

中小質量星の恒星風による質量放出率の理論的決定に向けて

名古屋大学 理学研究科
素粒子宇宙物理学専攻 素粒子宇宙物理系
理論宇宙物理学研究室 (Ta 研) 修士 1 年

寺西 恭雅

1 Introduction

恒星風による質量放出は、あらゆる恒星に普遍的に見られる天体現象である。この質量放出現象は恒星進化を考える上で非常に重要な過程であり、銀河のガス、ダストの進化、周囲の惑星系等にも多大な影響を及ぼす。

大質量星や漸近赤色巨星など光度の大きい星では輻射圧で恒星風を駆動していると考えられており、理論、観測の両面から比較的良好に研究されている一方、中小質量星の恒星風の駆動メカニズムは、観測が困難なこともあり、大きな不定性が残っているのが現状である。表面对流層の乱流が持つエネルギーが、磁気流体的過程など何らかの方法で外層に輸送され、外層の恒星風駆動に寄与しているものと考えられているが、複雑な非線形過程が絡むためこの対流起源の恒星風については理論的に未解明な部分が多い。

中小質量星の恒星風による質量放出について、恒星表面の物理状態に基づく第一原理的モデルを構築し、それを用いて自然に質量放出率を求めることを試みた論文 (Steven R. Cranmer and Steven H. Saar 2011) を紹介する。さらにこの論文の手法の問題点や、今後の研究についても議論する。

2 中小質量星の質量放出率

太陽では図 1 のように、閉じたループ状の磁場構造と、開いたチューブ状の磁場構造が観測されており、他の恒星にも同様の構造が存在すると考えられている。恒星風は主に開いたチューブ状の構造の部分から吹き出しているため、この構造に則して考える。

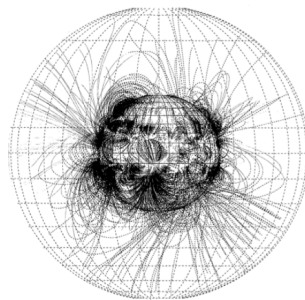


図 1: 太陽の磁場構造 (Hakamada et al. 2006)

前章でも述べたように、光度の大きい星の恒星風は輻射で駆動されているのに対し、約 $1-1.5M_{\odot}$ 以下の中小質量星の恒星風は表面对流層の乱流によるエネルギーが何らかの過程で上空に輸送されて駆動されていると考えられている。

今回は中小質量星の上空へのエネルギー輸送の過程を (1) Gas Pressure によるものと (2) Wave Pressure によるものの 2 つに分けて考える。それぞれの効果による質量放出率を計算し、それらを合算することで中小質量星の質量放出率を求めることにする。

2.1 Hot Coronal Mass Loss

Gas Pressure の効果による質量放出率を考える。定常球対称のときのエネルギー保存の式は、

$$\frac{1}{A} \frac{d}{dr} \left\{ A \left[F_H - F_{\text{cond}} + \rho u \left(\frac{u^2}{2} - \frac{GM_*}{r} \right) \right] \right\} = 0 \quad (1)$$

ここで u は流体の速度を、 F_H は Heating に関するエネルギーフラックス、 F_{cond} は Conduction に関するエネルギーフラックスを表し、 A は開いた磁場の構造の断面積を示している (図 2 参照)。断面積 A は恒星中心からの距離 r に依存している。 $A(r)$ の r 依存性のうち r^2 以外の部分を $f(r)$ に担わせることにする。 f は磁場チューブの形状を表す量である。よって A は、

$$A(r) \propto r^2 f(r) \quad (2)$$

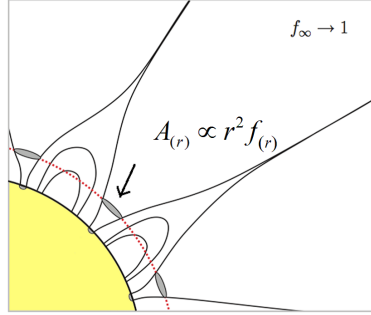


図 2: 磁場のチューブ構造の断面積

(1) 式を遷移層の位置から無限大まで積分する。遷移層の位置では流体の速度はそれほど加速されていないため、運動エネルギーを示す項はその他のものに比べて小さい。一方無限大では、ガスは十分加速され運動エネルギーを示す項が支配的になる。よって積分結果は、

$$A_{\text{TR}}(F_{H,\text{TR}} - F_{\text{cond}}) - (\rho u A)_{\text{TR}} \frac{GM_*}{r_{\text{TR}}} = (\rho u A)_{\infty} \frac{u_{\infty}^2}{2} \quad (3)$$

添字 TR は遷移層 (Transition Region) の位置での物理量であることを表している。

$u_{\infty} = V_{\text{esc}} = (GM_*/R_*)^{1/2}$ を仮定する。 R_* は恒星の半径である。質量流束 $\rho u A$ は保存するので、(3) 式より質量放出率は、

$$\dot{M}_{\text{hot}} = \rho u A = \frac{4\pi R_* f_{\text{TR}}}{V_{\text{esc}}^2} (F_{H,\text{TR}} - F_{\text{cond}}) \quad (4)$$

$F_{\text{cond}}/F_{H,\text{TR}} = 10^{-4}-10^{-1}$ 程度になっているため F_{cond} は $F_{H,\text{TR}}$ よりも小さい。また、遷移層の位置での Heating によるエネルギーフラックス $F_{H,\text{TR}}$ は遷移層での波動等によるエネルギーフラックス Q_{TR} によって決まっており、 Q_{TR} は恒星表面の乱流によるエネルギーフラックス Q_* と磁気チューブの形状 f などによっているため、質量放出率 \dot{M}_{hot} は恒星表面の物理量を用いて求めることができる。

2.2 Cold Coronal Mass Loss

次に Wave Pressure の効果による質量放出率を考える。定常球対称を仮定し、重力と磁気圧を考えた運動方程式は、

$$u \frac{du}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{d}{dr} \left(\frac{\langle \delta B^2 \rangle}{8\pi} \right) - \frac{GM_*}{r^2} \quad (5)$$

δB は恒星表面での乱流による磁場の揺らぎを表す。WKB 近似、連続の式 ($\rho u A = \text{const.}$) 等を用いて変形すると (Holzer et al. 1983 参照)、

$$u \frac{du}{dr} = \frac{\frac{1}{4A} \frac{dA}{dr} \left(\frac{1+3M_A}{1+M_A} \right) v_{\perp*}^2 - \frac{GM_*}{r^2}}{u^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{1+3M_A}{1+M_A} \right) v_{\perp*}^2} \quad (6)$$

M_A は Alfvén マッハ数で、 $M_A = u/V_A$ である。 V_A は Alfvén 速度を表す。

(6) 式の分母が 0 になるとき、速度勾配が無限大にならないためには分子も 0 にならないといけない。この(分子)=0 となる位置を臨界点 r_{crit} と呼ぶ。

臨界点における速度 u_{crit} 、密度 ρ_{crit} を見積もり、次の式から質量放出率を計算する。

$$\dot{M}_{\text{cold}} = 4\pi r_{\text{crit}}^2 \rho_{\text{crit}} u_{\text{crit}} \quad (7)$$

先ほども述べたが、 δB は恒星表面の対流に由来するものである。そのため、それに起因する \dot{M}_{cold} も恒星表面の値を用いて求めることができる。

2.3 中小質量星の質量放出率と問題点

2.1 節、2.2 節でそれぞれの効果による質量放出率を恒星表面の値を用いて求めることができた。(4) 式と (7) 式で求められた質量放出率を合算し、グラフにすると次のようになった。比較のため Schroder and Cuntz 2005 の結果もともに示しておく。

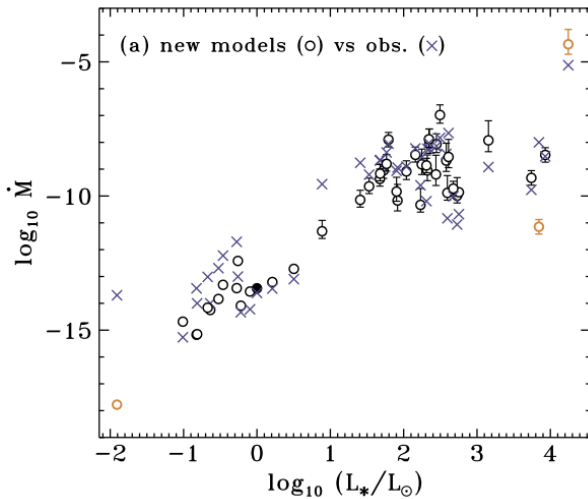


図 3: Crammer and Saar 2011

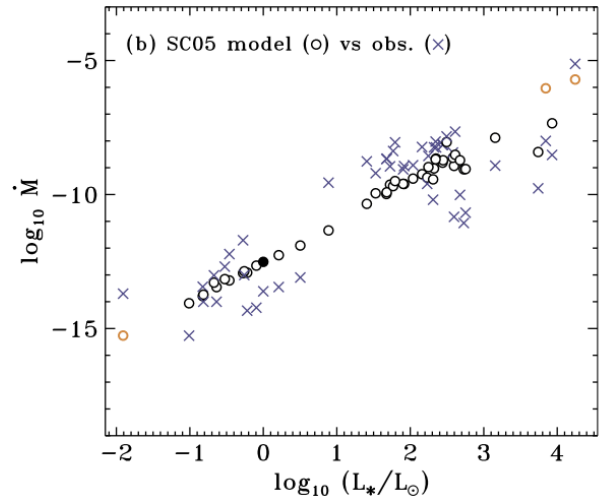


図 4: Schroder and Cuntz 2005

図の × 印が観測値を、○印がモデルによる理論値を示している。

次の式を用いて、どれほど観測値を説明しているか確認する。

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\log \dot{M}_i(\text{model}) - \log \dot{M}_i(\text{obs})]^2 \quad (8)$$

Crammer and Saar 2011 では $\chi^2 = 0.650$ 、Schroder and Cuntz 2005 では $\chi^2 = 1.131$ となる。

両者ともに観測値をある程度説明できているが、Schroder and Cuntz 2005 は光度の大きい星の恒星風駆動メカニズムである輻射駆動のモデルを外挿し、中小質量星に合わせたものであまり物理的ではない。一方 Crammer and Saar 2011 のモデルは、今まで見てきたように表面对流層での乱流、磁場の効果を取り入れたより中小質量星に合った物理的なモデルになっている。この点が Crammer and Saar 2011 の優れているところである。

しかし、この論文には問題点も存在する。例を挙げると次のようなものがある。

(4) 式と (7) 式で求められた質量放出率を合算するときに、単純に足し合わせるのではなく、実際は次のような式を用いている。

$$\dot{M} = \dot{M}_{\text{cold}} + \dot{M}_{\text{hot}} \exp(-4M_{A,\text{TR}}^2) \quad (9)$$

$M_{A,TR}$ は遷移層の位置での Alfvén マッハ数を表す。

実際に \dot{M}_{hot} と \dot{M}_{cold} を計算すると、コロナが存在しないような比較的冷たい星で \dot{M}_{cold} が \dot{M}_{hot} に比べて十分に大きくなるということが起こる。これを解決するためのファクターとして $\exp(-4M_{A,TR}^2)$ が \dot{M}_{hot} のみにかけられている。このように理論がつぎはぎになっている面もある。

3 まとめ 今後の展望

今回紹介した Crammer and Saar 2011 では、表面对流層での乱流、磁場の効果を加味した中小質量星に合った物理的なモデルを作り、恒星表面の物理量を用いて中小質量星の質量放出率を導くことができた。その結果は観測値にもよく合っていると言える。しかし理論がつぎはぎになっているなど問題点も多く存在するため、より自然なモデルを構築することが必要である。中小質量星の質量放出率を理論的に決定することを目標に、今後の研究を進めていきたいと考えている。

具体的には、次の事柄から取り組む予定である。

観測によって中小質量星の質量放出率には図 5 のような傾向が見えてきている。同様の傾向は数値計算の結果にも現れている (図 6)。この数値計算は、光球から流体の加速が十分に終わる位置までの MHD 波動によるエネルギー輸送を、MHD に放射冷却と熱伝導を取り入れた式を用いて、首尾一貫した方法で恒星表面の物理量から直接 \dot{M} を求めた計算である。まずはこの結果に理論的な解釈を与えるということを目指したい。

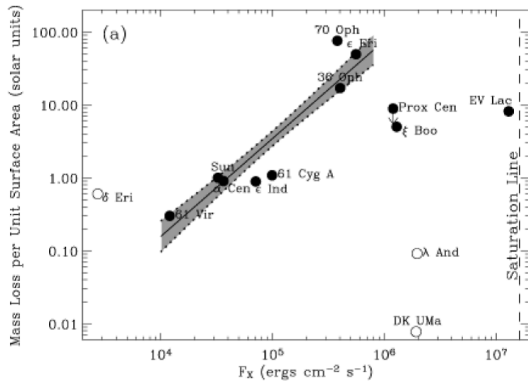


図 5: 質量放出率の観測結果 (Wood et al. 2005)

エネルギーフラックスが増加するにつれ質量放出率が増えているが、やがて頭打ちになり、質量放出率が減少するという傾向が見えている。

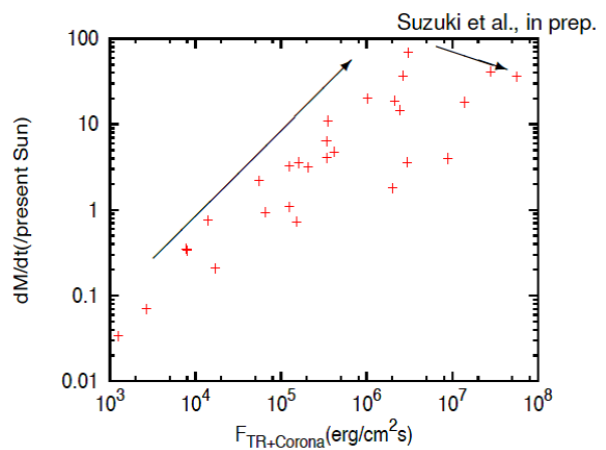


図 6: 数値計算の結果。図 5 と同様の傾向が見える。