

光球磁気リコネクションにおける対流の影響について(その2)

竹内彰継(米子高専), 柴田一成(京大理)

概要

太陽光球では鉛直で強い磁束管が超粒状斑境界に点在している。そして、それらのうち逆極性のものが衝突すると光球磁気リコネクションがおこると考えられている。一方対流は、その沈み込み領域へ磁束を掃き寄せるので、磁気リコネクションを促進する効果をもつと予想される。そこで、2次元MHD数値シミュレーションを行うことにより、この対流の掃き寄せ効果がリコネクションを促進するか調べてみた。まずThin Flux Tube近似を利用して磁気シート(この計算は2次元なので「磁束管」ではなく「磁気シート」になる)の磁気平衡解を計算した。続いて、鉛直面内に人工的な循環流をおいて対流を模擬し、その後の時間発展を追跡した。このとき、対流を維持するために、光球直下に温度勾配が断熱勾配の層をおいた。また、電気抵抗は光球で最大(磁気レイノルズ数は1000)とし、光球から離れるにつれ急激に減少するとした。その結果リコネクション率のピーク値は対流の運動エネルギー密度を磁気シートの磁気エネルギー密度で割った値に比例することが示された。しかし現実の太陽光球では、対流の運動エネルギー密度は磁束管の磁気エネルギー密度より十分小さいので、対流によるリコネクションの促進効果はほとんどないと予想された。

1. 研究の動機

最近光球でも磁気リコネクションがおきているのではないかと指摘されるようになってきた(例えばSchrijver et al. 1997)。すなわち光球の強い磁束管が、対流により沈み込み領域に掃き寄せられ、逆極性の磁束管と衝突してリコネクションがおこると推測されている。一方対流は、磁束管をしめつけるので、リコネクションを促進する効果をもつと考えられる。しかし、対流によるリコネクションの促進効果を調べた研究はまだなされていない。Takeuchi & Shibata (2001a) は対流は考慮したが、対流による促進効果は調べなかった。またTakeuchi & Shibata (2001b, 2002) は、重力成層がリコネクションに及ぼす効果は調べたが、対流はまったく考慮しなかった。そこで本研究で、2次元MHD数値シミュレーションを行うことにより、この対流の掃き寄せ効果がリコネクションを促進するか調べてみた。

2. 計算の仮定

図1に計算の初期条件の模式図を示す。水平方向にx軸、鉛直上方にz軸を定め、光球を $z=0$ とした。このとき、距離の単位は光球での圧力のスケールハイト $H_p(=160\text{km})$ である。次に、Thin Flux Tube近似 (Roberts & Webb 1978) を利用して磁気シートの磁気平衡解を計算し、z軸で逆極性の磁束管と接触させた(したがって、z軸がカレントシートとなる)。続いて、図1のように鉛直面内の循環流で磁気シートをはさみ、対流の掃き寄せ効果を模擬し、その後の時間発展を2次元MHD数値シミュレーションで追跡した。このとき、対流を維持するために光球直下に断熱温度勾配の層をおいた。また、電気抵抗は光球で最大になるようにし(磁気レイノルズ数は1000)、そこから距離が離れるとガウス関数的に減少するようにした。

図2に本計算で選ばれた計算パラメータを示す。本計算のパラメータは、基本的には対流の流速 V_c と磁気シート内でのプラズマ β 値である。一方、現象にとって本質的なのは対流の運動エネルギー密度 E_{conv} と磁気シート内での磁気エネルギー密度 E_{mag} の比である。そこで、 $V_c-\beta$ 平面上に $E_{conv}=0.5E_{mag}$, $E_{conv}=1.0E_{mag}$, $E_{conv}=1.5E_{mag}$ という曲線を取り、 β を1.0(ひし形), 2.0(三角形), 3.0(四角形)と固定してその曲線との交点から V_c を定めた。また、比較のために $V_c=0.0$ でも計算した。このとき、速度の単位は光球での音速 $C_s(=8\text{km/s})$ である。

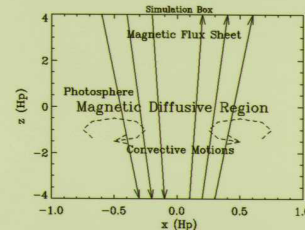


図1 計算の初期条件の模式図

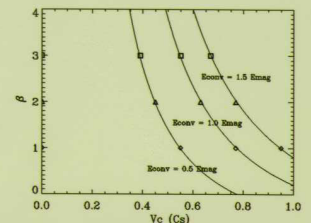


図2 計算に用いたパラメータ
図中のひし形、三角、四角の点で計算

3. 結果と考察

3.1. 対流がない場合

まず、比較のために対流がない場合のリコネクションを調べた。ここでは、代表例として計算のパラメータが $V_c=0.0$, $\beta=2.0$ の場合を示した。なお、時間の単位はスケールハイトを音波が横切る時間 $H_p/C_s(=20\text{s})$ である。図3に電流密度 J_y の時間発展を示す。光球($z=0$)で電気抵抗を最大にしたので、光球でリコネクションが生じている。また、この電気抵抗局在化の効果により、上向きジェットで($t>4$ でかろうじて) Slow Shockが見えている。

次に、リコネクション率の時間変化を調べた(図4)。このとき、リコネクション率はリコネクションポイントでの ηJ_y で計算した。図より、リコネクション率はいったん下がりが($t=0.5$)その後上昇し、 $t=4.5$ でピークに達した。

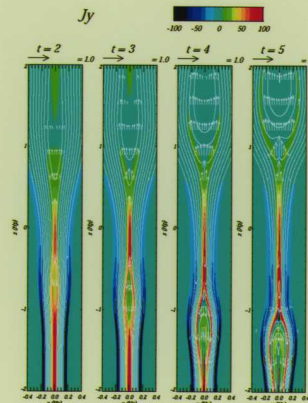


図3 対流がない場合の電流密度 J_y の時間発展

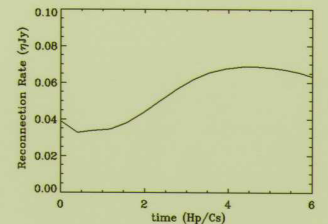


図4 対流がない場合のリコネクション
ポイントでのリコネクション率の時間
発展

3.2. 対流がある場合

続いて、対流がある場合のリコネクションを調べた。ここでは、代表例として計算のパラメータが $V_c=0.63$, $\beta=2.0$ の場合を図示した。図5に電流密度 J_y の時間発展を示したが、明らかにリコネクションの時間発展が、対流がない場合より速くなっている。また、 $-1.0 < z < -0.5$ に対流により磁力線が引きずられた構造が見られた。さらに、対流のない場合と異なり、下向きジェットでSlow Shockがより顕著になっている($t=2$)。

次に、どのようにリコネクションが速くなったかを見るために、図6にリコネクション率の時間発展を示した。図より、リコネクション率が高くなっているばかりでなく、そのピークが早い時間にある($t=1.5$)ことがわかる。

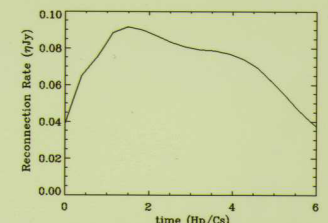


図6 対流がある場合のリコネクション
ポイントでのリコネクション率の時間
発展

3.3. 考察

以上の計算より、磁気シート内での β 値がどのような値であっても、対流の流速 V_c を速くするとリコネクション率が上昇することがわかった。そこで、そのリコネクション率の上昇を定量的に調べた。

この現象で本質的なのは対流の運動エネルギー密度 E_{conv} と磁気シート内での磁気エネルギー密度 E_{mag} の比 E_{conv}/E_{mag} である。そこで、リコネクション率のピーク値の E_{conv}/E_{mag} 依存性を調べた。このとき、リコネクション率のピーク値は β にも依存するので(β が増大するとピーク値は減少する)、 E_{conv}/E_{mag} の依存性だけをとりだすために、対流がない場合($V_c=0.0$)のピーク値で規格化したものの依存性を調べた。その結果を図7に示す。図より明らかに対流のエネルギー密度が増大するとリコネクション率のピーク値も直線的に増大している。なお、図7におけるひし形、三角形、四角形は図2と同じ意味であり、それぞれ β が1.0, 2.0, 3.0の場合に対応している。また、図中の点線は目測で計算結果に合わせた直線である。

最後にこの結果を現実の太陽光球に適用する。現実の太陽では対流の流速は $V_c \sim 1\text{km/s}$ であり、 $V_c \ll$ 音速($C_s=8\text{km/s}$)である。一方、強い光球磁束管内では $\beta \sim 0.3$ なので $E_{conv}/E_{mag} \ll 1.0$ となる。したがって、図7よりリコネクション率はほとんど増大しないことがわかる。

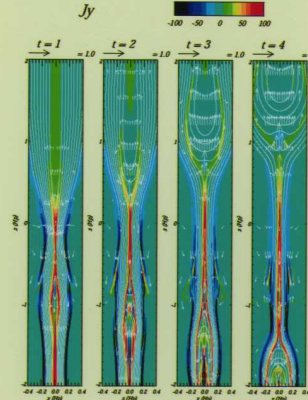


図5 対流がある場合の電流密度 J_y の時間発展

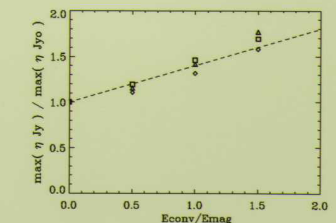


図7 リコネクション率のピーク値の
対流のエネルギー密度依存性
図中のひし形、三角形、四角形は図2で
選ばれたパラメータ

参考文献

- Roberts, B., & Webb, A. R. 1978, Sol. Phys., 56, 5
- Schrijver, C. J., Title, A. M., van Ballegoijen, A. A., & Shine, R. A. 1997, ApJ, 478, 424
- Takeuchi, A., & Shibata, K. 2001a, ApJ, 546, L73
- Takeuchi, A., & Shibata, K. 2001b, Earth Planets Space, 53, 605
- Takeuchi, A., & Shibata, K. 2002, in proc. of Yokohko 10th Anniversary Meeting, in press