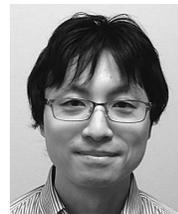


# シミュレーションで迫る若い星への 降着の物理



高 棹 真 介

〈名古屋大学大学院理学系研究科 理論宇宙物理学教室 〒464-8602 名古屋市千種区不老町 ES 総合館 622 号室〉  
e-mail: takasao@nagoya-u.jp

生まれたばかりの星である原始星や前主系列星は、周囲に形成された円盤から降着を受けて進化する。星の成長過程は降着流の構造に影響を受けるため、降着構造の理解は重要な課題となっている。しかし、いまだ理論と観測の間には大きなギャップが見受けられる。そこで筆者らは降着構造の理解を目指し、大規模3次元シミュレーションを用い星近傍の降着流構造を探ってきた。その結果、円盤赤道面から穏やかな降着が起きつつも高緯度に高速な降着が発生するような新たな降着形態が見つかった。本稿ではこの降着の物理を説明し、今後の研究の展開についても紹介する。

## 1. はじめに

私が磁気流体シミュレーションと出会ったのは後に指導教員となる柴田一成氏の学部生向けの授業である。彼は多くの綺麗なシミュレーション動画をわかりやすい説明をしながら見せてくれた。私の好奇心はいたく刺激され、当時特にひかれたのは太陽フレアや星形成領域が駆動するジェットといった星にまつわるものであった。おそらくその理由は、彼自身がその両者に長年注力していたから自然と説明に熱が入っていたからだと思う。これが太陽研究と星形成研究の両方に取り組む今の私を作り上げた背景で、今回ご紹介するのは星形成寄りのお話である。最後に述べるが太陽と星形成研究を橋渡しすることで多くの進展が見込めると期待しており、今回の話はそれに向けたキックオフとなるものである。

## 2. 原始星の形成と成長

### 2.1 星への降着構造

宇宙の最も基本的な構成要素である星の形成は、分子雲の重力崩壊によって開始される。収縮

したガスは星の赤子と言える原始星を作り、その周囲に星周円盤を形成する<sup>1)</sup>。原始星は誕生時に僅か太陽質量の0.1%の重さしかもたず、周囲の円盤から質量や角運動量を受け取ることによって成長していく<sup>2),3)</sup>。そのため降着過程が星の最終状態を決める本質的要素となっている。

円盤からの降着過程は星の成長とともに変遷していくと考えられている。濃いガスに埋れているような原始星の誕生初期では、円盤が星表面にまで伸び、赤道面を通じて星にガスを供給している(図1左)。このような降着は星と円盤の接続部分を通して起きることから、境界層降着 (boundary layer accretion) と呼ばれている<sup>4),5)</sup>。この場合の降着は円盤内の乱流などによる実効的な粘性が駆動するため、降着速度はケプラー速度に比べて十分小さく降着は緩やかに進むと考えられている。

星の成長が進むと周りのガスが晴れて星表面が見通せるようになる。この段階の星は前主系列星と呼ばれ、対応する天体は小質量星では古典的Tタウ型星、中質量星ではハービッグ Ae/Be 型星である。この段階になると観測から降着構造につ

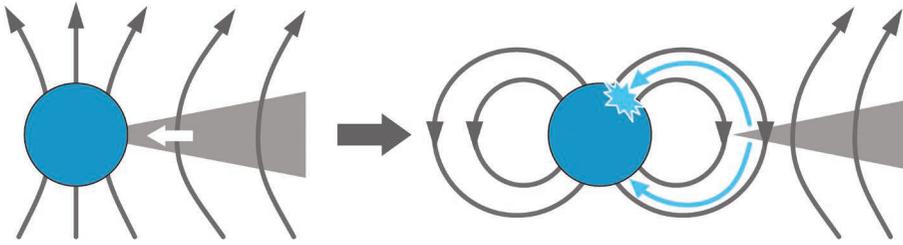


図1 星への降着構造の時間進化に関する古典的考え。左が境界層降着、右が磁気圏降着。黒線は磁力線で水色の矢印は降着流を表す。磁気圏降着の場合は星表面に降着衝撃波を形成する。

いて直接調べることができるようになる。よく調べられている古典的Tタウ型星について紹介すると、He Iなどの吸収線を使ったドップラー観測からケプラー速度程度（数百 km s<sup>-1</sup>）もの速度をもつ降着流の存在がわかっている<sup>6)</sup>（He Iはアウトフローの検出にも使われている<sup>7)</sup>）。より詳細な解析によると、降着流は星の高緯度にある磁極付近に流れ込み、その星表面が明るくなっていることも示唆されている<sup>8)</sup>。このような観測的特徴は、星の赤道へ緩やかに降着が起きる境界層降着では説明がつかない。

そこで提案されたのが磁気圏降着と呼ばれるモデルである<sup>9)</sup>（図1右）。このモデルは降着構造が星の磁場によって決められるというもので、もともとは強い磁場をもつ中性子星への降着を説明するために考えられた<sup>10)</sup>。多くの古典的Tタウ型星は1 kG程度もの強い平均表面磁場をもつことが知られていて、太陽黒点の磁場強度が3 kG程度であることを踏まえると星全体が黒点級の磁場で覆われているようだ<sup>11)</sup>。そのため星磁場が重要な役割を果たしていると予想されている。

星磁場はどのようにして円盤からの降着をコントロールするのだろうか。星の磁場構造は一般に複雑だろうが、双極成分に比べ多重極成分は星からやや離れると急速に減衰するので、星磁場はおおよそ双極磁場と近似できる<sup>12)</sup>（図1右の星磁場を参照）。この星磁場は中心星近傍では星の自転速度で星と一緒に回転している。ただし星の自転速度は、星がガス圧で支えられているためにケプ

ラー円盤の回転速度よりも小さい。そのため中心星近傍では星磁場の回転に比べ円盤のほうが速く回っていることになる。

星近傍のガスは降着に伴う粘性加熱で十分電離しているため、円盤ガスはプラズマだと考えて良い<sup>13)</sup>。プラズマは磁場を自由に横切ることができない性質をもつため（磁場の凍結）、円盤ガスが遅く回転している星磁場に出会うと、星磁場を引きずらざるをえない。このとき円盤ガスは磁場による反作用によって減速し、一気に遠心力を失って落下を開始してしまう（いわゆる磁気ブレーキ）。しかし円盤ガスは星にまっすぐ落ちたくても磁場を横切ることができないため、磁力線に沿って星に落下せざるをえない。そのため落下地点が磁極付近となる。

上のような形で星磁場が円盤ガスの運動を決める領域のことを磁気圏と呼び、古典的Tタウ型星の典型的な磁気圏半径は星半径の数倍と見積もられている。円盤ガスはその位置から磁力線に沿ってほぼ自由落下するので降着速度は超音速のケプラー速度程度になり、星表面に降着衝撃波を作ることが期待される（図1右）。このように、磁気圏降着モデルは高緯度（磁極付近）に降着衝撃波を形成して増光を引き起こすこと、そしてケプラー速度程度の降着速度の存在を説明できるため今では広く受け入れられている。ただし、原始星から前主系列星に至るどの進化段階で磁気圏降着に切り替わるのかはわかっていない。

上で述べた磁気圏降着の話は解析的な考察に基

づくものであった。その妥当性を確かめるにはシミュレーションによる検証が不可欠である。しかし磁気圏降着のシミュレーションは後ほど少し述べるが数値的に多くの困難があり、過去に3次元計算に成功したグループはRomanovaらのみである<sup>14)</sup>。そのグループの計算結果はおおむね理論予測に整合的ではあるが、解像度が低くかつ他グループによる検証もない。そのため結果の普遍性が明らかではないという問題が残っている。

## 2.2 降着率の推定方法

星と円盤の進化を特徴づける降着率を観測から推定するには、以下の関係式を用いる：

$$L_{\text{acc}} \approx \frac{GM_* \dot{M}_{\text{acc}}}{R_*} \quad (1)$$

ここで $L_{\text{acc}}$ は降着由来の光度、 $G$ は重力定数、 $M_*$ は中心星質量、 $\dot{M}_{\text{acc}}$ は降着率、そして $R_*$ は星半径である。すなわち降着率を求めるには観測から $M_*$ 、 $R_*$ に加えて $L_{\text{acc}}$ も得ることが必要だとわかる。多くの観測はUバンドなど限られた波長範囲で行われるため、 $\dot{M}_{\text{acc}}$ を求めるには観測波長バンドやライン放射から測る光度を $L_{\text{acc}}$ に変換する必要がある（放射補正）。つまり降着過程においてどの波長の放射がどのような過程を経て出ているのかを知る必要があるため、降着構造の理解が不可欠となる。ここで理論モデルが必要となり、境界層降着モデルに基づくスラブモデル<sup>15),16)</sup>や磁気圏降着モデルに基づく降着衝撃波モデル<sup>17)</sup>が現在よく使われている。

## 3. 質量降着に関する謎

### 3.1 磁場が弱い星で高速降着

先ほど星の磁場は降着形態を変え、その結果星への降着速度も大きく変わるという話をした。では具体的にどの程度違うのかを、0.5太陽質量で半径が2太陽半径の若い星を例にとり見積もってみたい。境界層降着の場合、乱流粘性で駆動される降着流の星表面付近かつ円盤赤道面における速度を代表値とすると $4 \times 10^{-3} \text{ km s}^{-1}$ 程度と見積

もられる<sup>18)</sup>。一方、ガスが磁力線に沿ってほぼ自由落下する磁気圏降着モデルでは降着速度がケプラー速度 $300 \text{ km s}^{-1}$ 程度となるため、両者の差は5桁にも及ぶ。そのためこれまでの考えを踏まえると、磁気圏降着が起きない限り $100 \text{ km s}^{-1}$ オーダーの降着速度は期待できそうもない。

高速降着に磁気圏が必要であることを確認するためには、磁気圏がなさそうな磁場が弱い星を調べるのが良い。この検証にうってつけの天体はハービッグ Ae/Be 型星で、一般に星磁場が弱いことが観測からわかっている<sup>19)</sup>。実際に磁気圏の存在が期待できないこの天体に対して降着速度がドップラー観測によって調べられた。すると、なんと予想に反して $100 \text{ km s}^{-1}$ オーダーの降着速度を示す天体が複数検出されたのである<sup>20)</sup>。そのためこの観測は降着に関するわれわれの理解に疑問を呈するものとなった。

### 3.2 原始星での光度問題

ガスに埋もれている原始星を降着過程に敏感な可視光・紫外線で見るとは困難なので、降着率を測定することは難しい。ただ理論的には原始星は主に降着で光っていると考えられているので( $L_{\text{bol}} \approx L_{\text{acc}}$ ,  $L_{\text{bol}}$ は全放射光度)、原始星の $L_{\text{bol}}$ を赤外線の連続成分などから推定する試みがなされてきた。降着由来の放射は周囲のダストなどによる再放射が絡むなど解釈は入り組んでおりいろいろなモデルを与えないといけませんが、原始星では観測からおおよそ $L_{\text{bol}} \sim 1 L_{\odot}$ となっていることが知られている( $L_{\odot}$ は太陽光度)。この値は原始星の成長タイムスケールから期待される値( $L_{\text{bol}} \approx 10 L_{\odot}$ )よりも1桁程度小さい。原始星が思ったよりも暗い、というこの問題は「光度問題」と呼ばれており<sup>21)</sup>、起源については長年議論が続いている。何にせよ全放射光度に対して降着光度が支配的とは言えず、降着光度の寄与を見積もるにはさらに一工夫が必要となる。

そこで原始星の降着光度の見積もりに使われたのが、赤外波長帯にある水素の $\text{Br}\gamma$ である。多く

の古典的Tタウリ型星の観測から、このライン放射は降着衝撃波由来の放射と強く相関することが確かめられている<sup>22)</sup>。原始星でもこのラインが検出されたため、磁気圏降着の考えに基づきBryを用いて原始星への降着光度が求められた<sup>23)</sup>。得られた結果は、 $L_{\text{acc}} \sim 0.1L_{\text{bol}}$ という関係だった。これが本当なら、降着光度は原始星の成長タイムスケールから求められる値より2桁も小さいことになり、ますます原始星の成長過程が理論予想と異なってしまう。しかし今使っているのは降着衝撃波に関係しているBryだけなので、もし穏やかな降着も存在していた場合はその分の降着光度を測り損ねている可能性がある。実際、降着率の高い原始星段階では磁気圏の形成は難しく、通常は穏やかな境界層降着が起きていると考えられているため衝撃波由来の放射が出ていること自体も不思議だ。したがって、原始星の成長過程を明らかにするうえで降着構造の理解が強く求められている。

#### 4. 3次元磁気流体シミュレーション

これまで「高速降着・降着衝撃波が見えたら磁気圏降着」という考えが定説であったが、円盤が星と接続した境界層降着が起きているはずのハービッグAe/Be型星や原始星でも高速降着の兆候が見られ、定説に疑問が呈された。また原始星では降着衝撃波由来の降着光度が理論予想より非常に小さく、本当に降着光度を測定し切れているのか疑わしい。このような背景から、我々は星磁気圏がない降着過程を3次元磁気流体シミュレーションによって再検討することにした<sup>24)</sup>。

##### 4.1 星・円盤モデルの構築

われわれが仮定した初期条件は弱い磁場しかもない中心星の周りに磁場をもつ回転円盤があるような状況である。話を具体的にするために、本稿では中心星を質量が3太陽質量、半径が2.5太陽半径のハービッグAe型星として話を進める。計算にはプリンストン大学のJ. Stone教授、そし

て筆者の共同研究者である富田賢吾氏らが開発した公開磁気流体計算コードAthena++を用いている。計算領域のサイズは60星半径(約0.7 au)、追った物理時間は星表面で300軌道周期(約0.2年)である。星形成は本来およそ100万年のタイムスケールで進んでいくが、本研究では星近傍の詳細な構造を追うために計算時間は短いながらも高解像度計算を行うことにした。計算資源的に星表面の細かな構造を解くことは困難であるため、星表面は後述するように境界条件として扱っている。

磁場も考慮しつつ星への降着をシミュレーションすることは、実は数値計算的に非常に難しく多くの苦勞がある。これがこれまで3次元計算に成功したグループが一つ<sup>14)</sup>しかない主な理由だろう。星近傍には降着ガスが磁場ももち込むため星の極域付近で磁場が強くなり、かつ高速降着が起きたなら衝撃波が至る所に現れる。詳細は省くが、これらが計算の時間刻み幅を非常に小さくしたり数値不安定性を生じたりする。この問題を現状可能な範囲で数値的に安定に、そして物理的にもなるべく妥当にするために、筆者は星表面の境界条件モデルを構築することにした。この星表面モデルは降着ガスが星に取り込まれる状況を表現でき、また円盤と接続している部分は円盤の運動をなるべく変えず、低密度のコロナに対応する部分は恒星風が自然に吹くようになっている。恒星風が吹く角度範囲は手で決めているわけではなく、計算中に自動で決まるようになっている。何はともあれ、このモデルを用いることで少なくとも数百軌道周期は安定に計算できるようになり、科学研究に取り組む準備ができた。

#### 5. 新しい降着モードの発見

はじめにシミュレーションの主な結果について概説し、その後物理過程を詳細に追いたい。

##### 5.1 共存する赤道降着と高緯度への高速降着

多くの場合、円盤ガスの降着は円盤内の乱流に

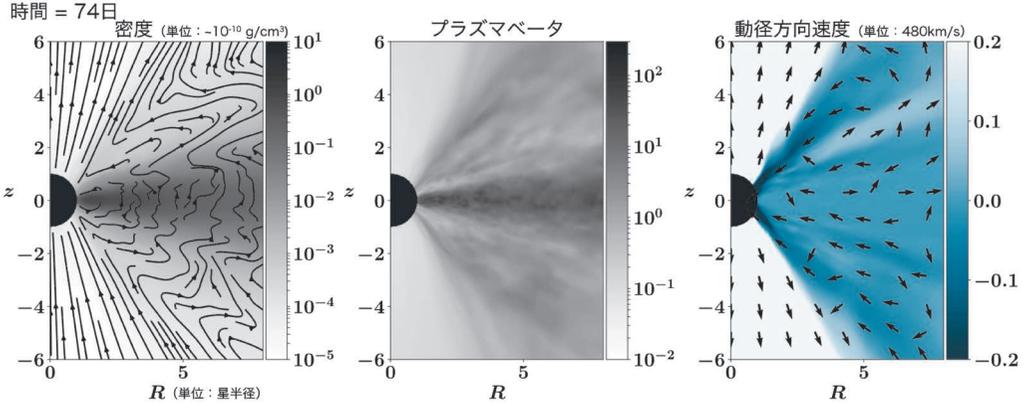


図2 星近傍の密度と磁力線（左），プラズマベータ（中央），動径方向速度（右）の分布．原点付近の黒塗り領域が星で，右図の矢印は速度ベクトルの向きを示す．ここでの物理量は回転角方向に平均化されている．プラズマベータはガス圧と磁気圧の比で，1より小さいと磁気圧優勢．

よる実効的な粘性によって駆動されていると考えられている．そして乱流の発生機構として有力視されているのは磁気回転不安定性（Magnetorotational instability; MRI）<sup>25), 26)</sup> という磁場が介した機構である．われわれの計算でも円盤ガスの降着は主にこのMRIによる乱流粘性によって駆動されている．

図2に星近傍の構造を載せた．実際の計算領域はこの10倍程度大きい．この時刻ではここで示した範囲は準定常状態になっている．図中央にはプラズマベータというガス圧と磁気圧の比で定義される量を示している．この値は空間的に大きく揺らいでいるが，それは磁場がMRI乱流によって複雑に増幅されているためである．

本モデルの中心星は磁気圏をもっていない．しかし図2の動径速度分布は星の高緯度に向かう高速降着の存在を示している．星表面で測った降着速度はおおよそケプラー速度で  $500 \text{ km s}^{-1}$  と，赤道面の降着速度に比べてはるかに高速である．この降着流は非常に激しい時間変動を示すが，常に存在していることもわかった．つまりこの星は，赤道付近の境界層降着（以下短く赤道降着と呼ぶ）と高緯度への高速降着の両方を受けているのである．

この新しく見つかった降着流の3次元構造を図3に示した．中心の球体が星表面を表し，そこに接続する円盤も示している．さらに星の高緯度に刺さり込む高速降着流を水色の等値面で描いている．図から高速降着流が円盤の十分上空から来ていること（初期の円盤の開き角は15度しかない），そして構造がフィラメント的であることを見て取れる．また星回りの磁場は円盤の回転角方向に強くねじれており，磁気圏降着モデルのような双極磁場とはかけ離れている．すなわち降着流は星の磁場に沿って落ちているわけではない．

この高緯度・高速降着流は大まかにファンネル（漏斗）状の構造を取っている．ブラックホールの円盤の業界でファンネルウォールジェットというブラックホールの回転が駆動するジェットが知られているが<sup>27)</sup>，それと構造と形成位置が似ている降着流だったので，われわれはこの降着をファンネルウォール降着と呼ぶことにした．

星は赤道降着と高緯度降着の二つの降着を受けているが，どちらが星への降着率を支配しているのだろうか？ 本計算での答えは赤道降着であり，ファンネルウォール降着はそのたかだか10%程度に過ぎなかった．つまり，衝撃波降着由来の放射だけから降着率を見積もってしまうと

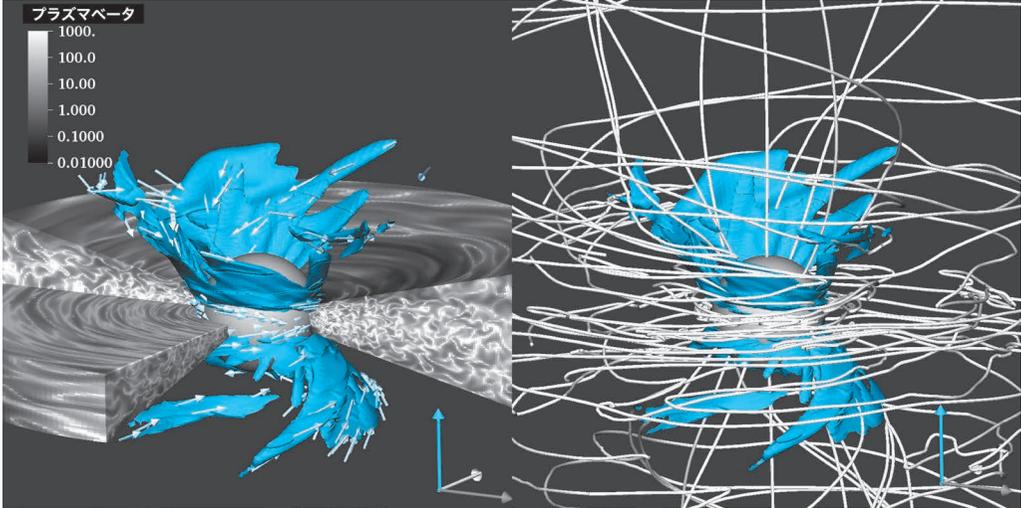


図3 星近傍の3次元構造。左：中央の球が星で、それに接続する円盤を乱流による揺らぎがわかりやすいようにプラズマベータで色付けしている。極域にある水色の等値面はケプラー速度程度で落下する高緯度・高速降着流。矢印は速度の向きを表す。右：磁力線の3次元構造。

降着率の大部分を見逃す可能性があると言える。

### 5.2 高緯度・高速降着流（ファンネルウォール降着）はどこから来るのか？

図4左に動径方向速度分布と速度の向きを示した。星から5-10星半径以上離れたところでは円盤から外に向かう流れが見られる。これはいわゆる円盤風で、詳細な解析の結果からMRI乱流が駆動していることが確認された。このMRI乱流駆動円盤風の解説については最初の発見者である鈴木建氏の記事<sup>28)</sup>や関連論文<sup>29)-31)</sup>を参照されたい。駆動機構を一言で言う、MRI乱流による磁場の揺らぎが上空に向かうポインティングフラックスを生み、そのエネルギーの流れが上空へのガス流（円盤風）を駆動している、とまとめられる。

より星に近い領域に注目してみると、円盤風が途中から方向を変え星に落下していることに気づく。速度分布と速度の向きを見比べてみればわかるが、ファンネルウォール降着はまさにこの外向きに飛んでいくことに失敗した円盤風であった。一般にMRI乱流駆動円盤風は円盤表面付近で超音速であり、脱出速度より十分遅い。そのため星

から重力的に束縛されており、何らかの過程で角運動量を失えばどんどん内側に落下していくわけである。

### 5.3 角運動量交換機構は何か？

ファンネルウォール降着は円盤風起源であり、円盤風のガスが円盤の十分上空で角運動量を抜かれたために形成されていることを見てきた。ではこの角運動量交換の過程はどのようなものだろうか？ もちろん円盤内と同じように磁場が重要で、基本的にはMRIや磁気遠心力風と言われるもので起きている物理と共通である。円盤は内側ほど早く回転しているので、磁力線が内側の軌道にいるプラズマと外側の軌道にいるプラズマをつないでいると、磁場の力によって内側のプラズマが外側のプラズマを振り回すことになる（磁場が両者をつなぐバネの役割をしていると思って良い）。その結果、外側に角運動量輸送が起きて内側のプラズマはより内側へ、外側のプラズマはより外側へと移動する。これが磁場による角運動量交換の基本物理で、降着や円盤風を理解する土台となる。

問題は、なぜ円盤内側では円盤風が外向きに飛んでいくことができなかつたのか、である。実は

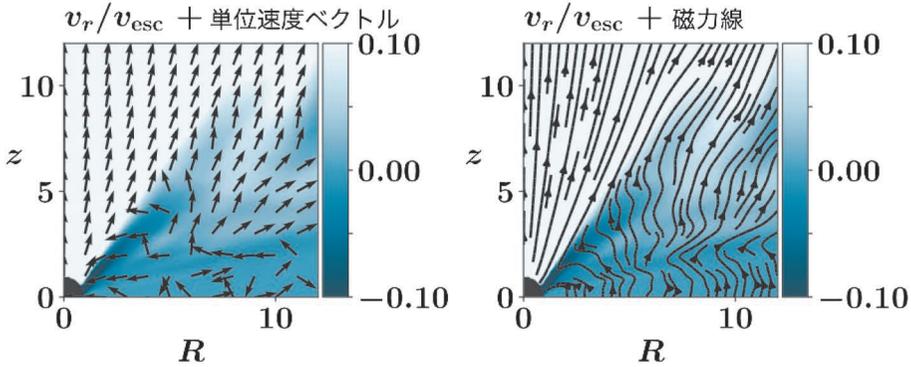


図4 時間・回転角方向に平均した、星近傍の流れ構造と磁場構造. 左: 矢印は速度ベクトルの向き, 右: 矢印付きの線は平均的な磁力線. 色はどちらも動径速度  $v_r$  を局所的な脱出速度  $v_{esc}$  で規格化した値を示している.

これには円盤磁場の輸送が関係している．円盤内縁付近にはガスの降着とともに周囲から磁場が掃き集められている．詳細は省くが，降着速度は円盤赤道側より上空のほうが速いので，円盤内縁付近に掃き集められる磁場は図4右にあるように垂直あるいは内側に傾くことになる．磁場が外側に傾いていけば先ほどの話から円盤風は磁場によって効率よく加速され飛んでいく．しかし磁場が垂直あるいは内側に傾いていると，円盤風は加速されずに重力で星に引き込まれる運命となる．

#### 5.4 なぜ弱い星磁場でも高速降着が可能か？

ここまでなぜ円盤風が高緯度降着に遷移するのかを見てきた．次はなぜ降着速度が高速になるのかを考えたい．しかしその前に，そもそも降着速度はどう決まるのだろうか？ 今見ているシステムでは磁場によって角運動量が外側に輸送され，その結果ガスが内側に移動する．このガスの移動はガスがもつ角運動量が内側に移流したと見ることができる．定常状態ではこの内向き・外向きの角運動量フラックスが釣り合っており，その釣り合いから動径方向の速度，すなわち降着速度  $v_{acc}$  に関する式を得ることができる：

$$v_{acc} \approx \frac{B^2/8\pi}{\rho v_K^2/2} v_K \quad (2)$$

ここで  $B$  は磁場強度， $\rho$  は密度， $v_K$  はケプラー速

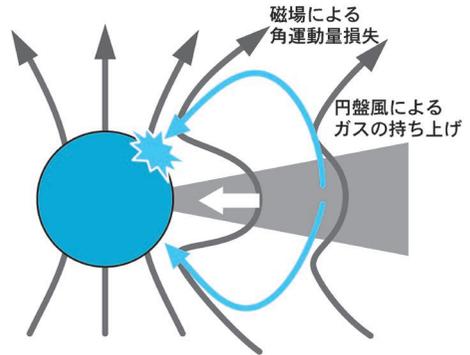


図5 本研究で見つかった降着モードの模式図. 水色の線はガスの流れを表している. 黒線は磁力線.

度である．少し見慣れない形をしているが，これはちょっと計算するといわゆる粘性降着円盤とか  $\alpha$ 円盤モデルとか呼ばれるものの降着速度と等価であることがわかる<sup>18)</sup>．右辺の係数は磁気エネルギー密度と円盤の回転エネルギー密度の比になっており，この比が1に向かうと降着速度がケプラー速度に近づいていく．この式の解釈は簡単で，ガスのケプラー運動を邪魔するほど磁場が強ければガスは磁場に角運動量を一気に抜かれて星へと自由落下する，というものだ．

この式をもとに，まずはなぜ磁気圏降着モデルで強い星磁場が必要なのかを考えてみよう．このモデルでは，星磁場は円盤赤道面の密度の高いガスの角運動量を抜かなければならない (図1右)．

そのため式 (2) の係数を1に近づけるには密度が高い分だけ磁場も強い必要がある。

ここまでくると、弱い磁場で高速降着を起こすには密度が小さければ良いことがわかる。これがまさにファンネルウォール降着の肝である。ファンネルウォール降着ではまず円盤風によってガスが上空に運ばれるが、速度が亜音速なのでガスの分布は静水圧平衡に近く、密度は上空に向かうにつれて急速に減少する。一方、磁場強度は密度に比べて高さ方向の減少が十分遅い（より具体的には前者は指数関数、後者はべき関数で減少する。太陽大気でも同じである）。そのため、上空のどこかでは必ず係数が1程度になるところが現れそこから高速降着が発生する。つまり、円盤風としてガスを低密度なところまで持ち上げることが本質的に重要となる。この機構では強い星磁場は必要なく、円盤磁場で高速降着を起こすことができる。この持ち上げがあるからこそ、磁気圏降着と似たようにガスが星の高緯度領域に落下するわけである。以前から円盤表面には赤道面よりも高速な降着が起きることは知られていたが<sup>32),33)</sup>、ここでの降着は円盤表面よりさらに上空で起きており円盤風とカップルした現象である点に大きな違いがある。

**5.5 なぜ過去の研究で見つからなかったのか？**

過去にも円盤から中心星への降着は数値的に調べられていたにも関わらず、今回発見された降着形態はなぜ過去の研究で見つからなかったのだろうか？ 境界層降着の研究として、磁場を考慮しない軸対称2次元輻射流体シミュレーションが行われている<sup>4)</sup>。しかしそのモデルには磁場がないためMRIが駆動する円盤風が起き得ず、赤道面からの降着しかなかった。したがってファンネルウォール降着も発生しなかったのである。

磁場を考慮した3次元磁気流体シミュレーションはあるにはあったが、Romanova一派のものが唯一であった<sup>14)</sup>。なぜ彼女らの計算ではファンネルウォール降着が見つからなかったのだろう

か？ 理由は、彼女らの初期条件にある。この種の計算では星近傍でガスの内部エネルギー密度（ガス圧）に対して磁気エネルギー密度が非常に大きくなる。このエネルギー比が大きいとさまざまな数値的困難が現れるのだが、どうやら彼女らはこれを避けるため、円盤上空大気の圧力を人為的にかなり大きく設定していたようだ。そのため円盤上空からの押え付けにより円盤風が出なくなり、ファンネルウォール降着の発生に至らなかったわけである。われわれのモデルはそのような人為的操作を極力避けたため、計算には非常に苦労したものの、より物理的に正しい結果を得ることができたのである。このように、今まで彼女らしか行っていなかった計算をようやくわれわれによって比較検証することができた。多くの観測論文が彼女らの研究に依拠している現状を踏まえると、この意義は大きいと考えている。

**6. 今後の展望**

**6.1 原始惑星系円盤進化とのつながり**

成長しつつある星は円盤から降着を受けるだけでなく円盤に対しても影響を及ぼしていることが知られている。例えば、低温度・低電離な原始惑星系円盤にとって、星からの放射は重要な熱源かつ電離源であり、さらに降着由来の紫外線などの放射は円盤ガスの散逸にも重要だと言われている（光蒸発という過程）。急速に進展する観測のニーズに合わせて星からの放射を考慮した多次元輻射流体シミュレーションも行われ始め<sup>34)</sup>、円盤モデリングは日々現実的なものへと進化している。

そのような過去の研究では100 auスケールの円盤進化に主眼が置かれていることもあり、サブauスケールの星近傍の構造を考慮できていない。しかしわれわれの計算結果を見ると、星近傍ではガスが円盤風によって複雑に舞い上がっており、このガスが星の放射を遮る可能性が十分あることがわかった。星からの放射の到達量が変われば円盤進化に影響を及ぼすため、今後はサブauス

ケールの星近傍の構造と 100 au スケールの円盤進化を橋渡しするようなアプローチを進めることが重要だと考えている。星のフレアも円盤進化に影響を及ぼす可能性がある。原始星では、最大級の太陽フレアよりも  $10^{3-5}$  倍も大きいエネルギーを放つフレアが観測されている<sup>35),36)</sup>。発生機構はよくわかっていないが、太陽フレアと同様に磁気エネルギーを磁気リコネクションという機構で解放して発生していると考えられている。ただし、解放エネルギーの大きさゆえ星半径程度ものサイズが必要だと見積もられている<sup>37)</sup>。この巨大フレアが放つ X 線や宇宙線は円盤の重要な電離源になりうるため、電離度に依存する円盤降着構造は影響を受けるだろう。さらに原始星フレアは微惑星形成に重要なコンドリュールの形成にも重要だという指摘もある<sup>38)</sup>。そこで筆者はこれまでの太陽フレア研究の経験をもとに原始星フレア研究も現在進めている。

## 6.2 原始星・前主系列星進化のさらなる理解に向けて

われわれの研究により境界層降着の場合でも降着衝撃波を伴う高緯度降着（ファンネルウォール降着）が出現する可能性が示された。そしてファンネルウォール降着の降着率は赤道面の降着率よりも十分小さい（今回のモデルでは 1 桁程度小さい）こともわかってきた。これを踏まえると、降着衝撃波に由来する水素の  $\text{Br}\gamma$  のようなトレーサーだけでは実際の降着率を測り切れず、大部分の降着率を見逃している可能性があると言えるだろう。原始星の光度問題の解決にとっても、モデルをさらに発展させてより正確に降着率を見積もる術を考えていくことが重要だ。これに向け現在われわれは輻射の効果モデルに取り入れる準備を進めている。

本稿では星磁場が弱いケースを考察したが、原始星や古典的 T タウリ型星の多くは平均 1 kG 程度の強い磁場をもっていると考えられている。そのため磁気圏が形成されたり、磁気圏はできなく

とも星磁場が降着を駆動する可能性が十分ある。しかし、いつどの段階で星磁場が降着構造を決めるのかは未解明である。降着構造は原始星の進化トラック、さらにはそれに基づく星団年齢推定にも影響を及ぼすと言われており<sup>39)</sup>、降着構造が進化の過程でどのように変遷していくのかを明らかにすることは重要である。これを明らかにするため、現在われわれは強い星磁場でも計算ができるようスキームを発展させている。

今回のモデルでは星表面を境界として扱っていたが、円盤が星に接続している状況の真の姿を明らかにするには星表面まで空間分解して解く必要がある。実際、降着率が高いと星と円盤間の境界層が極へと広がり、星を覆うほどになる可能性がある<sup>4)</sup>。しかしその条件は星表面の詳細によるはずだ。そこでわれわれは境界層付近のみを取り出した輻射磁気流体モデルを構築する準備を進めている。このモデルは応用範囲も広い。たとえば、大質量星形成では星からの輻射圧が降着ガスを吹き飛ばしてしまうため星の最終質量を決めるという議論があるが<sup>40)</sup>、星表面が降着ガスで覆われてしまえば輻射圧の効く角度範囲が大きく変わり吹き飛ばされるガスの量も変化するだろう。大質量星は宇宙の化学進化において重要な役割を果たすため、その最終質量の決定機構を明らかにして星の質量頻度分布（初期質量関数）の大質量側の分布を決めることは重要な課題だ。本モデルはそのような方向性にも貢献できる。ほかにも質量交換の伴う連星進化（X 線連星<sup>41)</sup>、共通外層状態にある星<sup>42)</sup> など）の問題にも応用できるだろう。

これまでの星形成研究では星表面の詳細構造や星近傍の磁場の役割があまり注目されてこなかった。しかし太陽分野ではまさにそれらに関する研究が長年積み重ねられており、両者の理解をつなげることで多くの進展があると確信している。筆者は自身の経験をもとに両者の橋渡しを進めたいと考えている。

謝 辞

本稿の内容は筆者の査読論文<sup>24)</sup>に基づいており、共同研究者の鈴木建氏、富田賢吾氏、岩崎一成氏に深く感謝申し上げます。また筆者が現在所属する研究室の犬塚修一郎氏、井上剛志氏、小林浩氏にはセミナー発表の際などに多くの有益な助言をいただきました。細川隆史氏には今後の研究方針についてたいへん貴重なご意見を多くいただきました。私に多くのことを教えてくださった指導教員の柴田一成氏をはじめ、これらの方々には特に厚く御礼申し上げます。数値計算には国立天文台CfCAと京都大学基礎物理学研究所の計算機を使用しており、これらの存在なくして本研究はなしえませんでした。計算機関連の方々にはたいへん感謝しております。また本研究は文部科学省科学研究費補助金(16J02063)より援助を受けています。

参考文献

- 1) Tomisaka, K., 2002, ApJ, 575, 306
- 2) Machida, M. N., & Matsumoto, T., 2011, MNRAS, 413, 2767
- 3) Tomida, K., et al., 2017, ApJ, 835, L11
- 4) Kley, W., & Lin, D. N. C., 1996, ApJ, 461, 933
- 5) Popham, R., et al., 1993, ApJ, 415, L127
- 6) Edwards, S., et al., 2006, ApJ, 646, 319
- 7) Takami, M., et al., 2002, ApJ, 568, L53
- 8) Donati, J. F., et al., 2007, MNRAS, 380, 1297
- 9) Königl, A., 1991, ApJ, 370, L39
- 10) Ghosh, P., & Lamb, F. K., 1979, ApJ, 234, 296
- 11) Donati, J. F., 2009, ARA&A, 47, 333
- 12) Johnstone, C. P., et al., 2014, MNRAS, 437, 3202
- 13) Desch, S. J., & Turner, N. J., 2015, ApJ, 811, 156
- 14) Romanova, M. M., et al., 2012, MNRAS, 421, 63
- 15) Bertout, C., et al., 1988, ApJ, 330, 350
- 16) Valenti, J. A., et al., 1993, AJ, 106, 2024
- 17) Calvet, N., & Gullbring, E., 1998, ApJ, 509, 802
- 18) Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A., 1973, A&A, 24, 337
- 19) Wade, G. A., et al., 2007, MNRAS, 376, 1145
- 20) Cauley, P. W., & Johns-Krull, C. M., 2014, ApJ, 797, 112

- 21) Kenyon, S. J., et al., 1990, AJ, 99, 869
- 22) Antonucci, S., et al., 2011, A&A, 534, A32
- 23) Muzerolle, J., et al., 1998, AJ, 116, 2965
- 24) Takasao, S., et al., 2018, ApJ, 857, 4
- 25) Chandrasekhar, S., 1961, Hydrodynamic and Hydro-magnetic Stability (Oxford: Clarendon)
- 26) Balbus, S. A. & Hawley, J. F., 1991, ApJ, 376, 214
- 27) Hawley, J. F. & Balbus, S. A., 2002, ApJ, 573, 738
- 28) 鈴木建, 2015, 天文月報, 108, 147
- 29) Suzuki, T. K., & Inutsuka, S., 2009, ApJ, 691, L49
- 30) Suzuki, T. K., & Inutsuka, S., 2014, ApJ, 784, 121
- 31) Bai, X., & Stone, J. M., 2013, ApJ, 767, 30
- 32) Matsumoto, R., et al., 1996, ApJ, 461, 115
- 33) Beckwith, K., et al., 2009, ApJ, 707, 428
- 34) Nakatani, R., et al., 2018, ApJ, 857, 57
- 35) Koyama, K., et al., 1996, PASJ, 48, L87
- 36) Tsuboi, Y., et al., 2000, ApJ, 532, 1089
- 37) Hayashi, M. R., et al., 1996, ApJ, 468, L37
- 38) Miura, H., & Nakamoto, T., 2006, ApJ, 651, 1272
- 39) Hosokawa, T., et al., 2011, ApJ, 738, 140
- 40) Wolfire, M. G., & Cassinelli, J. P., 1987, ApJ, 319, 850
- 41) Takahashi, H. R., & Ohsuga, K., 2017, ApJ, 845, L9
- 42) 衣川智弥, 2016, 天文月報109, 728

**Numerical Study on the Physics of Accretion onto Young Stars**

**Shinsuke TAKASAO**

*ES bldg. 622, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8602, Japan*

Abstract: Young stars evolve via accretion through accretion disks. The accretion structure has impact on the observational signature of accretion which is used for the estimation of the accretion rate. Also, the structure affects the evolution of young stars. In spite of the importance, our understanding remains quite limited. We performed a high-resolution 3D simulation to reveal the accretion structure, and found a new accretion mode; funnel accretion. We will discuss the physics of the funnel accretion flow and the direction of our future work.