からは内部抵抗とコイルの自己インダクタンスが、他のコイルとの位置関係からは相互インダクタンスが計算され、後述する回路計算から得られる電流が流れる。また、壁と同様にコイルでの表皮効果も計算に含まれる。

#### 5-3-2. 放電回路計算

上述したとおり、パルス磁場を形成するコイルの電流は回路計算により得られる。放電回

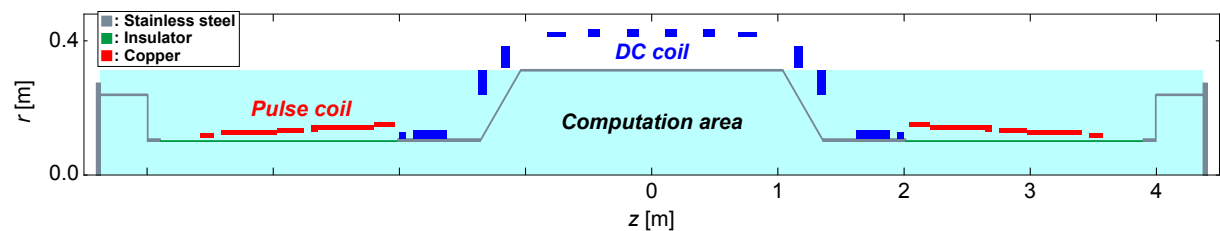


図 5.1 計算領域とコイル，装置壁の配置

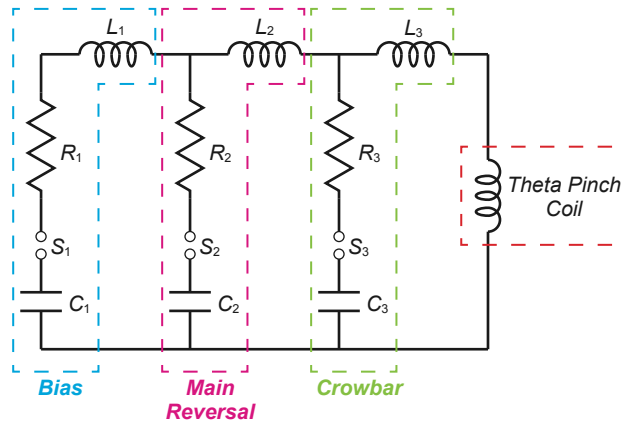


図 5.2 放電回路のモデル

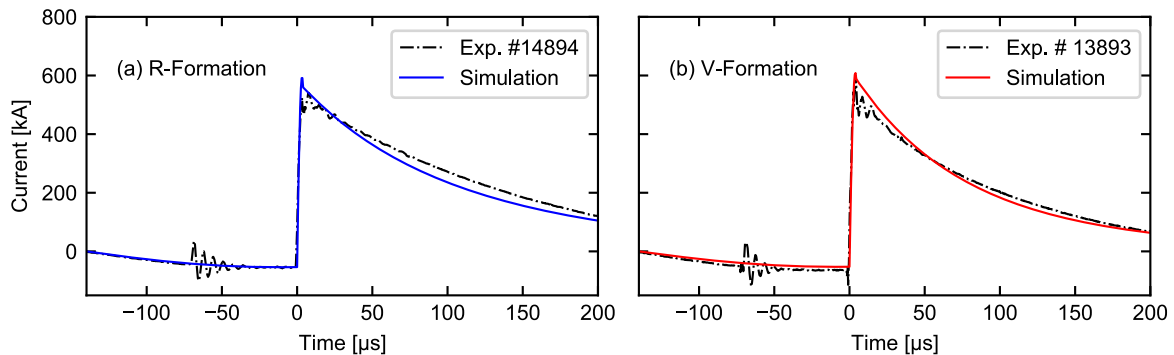


図 5.3 シータピンチコイルに流れる総電流の比較

路のモデルを図 5.2 に示す。設定された回路パラメータから Kirchhoff の法則に基づいた微分方程式が立てられ、これを解くことで、回路に流れる電流や各点での電圧の時間変化を得る。シータピンチコイルのインダクタンスおよび内部抵抗は、上述の通りコイルの形状、材質と位置から計算され、その他の実験装置の回路パラメータを与えることで、FRTP 法のための放電電流を再現している (図 5.3)。この回路計算では、シータ予備電離の回路は含んでおらず、バイアス磁場回路とクローバー回路を含む主圧縮磁場回路の電流のみを計算している。予備電離プラズマは、後述する初期ガス分布の密度と電離度として与えられる。

シータピンチコイルは並列接続された複数のワンターンコイル素子により構成されるため、電流は各コイル素子のインピーダンス (相互インダクタンスを含む) により分流される。これまでに実施したシミュレーションでは、複数のコイル素子を並列接続して一つの放電回路モデルで計算していたため、複数のコイル素子が一つのコイル素子として計算され、各コイル素子に流れる電流分布が再現されなかった (図 5.4(b))。本研究では、1つのコイル素子に対して 1つの放電回路モデルを用いた。FAT-CM 装置において、各コイル素子に流れる電流を計測し、各回路パラメータを各コイルの電流値の比で各放電回路モデルに分配した。これ

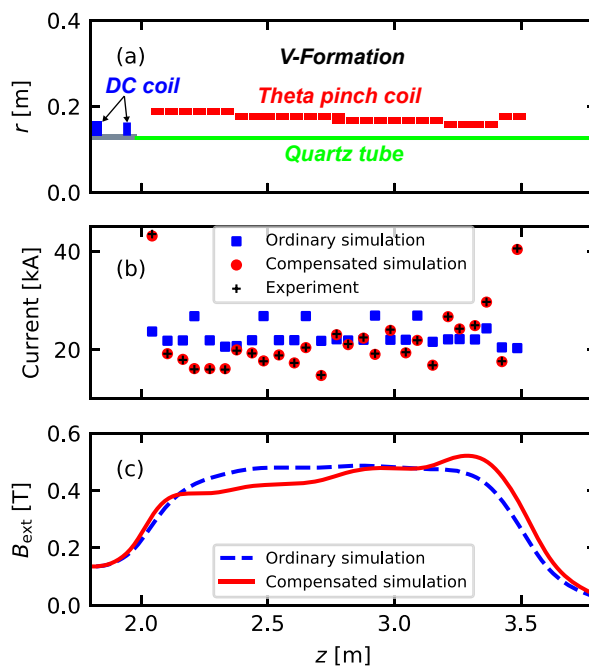


図 5.4 シータピンチコイルに流れる電流の分布の比較

により、各コイル素子に流れる電流の分布が実験結果と一致し、外部磁場勾配が再現された (図 5.4(c))。得られた外部磁場勾配は、Grad-Shafranov 方程式を用いた真空磁場計算の結果ともほぼ一致している。また、各回路パラメータを各放電回路モデルに等分配し、主圧縮磁場回路のみを用いて各コイル素子に電流を駆動した場合において、振動電流の周波数および減衰の時定数から各コイル素子のインピーダンスを算出、そのインピーダンスの比を用いて各回路パラメータを再分配することで同等な磁場勾配を得ることに成功している。この方法により、シータピンチコイルのコイル素子配置の変更が行われた場合でも、各コイルの電流を計測することなく、比較的信頼度の高い計算結果を得ることができる。

### 5-3-3. 初期ガス分布

計算の初期条件として、ガス分布を与える。このガス分布の設定では、ガスを配置する座標、粒子数、電離度を指定する。また、最大 100 ブロックに分けて配置が可能とであり、実験条件に合わせた設定が可能である。本研究では、中性ガスの拡散を考慮して、生成部だけでなく、閉じ込め部にも中性ガスを配置した。この時の総粒子数は、実験装置で計測されるものと同等になるように密度を設定した (図 5.5)。また、各生成部で生成される予備電離プラズマを再現するために、シータピンチコイル付近にのみ電離度を与え、実験と同等な電子密度とした。

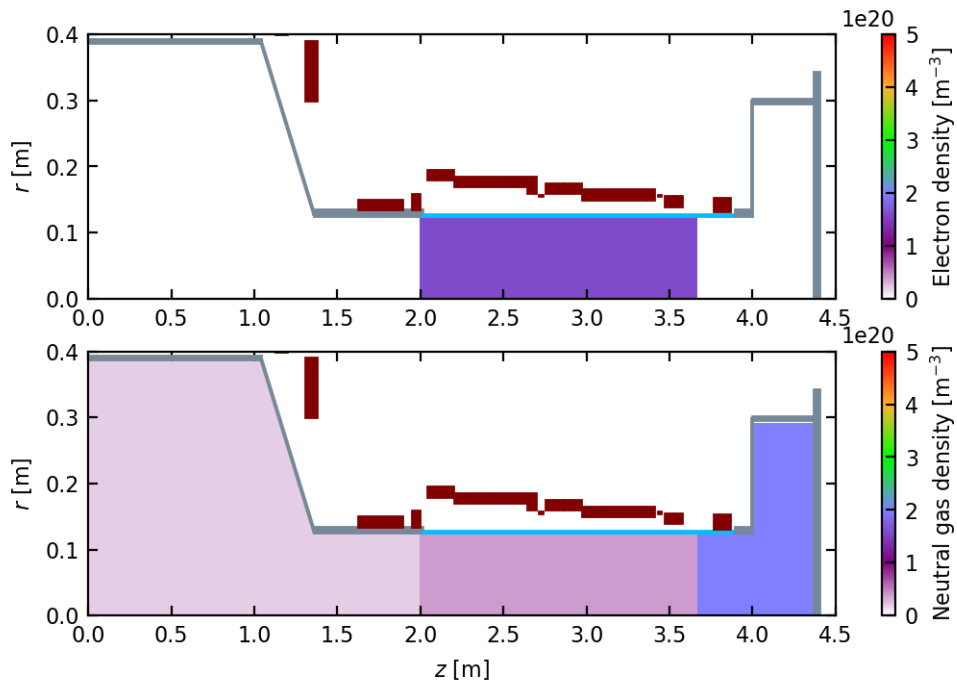


図 5.5 電子密度と中性ガス密度の初期条件

#### 5-4. 実験結果との比較

以上で示した境界条件および初期条件を、FAT-CM 装置における FRC 生成のシミュレーションのために最適化して得られた計算結果の一例を、図 5.6 に示す。黒線は計算された等磁束面を示し、太い破線は FRC のセパトリックスに対応する。赤いプロットは実験結果から得られた各位置での排除磁束半径を示している。実験結果、シミュレーション結果ともに、各生成部において約 0.06 m 程度の半径のプラズモイドが生成されている。また、その後プラズモイドが加速され、装置中央で衝突・合体する様子が見られ、この時刻の半径もほとんど一致している。プラズマの減衰過程は、シミュレーションではプラズマの抵抗による拡散で決まるが、実験ではトロイダルモード数  $n=2$  の回転不安定生などの、計算に含まれていない現象が生じて配位が崩壊する。この違いにより、合体後の FRC の減衰過程では、シミュレーションと実験の間で、プラズマの概形に違いが見られた。また、装置中央断面におけるプラズマの半径  $r_{\Delta\phi}$ 、平均電子密度  $\langle n_e \rangle$ 、全温度  $T_{\text{total}}$ 、捕捉磁束量  $\phi_{\text{p,RR}}$  の時間発展を図 5.7 に示す。プラズマの概形や大域的運動だけでなく、プラズマの性能を表す代表的なパラメータが実験結果とほぼ一致している。さらに図 5.8 に示すように内部磁気プローブアレイにより計測さ

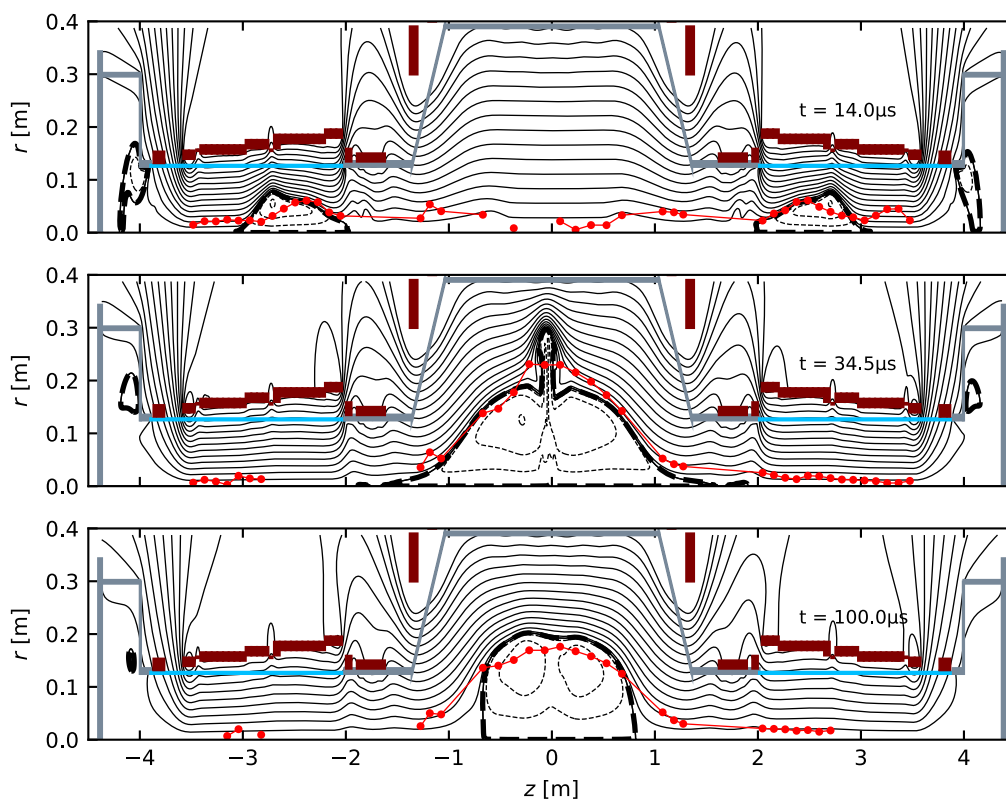


図 5.6 シミュレーションにより得られた等磁束面と実験で計測された排除磁束半径  $r_{\Delta\phi}$  の時間発展

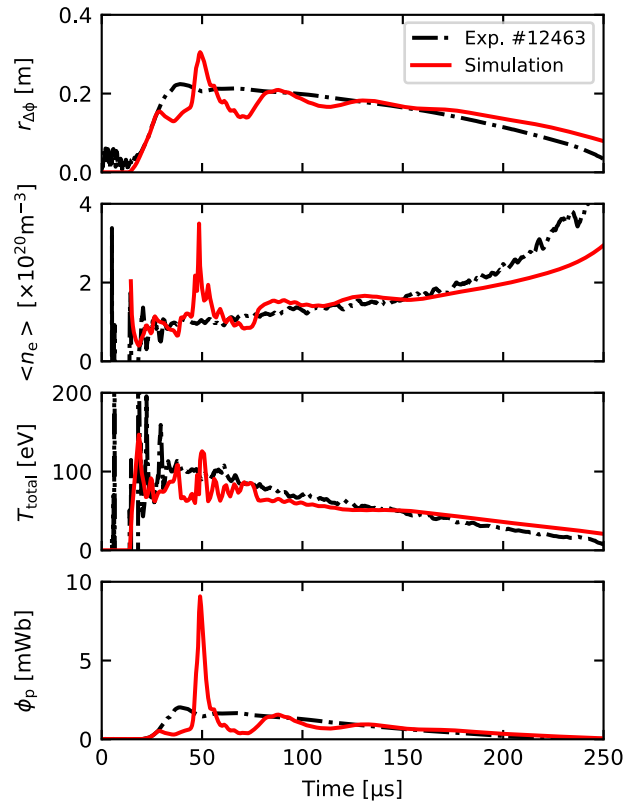


図 5.7 装置中央断面における半径 $r_{\Delta\phi}$ , 平均密度 $\langle n_e \rangle$ , 全温度 $T_{total}$ および捕捉磁束量 $\phi_{p\_RR}$ の時間発展

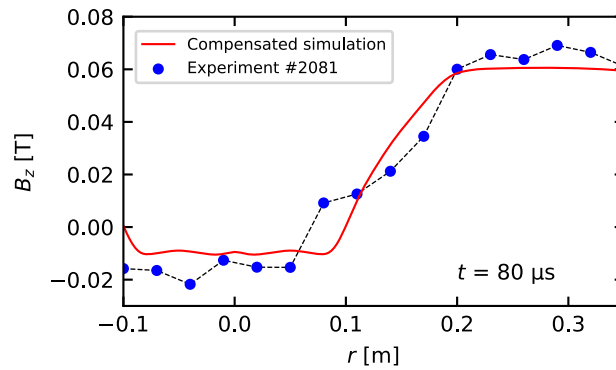


図 5.8 装置中央断面における軸方向磁場の径方向分布

れた軸方向磁場の径方向分布もほぼ再現されており、これらの結果から、シミュレーション結果は、プラズマの運動だけでなく、内部構造などの実験で測定していないパラメータを評価することができるものであると言える。

---

## 5-5. まとめ

MHD シミュレーションにおける計算モデルや計算条件について説明した。また，実験で生成されるプラズモイドを再現するために，本研究において初期ガス分布や回路計算の設定に施した工夫について解説した。得られたシミュレーション結果は，実験におけるプラズマの大域的運動やプラズマの性能，内部構造を同時に再現した。



## 参考文献

- [1] Y. Mok, D. Barnes, and S. Dettrick, “Modeling of Dynamic FRC Formation,” *Bulletin of the American Physical Society* **55**, GP9.097(2010).
- [2] L. Galeotti, D. C. Barnes, F. Ceccherini, and F. Pegoraro, “Plasma equilibria with multiple ion species: Equations and algorithm,” *Physics of Plasmas* **18**, 082509 (2011).
- [3] F. Tanaka, T. Asai, J. Sekiguchi, Ts. Takahashi, J. Ishiwata, T. Edo, N. Ono, K. Matsui, S. Watanabe, D. Hishida *et al.*, “Collisional merging process of field-reversed configuration plasmas in the FAT-CM device,” *Plasma and Fusion Research* **13**, 3402098 (2018).
- [4] D. Kobayashi, T. Asai, Ts. Takahashi, J. Sekiguchi, H. Gota, S. Dettrick, Y. Mok, M. Binderbauer, and T. Tajima, “Evaluation of Translation Velocity Control by Auxiliary Coils for the Collisional Merging Formation of FRCs by 2-D Resistive MHD Simulation,” *Plasma and Fusion Research* **15**, 2402020 (2020).
- [5] R. S. Cohen, L. Spitzer, Jr., and P. McR. Routly, “The Electrical Conductivity of an Ionized Gas,” *Physical Review* **80**, 230 (1950).
- [6] L. Spitzer, Jr. and R. Härm, “Transport Phenomena in a Completely Ionized Gas,” *Physical Review* **89**, 977 (1953).
- [7] R. Chodura, “A hybrid fluid-particle model of ion heating in high-Mach-number shock waves,” *Nuclear Fusion* **15**, 55 (1975).
- [8] P. H. Gaskell and A. K. C. Lau, “Curvature-compensated convective transport: SMART, A new boundedness- preserving transport algorithm,” *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **8**, 617 (1988).

---

## 第 6 章 FRC の超 Alfvén 速度加速

### 6-1. はじめに

FAT-CM 装置を含む多くの FRC の移送実験[1]-[7]では、FRTP 法による FRC 様の磁化プラズモイドの生成と同時に、動的または静的な磁気圧勾配を与えることで、磁化プラズモイドを加速、準定常磁場が形成された領域に移送している。過去に行われたいくつかの移送実験において、磁化プラズモイドの速度が Alfvén 速度やイオン音速を超えることが報告されている[6][8]。しかし、磁気圧勾配による FRC の加速機構については十分に検証されていない。

ここでは、衝撃波実験のための高ベータプラズマ流の実現を目的に、FAT-CM 装置の片側の生成部 (V 生成部) 用いた単一の磁化プラズモイド加速実験を実施し、その結果と MHD シミュレーションの結果を比較することで、加速機構の検証を行う。

### 6-2. 磁化プラズモイド加速実験[9]

#### 6-2-1. 磁化プラズモイドの大域的振る舞い

単一の FRC 様の磁化プラズモイド加速実験で得られた各位置における排除磁束半径  $r_{\Delta\phi}$  の時間発展を、図 6.3 に示す。ここで、主圧縮磁場印加の時刻を  $t=0$  とした。主圧縮磁場印加後  $10 \mu\text{s}$  程度で磁化プラズモイドが生成された。これと同時に加速が始まり、 $t \sim 20 \mu\text{s}$  から  $t \sim 30 \mu\text{s}$  で生成部から閉じ込め部へと入射された。FRC は、第 3 章で解説したように、プラズマ圧力と閉じ込め磁場の磁気圧力がほぼ完全に釣り合う。よって、外部磁場 ( $\sim 0.06 \text{ T}$ ) が生成部よりも弱い閉じ込め部に入射された FRC 様の磁化プラズモイドは、圧力が釣り合う大きさまで膨張する。膨張しながら軸方向へ運動し、 $t \sim 40 \mu\text{s}$  で R 生成部側の閉じ込め部の端部に到達した。閉じ込め部では金属チェンバーが磁束保存管としてはたらくため、端部に形成されたミラー磁場の磁束密度が上昇し、磁化プラズモイドはその磁気圧により反射される。

各位置での排除磁束半径から Time-of-Flight (ToF) 法を用いて計算した磁化プラズモイドの速度の時間発展を図 6.4 に示す。この図 6.4 には、反射過程が開始される  $t \sim 60 \mu\text{s}$  程度までの時間のみプロットした。この結果から V 生成部出口 ( $z = 2.1 \text{ m}$ ) 付近を通過する時刻 ( $t \sim 20 \mu\text{s}$ ) における速度は約  $90 \text{ km/s}$  であり、その後さらに加速され、装置中央断面 ( $z = 0$ ) を通過する時刻 ( $t \sim 35 \mu\text{s}$ ) には、約  $140 \text{ km/s}$  に達していることがわかる。

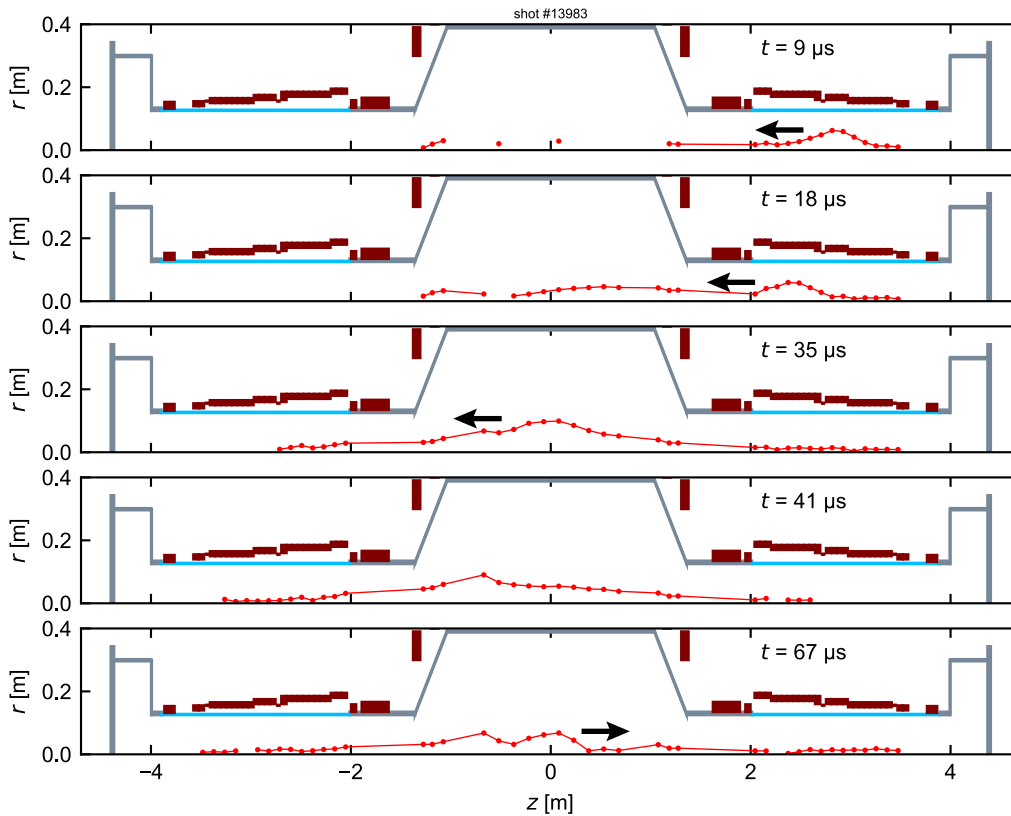


図 6.1 各位置における排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ の時間発展

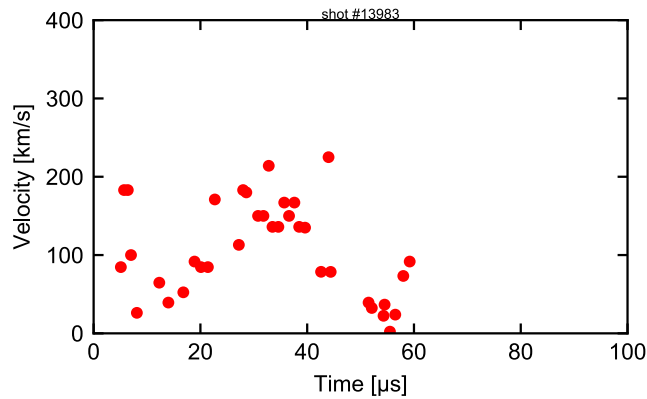


図 6.2 プラズモイドの速度の時間発展

### 6-2-2. Alfvén 速度との比較

V 生成部出口付近 ( $z = 2.1$  m) および装置中央 ( $z = 0$ ) での線積分電子密度 $\int n_e dl$ と排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ の時間発展を、それぞれ、図 6. 5 と図 6. 6 に示す。また、平均電子密度( $n_e$ )と、磁場計算から得た磁場強度を用いて計算した各計測位置での Alfvén 速度 $V_A$ と、全温度 $T_{total}$ とイ

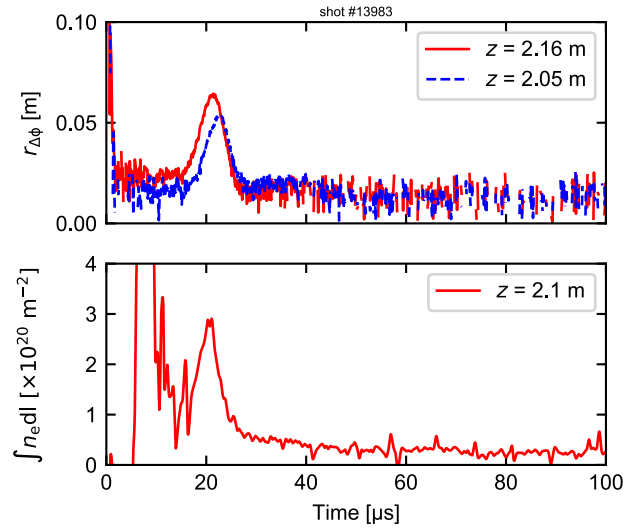


図 6.5 V 生成部出口付近における排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ と線積分電子密度 $\int n_e dl$ の時間発展

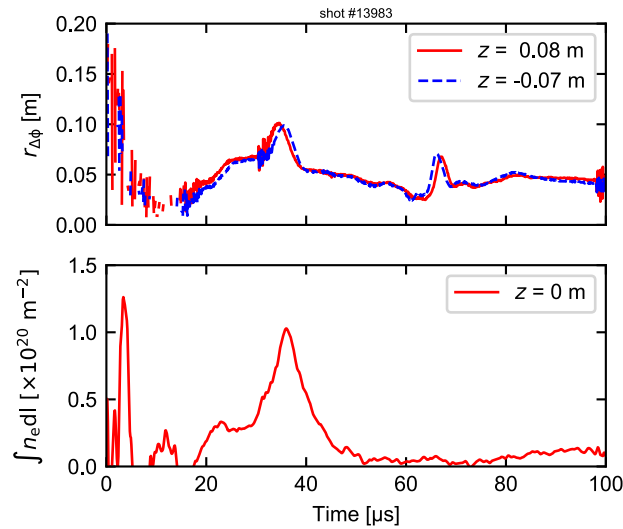


図 6.6 装置中央付近における排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ と線積分電子密度 $\int n_e dl$ の時間発展

オン温度 $T_i$ から計算したイオン音速を表 6.1 に示す。この結果から磁化プラズモイドは、V 生成部出口付近に到達するまでで、Alfvén 速度 $V_A$ 程度まで加速され、装置中央部に到達する際には Alfvén 速度 $V_A$ やイオン音速 $V_S$ を超えていることがわかる。閉じ込め部に入射された磁化プラズモイドは、径方向へ膨張し密度が低下するが、Alfvén 速度 $V_A$ の表式（第 2 章参照）から分かるように密度よりも磁場の変化の方がより支配的なため、閉じ込め部での Alfvén 速度は低下する。装置中央ではプラズモイドの速度はさらに上昇したため、結果としてプラズモイドは Alfvén 速度 $V_A$ やイオン音速 $V_S$ を超えたと考えられる。

表 6.1 各計測位置における速度と Alfvén 速度 $V_A$ ，イオン音速 $V_S$ の比較

	速度 [km/s]	$V_A$ [km/s]	$V_S$ [km/s]
V 生成部出口付近 ( $z = 2.1$ m)	~90	~90	~100
装置中央付近 ( $z = 0$ )	~140	~50	~50

### 6-2-3. MHD シミュレーションとの比較

実験と同様の運転条件を用いた MHD シミュレーションの結果を図 6.7 に示す。黒の実線および破線は FRC 内外の等磁束面を表し，太い破線はセパトリックスを表している。この計算結果を図 6.3 で示した実験結果と比較すると，磁化プラズモイドの軸方向への運動が再現されていることがわかる。この計算結果における磁化プラズモイドの速度とセパトリックス上での Alfvén 速度 $V_A$ ，イオン音速 $V_S$ の時間発展を図 6.8 に示す。ここで，セパトリックス

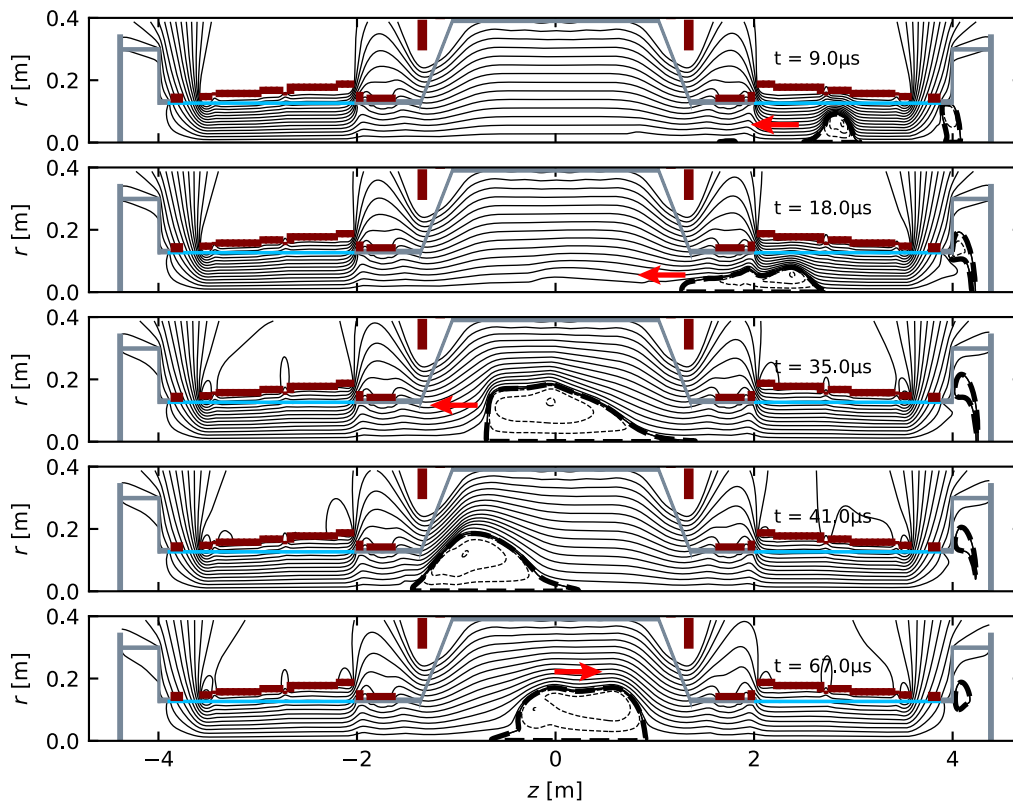


図 6.7 MHD シミュレーションにより得られた等磁束面の時間発展

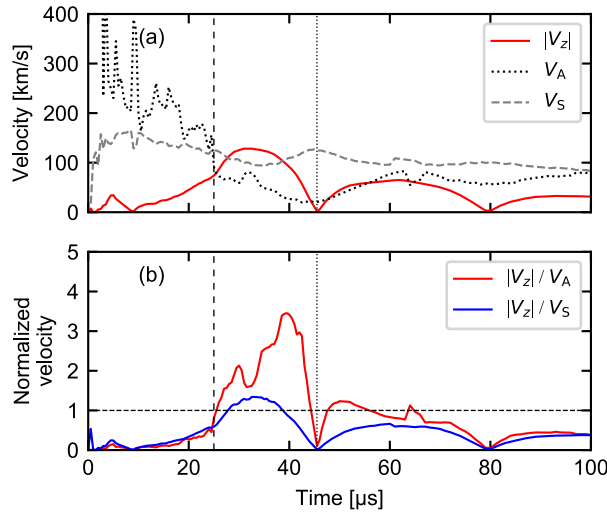


図 6.8 磁化プラズモイドの速度 $|V_z|$ と Alfvén 速度 $V_A$ , イオン音速の比較 $V_S$

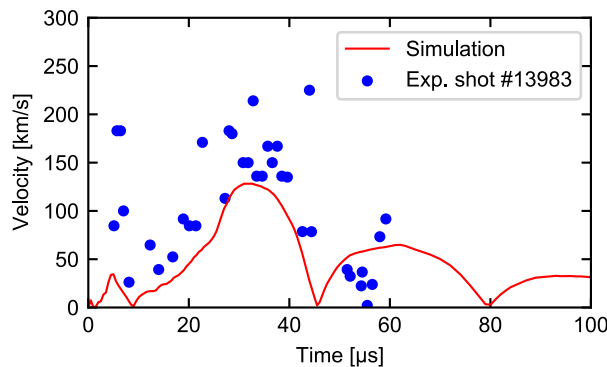


図 6.9 実験とシミュレーションにおける磁化プラズモイドの速度の比較

クス内の全流体要素の速度の平均値を磁化プラズモイドの速度とした。図 6.8(a)では、磁化プラズモイドの速度の絶対値、Alfvén 速度、イオン音速を比較し、図 6.8(b)では、磁化プラズモイドの速度を Alfvén 速度、イオン音速でそれぞれ規格化した。規格化された磁化プラズモイドの速度は、それぞれ Alfvén Mach 数、イオン Mach 数に相当する。また、縦の破線と点線は、それぞれ磁化プラズモイドの重心が閉じ込め部へ入射する時刻、反射が始まる時刻を示している。この結果からも実験結果と同様に、磁化プラズモイドが生成部出口付近を通過する際には、その点での Alfvén 速度程度まで加速され、装置中央では Alfvén 速度やイオン音速を超えていることがわかる。実験と MHD シミュレーションにおける磁化プラズモイドの大域的振る舞いの一致は、磁化プラズモイドの加速過程が MHD 近似に矛盾しないことを示している。

### 6-3. 考察

実験結果から、磁化プラズモイドの速度が生成部出口付近で Alfvén 速度に一致することがわかった。磁化プラズモイドが磁気圧勾配  $\Delta B$  により加速され、加速過程で温度や密度が変化しない場合のエネルギー保存則は

$$\int \frac{1}{2} \rho v_0^2 dV + \int \frac{(\Delta B)^2}{2\mu_0} dV = \int \frac{1}{2} \rho (v_0 + \Delta v)^2 dV \quad (6.1)$$

と表せる。ここで、 $\rho$ ,  $v_0$ ,  $V$ ,  $\Delta v$  はそれぞれ磁化プラズモイドの質量密度、速度、体積、速度の変化量である。加速過程において磁化プラズモイドが変形せず体積が一定の場合、磁化プラズモイドの速度の変化量は

$$\Delta v = \frac{\Delta B}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \quad (6.2)$$

となり、Alfvén 速度の表式と一致する。つまり、磁気圧勾配による加速における速度の増分は、Alfvén 速度が上限となる。実験において、生成部内の磁化プラズモイドの体積は、図 6.10 に示すように、生成直後 ( $t \sim 5 \mu\text{s}$ ) から閉じ込め部へ入射され始めるまでの間 ( $t \sim 20 \mu\text{s}$ ) ほぼ一定である。したがって、生成部内での磁化プラズモイドの速度の Alfvén 速度との一致は、(6.1) 式で表されるような磁気圧勾配による加速を示している。また、MHD シミュレーションにおけるプラズモイドの加速過程との一致は、加速過程が MHD 近似の範囲内で説明できることが示しており、加速の駆動力が磁気圧であることを裏付けている。

加速された磁化プラズモイドは、閉じ込め部中央を通過する際には Alfvén 速度やイオン音速を超えた。前節で説明したように、Alfvén 速度は、磁化プラズモイドの密度の変化よりも磁場強度の変化の影響を強く受けて、生成部での値に比べて低下する。一方で磁化プラズモイドは、装置中央に到達するまでに減速されることなく移送されたため Alfvén 速度を超えた

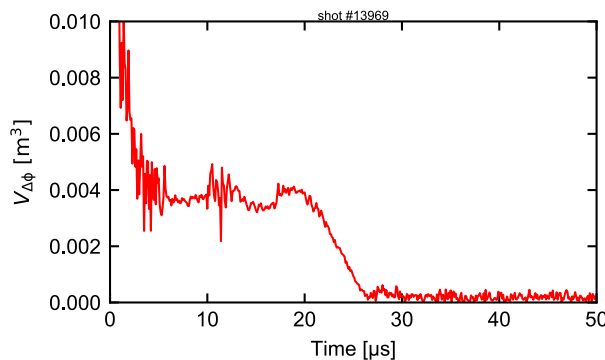


図 6.10 V 生成部における磁化プラズモイドの体積  $V_{\Delta\phi}$  の時間発展

---

と考えられる。以上の結果から、磁気圧による加速で高ベータプラズマ流を形成できることが示された。

第3章でも示したように、FRC内のイオンは、セパトリックス近傍でのみ磁化するため、FRCの表面はMHDで近似でき、磁気圧が作用する。つまり、FRC表面に局在した磁束が、内部に存在する極限的に高いベータ値を持つプラズマの集団を運ぶ「コンテナ」のようなはたらきをしており、外部に磁気圧勾配を形成すると、この「コンテナ」が内部の高ベータプラズマの集団へ磁気圧を媒介し、FRC全体が加速されると考えられる。

#### 6-4. まとめ

磁気圧勾配によるFRC様の磁化プラズモイドの加速機構を、実験結果とMHDシミュレーションの比較により検証した。実験で観測された磁化プラズモイドの大域的振る舞いは、MHDシミュレーションにより再現され、非磁化イオンが支配的なFRCの加速過程がMHD近似に矛盾しないことがわかった。実験結果とMHDシミュレーションとの比較から、FRCの表面に局在する磁束が、内部の高ベータプラズマを運ぶ「コンテナ」としてはたらき、磁気圧勾配による加速で、Alfvén速度やイオン音速を超える速度の高ベータプラズマ流が生成可能であることが示された。よって、この方法で加速した2つのFRC様の磁化プラズモイドを衝突させることで、衝撃波が形成されることが期待できる。



## 参考文献

- [1] M. Tuszewski, W. T. Armstrong, R.E. Chrien, P.L. Klinger, K. F. McKenna *et al.*, “Confinement of translated field-reversed configurations,” *The Physics of Fluids* **29**, 863 (1986).
- [2] Y. Matsuzawa, T. Asai, Ts. Takahashi and To. Takahashi, “Effects of background neutral particles on a field-reversed configuration plasma in the translation process,” *Physics of Plasmas* **15**, 082504 (2008).
- [3] S. Okada, M. Inomoto, S. Yamamoto, T. Masumoto, S. Yoshimura *et al.*, “Behaviour of a low frequency wave in a FRC plasma,” *Nuclear Fusion* **47**, 677 (2007).
- [4] D. J. Rej, D. P. Taggart, M. H. Baron, R.E. Chrien, R. J. Gribble *et al.*, “High-power magnetic-compression heating of field-reversed configurations,” *Physics of Fluids B: Plasma Physics* **4**, 1909 (1992).
- [5] A. L. Hoffman, H. Y. Guo, J. T. Slough, S. J. Tobin, L. S. Schrank *et al.*, “The TCS Rotating Magnetic Field FRC Current-Drive Experiment,” *Fusion Science and Technology* **41**, 92 (2002).
- [6] J. Sekiguchi, T. Asai, and T. Takahashi, “Super-Alfvénic translation of a field-reversed configuration into a large-bore dielectric chamber,” *Review of Scientific Instruments* **89**, 013506 (2018).
- [7] D. Kobayashi, T. Asai, Ts. Takahashi, J. Sekiguchi, H. Gota *et al.*, “Evaluation of Translation Velocity Control by Auxiliary Coils for the Collisional Merging Formation of FRCs by 2-D Resistive MHD Simulation,” *Plasma and Fusion Research* **15**, 2402020 (2020).
- [8] H. Y. Guo, A. L. Hoffman, K. E. Miller, and L. C. Steinhauer, “Flux Conversion and Evidence of Relaxation in a High- $\beta$  Plasma Formed by High-Speed Injection into a Mirror Confinement Structure,” *Physical Review Letters* **92**, 245001 (2004).
- [9] D. Kobayashi and T. Asai, “Experimental evidence for super-Alfvénic acceleration of the field-reversed configuration due to a magnetic pressure gradient,” *Physics of Plasmas* **28** (to be published).

## 第7章 FRC の超 Alfvén 速度衝突による衝撃波形成

### 7-1. はじめに

FRC の衝突合体生成実験では、単純な圧縮加熱では説明できない急激な磁束の増加やプラズマ加熱が観測されている[1][2]。相対速度が Alfvén 速度やイオン音速を超える衝突合体過程において、衝撃波が励起され、それが衝突前の運動エネルギーをプラズマの熱エネルギーや磁気エネルギーに変換するチャンネルの一つとなり、磁束増幅やプラズマ加熱に寄与していると考えられている[3][4]。

磁気圧勾配による加速で対向する高ベータプラズマ流を生成し、それらを衝突させることによって衝撃波の励起を試みた。本章では、その観測結果について述べる。この実験では、電子密度の多点計測、中性子ディテクタを用いた中性子計測、衝突過程におけるエネルギーフローの評価を行った。

### 7-2. 衝撃波面の観測

計測器とプラズマの位置関係を示すため、第4章で示した FAT-CM 装置における各種計測器の配置を図7.1に再掲する。2つのレーザー干渉計が閉じ込め部の  $z=0$  と  $z=-0.6$  m に設置されており、どちらの干渉計もレーザーがプラズマの中心軸を通る。両生成部を用いた衝突合体実験における、装置中央断面での排除磁束半径  $r_{\Delta\phi}$  および線積分密度  $\int n_e dl$ 、平均電子密

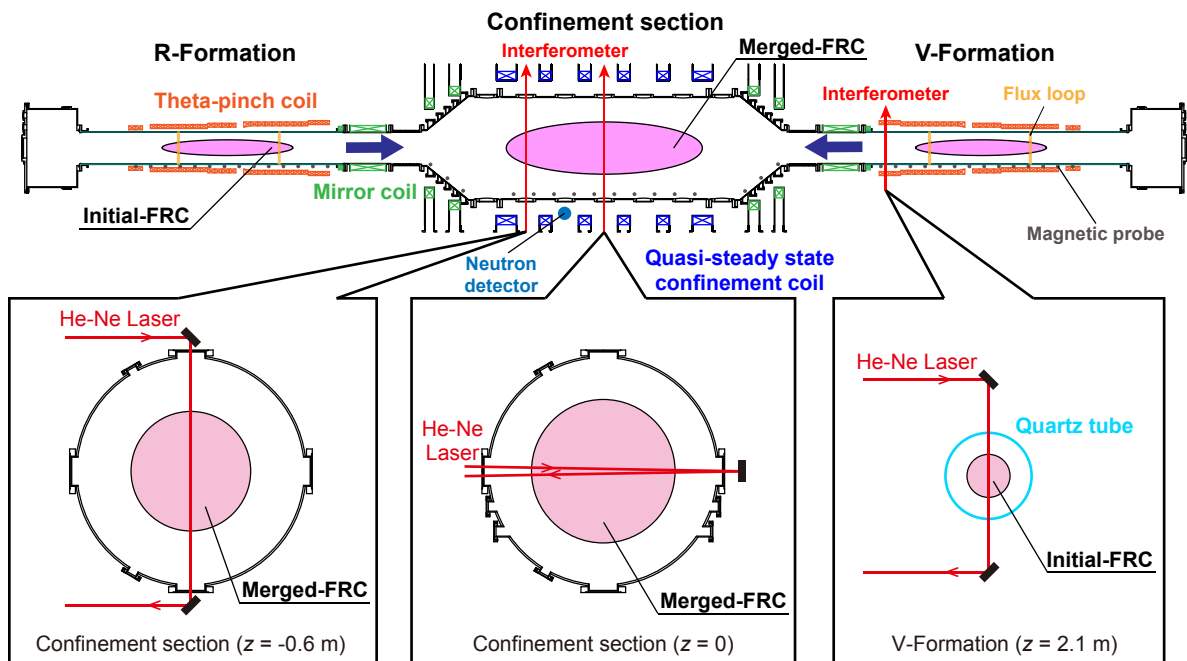


図 7.1 FAT-CM 装置の概略図と各種計測器の配置

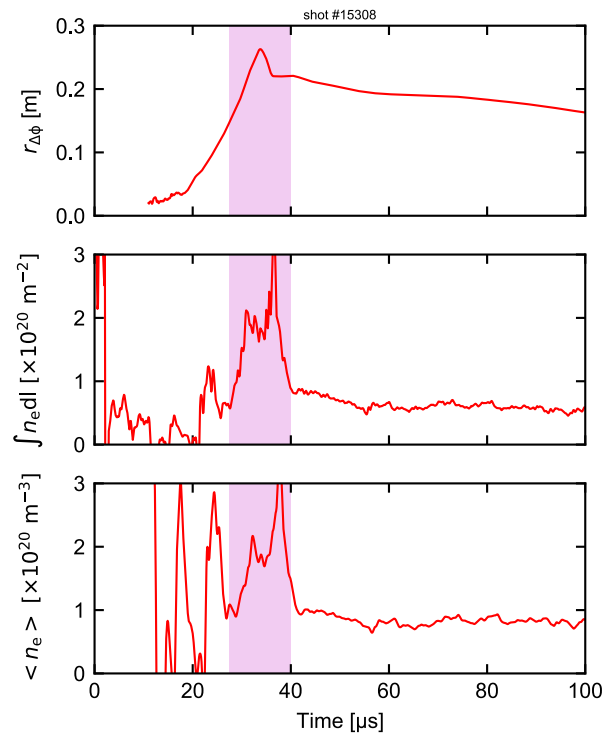


図 7.2 装置中央断面における排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ ，線積分電子密度 $\int n_e dl$ ，平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ の時間発展

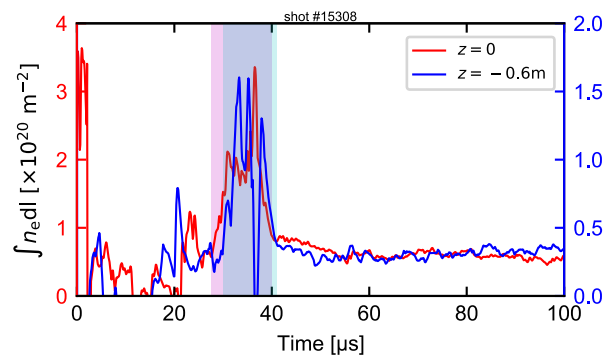


図 7.3 異なる二断面における線積分電子密度 $\int n_e dl$ の時間発展

度 $\langle n_e \rangle$ の時間発展を図 7.2 に示す。前章と同様に、 $t = 0$  を主圧縮磁場の印加時刻とした。また、両生成部の主圧縮磁場は、同時に印加された。時刻  $t \sim 27 - 40 \mu s$  (赤色で塗りつぶした範囲) で密度波形の急峻な変化が見られる。衝突時にプラズマが径方向に膨張してレーザーがプラズマ中を通る光路長が伸びれば、線積分密度は増加するが、これを光路長に相当するプラズマの直径 (排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$ の二倍) とパス数で除して求めた平均電子密度 $\langle n_e \rangle$ でも波形の急峻な変化が見られる。この変化は、衝撃波の特徴である密度の不連続面を示唆している。

この密度の不連続面と思われる急峻な変化は、異なる断面でも観測された。中央断面 ( $z = 0$ ) および、 $z = -0.6$  m の断面を通るレーザー干渉計により計測された線積分密度  $\int n_e dl$  を図 7.3 に示す。 $z = -0.6$  m の断面においても  $t \sim 30 - 41 \mu\text{s}$  (青で塗りつぶされた範囲) で密度の急峻な変化が装置中央断面でのものから遅れて観測された。この結果が衝撃波面の伝播の様子を示していると仮定して、二つの波形が立ち上がる時刻から軸方向の伝播速度を見積もると約  $200 \text{ km/s}$  となる。

図 7.4 に MHD シミュレーションにより計算された圧力分布を示す。MHD シミュレーションにおいても、衝突時 (図 7.4(3)) に衝撃波面と思われる圧力の急激な上昇が見られた。この結果から衝撃波面の厚さを見積もると約  $0.3 \text{ m}$  となる。得られた衝撃波面の厚さを、衝突合体生成された FRC の典型的なパラメータでのクローン衝突の平均自由行程  $\lambda$  と比較すると、衝撃波面の厚さは平均自由行程と同等のオーダーとなった (表 7.1)。 $\lambda_{ee}$ ,  $\lambda_{ei}$ ,  $\lambda_{ii}$  はそれぞれ、電子-電子, 電子-イオン, イオン-イオンの衝突の平均自由行程である。

表 7.1 衝撃波面の厚さと衝突合体後の FRC の平均自由行程

$\lambda_{ee}$ [m]	$\lambda_{ei}$ [m]	$\lambda_{ii}$ [m]	Shock thickness [m]
$\sim 0.1$	$\sim 0.4$	$\sim 0.4$	$\sim 0.3$

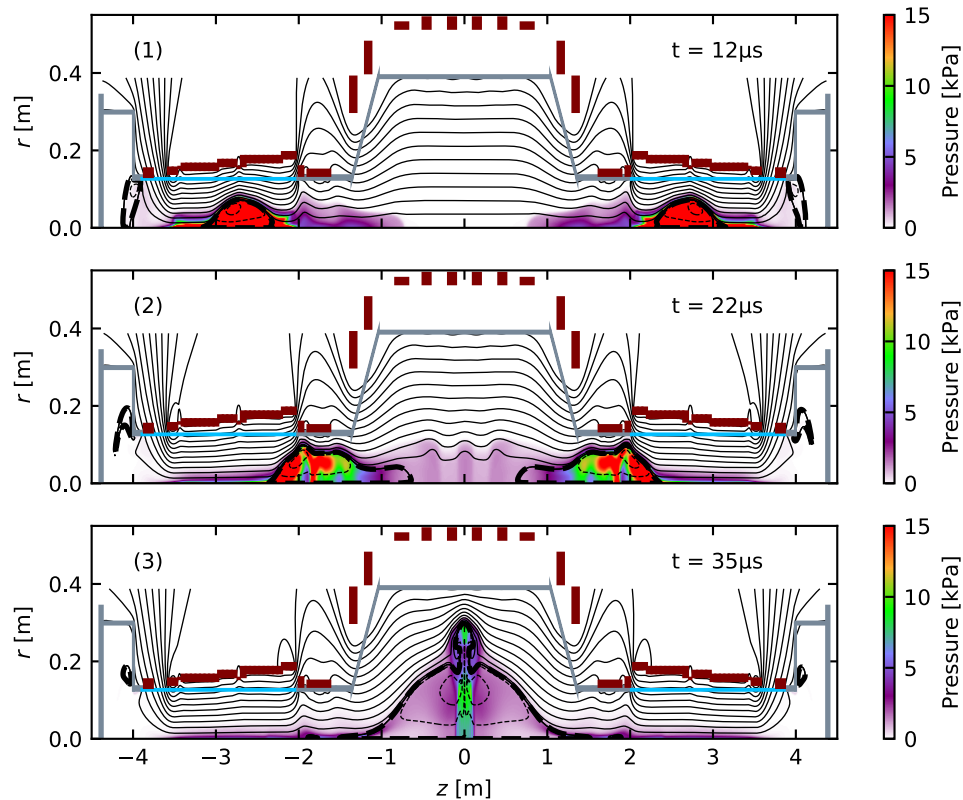


図 7.4 MHD シミュレーションにより計算された衝突過程の圧力分布

### 7-3. 衝突合体過程におけるプラズマ加熱

#### 7-3-1. 核融合反応由来の中性子の発生

衝突合体実験において、D-D 反応由来の中性子を計測した。中性子ディテクタは、装置軸方向の位置は  $z = -0.3 \text{ m}$  で、閉じ込めチャンバーの外部に設置された。中性子信号の時間発展を図 7.5 に示す。同様の実験条件で、中性子ディテクタをポリエチレンブロックで遮蔽した場合では信号が検出されなかったことから、この信号は中性子由来のものであることが確認された。この計測結果から単一の磁化プラズモイド移送（青線）では中性子はほとんど観測されないのに対して、衝突合体の場合（赤線、緑線）には中性子が観測された。D-D 反応の反応率  $\langle\sigma v\rangle_{\text{DD}}$  は低エネルギー帯域では、

$$\langle\sigma v\rangle_{\text{DD}} = \frac{2.33 \times 10^{-20}}{T_i^{2/3}} \exp\left(\frac{-18.76}{T_i^{1/2}}\right) \quad (7.1)$$

と書ける[5]。ここで、イオン温度  $T_i$  の単位は keV である。この反応率を用いて、単位体積、単位時間あたりの中性子発生量は粒子数密度  $n$  を用いて

$$I_n = \frac{1}{4} n^2 \langle\sigma v\rangle_{\text{DD}} \quad (7.2)$$

で与えられる。この実験から得られたイオン温度  $T_i$  は 100 eV 程度であった。イオンがこの温度で熱平衡状態にあり、速度分布が Maxwell-Boltzmann 分布に従うとし、粒子数密度を典型的な平均電子密度 ( $\langle n_e \rangle \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) で仮定すると、(7.1) 式と (7.2) 式から単位体積あたりの中性子の発生量は、衝突の時間スケール ( $\sim 20 \text{ }\mu\text{s}$ ) で約  $10^{11}$  個となる。つまり、この温度での熱平衡状態では、ほとんど D-D 反応は起きず、FRC の配位持続時間や計測の時間スケール

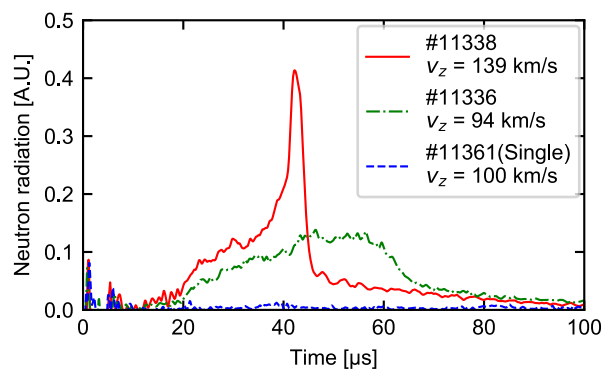


図 7.5 中性子信号の時間発展

ルでは中性子は発生しない。よって、観測された中性子は、粒子加速による非熱的粒子の生成を示唆しており、Alfvén 速度やイオン音速を超える速度での過程であることを踏まえると、この粒子加速には衝撃波が介在していると考えられる。また、核融合反応由来の中性子であることから、粒子加速の結果、重水素イオン同士の Coulomb 障壁のエネルギーを超える程度まで加速されたと予想される。核融合反応が起きる程度 (~1 fm) まで重水素イオン同士が近づき、核融合反応が起きたと仮定すると、重水素イオン同士の衝突の運動エネルギーは、約 1.4 MeV を超えていると考えられる。磁化プラズモイドの速度が 100 km/s を超える場合 (赤線) では、100 km/s 以下の場合 (緑線) に比べて、信号が急峻に立ち上がっており、速度に依存した波形の変化も観測された。この速度依存性は、衝突速度によって衝撃波の様相が変化したことを示唆している。

### 7-3-2. 衝突合体過程におけるエネルギーフロー

電子密度および速度、プラズマ形状を多点計測することにより、磁化プラズモイドの衝突合体過程におけるエネルギーの変化を実験的に観測した。V 生成部を単独で用いた磁化プラズモイド移送実験において、磁化プラズモイドが装置中央断面を通過する際の運動エネルギー、熱エネルギーおよび磁気エネルギーの内訳を図 7.6 に示す。同様の計測により、R 生成部を用いた場合においても、ほぼ同等なエネルギーを持つ磁化プラズモイドが移送されることがわかった。この結果から、装置中央断面を通過する時刻では、運動エネルギーが支配的であるということがわかる。それぞれの生成部を用いた場合のエネルギーの和を衝突合体直前に磁化プラズモイドが持つエネルギーとし、これと衝突合体後の FRC が持つエネルギーの比較を図 7.7 に示す。また、衝突合体後のエネルギーの時間発展を図 7.8 に示し、単一の磁化プラズモイド移送の場合と比較する。青点は、図 7.7 に示した各生成部を用いた単一のプラズモイド移送の場合のエネルギーの和で、緑点は単一のプラズモイド移送において閉じ込

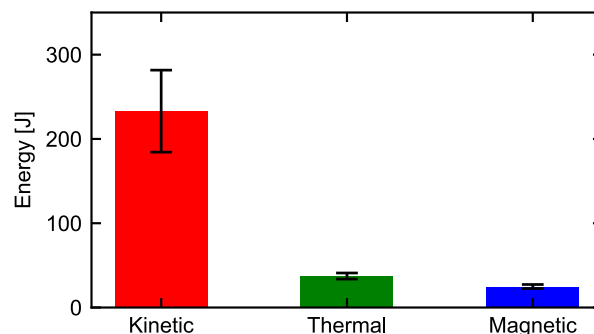


図 7.6 装置中央断面における磁化プラズモイドの全エネルギー (V 生成部のみを用いた場合)

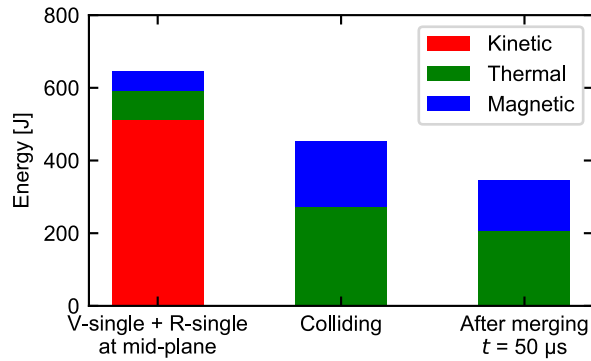


図 7.7 装置中央断面における磁化プラズモイドの全エネルギー（衝突合体生成時と単一移送の場合の比較）

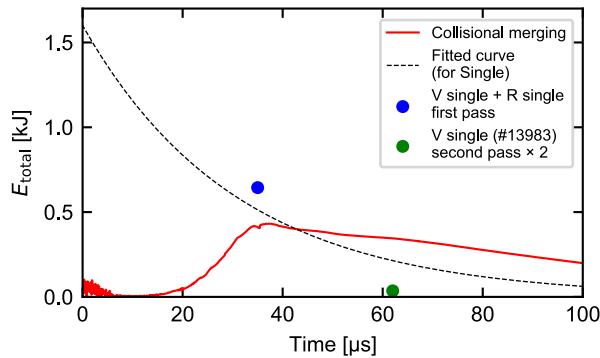


図 7.8 衝突する場合としない場合の磁化プラズモイドの全エネルギーの時間発展

め端部で反射され、再び装置中央断面を通過した時の全エネルギーを 2 倍したものである。これらの点と、プラズモイドの生成直後のエネルギーを用いて指数関数で近似した曲線を破線で示した。運動エネルギーが支配的な衝突合体過程では、磁化プラズモイドは破壊的な擾乱を受けると考えられるが、実験結果からは、70%程度の変換効率でエネルギー変換が起きていることが示され、さらに衝突がない場合（単一のプラズモイド移送）に比べて、衝突合体することで FRC のエネルギーの減衰が抑制されていることがわかった。

### 7-3-3. MHD シミュレーションによるエネルギーフローの評価

前節で示した実験の条件下で、MHD シミュレーションを実施した。シミュレーションにおけるエネルギーフローを図 7.9 に示す。このエネルギーは、衝突前から合体後までの過程におけるセパトトリックス内部の領域の各エネルギーを体積平均したものであり、青線は V 生

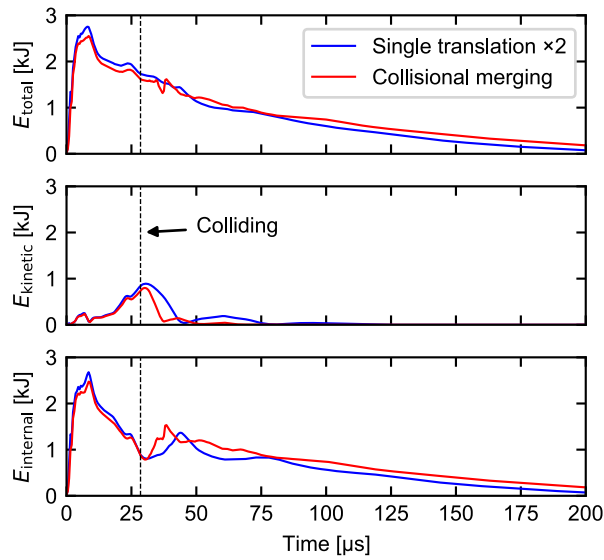


図 7.9 全エネルギー，運動エネルギー，内部エネルギーの時間発展

成部のみを用いた場合の単一の磁化プラズモイド移送におけるエネルギーを 2 倍したもので、赤線は衝突合体時のエネルギーを示している。衝突合体の場合では、 $t \sim 30 \mu\text{s}$  で衝突が開始し、 $t \sim 60 \mu\text{s}$  で平衡状態となる。衝突がない場合に比べて、合体後の内部エネルギーが増加しているが、実験結果ほどの違いは見られなかった。



#### 7-4. 考察

以上で示した密度波形の急峻な変化や非熱的な過程による中性子の発生は、衝撃波の形成とそれによる粒子加速を示唆している。また、MHD シミュレーションにおいても衝撃波面と思われる圧力の不連続面が観測され、この衝撃波面の厚さは平均自由行程と同程度であった。比較に用いた平均自由行程は、平均的な温度や密度を用いて計算されたものであるため、FRC 表面の MHD で近似できる領域とベータ値が 1 を超える内部の領域の平均値であり、また MHD シミュレーションで計算される衝撃波は、衝突性衝撃波である。したがって、この比較だけでは、実験で形成された衝撃波の分類を断定することは難しいが、少なくとも無衝突衝撃波では、平均自由行程に対して衝撃波面の厚さは十分に小さい値を取るため、この領域での実験の実現するためには、磁化プラズモイドをより低密度、高温化することが要求されると考えられる。

実験的に評価した衝突過程のエネルギーフローからは、運動エネルギーが内部エネルギーへと効率よく変換されていること示されたが、MHD シミュレーションでは、衝突合体時と単一のプラズモイド移送との間に、実験結果ほどの違いは見られなかった。これは MHD シミュレーションに含まれていない過程の影響を示唆している。したがって、密度や中性子計測の結果を考慮すると、衝突合体過程において形成された衝撃波周辺で、何らかの粒子加速が生じ、それによって非熱的粒子の生成を介したプラズマ加熱が生じたと考えられる。

#### 7-5. まとめ

本章では、第 6 章で検証した磁気圧勾配による加速で高ベータプラズマ流を生成し、それらを衝突させることで衝撃波形成を試みた。結果として、衝撃波の形成を示唆する密度の不連続面やその伝播の様子、また、粒子加速を介して生成されたと考えられる中性子が観測された。これらの結果から、この方法で衝撃波形成が可能であることが示された。

---

## 参考文献

- [1] T. Asai, Ts. Takahashi, J. Sekiguchi, D. Kobayashi, S. Okada *et al.*, “Collisional merging formation of a field-reversed configuration in the FAT-CM device,” *Nuclear Fusion* **59**, 056024 (2019).
- [2] M. W. Binderbauer, H. Y. Guo, M. Tuszewski, S. Putvinski, L. Sevier *et al.*, “Dynamic Formation of a Hot Field Reversed Configuration with Improved Confinement by Supersonic Merging of Two Colliding High- $\beta$  Compact Toroids,” *Physical Review Letters* **105**, 045003 (2010).
- [3] J. Sekiguchi, T. Asai, and Ts. Takahashi “Soft X-Ray Measurement on the Collisional Merging Process in a Field-Reversed Configuration,” *Plasma and Fusion Research* **14**, 3402116 (2019)
- [4] H. Gota, M.W. Binderbauer, T. Tajima, S. Putvinski, M. Tuszewski, “Formation of hot, stable, long-lived field-reversed configuration plasmas on the C-2W device,” *Nuclear Fusion* **59**, 112009 (2019).
- [5] 宮本健郎, “核融合のためのプラズマ物理,”岩波書店(1987).

## 第 8 章 結論

### 8-1. はじめに

本研究は、実験室内において宇宙空間と同等なベータ値、Mach 数での無衝突衝撃波の形成を目指し、Alfvén 速度やイオン音速を超える高ベータプラズマ流を生成し、これを衝突させることで衝撃波形成を試みたものである。極限的に高いベータ値を持つ FRC 様の磁化プラズモイドを磁気圧勾配による作用で加速することで、Alfvén 速度を超える速度の高ベータプラズマ流を生成できることを実証した。また、密度の不連続面や非熱的粒子の観測から衝撃波の形成やそれによる粒子加速が示唆された。さらに衝突過程におけるエネルギーフローを実験的に評価し、エネルギー変換に衝撃波が介在している可能性を示した。

ここでは、以上の結果を総括し、今後の本研究の展望について述べる。

### 8-2. 各章のまとめ

第 1 章では、衝撃波研究における実験室系での再現の重要性を示し、本研究で提案した手法と従来の実験研究の手法を比較した。また、本論文の目的および構成を記した。

第 2 章では、衝撃波に関連する波について基本的な概念を示し、それぞれの伝播速度を導出した。また、Rankine-Hugoniot の関係式として知られる衝撃波周辺における物理量の跳び条件から、いくつかの衝撃波の分類について説明した。FRC 様の磁化プラズモイド衝突において生じる衝撃波の伝播方向やどの分類に属するかについて考察した。

第 3 章では、FRC の平衡状態やベータ値、エネルギー、圧力平衡を記述するモデルについて解説し、また、FRC 様の磁化プラズモイドの生成、加速、衝突・衝突合体過程について、MHD シミュレーションによる計算結果を用いて説明した。

第 4 章では、本研究で用いた FAT-CM 装置の特徴や機能に加え、各種計測器とその原理について解説した。また、FAT-CM 装置で生成されるプラズモイドの各種パラメータを、衝突合体の前後で比較した。

第 5 章では、MHD シミュレーションにおける計算モデルや計算条件などについて示した。また、計算条件に工夫を施したことで、人為的にプラズマのパラメータを変更することなく、FAT-CM で生成されるプラズモイドの圧力と大域的挙動を同時に再現することに成功した。

第 6 章では、磁気圧勾配による高ベータプラズマ流の生成について実験的な検証を行った。FRC の表面の磁束が内部の高ベータプラズマを運ぶ「コンテナ」のようにはたらくことで、磁気圧勾配による加速で Alfvén 速度やイオン音速を超え得ることが示された。この結果から、FRC 様の磁化プラズモイドを加速することで、高ベータプラズマ流を形成可能であることが

---

であることが実証された。

第7章では、加速されたプラズモイドを衝突させ、衝撃波の形成を試みた。密度の多点計測からは、衝撃波形成を示唆する密度の不連続の変化と、その伝播の様子が観測された。MHDシミュレーションから予想される衝撃波面の厚さは、粒子間の平均自由行程と同程度であり、無衝突衝撃波実験の実現のためには、FRCを低密度化する必要があることがわかった。また、中性子計測では、衝突速度に依存して非熱的粒子の生成の様子が変化していることが示され、衝突速度による衝撃波の様相の変化を示唆した。エネルギーフローの評価からは、衝突前の運動エネルギーが70%程度の効率でプラズマの内部エネルギーに変換され、密度や中性子計測の結果を踏まえると、衝撃波形成に伴う何らかの粒子加速を介したプラズマ加熱が起きたと考えられた。

## 8-3. 結論と今後の展望

本研究により、磁気圧勾配による加速で Alfvén 速度やイオン音速を超える高ベータプラズマ流を生成できることと、これを衝突させることによって衝撃波を形成できることが実験的に示された。この結果から極限的高ベータプラズマモードを用いた衝撃波実験の実現が期待できる。また、無衝突衝撃波領域にわたる実験の実現のためには、プラズマモードの低密度・高温化が要求されることもわかった。

当グループで開発された低密度FRCの生成法を初期磁化プラズマモード生成に導入することで、磁化プラズマモードをより低密度、高温化し、無衝突衝撃波の領域での実験の実現が期待される。FAT-CM 装置において低密度・高温な磁化プラズマモードを生成した際の実験可能な領域を評価するために、初期ガス密度を実験条件よりも一桁低い条件 ( $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) における MHD シミュレーションを実施した (図 8.1)。この計算におけるプラズマ体積、平均電子密度、全温度および相対速度の時間変化を図 8.2 に示す。電子密度が  $\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$  程度の初期磁化プラズマモードが生成され、衝突合体後は  $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$  となった。衝突時の相対速度は  $700 \text{ km/s}$  まで達した。別の計算結果からは、 $1000 \text{ km/s}$  を超える相対速度が得られることも予想され、この速度は超新星残骸の膨張速度と同程度のオーダーである。これら計算結果や現状の FAT-CM 装置

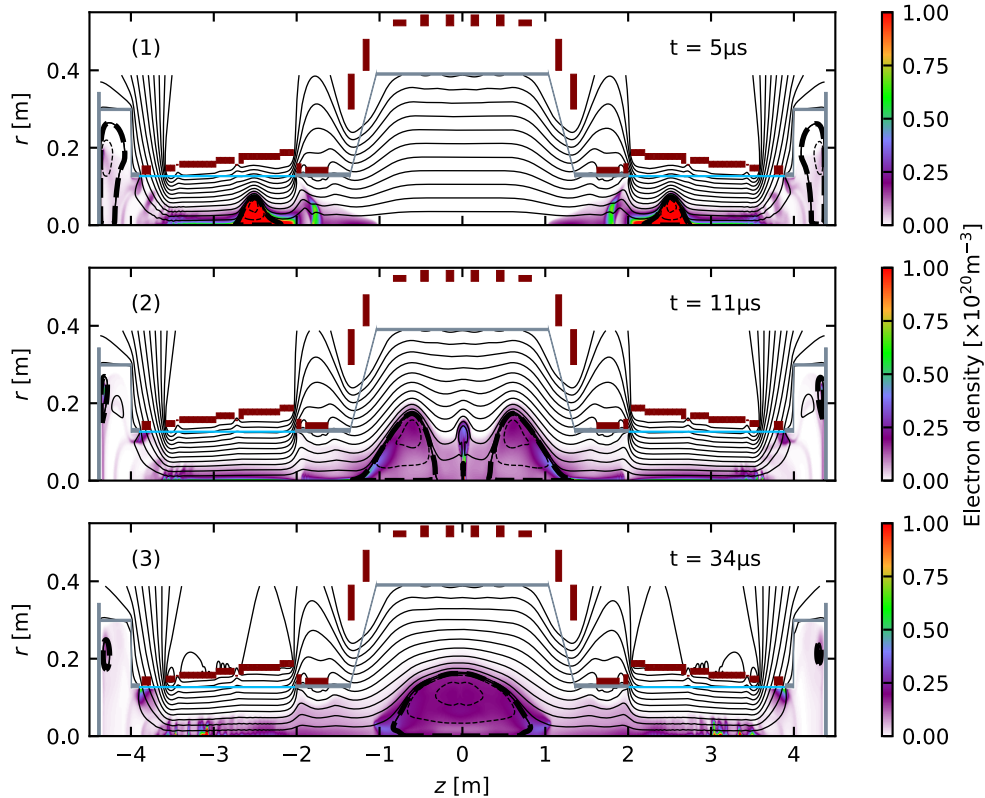


図 8.1 初期ガス密度を  $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$  とした場合の電子密度分布

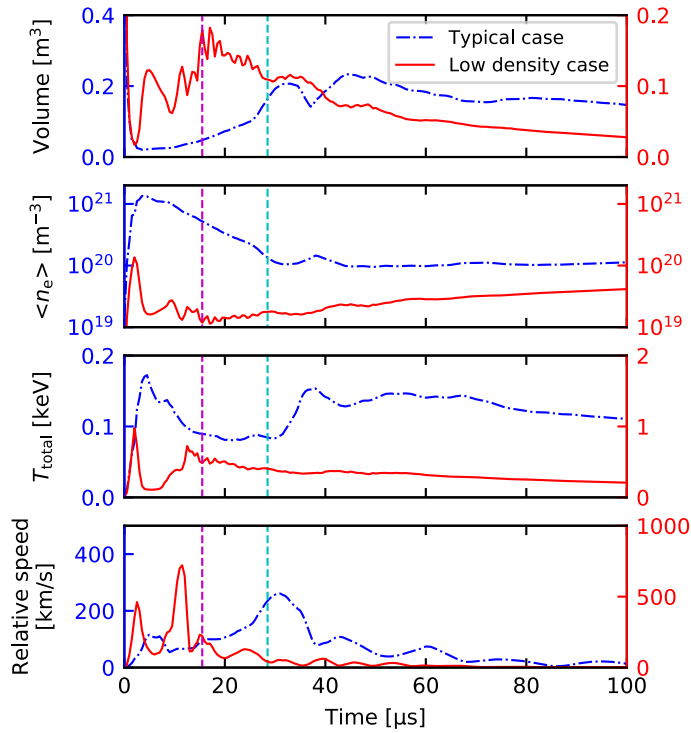


図 8.2 初期ガス密度を $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ とした場合における，プラズマ体積，平均電子密度，全温度および相対速度の時間発展

における実験条件と，宇宙空間に存在する衝撃波のパラメータ領域との関係の説明するために，図 8.3 にベータ値（ $\equiv$ プラズマ圧力/磁気圧力）に対する Alfvén Mach 数（ $\equiv$ プラズマの速度/Alfvén 速度），イオン Mach 数（ $\equiv$ プラズマの速度/イオン音速），衝撃波の衝突度（ $\equiv$ 衝撃波面の厚さ/粒子間衝突の平均自由行程）を示す。衝撃波の衝突度のみ縦軸を対数スケールでプロットした。太陽風（黒い×印）や超新星残骸 SN1006（黒い菱形）のプラズマパラメータは文献[1]–[5]などから得た。また，超新星残骸 SN1006 の衝撃波面の厚さ $\Delta L$ については

$$\Delta L \sim \frac{10^9}{\sqrt{n_e}} \quad (8.1)$$

として計算した[6]。ここで， $n_e$ は電子密度である。さらに，プラズマガンを用いた実験[7]（青点）や高強度レーザーを用いた実験[8]（青い四角）も比較対象とした。現状の FAT-CM 装置における実験条件とシミュレーションにより得られたパラメータを代表値として，それぞれ赤丸と赤い星印で示し，実験やシミュレーション結果から予想される実験可能な条件領域を赤色で塗りつぶした。FAT-CM 装置における衝撃波面の厚さは MHD シミュレーションによる

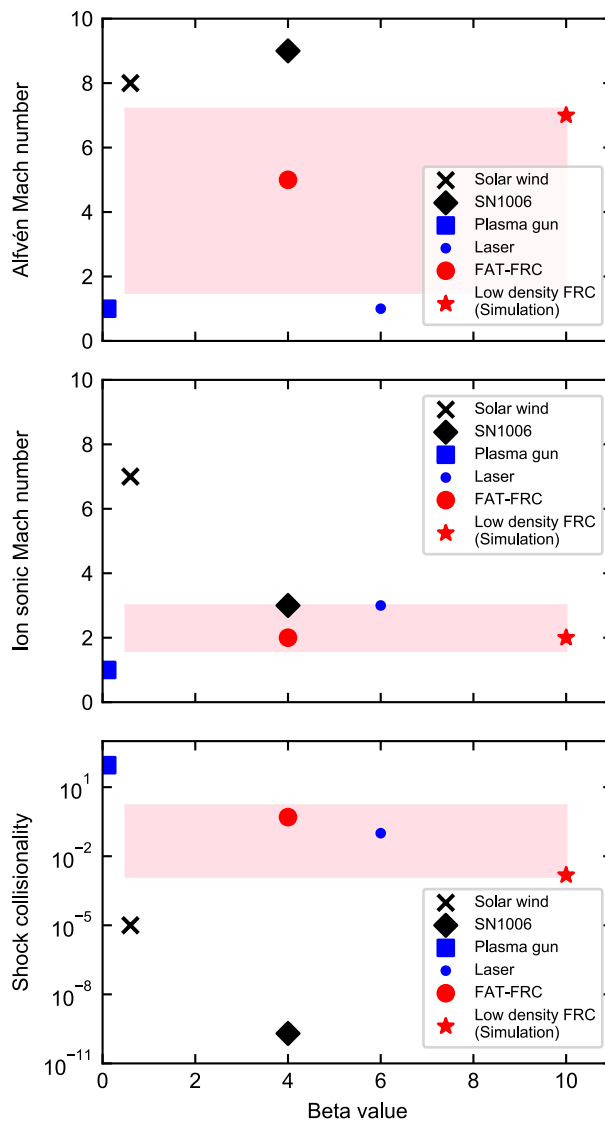


図 8.3 ベータ値に対する Alfvén Mach 数, イオン Mach 数, 衝撃波の衝突度

結果から見積もった。この比較から, Alfvén Mach 数やイオン Mach 数については, 現状の FAT-CM 装置における実験条件でも宇宙プラズマに近い条件を実現できていることがわかる。また, 衝撃波の衝突度については, シミュレーションにより得られたパラメータで, 超新星残骸などの宇宙プラズマの条件領域に近づくことがわかった。したがって, 無衝突衝撃波の領域へ実験条件を拡張するためには, より低い密度の FRC の生成条件での実験の実現が今後の課題の 1 つである。

衝撃波実験として展開していく上で, 励起された衝撃波の厚さや伝播の様子の観測も課題の 1 つである。本研究で実施したレーザー干渉計による多点計測で, 伝播の様子が示唆され

---

たが、軸方向の2点のみの計測であり、大域的描像を理解するには情報量が少ない。より詳細に衝撃波の振る舞いを評価するため、高速度カメラなどによる観測や、当グループで開発を進めているトモグラフィカメラによる断面像の観測を計画している。また、本手法による衝撃波実験の特徴の一つは、光学的な手法による大域的な観測だけでなく、電磁気的な手法などによる局所的な観測が実施できる点である。これについては、3方向の磁場成分を径方向にわたって計測が可能な内部磁気プローブアレイや径方向電場が計測可能な静電プローブアレイの開発を進めている。衝撃波周辺では、加速された高エネルギー粒子に起因する、電場・磁場の生成や、それらによる粒子加速[9]などが起きると考えられている。衝撃波周辺での電場・磁場構造を観測することで、粒子加速機構の検証が期待される。



## 参考文献

- [1] Y. Ohkuma, M. Urano, M. Nakamura, Y. Narushima, T. Takahashi *et al.*, “Production of a low density field reversed configuration plasma,” *Nuclear Fusion* **38**, 1501 (1998).
- [2] 岡光夫, 寺沢敏夫, “講座 高速プラズマ流と衝撃波の研究事始め 4.宇宙における高速流と衝撃波研究の最前線,” *Journal of Plasma Fusion Research* **83**, 367 (2007).
- [3] K. Koyama, R. Petre, E. V. Gotthelf, U. Hwang, M. Matsuura, M. Ozaki, and S. S. Holt, “Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN1006,” *Nature* **378**, 255 (1995).
- [4] P. Ghavamian, P. F. Winkler, J. C. Raymond, and K. S. Long, “The Optical Spectrum of the SN 1006 Supernova Remnant Revisited,” *The Astrophysical Journal* **572**, 888 (2002).
- [5] O. Petruk, T. Kuzyo, and F. Bocchino, “Constraints on magnetic field strength in the remnant SN 1006 from its nonthermal images,” in *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **419**, 608 (2012).
- [6] J. Vink, “Supernova remnants: the X-ray perspective,” *Astronomy and Astrophysics Reviews* **20**, 49 (2012).
- [7] 犬竹正明, 安藤晃, “講座 高速プラズマ流と衝撃波の研究事始め 5.実験室における高速流と衝撃波研究の最前線,” *Journal of Plasma Fusion Research* **83**, 483 (2007).
- [8] T. Morita, Y. Sakawa, Y. Kuramitsu, T. Ide, K. Nishio *et al.*, “High Mach-number collisionless shock driven by a laser with an external magnetic field,” *EPJ Web of Conferences* **59**, 15004 (2013).
- [9] Y. Kuramitsu, Y. Sakawa, T. Kato, H. Takabe and M. Hoshino, “Nonthermal Acceleration of Charged Particles due to an Incoherent Wakefield Induced by a Large-Amplitude Light Pulse,” *Astrophysical Journal Letters* **682**, 113 (2008).

---

## 謝辞

本研究の遂行と学位論文の執筆にあたり、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施設において、浅井朋彦教授のご指導の下に実施したものです。浅井朋彦教授には、卒業研究から学位論文の執筆に至るまで数え切れないほどの、研究の機会とご指導を賜りました。就職活動や博士後期課程への進学においても、親身に相談に乗っていただき、手厚くサポートしていただきました。ここに深く感謝の意を表すとともに深く御礼申し上げます。

同グループの高橋努教授には、日頃より熱くご指導いただき、時には激励の言葉をいただきました。本研究の遂行にあたっては、実験データの解析や装置オペレーション、高電圧放電回路の設計、メンテナンスなどについてご教示いただきました。ここに深く御礼申し上げます。

本論文の執筆にあたり、貴重なご意見をいただいた、同グループの長山好夫特任教授と宇宙物理学研究室の岩本弘一教授に、心より感謝申し上げます。

カリフォルニア大学アーヴァイン校、田島俊樹教授と TAE Technologies 社、郷田博司博士には、独立行政法人日本学術振興会「若手研究者挑戦プログラム」の支援のより、本研究の一環として実施した研究留学において、UCI への受け入れに快諾いただき、TAE Technologies 社での実験や現地の研究者との議論などの大変貴重な機会をいただきました。ここに心より御礼申し上げます。研究留学においては、カリフォルニア大学アーヴァイン校、松本匡史博士にも、実験や議論だけでなく、現地での生活などにおいても数多くサポートしていただきました。深く感謝いたします。

本研究の遂行において、同グループの大学院生、卒研生とともに共に作業や実験を行い、公私ともに支えていただきました。特に、レーザー干渉計の製作とメンテナンスにご尽力いただいた、巽ありさ氏、中性子ディテクタの開発にご尽力いただいた、佐原直人氏、イオン温度計測のための分光器の調整や較正、静電プローブアレイの製作を担当していただいた、飯嶋祐佳氏、明石和久氏、田村康明氏、排除磁束半径計測用の磁気プローブ製作を担当していただいた、年木健氏、長田昌之氏、永田昌基氏、内部磁気プローブアレイの製作にご協力いただいた、渡邊達大氏と原島大輔氏のご助力なくしては、本論文は存在し得ませんでした。ここに深く感謝の意を表します。

最後に、博士後期課程での研究の機会を与えてくれた両親に感謝いたします。

令和3年1月 小林大地