

輻射磁気流体力学シミュレーションによる降着円盤の研究

廣瀬重信

国立研究開発法人海洋研究開発機構 数理科学・先端技術研究分野

研究の意義・目的

降着円盤は、活動銀河核・コンパクト星・原始星などさまざまな重力天体の周囲に形成され、そこでの活動現象を担う天体として重要な研究対象である。降着円盤は、主にその温度に応じて多様で興味深い性質を持つ。例えば、ブラックホール周囲の降着円盤の中心部では、非常に高温になるためガス圧よりも輻射圧が支配的になる。また、白色矮星周囲の降着円盤では、水素電離に起因するオパシティの強い温度依存性が降着率の時間変動を引き起こす、など。したがって、降着円盤の温度を決める熱力学を正確に取り扱うことは、降着円盤の物理を理解する上で極めて重要である。

これまでの多くの降着円盤研究において基礎となっている「標準モデル」は、Shakura & Sunyaev (1973)が提案した α モデルである。 α モデルは、幾何学的に薄い降着円盤のモデルであるが、ここでは垂直構造を決める力学的・熱的タイムスケールが、動径構造を決める粘性タイムスケールよりも短いことが特徴である。そのため、 α モデルでは、垂直構造を支配する力学方程式と熱方程式には定常解を仮定した上で、動径構造の時間発展方程式 (= 面密度 Σ の拡散方程式)を解くことになる。このときの動径方向の拡散係数は、垂直構造の定常解から抽出される、面密度 Σ と(垂直方向に積分した)シアストレス T_{ϕ} の間の関係式によって決まる。「熱平衡曲線」と呼ばれるこの関係式 $T_{\phi} = T_{\phi}(\Sigma)$ は、したがって、降着円盤全体の構造と進化を支配する極めて重要な熱力学関係式である。

ところで、 α モデルでは、垂直方向に積分したシアストレス T_{ϕ} と圧力 P の間に比例関係を仮定している。この仮定は次元解析に基づくものであるが、シアストレスを生み出しているであろう複雑な乱流プロセスを比例係数 α という単一のパラメータに押し込めることが出来たことで、 α モデルは、見通しがよく取り扱いやすい解析的モデルとなった。一方で、降着円盤の物理の根幹と言えるシアストレスの物理をパラメタライズしている α モデルを用いた議論には限界がある。

現在では、ガスが十分電離している場合にシアストレスを生み出すのは、磁気回転不安定性(MRI)が駆動する磁気乱流であることが明らかになっている (Balbus & Hawley 1991)。一方、本研究において昨年度から取り扱っているように、ガスの電離が不十分な場合には、自己重力不安定(GI)が駆動する乱

流がシアストレスを生み出す場合もある。近年の計算機の発達によって、こういった磁気乱流や重力乱流を数値計算によって直接解像することが可能であり、したがって、 α モデルに頼ることなく、シアストレスをその第一原理から取り扱うことが出来るようになった。ただし、最初に強調したように、降着円盤の熱力学を正しく取り扱うためには乱流計算と同時に輻射輸送も解く必要があり、その点において問題はそれほど簡単ではなく、数値的に困難な課題も多い。実際、これまで数多くのシミュレーション研究がなされているが、そのほとんどにおいて等温プロセスが仮定されたり、単純化した冷却関数が用いられたりしている。

これに対し、本研究では、独自に開発した3次元輻射磁気流体力学計算コードを用いて、降着円盤の垂直構造を支配する力学方程式と熱方程式の双方を直接数値計算によって解く。これにより、降着円盤の力学的性質とともに熱的性質、さらにはそれらの性質の間の関係を明らかにすることで、降着円盤の物理を総合的に理解することが本研究の目的である。また、降着円盤の基本的熱力学関係式である「熱平衡曲線」も、本研究の成果として、第一原理から一意に得られることになる。

研究手法

本研究では、降着円盤内における、(a)MRIあるいはGIの非線型時間発展に伴う乱流駆動とその散逸、(b)ガス-輻射間の運動量交換・エネルギー交換、(c)円盤表面へのエネルギー輸送、のすべてを自己矛盾なく解くための、3次元輻射磁気流体力学計算を行う。ただし、計算量削減のため、輻射輸送に関してはFlux-limited diffusion近似を用いる。また、降着円盤全体を扱うのではなく、ある半径での動径スライスをシアリングボックス (Hawley, Gammie, & Balbus 1995)で近似して、その内部での局所的降着流を再現する(ただし、垂直方向の重力は考慮する)。これは、 α モデルと同様の幾何学的に薄い降着円盤を考え、その垂直構造の定常解を解いていることに相当する。

具体的な計算手順としては、このシミュレーションボックスに、ガス・磁場・輻射を適当に分布させた上で計算を開始し、系の時間発展を観察する。中心天体からの距離 r (あるいは角速度 $\Omega(r)$)を固定すると、このシミュレーションでの基本パラメータは、ボックス内のガスの総量を表す面密度 Σ だけである。もし、系が、熱時間よりも十分長い時間に

渡って(統計的)定常状態になれば、与えた面密度 Σ に対して、安定な垂直構造(密度、圧力などの垂直分布)と、それに対応するシアストレス T_{ϕ} が得られたことになる。このようなシミュレーションを、面密度 Σ を変えて複数行うことで、熱平衡曲線 $T_{\phi} = T_{\phi}(\Sigma)$ を数値的に求めることができる。

以上を、中心天体からの距離 r を変えて行うことで、熱平衡曲線の r 依存性も求まる。本研究のシミュレーション自体は局所的な降着流を再現するものであるが、前節で述べたように、得られた熱平衡曲線 $T_{\phi} = T_{\phi}(\Sigma, r)$ を用いて、降着円盤全体の面密度分布 $\Sigma(r, t)$ の時間発展も議論出来るようになる。

シミュレーションセットアップ

今年度も、昨年度に引き続き、原始惑星系円盤を対象とした計算を行った。特に、シミュレーションボックスの位置を中心星から 15 から 90 天文単位(AU)の間で変えた計算を行い、降着流の振る舞いが中心星からの距離と面密度の双方にどのように依存するかを調べた。

可視光照射による加熱だけで、乱流散逸がない場合、赤道面近傍のガスの温度はおよそ 10K 程度と非常に低温になる。これに乱流散逸を加えても、ガスの温度は高々数百 K 程度までにしかならない。したがって、十分な電離が必要な MRI による乱流は期待できないが、代わりに GI による乱流が駆動される可能性がある。そこで、磁場方程式は解かず、自己重力ポアソン方程式と輻射流体力学方程式を連立して解くシミュレーションを実行した。

シミュレーションにおける物理パラメータは、中心星からの距離 r と面密度 Σ のみである。中心星からの距離が遠いほど、角速度(および速度シア)が小さくなり、かつ、中心星の可視光照射による加熱も小さい状況になる。(可視光照射の照射角は簡単のため、 $\theta = 0.02$ で一定とした。)面密度 Σ は、初期の Toomre パラメータ $Q := c_s \Omega / \pi G \Sigma$ (c_s は音速、 Ω は角速度、 G は重力定数)がおおよそ 0.1 から 1 の間に相当する範囲で変化させた。

重力乱流研究における本研究の位置づけ

Toomre パラメータ Q が 1 以下というのが、降着円盤で軸対称音波が自己重力により不安定化する条件である (Toomre 1964)。ガス圧とコリオリ力が自己重力に対抗しうるため、分子に c_s と Ω が現れている。重力は基本的に遠距離力であり、降着円盤における GI の自然な帰結としてスパイラル構造の密度波(以下、密度波)が知られている。一方、Gammie (2001) は、GI の別の帰結として乱流(以下、重力乱流)もありうることを、降着円盤の局所数値計算によって示した。Gammie (2001) は、さらに、冷却時間が回転周期に比べて十分長いと重力乱流が維持され、短いとガス塊が形成されることも示した。Gammie (2001) 以降、自己重力が働く降着円盤の局所数値計算は数多く行われている。特に、Gammie (2001) が示した重力乱流/ガス塊形成の条件については、定量的に賛否両論があり決着に至っていない。ただし、GI においては温度に対応する c_s が最も重要な物理量の一つであるにもかかわらず、これまでに行われた

研究のほとんどで、Gammie (2001) が採用した冷却時間一定の単純化した冷却関数が用いられており、実際に起こる物理過程を再現しているとは言えない。これに対し、本研究では、輻射輸送方程式を解いて現実的な冷却過程を再現しており(可視光照射加熱も含む)、この問題にも最終的な決着をつけることが期待される。

主な結果

1. 初期に GI 線形不安定な場合、層流からほぼ軸対称な非線形密度波が現れる。この密度波における自己重力の度合いは、 Σ が大きいほど、あるいは、 r が大きく冷却時間が短いほど、大きい。
2. 上記の軸対称密度波はある程度成長すると非軸対称モードに関して不安定となって分裂する。最終的に、系は熱的にバランスの取れた重力乱流に落ち着くか、または、自己重力で束縛されたガス塊が形成される。
3. 重力乱流/ガス塊形成の境界は、 Σ - r のパラメータスペースに置いて、 $\Sigma =$ 「初期の Toomre パラメータ値が 0.2 に相当する Σ 」、と $r = 75$ AU に現れる(それぞれその値を超えるとガス塊が形成される)。
4. $r = 75$ AU は、冷却時間が $1/2\pi$ 回転周期まで短くなる半径である。すなわち、冷却が効きすぎることによって、熱的なバランスが取れた重力乱流が維持されず、ガス塊が形成されることになる。また、そのような半径に近い場所では、いったん重力乱流に落ち着いたとしても、冷却時間が短いために密度の振幅が大きい乱流となり、結局ガス塊が形成されるケースが見られる。
5. Σ が十分大きい場合は、初期の層流における自己重力の度合いが大きいために、半径(すなわち冷却時間)にかかわらず、ガス塊が形成される。言い換えると、熱的にバランスの取れた重力乱流に落ち着くには、そもそも熱の発生が少なすぎるということになる。
6. ガス塊が形成されるケースでは、中心における質量集中が大きくなり、水素分子の解離温度を超えると、ガスの比熱比が下がってガス圧では自己重力を支えきれなくなるため、逃走的収縮が起こる。

以上の内容をまとめた論文は、Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 誌に受理されている。

REFERENCES

- Balbus S. A., Hawley, J. F., 1991, The Astrophysical Journal, 376, 214
Gammie C. F., 2001, The Astrophysical Journal Letters, 553, 174
Hawley J. F., Gammie C. F., Balbus S. A., 1995, The Astrophysical Journal Letters, 440, 742
Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, Astronomy and Astrophysics, 24, 337
Toomre A., 1964, The Astrophysical Journal Letters, 139, 1217