

卒業論文中間報告チェックシート

所属学科：電気電子工学科 学生証番号：03210503 氏名：道家 友香

論文題目：スフェロマックの異極性合体系を用いた太陽フレアのトリガ機構に関する実験的研究

中間報告提出前に以下の各項目を点検し、指導教員の確認をもらった後、提出すること。

(□にレ印を付けて点検すること)

<チェック項目>

- ☒ 論文題目は指導教員と相談して決めたか？
- ☒ 中間報告書の内容について提出前に指導教員と十分議論したか？
- ☒ 中間報告は十分の分量か？（目安は10ページ程度）
- ☒ 1段組となっているか？
- ☒ 表紙の学生証番号、氏名に誤りはないか？
- ☒ 指導教員の名前に誤りはないか？
- ☒ 提出日に誤りはないか？

<指導教員の確認>

指導教員名：山 野 靖



東京大学 工学部電気電子工学科

小野靖研究室

2022 年度

卒業論文中間報告書

スフェロマックの異極性合体を用いた
太陽フレアのトリガ機構に関する実験的研究

2022 年 9 月 30 日提出

指導教員 小野 靖 教授

03-210503 道家 友香

目次

第 1 章	序論	1
1	太陽フレア	1
1.1	太陽フレアモデル	1
1.2	磁気リコネクション	2
1.3	Sweet-Parker の磁気リコネクションモデル	2
1.4	太陽フレアの宇宙環境への影響と宇宙天気予報	3
2	核融合プラズマ	4
2.1	磁場閉じ込め方式	4
2.2	スフェロマック	5
2.3	MHD 不安定性	5
2.4	安全係数	6
3	本研究の目的	6
第 2 章	実験装置概要	8
1	プラズマ合体実験装置 TS-6	8
1.1	スフェロマックの生成方法	9
2	計測装置	9
2.1	PCB 型磁気プローブ	9
第 3 章	実験概要	11
1	r-z 平面測定用 PCB 型 2 次元磁気プローブアレイの作成	11
2	スフェロマックプラズマ合体実験	13
2.1	スフェロマックプラズマ配位崩壊過程	13
2.2	スフェロマックプラズマ配位浮上過程	13
3	今後の計画	14
	参考文献	15

図目次

1.1	太陽フレア ¹ (左)、磁気リコネクションに基づく太陽フレアモデル ² (右)	1
1.2	磁気リコネクション概略図	2
1.3	Sweet-Parker モデルの概略図	2
1.4	宇宙天気現象の発生と障害 ³	4
1.5	単純ミラー型磁界配位	5
1.6	トーラス型磁界配位	5
1.7	トロイダルモード n の値に対するプラズマの変形 ⁴	6
1.8	太陽フレアトリガ機構のシミュレーション ⁵	7
2.1	TS-6 装置図	8
2.2	スフェロマック生成の過程	9
2.3	RC 積分増幅回路の回路図	10
3.1	PCB コイルパターン (左)、PCB コイルアレイ (右)	11
3.2	磁気プローブ写真	12
3.3	プラズマ合体装置 TS-6 内磁気プローブ配置例	12
3.4	スフェロマックの異極性合体概要図	13
3.5	スフェロマック浮上過程概要図	14

第 1 章

序論

1 太陽フレア

1.1 太陽フレアモデル

太陽フレア (太陽面爆発) は、太陽系最大のエネルギー解放 (爆発) 現象であり、その過程において、プラズモイド (閉じた磁気面 (磁気島) 内部に閉じ込められたプラズマの塊) の噴出開始とともに、太陽外層大気 (主にコロナ) に蓄えられていた磁気エネルギーが、磁気リコネクション (1.2) を介して解放され、運動エネルギーをはじめ、熱エネルギー、粒子加速エネルギーなど、異なる形態のエネルギーに変換される。1 個のフレアで発生するエネルギー量は $10^{29}\text{erg} \sim 10^{32}\text{erg}$ にも達する。⁶

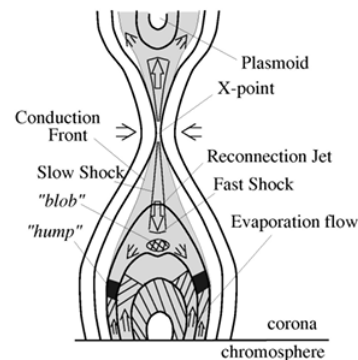
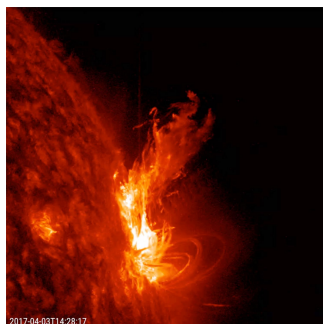


図 1.1 太陽フレア¹(左)、磁気リコネクションに基づく太陽フレアモデル²(右)

磁気リコネクションの Sweet-Parker モデルや Petcheck モデルが提唱されて以来、磁気リコネクションは太陽フレアのメカニズムに重要な役割を果たしていると考えられるようになり、多くの理論研究や数値シミュレーションが試みられてきた。初期の標準モデルは CSHKP モデル⁷⁻¹⁰ とよばれ、1991 年に打ち上げられた、日本のようこう衛星の硬 X 線望遠鏡が撮影した軟 X 線画像によって CSKHP モデルの示すカスプ型形状のフレアが観測されたことでこのモデルは現象論的に正しいことが示された。さらに同衛星によって観測された、1992 年に起きた通称「マサダフレア」と呼ばれるフレア¹¹ において、フレアの足元だけでなくループ上空付近でも硬 X 線源が検出されたことは、フレアや CME (コロナ質量放出) による瞬間的な粒子加速の証拠となり、太陽フレアは磁気リコネクションによるエネルギー解放過程であることを決定付けた。現在は図??のような、コロナが不安定になって磁気リコネクションが起きるシミュレーションモデルが提唱され主流となっている。

1.2 磁気リコネクション

完全電離状態のプラズマ中において反平行の磁力線が互いに接近するとき、電磁誘導の法則から理想的条件においてはその境界に無限大の伝導率をもつ電流シートが形成され、つなぎ替わりは阻止される。しかし実際のプラズマは有限の抵抗率を持つため磁力線はつなぎ替わり、ちょうど伸び切ったゴムひもが勢いよく縮むように、磁場エネルギーは粒子の莫大な運動エネルギーへと変換される^{12,13}。このとき磁力線が出入りする領域とつなぎ替わる点をそれぞれアウトフロー領域、インフロー領域、X点と呼ぶ。磁気リコネクションと呼ばれるこのエネルギー変換過程は太陽フレアや地球磁気圏などで観測される普遍的物理現象でありながらその機構については未知の部分も多く、X点近傍の局所的な加熱に留まらずアウトフロー領域を通じたプラズマ全体のグローバルな加熱に影響することから、ミクロ・マクロ両視点における統一的な理解が求められている。

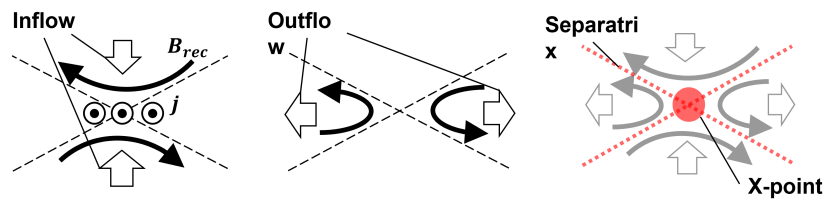


図 1.2 磁気リコネクション概略図

1.3 Sweet-Parker の磁気リコネクションモデル

つなぎ替わり領域として二次元電流シートを考えるこのモデルは、磁気リコネクションを簡潔かつ定量的に記述する。以下の条件を仮定して、インフロー速度 V_{in} とアウトフロー速度 V_{out} を記述できる。

- (1) 磁力線は幅 2δ 、長さ $2L$ ($\delta \ll L$) の二次元拡散領域でつなぎ替わる。
- (2) つなぎ替わり過程は準定常過程である。
- (3) プラズマは拡散領域で非圧縮性である。
- (4) プラズマの抵抗率 η は拡散領域外側で 0、内側で一定である。
- (5) インフロー領域の磁場 B_{in} に対してアウトフロー磁場 B_{out} が十分大きい。

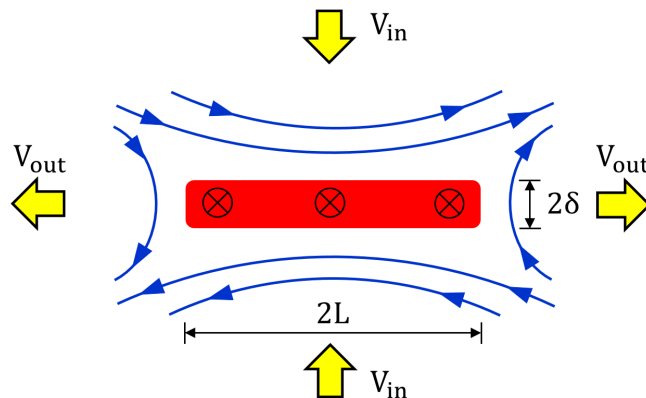


図 1.3 Sweet-Parker モデルの概略図

まずはインフロー領域とアウトフロー領域が非圧縮性によって連続であるから

$$V_{in}L = V_{out}\delta \quad (1.1)$$

であって、オームの法則は

$$E + V \times B = \gamma j \quad (1.2)$$

であるからトロイダル電場 E_t はインフロー領域で以下の通りに表現できる。

$$E_t = V_{in} B_{in} \quad (1.3)$$

また、アンペールの法則を拡散領域全体に渡って積分すると

$$\nabla \times B = \mu_0 j \quad \int_C B \cdot ds = 4L\delta\mu_0 j_t \quad (1.4)$$

となって、 $B_{in} \ll B_{out}$ の仮定より左辺の積分結果が $4LB$ と直接表現できるから以下の式が成り立つ。

$$j_t = \frac{B_{in}}{\mu_0 \delta} \quad (1.5)$$

さらに、電流シートに対して平行な成分と垂直な成分との圧力平衡の式 (Bernoulli の式) より

$$\frac{B_0^2}{8\pi} + p_{in} = p_c = \frac{\rho V_{out}^2}{2} + p_{out} \quad (1.6)$$

と書け、式 1.6 から $p_{in} = p_{out}$, V_{out} は Alfvén 速度と見なして $V_{out} = V_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ ($\rho = n_i M_i$) となる。

この議論から、Sweet-Parker モデルで与えられる特徴的なリコネクション時間は

$$\tau_{rec} = \frac{L}{V_R} = \sqrt{\tau_A \tau_R} = \frac{\tau_R}{\sqrt{S}} \ll \tau_R \quad (1.7)$$

で与えられるが、この時間は $S \gg 1$ のとき抵抗拡散時間と比較して短い。このモデルを採用したのでは、太陽フレアにおけるリコネクションのタイムスケールが数か月と計算され、実際に観測されているタイムスケールより極めて遅いことが実証されている。この乖離に答えるべく近年は磁気リコネクション高速化のメカニズムが PIC シミュレーションや実験研究において提唱されており、Hall 効果によるイオン拡散領域の発生と運動論効果による異常抵抗がリコネクションを早める要因だと考えられている¹²。さらに、Sweet-Parker モデルで考えられている定常の条件が当てはまらないプラズモイドによる非定常な効果についても研究されている。プラズモイドとは「閉じた磁気面 (磁気島) 内部に閉じ込められたプラズマの塊」のことであり、太陽フレアや地球磁気圏尾部における磁気リコネクションに伴ってプラズモイド放出が観測されている一方で、実験室においても、太陽フレアのリコネクションとよく似たプラズモイド噴出が観察されている¹⁴。

1.4 太陽フレアの宇宙環境への影響と宇宙天気予報

太陽フレアに伴って放出されるものとして、地球に到達するまでの時間が速い順に、多波長にわたる電磁波、高エネルギー粒子、CME(コロナ質量放出) によるプラズマなどが主に挙げられる (図 1.4)。これらは様々な宇宙天気現象を引き起こす引き金となり、地球及び周辺の宇宙空間に悪影響を及ぼしうる。例えば、急激な X 線強度の増大は電離層の異常電離とそれに伴う短波 (HF) 通信障害や、GPS などの測位衛星の電波伝搬障害を引き起こす。また、紫外線強度の増大は衛星の姿勢や軌道に悪影響を及ぼしうる。CME は特に地球磁場への影響が大きく、地磁気、電離圏を攪乱して大きな地磁気嵐を引き起こす。これが原因で地上の送電設備が破損し大停電が起きた事例もあり、太陽フレアの発生予測精度向上は重要な課題となっている。このような社会のニーズに基づき近年さかんに研究されているのが宇宙天気予報である。以前までは、観測データに基づく現状把握と、それに基づく即自的な警報、過去のデータに基づく予測をするという程度であったが、より定量的に予測するためには予測モデルの確立が必須である。現在、AI などを用いた統計的手法とシミュレーションによって物理過程を解明する手法が主にとられており、前者のアプローチを使った、NICT の研究チームは太陽の観測画像 30 万枚に機械学習の手法を適用して統計的な予測を行う技術を開発し予測精度向上を大きく向上させた。またシミュレーション分野では太陽コロナから大気圏にわたる、3 次元グローバルシミュレーショ

ンモデルの開発が進められている。一方で巨視的な太陽フレア全体をシミュレートするには、現状のスーパーコンピュータでも本来磁力線再結合速度や粒子加熱を決定する粒子運動論的效果を無視し、一流体近似した MHD シミュレーションと完全導体近似された理想化された境界条件を用いざるを得ず、太陽フレアの実展機構のキーとなるプラズマ物理を無視してしまわぬよう、近似のない実験室プラズマを用いてその機構を実証する意義は大きい。本研究では、キーとなる運動論的效果を含んだトーラスプラズマの合体を用いて、太陽コロナが爆発に至る太陽フレアの発生を実験室で実際に再現し、太陽フレアの実展機構を実験的に検証することを目的とする。

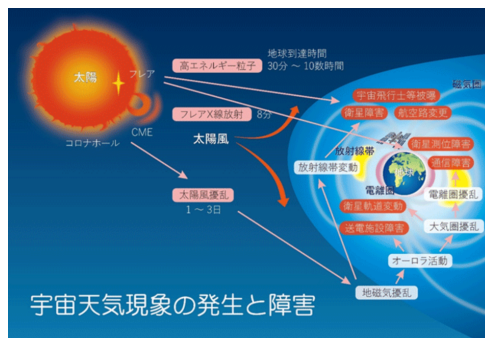


図 1.4 宇宙天気現象の発生と障害³

2 核融合プラズマ

2.1 磁場閉じ込め方式

化石燃料の枯渇や地球温暖化などのエネルギー問題が深刻化している現在、それらを解決しうるクリーンで安全な発電方式として核融合発電が実用化に向けて進められている。核融合発電の原理は質量数の小さい原子核同士が衝突し結合する際の質量欠損を生成物の熱として取り出すものである。核融合の燃料となる粒子は正電荷をもつため、反応にはクーロン反発力に抗するだけの大きな運動エネルギーが与えられ、高温高密度のプラズマを長時間閉じ込められる環境が必要となるが、その方法の一つとして有力なのは磁場閉じ込め方式である。これは電離プラズマを磁力線の容器に一定時間高い圧力のもと保持することで、粒子間の衝突頻度を高め核融合を期待するものである。閉じ込め方式には、ミラー方式とトーラス方式の 2 種類がある。

ミラー方式

ミラー方式の原理は、同方向電流を有する 2 個の円形コイルで磁界を生成し、磁力線に垂直な速度が大きい荷電粒子は磁界の強いところではね返されて、流出が阻止されるというものである。しかし荷電粒子の磁力線への巻き付きが弱い場合磁界では跳ね返されず、開放端のため端部からの粒子損失があるという欠点がある。2 個の円形コイルのみを有する装置を単純ミラーという (図 1.5)。これは中心から半径方向外側に向かうほど磁場が弱くなっており、プラズマの MHD 的不安定性を生じうる。ミラーの中央面の磁場を B_0 、コイル直下の磁場を B_m とすると、ミラー比 R_m は

$$R_m = \frac{B_m}{B_0} \quad (1.8)$$

と表される。

トーラス方式

トーラス方式は大円周方向のトロイダル磁場と小円周方向のポロイダル磁場からなるトーラス状の磁場配位であり、螺旋状の磁力線が荷電粒子のドリフトを打ち消すことで閉じ込めを可能としているため、ミラー方式

のような開放端における粒子損失を防ぐことができる (図 (1.6))。トーラス型磁場閉じ込め方式のうち、国際熱核融合実験炉 ITER にも採用されているトカマク型が最も実現性の高いものとされている。トカマクは大型のコイルを必要とすることから設計に際しては高いコストを避けることができない。そこで近年注目されているのがアスペクト比 (= プラズマ大半径/プラズマ小半径) の小さい ST (Spherical Torus) や CT (Compact Torus) である。これらは以下で定義される炉心プラズマの経済指標 β を高めることができ、実用炉への採用が有力視されている。

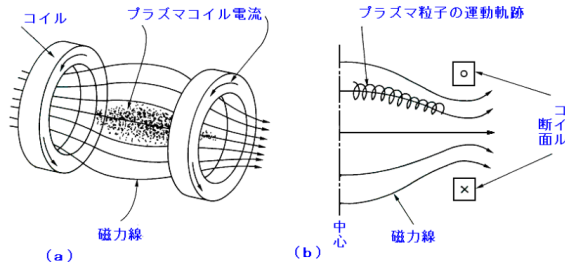


図 1.5 単純ミラー型磁界配位

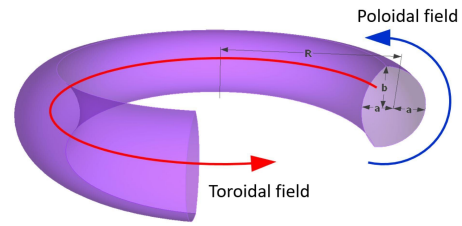


図 1.6 トーラス型磁界配位

2.2 スフェロマック

CT のうちスフェロマックは外部トロイダル磁場がなく、自身のプラズマ電流のみによってトロイダル・ポロイダル磁場がつくられ、テイラー状態と呼ばれる安定な緩和状態となっている¹⁵。テイラー状態では、フォースフリー条件 (式 1.10) が成り立つ。

フォースフリー条件

ローレンツ力の働かないフォースフリー (force-free) 条件は以下の式 1.9 で表される。

$$(\nabla \times B) \times B = 0 \quad (1.9)$$

これは電流 $J = (c/4\pi)\nabla \times B$ が磁場 B に平行であること

$$\nabla \times B = \lambda B \quad (1.10)$$

を意味する。この条件はスフェロマックの磁場の状態を表すとともに、安定平衡な太陽コロナ中の磁場の状態も表す。特に λ が空間的に一様な定数になる場合は、磁気エネルギー極小状態であるテイラー状態と呼ばれる。コロナプラズマの密度 ($n \simeq 10^8 \sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$) と温度 ($T \simeq 10^6 \text{ K}$) から求まるプラズマの圧力 $P = nk_B T$ は、磁気圧 $P_m = B^2/8\pi$ に比べて非常に小さい (low- β 状態) ため、フォースフリー条件で近似できる。

2.3 MHD 不安定性

プラズマの力学的平衡が崩れたときに現れる MHD 不安定性には電流駆動型不安定性と圧力駆動型不安定性の 2 種類がある。

電流駆動型不安定性

トカマク方式の磁場配位ではトロイダル方向のプラズマ電流によってポロイダル磁場を生成することによってローレンツ力で圧力勾配を支えているが、このトロイダル電流は不安定性を成長させることがある。代表的な電流駆動型不安定性であるキンク不安定性は、プラズマ電流が曲がるとそれにより作られるポロイダル磁場は曲率の内側で大きく外側で小さくなるために平衡が破れる。ここでプラズマの不安定性について議論する

際に指標となるのが、プラズマの変形をトロイダル方向、ポロイダル方向に関して空間的にフーリエ変換して得られるモード次数である。K を位置 r 上に配置したピックアップコイルの数、 n をトロイダルモード次数、 $B_k(t)$ はある時刻における測定磁場とすると、トロイダルモード $B_n(t)$ は以下のように表される。

$$B_n(t) = \sum_{k=0}^{K-1} B_k(t) \exp\left(-\frac{2\pi i}{K} kn\right) \quad (1.11)$$

図 (1.7) に代表的なトロイダルモードの概念図を示す。

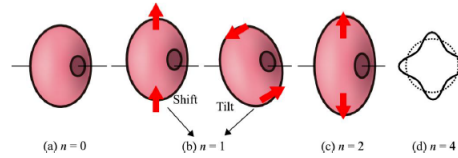


図 1.7 トロイダルモード n の値に対するプラズマの変形⁴

圧力駆動型不安定性

圧力駆動型不安定性は閉じ込め磁場の圧力に対してプラズマの圧力を上げていくと発生する不安定性であるため、ベータ値の限界を決定する。トーラス型の配位では一般的にトーラス外側に行くほど磁場が弱くなる悪い曲率を持ち、交換型不安定となりやすい。その一例であるバルーニング不安定性は、トーラス外側の磁場の弱いところが急激に膨らむ、局所的なモードである。莫大な粒子・エネルギー損失を引き起こし、配位を崩壊させることもある。

2.4 安全係数

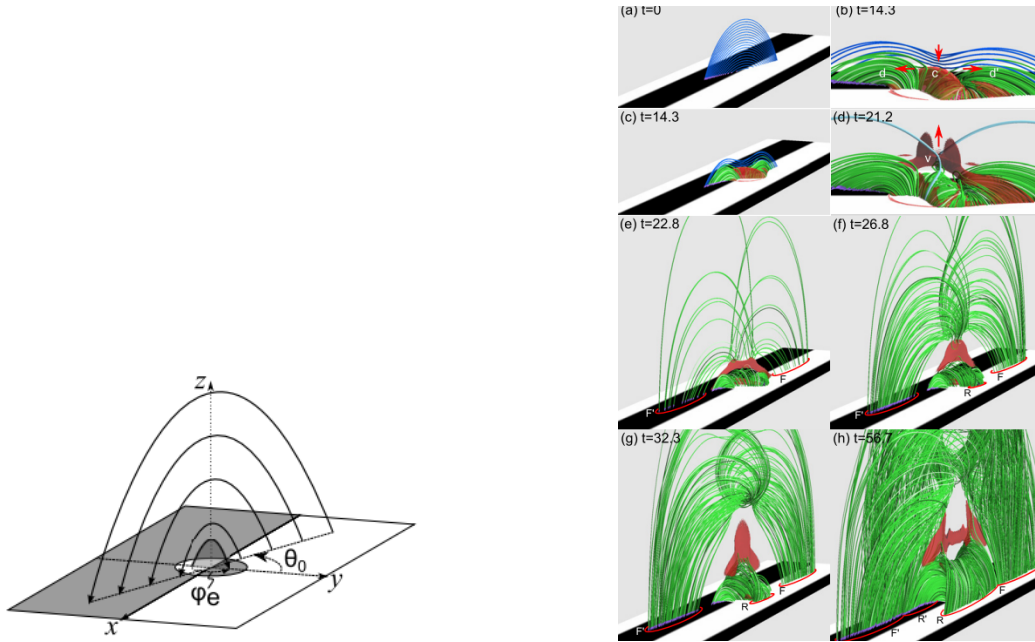
電流駆動型不安定性が誘起されるかどうかの指標となるのが安全係数 (q 値) であり、以下の式 (1.12) で表される。

$$q = \frac{d\phi}{d\psi} \quad (1.12)$$

$q > 1$ が安定であるための限界条件であり、Kruskal-Shafranov 限界と呼ばれる。また、ポロイダル方向とトロイダル方向の揺らぎのモード数を (m, n) とすると $q(r) = \frac{m}{n}$ を満たす半径 (有理面) で揺らぎは不安定になりやすい。

3 本研究の目的

様々な研究において太陽フレアの立ち上がりと磁場構造の密接な関連が研究されているが、太陽フレアを引き起こすメカニズムはいまだに明らかではない。従来は、マスダフレアなどのように、コロナが不安定化して磁気リコネクションを起こし、太陽フレアが起きるという解釈が主流¹¹であったが、磁気リコネクションがコロナを不安定化させることで太陽フレアが起きる、とする研究もある。例えば K.Kusano et al.⁵ のシミュレーション研究では、大きな磁力線アーケードに、逆極性の小さな浮上磁場が摂動として入ることによって太陽フレアが引き起こされるというトリガ機構を提唱している (図 1.8)。

図 1.8 太陽フレアトリガ機構のシミュレーション⁵

これは本来安定なコロナループに別の安定なコロナループが合体・リコネクションすることによって不安定化する流れを示唆している。本研究はプラズマ実験装置 TS-6 を用いたスフェロマックプラズマ合体による模擬実験で、従来とは逆の流れを示唆するこのトリガ機構を検証することテーマとしている。具体的には z 方向 (軸方向) の磁場の大きさが、中心から r 方向外側に向かって小さくなるミラー磁場構造をつくり、その下で、コロナを模擬した磁場強度の強いスフェロマックと、異極性の弱いトロイダル磁場 (磁気ヘリシティ) をもつスフェロマックを合体させ不安定を見る。この実験においてコロナを模擬したスフェロマックが崩壊する現象と浮上する現象は区別する必要があり、2つのプロセスに切り分けて以下の観点に着目し検証する。

1. スフェロマックの配位崩壊

(a) $q > 1$ が安定限界となっているかどうか

(b) 電流駆動型不安定だけでなく、圧力不動型不安定も誘起されるのかどうか

2. スフェロマックの配位浮上

(a) ミラー比が大きい場合径方向不安定が発生するかどうか

(b) 浮上磁場との合体により熱圧力が増えれば径方向不安定が発生するかどうか

(c) コロナのフットポイントの境界条件が変化すれば径方向不安定が発生するかどうか

1(a) については $q < 1$ でも安定なスフェロマックや RFP、コロナの X 線計測画像で $q < 1$ ののようにみえるものもあり再考が必要である。1(b) については異極性合体によってトロイダル磁場が減少し電流駆動型不安定性が誘起されるのに加えて、減少したトロイダル磁気エネルギーはリコネクションを介してイオン加熱を引き起こし磁気圧に対してプラズマ圧が大きくなることで圧力駆動型不安定 (バルーニング不安定性など) を起こす可能性¹⁶を検証する。

本研究のスフェロマックプラズマ合体実験では、MHD シミュレーションでは近似によって無視してしまう粒子運動論の効果などの、太陽フレアの発展機構にとって重要なプラズマ物理を実際に測定する。これは従来とは逆の流れを示唆するトリガメカニズムの検証という目的だけでなく、スフェロマックを用いたコロナの不安定化の説明を開拓するという意義がある。さらには太陽フレアのトリガメカニズムの物理モデル確立、さらには太陽フレアの発生予測精度の向上に大きく貢献すると考えられる。

第 2 章

実験装置概要

今回の研究で用いるプラズマ実験装置 TS-6 と基礎計測系を説明する。

1 プラズマ合体実験装置 TS-6

本研究で使用するプラズマ合体実験装置 TS-6 の断面図は図 2.1 のようになっている。

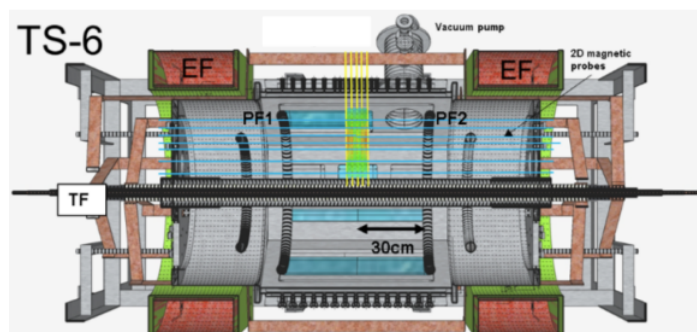


図 2.1 TS-6 装置図

真空容器は全長 1440mm, 内径 750mm の円筒容器であり, 不純物の混入を防ぐためにステンレス製となっている。この内部にはトカマクプラズマを生成するためのポロイダル磁場コイル, 放電電極, 外部トロイダル磁場コイル, CS コイル, 及びプラズマを安定に保持するための平衡磁界コイルが設置されている。装置両端のフラックスコアによって 2 つのスフェロマックを生成し、装置中央 $z=0$ で合体させる。

真空容器および真空排気系

TS-6 の真空容器は全長 1440mm, 内径 750mm の円筒形でステンレス鋼でできている。真空排気系はロータリーポンプとターボ分子ポンプそれぞれ 1 基備わっており, ピラニー真空計と電離真空計によって内部の真空度を測定している。最大 $\sim 7.0 \times 10^{-6}$ torr まで排気されている。

ポロイダル磁場コイル (PF コイル)

真空容器両端に設置されており, ポロイダル磁場を生成する。プラズマ点火時には初期プラズマ生成と真空容器中央部にプラズマを押し出すプラズマ合体を促進する働きをもつ。

外部トロイダル磁場コイル (TF コイル)

真空容器の中心対称軸上に存在する直線状の導線と, 真空容器の外部を取り巻く戻り用の導線からなる全 12 ターンのトロイダル磁場コイルである。PF コイルと比較して動作時間が長く, 合体終了時までおよそ一定の磁場が印加される。この TF はリコネクションにおけるガイド磁場に相当する。スフェロマックの生成には使わない。

平衡磁界コイル (EF コイル)

軸方向に磁界を印加し、プラズマがトロイダル電流によって受ける壁に向かって疲労画廊とするフープ力を抑制する働きをもつ。

セパレーションコイル

3turn×2 並列の PF コイルで、中心平面を挟むように 2 つ設置されている。プラズマのトロイダル電流と逆の電流を流し、合体により生成されたプラズマが真空容器壁に接触しないように抑える。

センターソレノイドコイル (CS コイル)

真空容器中心軸上に挿入されているソレノイドコイルで、CS に流す電流を立ち上げることによる誘導起電力によりプラズマ中にトロイダル電流を誘起することができる。

1.1 スフェロマックの生成方法

1. ロータリーポンプ、ターボ分子ポンプにより容器に真空を引く。
2. EF コイルにより一様磁界を印加する。
3. ピエゾバルブを開きガスを注入後、左右の電極でグロー放電を生じ、予備電離を開始する。
4. PF コイルに電流を流し、ポロイダル磁場を生成する。
5. 8 個の電極放電を開始し、プラズマにトロイダルフラックスを注入する。
6. PF コイルに流す電流の立ち上がりによりトロイダル電流を誘起させプラズマを左右に生成する。
7. PF コイル電流の極性を反転することで、プラズマ電流と PF コイル電流が逆方向となり、コイルとプラズマとの間に反発力を発生させ、閉じたフラックスが磁気リコネクションを介して容器の中央部に押し出され、2 つ生成される。
8. 2 つのプラズマが PF コイル電流によって押され、中央部で磁気リコネクションを介して合体する。

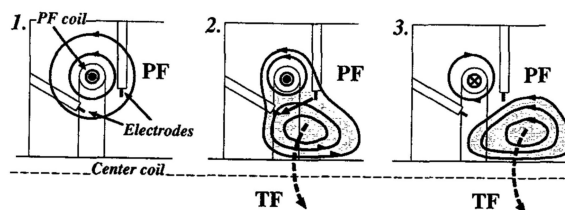


図 2.2 スフェロマック生成の過程

2 計測装置

2.1 PCB 型磁気プローブ

TS-6 内部には r-z 平面の磁気面計測用の 2 次元磁気プローブアレイが挿入されており、各プローブは磁場の時間変化による誘導起電力を出力するため、これを積分することで磁場を測定する。以下に原理を記す。

コイルの巻き数を N 、面積を S として、磁場 B における信号は

$$V_{coil}(t) = -NS \frac{dB(t)}{dt} \quad (2.1)$$

となる。また、RC 積分器で積分することにより

$$V_{int}(t) = -\frac{1}{RC} \int V_{coil}(t) dt = \frac{NS}{RC} B(t) \quad (2.2)$$

として得られる。RC 積分により信号が小さくなるため、基本的には RC 積分後、オペアンプを用いた非反転増幅回路を設け、信号を増幅させてデジタイザに入力している。その他に

$$B(t) = -\frac{1}{NS} \int V_{coil}(t) dt \quad (2.3)$$

と数値積分によっても誘導起電力 V_{coil} から磁場 $B(t)$ を求めることができる。

軸対称性 $\partial/\partial\theta = 0$ を仮定し、ポロイダル磁場 B_z を計測することで、

$$\Phi(r, z) = \int 2\pi r B_z(r, z) dr \quad (2.4)$$

によりポロイダル磁束を計算できる。ポロイダル磁束から

$$B_r(r, z) = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (2.5)$$

により径方向磁場 B_r を求められる。さらに、ポロイダル磁場 B_z 、 B_r の空間微分をとることでトロイダル電流密度 j_t とトロイダル電場 E_t を求めることができる。

$$j_t(R) = \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{dB_r}{dz} - \frac{dB_z}{dR'} \right]_{R'=R} \quad (2.6)$$

$$E_t(R) = -\frac{1}{2\pi R} \frac{d\Phi}{dt} \Big|_{R'=R} \quad (2.7)$$

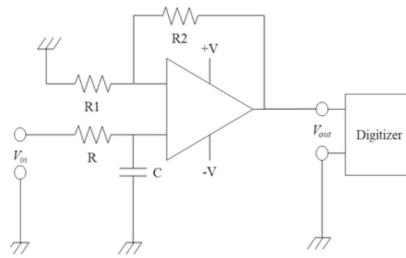


図 2.3 RC 積分増幅回路の回路図

第 3 章

実験概要

今までに行ってきた実験準備と本研究で行う実験計画の概要について述べる。

1 r-z 平面測定用 PCB 型 2 次元磁気プローブアレイの作成

PCB(printed circuit board) コイルとは同研究室で開発されたプリント基板でコイルが形成されたもので、高密度にコイルが配置されるため位置によるばらつきがなく、これまでの 2 次元磁気プローブよりも高精細な測定が可能となる。PCB コイルには x、y、z の 3 方向の磁場の時間変化を測定することができ、全て 3 mm × 5 mm の領域に収まるように設計されている。PCB コイルアレイはこれらのコイルが敷き詰められていて、1 本のアレイは 3 mm × 300 mm で 60 個のコイルパターンを持つ。本実験ではスフェロマックの配位浮上過程において特に r-z 平面のポロイダル・トロイダルフラックスの値を注目するために、2 方向成分に感度をもつ PCB コイルアレイを使い、B_z, B_t 各 100Ch ずつ、計 10 本の磁気プローブを作成した。測定範囲は r 方向 60mm < r < 330mm、既存のプローブと組み合わせることで z 方向は ±127mm となる。

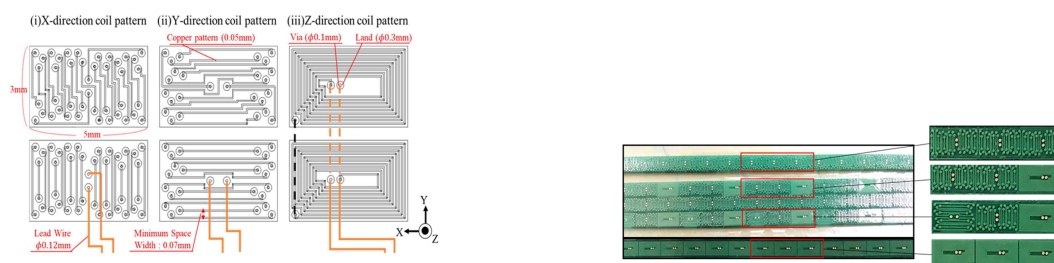


図 3.1 PCB コイルパターン (左)、PCB コイルアレイ (右)

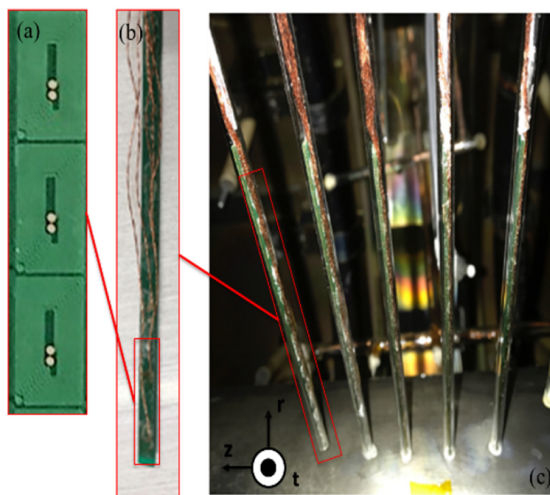


図 3.2 磁気プローブ写真

さらに同研究室所属の蔡氏の作成した B_z , B_t 計測用プローブ 12 本も合わせることで現在図??のようなプローブの配置を計画している。

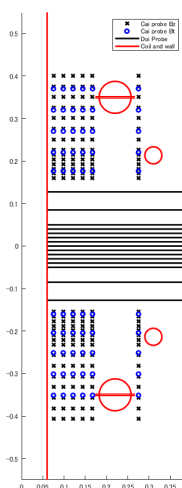


図 3.3 プラズマ合体装置 TS-6 内磁気プローブ配置例

積分増幅器の各チャンネルの校正係数の算出

ピックアップコイルの校正係数 (式 (3.1)) を、振動数 10kHz、振幅 1.2V の正弦波で駆動したヘルムホルツコイルを用いて算出した。

$$NS = \frac{V_{RMS}}{2\pi f B_{RMS}} \quad (3.1)$$

校正係数の値は $NS_{Bz} = 138\text{mm}^2$ と $NS_{Bt} = 61.7\text{mm}^2$ となり、また各ピックアップコイルの感度のばらつきはほぼ無視できること (1 %程度) が確認できた。

2 スフェロマックプラズマ合体実験

2.1 スフェロマックプラズマ配位崩壊過程

プラズマ合体の基本的な考えは以下の 2 式 (3.2)、(3.3) で表される。合体後のトロイダルフラックス ϕ_{after} は二つの合体プラズマのトロイダルフラックスの合計となるが、合体後のポロイダルフラックス ψ_{after} は二つの合体するプラズマのうち大きい方の値となる。

$$\phi_{\text{after}} = \phi_1 + \phi_2 \quad (3.2)$$

$$\psi_{\text{after}} = \max(\psi_1, \psi_2) \quad (3.3)$$

本研究ではトロイダル磁場強度の大きいスフェロマックと、逆極性のトロイダル磁場強度の小さいスフェロマックを合体させるため、図 3.4 に示すように、合体後のスフェロマックのトロイダル磁場強度は減少する。このとき、式 1.12 より、合体後 q 値が減少し、電流駆動型不安定の誘起が予想される。不安定性の指標であるトロイダルモード n の測定をするために、 $r - \theta$ 平面 (トロイダル円周上) に、 z 方向に感度をもつ PCB コイルアレイを用いた既存の磁気プローブを、円周上 8 箇所配置して B_z を測定する。式 1.11 からわかるように $n = 0, 1, 2, 3$ のモードが測定できる。

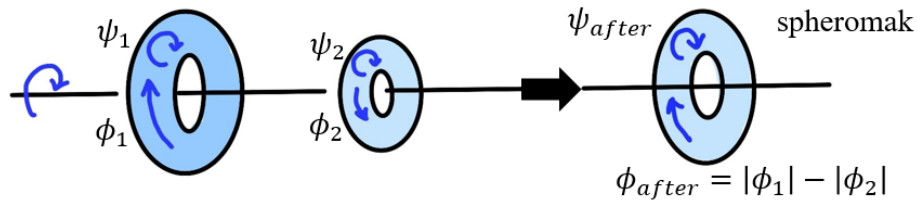


図 3.4 スフェロマックの異極性合体概要図

2.2 スフェロマックプラズマ配位浮上過程

太陽フレアが起きて浮上していく過程は 2.1 で触れた単純ミラー磁場を用いて模擬をする。まずアスペクト比の十分小さいプラズマリングの力学的平衡について考えると、リングの主半径方向に働く力の総和は以下の式となる¹⁷。

$$F_r(r) = F_p + F_m + F_h + F_z \quad (3.4)$$

ここで、 F_p : プラズマの運動圧による力、 F_m : トロイダル磁場の張力、 F_h : ポロイダル磁場の張力 (フープ力)、 F_z : リングを垂直に貫く磁場 B_z とプラズマ電流によるローレンツ力を表し、 F_z は半径内側方向に、それ以外の 3 つの力は半径外側方向に働く力であり、特にポロイダル磁場とトロイダル磁場の値が定数であるとき、それらは一定の値となる。

ここで

$$F_z = 2\pi r I_p B_z \quad (3.5)$$

と表されることと式 (3.4) を用いると、トーラスの大半径を R としたとき $r = R$ で力が釣りあう条件は

$$F_r(R) = 0 \quad (3.6)$$

なので、リングのつり合いに必要な垂直磁場 B_z が求まる。

つまり、単純ミラー磁場構造下で、外部コイルによって B_z の値、つまりミラー比を変化させることで、プラ

ズマリングの力学的平衡がくずれ半径方向外側に働く力のほうが大きくなり、合体したスフェロマックプラズマは浮上すると予想されるので、ミラー比とトーラスの浮上との関連を検証する。

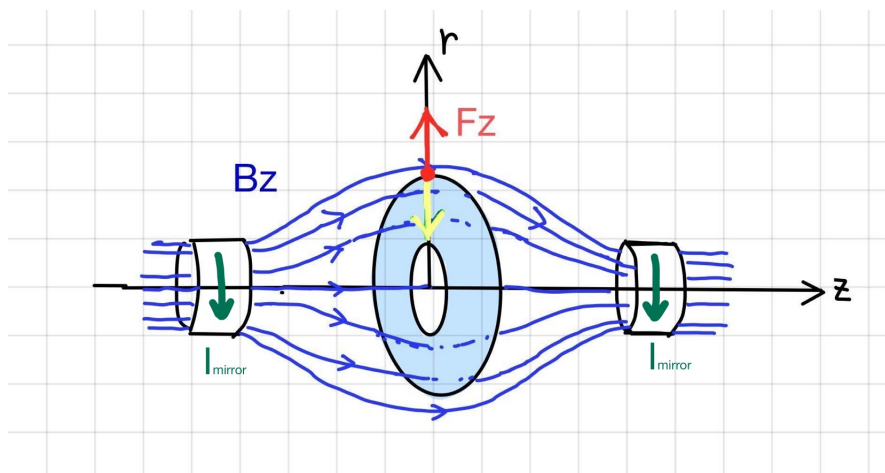


図 3.5 スフェロマック浮上過程概要図

3 今後の計画

半年間で行ってきたことは

- 実験計画
- 磁気プローブ計測システムの作成
- プラズマ合体装置 TS-6 のセットアップ
 - － コイルのリークチェック
 - － コイル取り付け
 - － 結線作業

があげられる。今後の計画は

- 磁気プローブの挿入
- 本格的な実験に入りデータを得て解析を進める

が課題である。

参考文献

- [1] Jet Propulsion Laboratory. Flares in profile. <https://www.jpl.nasa.gov/images/pia21584-flares-in-profile>.
- [2] Takaaki Yokoyama and Kazunari Shibata. A Two-dimensional Magnetohydrodynamic Simulation of Chromospheric Evaporation in a Solar Flare Based on a Magnetic Reconnection Model. *apj*, Vol. 494, No. 1, p. 113, 1998.
- [3] 情報通信研究機構. 太陽フレアなど宇宙天気による社会への影響を評価. <https://www.nict.go.jp/press/2020/10/07-1.html>.
- [4] 竹下雅人. 球状トカマク軸対称合体の3次元性に関する磁気計測. 修士論文, 2022.
- [5] K.Kusano et al. Magnetic field structures triggering solar flares and coronal mass ejections. *The Astrophysical Journal*, Vol. 760, No. 1, 2012.
- [6] 桜井隆, 小島正宜, 小杉健郎, 柴田一成編. 『シリーズ現代の天文学 10 太陽 [第2版]』. 日本評論社, 2018.
- [7] H. Carmichael. The Physics of Solar Flares. *NASA Special Publication*, Vol. 50, p. 451, 1964.
- [8] P.A. Sturrock. A Model of Solar Flares. Vol. 35, p. 471, 1968.
- [9] T. Hirayama. Theoretical Model of Flares and Prominences. I: Evaporating Flare Model. *solphys*, Vol. 34, No. 2, p. 323, 1974.
- [10] R.A. Kopp and G.W. Pneuman. Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. *solphys*, Vol. 50, No. 1, p. 85, 1976.
- [11] S. Masuda, T. Kosugi, H. Hara, S. Tsuneta, and Y. Ogawara. A loop-top hard X-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection. *nature*, Vol. 371, No. 6497, p. 495, 1994.
- [12] M. Yamada, R. Kulsrud, and H. Ji. Magnetic reconnection. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 82, No. 1, pp. 603–664, 2010.
- [13] Y. Ono. 球状トカマクの実用炉への展望-トカマクの低アスペクト比化への挑戦- 2.st はどこまで高ベータ化できるか? 2.1 高ベータ運転の限界はどこか? *Journal of Plasma and Fusion Research*, Vol. 80, No. 11, 2004.
- [14] Y.Ono et al. Physics of magnetic reconnection in high-temperature plasmas. *Research Signpost Co.*, p. 130, 2004.
- [15] J. B. Taylor. Relaxation and magnetic reconnection in plasmas. *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 58, pp. 741–763, Jul 1986.
- [16] Y Ono, M Inomoto, Y Ueda, T Matsuyama, and T Okazaki. New relaxation of merging spheromaks to a field reversed configuration. *Nuclear Fusion*, Vol. 39, No. 11Y, pp. 2001–2008, nov 1999.
- [17] 内田袋二郎, 井上信幸. 『原子力工学シリーズ2 核融合とプラズマの制御 (下)』. 東京大学出版会, 1982.