

非対称反平行磁場における磁気リコネクションと波の発生

佐藤 龍伍 (茨城大学大学院 理工学研究科)

Abstract

太陽のコロナ加熱問題について、Alfvén 波加熱説とマイクロフレア加熱説が有力視されている。しかし、非対称な反平行磁場におけるリコネクションでも Alfvén 波が発生するため、両者を明確に区別して議論することは難しい。そこで我々の研究グループは数値シミュレーションを用いて、そのようなリコネクションにより発生する波の Flux を定量的に調べている。本研究は、2.5 次元の数値シミュレーションを用いて、非対称反平行磁場による磁気リコネクションをの数値計算を行う。これにより発生する波を定量的に見積もり、コロナ加熱を議論する。今回、重力を考慮しない一様大気の場合と重力を考慮し太陽大気を模した場合について簡単な議論をする。

1 コロナ加熱問題

温度 6000K の光球上空には、100 万 K を超える高温のコロナが存在する。この熱関係を保つためには、コロナが加熱される必要がある。コロナを X 線で観測すると静穏領域、コロナホール、活動領域に分かれる。領域別に必要なエネルギー Flux をまとめると、静穏領域では $3 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ コロナホールでは $8 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、活動領域では $10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ となり、これに応じたエネルギーが必要となる。この加熱メカニズムの解明に向けて、現在まで多くの研究がおこなわれている。コロナの加熱メカニズムについて、Alfvén 波加熱説とマイクロフレア加熱説が有力視されている。Alfvén 波加熱説とは、光球下の対流運動によって磁力線が揺れることで発生した Alfvén 波がコロナまで伝播し、加熱に寄与する説である。またマイクロフレア説は、光球での対流により磁力線が捻られることで蓄えられた磁気エネルギーが、磁気リコネクションによって解放されることでコロナを加熱する説である。この二つのモデルが今まで議論されてきた。しかし、磁気リコネクションによっても磁力線が振動するため、Alfvén 波が発生する。したがって、Alfvén 波加熱説とマイクロフレア加熱説は対立する説ではなくて、統一できるものだと考えられている。

2 研究手法

統一モデルの立場から、磁気リコネクションのシミュレーションを行った先行研究に Kigure et al.(2010) がある。この研究では、角度を持つ反平行磁場の磁気リコネクションを 2.5 次元シミュレーションによって解析した。解析から、磁気リコネクションによって発生する Alfvén 波のエネルギー Flux と磁気音波のエネルギー Flux を測定した。ただし Kigure et al.(2010) では初期の力学平衡での密度分布が、配置した磁場と磁場の間で高くなる。これは実際のコロナの密度分布とは異なるものである。より現実に近いコロナを考える場合、モデルに重力成層を加える必要がある。このことから本研究では、2 通り条件で数値シミュレーションを行った。

一つは、重力成層を考慮する前段階のシミュレーションとして一様大気中で重力を考慮しない磁気リコネクションのシミュレーションであり、もう一つは、実際に現実に近い重力成層を考慮した磁気リコネクションのシミュレーションである。前者を model A 後者を model B とする。また Kigure et al.(2010) との違いである、水平方向の密度を一様にするための具体的な方法は、磁気リコネクションの対象とする磁場の間に z 軸方向の磁場を加えることで解決した。これによって力学平衡を満たしながら、水平方向の密度を一様にできる (図 1)。また計算手法に関しては、先行研究である Kigure et al.(2010) と同じ手法を用いている。実際の計算は一様大気でのリコ

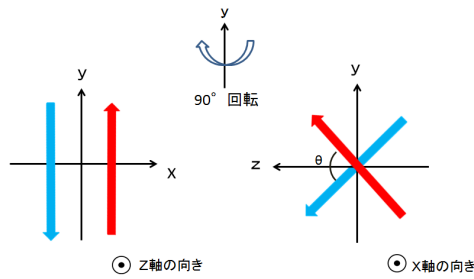


図 1: 磁気リコネクションの対象とする磁場の概念図。左が $x - y$ 平面、右が $y - z$ 平面を表し、赤矢印と青矢印は磁場を表す。本研究では磁気リコネクションの対象とする磁場の間に z 軸方向に磁場を加えた。

リコネクションを自身が行い、太陽大気でのリコネクションを共同研究者の海洋研究開発機構 高橋 邦生氏が行った。

3 計算結果

model A: 一様大気での磁気リコネクション

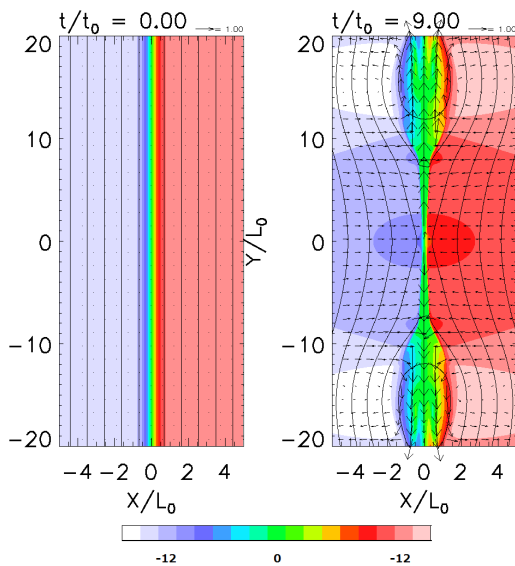


図 2: $\theta=90^\circ$ での二次元図。色は磁場の Y 軸成分を示し、実線は磁力線、ベクトルは速度を示す。左から $t/t_0=0$ 、 $t/t_0=9$ 。 $Y/L_0 = 10$ のラインで Alfvén 波 Flux を測定。

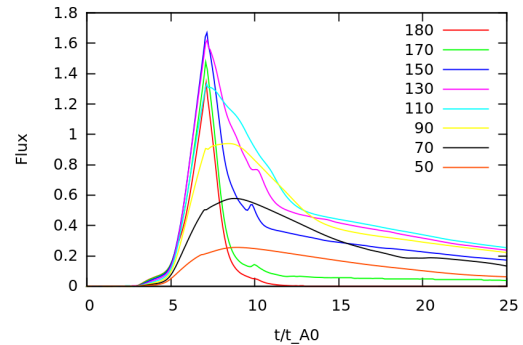


図 3: 磁気リコネクションにより発生する Alfvén 波 Flux の時間変化。縦軸に Alfvén 波 Flux ($\rho_0 C_{S0}^3$)、横軸は Alfvén 時間で統一。

一様大気でのリコネクションの場合、Alfvén 波 Flux を測定した。図 2 においてリコネクションが確認できる。図 3 より、時間 $t/t_{A0} = 5 - 10$ にかけて突発的な Alfvén 波 Flux が確認できる。今回コロナ加熱を議論する上で重要なのは継続的に続く Alfvén 波である。そのため Alfvén 波が定常的に発生している時間 ($t/t_{A0} = 21 - 25$) で加熱を考える。実際のエネルギーを求めると、 $\text{Flux}(\rho_0 C_{S0}^3) = 1$ が $4 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ に対応する。このとき、磁場の角度が $\theta = 110^\circ$ のとき最大を示すが、活動領域の加熱に必要なエネルギーを満たす $10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ に届いていない。静穏領域で考えれば、加熱に必要なエネルギーは $3 \times 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ なので、 $70^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ においてこれを満たしている。

model B: 太陽大気での磁気リコネクション

同様に太陽大気でのリコネクションの場合も、Alfvén 波 Flux を測定した。図 4 においてリコネクションが確認できる。図 5 ではそれぞれの角度における Alfvén 波 Flux の時間変化を測定している。実際のエネルギーを求めると、 $\text{Flux}(\rho_0 C_{S0}^3) = 0.0005$ が $5 \times 10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ に対応する。このとき、ほぼすべての角度の磁場が静穏領域のコロナの加熱には十分である。また、磁場の角度によってエネルギーが異なることがわかる。磁場の角度が $\theta = 120^\circ$ のとき最大を示す。これは一様大気と同様の結果である。

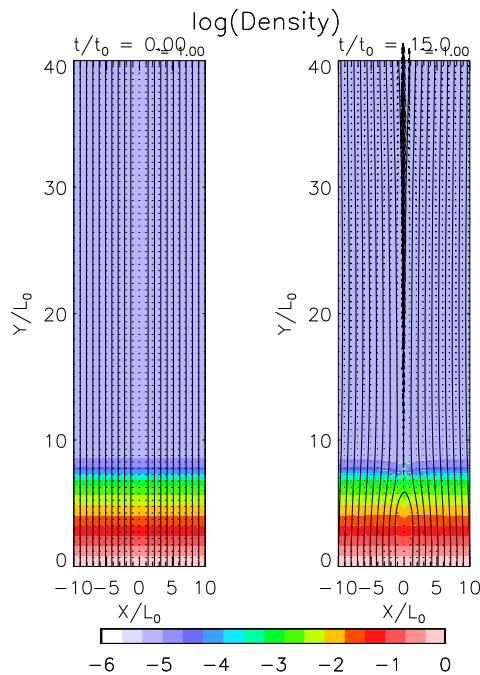


図 4: $\theta=90^\circ$ での二次元図。色は対数密度を示し、実線は磁力線、ベクトルは速度を示す。左から $t/t_0=0$ 、 $t/t_0=15$ 。 $Y/L_0 = 35$ のラインで Alfvén 波 Flux を測定。

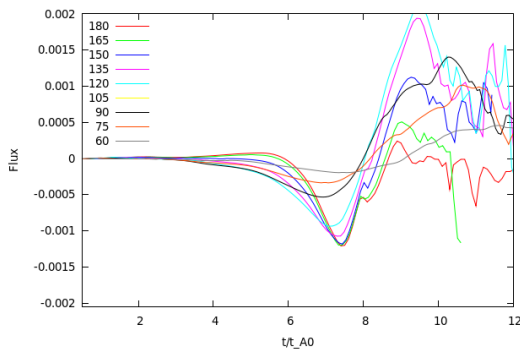


図 5: 磁気リコネクションにより発生する Alfvén 波 Flux 時間変化。縦軸に Alfvén 波 Flux ($\rho_0 C_{S0}^3$)、横軸は Alfvén 時間で統一。

4 議論

今回は Flux による加熱の議論しか行わないが、model A から発生する Alfvén 波 Flux によるエネルギーは、リコネクションを起こす磁場の角度によ

て、静穏領域の加熱を満たせる場合とそうでない場合があった。model B の場合は、ほぼ全ての角度で見ても同様大気の場合に比べ大きいエネルギー寄与になった。また、model A と同様の角度依存性を見ることができ、エネルギーがピークの角度もほぼ同じであった。このことより、コロナ加熱を考える上で磁気リコネクションによる波の寄与は、磁場同士の角度にも依存するが、極めて重要であると言える。

5 今後のシミュレーション

今回は光球から垂直に伸びる磁場を仮定してシミュレーションを行った。しかし実際には、光球-コロナ間を貫く磁場は上空に行くほど広がりをもつ。そこで今後のシミュレーションとして、重力成層を考慮し、上空に向かって広がりを持つ磁場でのリコネクションを行う (図 6)。

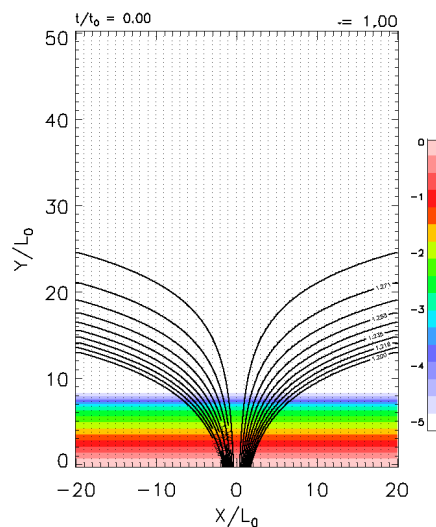


図 6: 光球-コロナ間を貫く磁場の二次元想像図。色は対数密度を示し、実線が磁力線を表す。

Reference

Figure et al. 2010, PASJ, 62, 993
K. Galsgaard and I. Roussev. 2002 A&A, 685, 383