

星形成過程の物理

犬塚修一郎 (京大理)

平成 14 年 1 月 28 日

星形成過程を詳細に理解することは、星形成が繰り広げられる空間スケールに比べてより大きなスケールとより小さなスケールの両方で他の天体物理学的問題と深く関わっている。まず、大きいスケールとの関わりでは、銀河形成・進化の主な問題が星形成率・初期質量関数に強く依存していることが挙げられる。小さいスケールでは、星の星周円盤である原始惑星系円盤の進化が星形成過程のシナリオを左右していると言える。従って、星形成過程を理解することはこれらの周辺の問題との関わりにおいて天体物理学・現代天文学における重要課題になっている。しかし、ここではむしろ、星形成過程の研究自体が非常に多種多様の物理 (素) 過程を含むものであるため、その研究自体が非常に面白いということを伝えたい。そのため、いわゆる網羅的なレビューではなく、(筆者が関わった問題の中で) 物理的に面白い素過程を基礎物理の言葉で簡潔に解説することに努めたい。

講演の内容は以下の 4 つの課題に大別できる (キーワードも付記)。

1 分子雲の形成

超音速乱流、輻射加熱・冷却、熱的不安定性など

2 分子雲の重力的収縮・分裂と高密度コアの形成

重力的不安定性、MHD、コアの質量分布関数など

3 原始星の形成・進化

輻射流体力学、SED など

4 原始惑星系円盤の進化

磁気回転不安定性、MHD 乱流、角運動量輸送、揺動散逸関係など

1 分子雲の形成過程

星形成理論の問題点 星が形成されるには、星間ガスが自己重力により高密度の状態まで収縮することが必要であるが、この収縮がいつ始まるのかということが未だに問題となっている。具体的には、分子雲は磁場 (+ 乱流) により自己重力に対して支えられており、動的時間尺度 (自由落下時間程度) では安定であるが、電離度

が小さいためプラズマ・ドリフトにより磁場が長い時間をかけてすり抜けて密度が上昇し、ある critical な高密度に達してから、動的な収縮を開始すると見る立場がある [24]。これを通常「自発的星形成 (Spontaneous Star Formation) のモード」と呼ぶ。それに対して、星形成を行う分子雲は何らかの外的要因でそもそも重力的に不安定であり、動的な進化のみが重要だとする見方を「Triggered Star Formation」または「Induced Star Formation」と呼ぶ。分子雲程度の密度では、ゼーマン効果などにより磁場を測ることが難しいため、現実の分子雲でどちらの見方が適切かを直接判断することは難しい。また最近では、磁場ではなく、乱流圧が卓越していて、自己重力に拮抗しており、乱流が散逸することで動的星形成が始まるとするモデルも提案されている [21]。これらのモデルの違いは初期条件に起因するが、充分な精度の観測により決着が付かない以上、その初期条件 (の起源) も理論的に考察する必要がある。そのためには、星形成の現場である分子雲の形成過程を考察しなければならない。

超音速の乱流 分子雲の観測によれば、分子輝線の線幅 (δv) は分子雲の温度 (約 10 K) での音速に比べて有意に大きい ($\delta v \gg C_s$)。この超音速の速度分散は、星が全く生まれていない一見静かな分子雲や水素原子が主体だと思われる HI ガス雲等の星間雲でも普遍的に見られる特徴である。つまり分子雲が形成された段階から既にこの超音速の速度分散を持っていたのであり、星形成活動とは無関係のメカニズムによって形成されたと考えられている。

近年盛んになった MHD 乱流の直接の数値実験によれば、このような超音速の乱流は、状態方程式が (等温などの) barotropic な場合、ほぼ 1 crossing time の時間スケールで衝撃波により散逸してしまうことが分かっている ([7, 13, 25] 等)。この散逸の時間スケールは $10^5 \sim 10^6$ 年であり、分子雲の寿命である約 10^7 年よりはるかに短い。従って、この超音速乱流は分子雲形成時に生成するだけでなく、なんらかのメカニズムで長時間維持することが必要である。

この“分子雲中での超音速の速度分散の起源”については最近急速に理解が深まったので [11, 12]、以下に簡単に解説する。

星間ガスに対する銀河内の環境 星間ガスの進化を考える上で、まず銀河内物質の環境を考えることは重要である。遠方の渦巻き銀河の観測によると、HIガスに比べてCOなどの分子輝線は光学的に同定された渦状腕に分布が良く似ていることが分かっている。従って、そのCOなどで観測される分子雲は渦状腕の構造、つまり密度波の影響を受けているだろう。この密度波によって星間ガスが掃かれる時間尺度は概ね銀河回転のタイムスケール(約 10^8)である。一方、銀河内で超新星は(観測的に) 10^2 年に一発くらいの頻度で起きている。冷却時間(約 10^6 年)の間に約100pc広がるとすると、その超新星残骸が定常的に占める体積は $(10^2\text{yr})^{-1} \times 10^6\text{yr} \times (100\text{pc})^3 = 10^{10}\text{pc}^3$ これは銀河円盤の体積に匹敵する。つまり、銀河円盤内のあらゆる場所で星間ガスは平均的に 10^6 年に一回の割合で超新星残骸に掃かれていることになる。従って、星間ガスの現実的なモデルを構築する際には、まず超新星の影響を考慮しなければならない。これを考慮した星間ガスの動的な進化モデルとしては、McKee & Ostriker (1977) の Dynamical 3-Phase Medium モデルが有名だが、残念ながら分子雲の相を考慮していない。ここでは、超新星残骸などによる星間ガスの圧縮過程を研究することで、分子雲の形成過程のモデルを構築する試みについて簡単に説明する。

時間発展の計算での基礎方程式は流体の (1) 連続の式、(2) 運動方程式、(3) エネルギーの式、及び (4) 化学反応の一連の式である。エネルギー方程式には、輻射加熱・冷却や化学反応による吸熱・加熱や熱伝導が含まれている。輻射冷却としては HII, HI, CII, OI, FeII, SiII, H₂, CO によるものを考慮し、化学反応としては、HII, HI, H₂, CII, CO を含めた。ここで考えている空間スケールでは自己重力は効かない。磁場の効果に関しては別途考えることにする。

輻射平衡状態 動的進化を理解するためには熱平衡状態を理解することは不可欠である。雲の柱密度を固定したときの熱(輻射)平衡状態を密度をパラメータとして計算して図1に示す。実線が雲の柱密度が 10^{19}cm^{-2} の場合を実線で示し、 10^{20}cm^{-2} の場合を破線で示す。

衝撃波伝播の1D計算 このような特性をもつ雲に衝撃波が伝播するとどうなるであろうか? 空間1次元の流体計算の結果は自明であり、圧縮された高密度層の厚さが熱的に不安定となる最小波長より長くなると [4]、

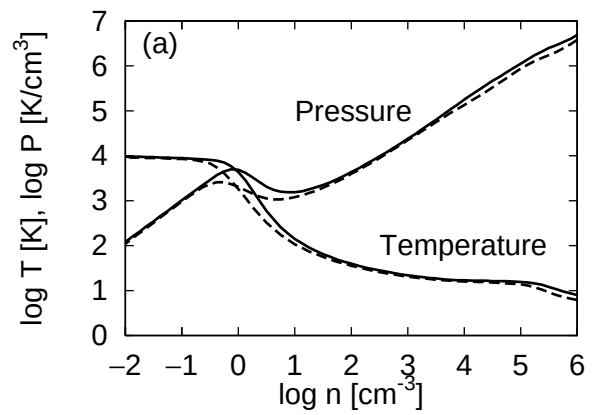


図1: 輻射平衡状態での圧力と温度. 実線は、雲の柱密度が 10^{19}cm^{-2} の場合. 破線は 10^{20}cm^{-2} の場合.

一気に収縮して幾何学的に薄い低温高密度の層になる。この長さの尺度は $\lambda_F = \sqrt{KT/\rho^2\Lambda} \sim 10^{-2}\text{pc}$ で与えられ“Field length”と呼ばれる。ここで、 Λ は冷却関数、 K は熱伝導係数である。まず、初期に低密度高温($\sim 10^4\text{K}$)の半電離ガス(WNM)が衝撃波により圧縮された場合の計算結果を例に説明する。この様子を時々刻々の密度が最大となる流体素片の“密度-温度”平面上での進化を図2に示す。なお、影の施された領域は熱的に不安定な領域である。このように圧縮された流体素片が不可避免的に熱不安定の領域を通過していくのがわかる。高密度層の急激な冷却と収縮はこの熱不安定性の結果である。空間1次元の計算では扱えないが、多次元の計算をすることにより、この熱不安定な層は複雑な進化をすることがわかる。

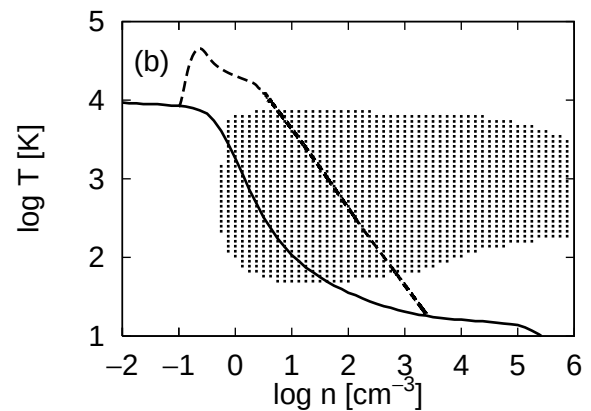


図2: 最大密度の流体素片の“密度-温度”平面上での進化. 影の施された領域は熱的に不安定な領域. 破線が流体素片の時間発展の経路であり、左から右の方へ進化する。

衝撃波伝播の 2D 計算 図 3 に空間 2 次元の計算結果を示す。このような計算では、低温ガス塊の表面層を精度良く記述できるかどうかが決定的である。この表面層の厚さは、冷却過程と熱伝導の釣り合いで決まっており、その長さの尺度はやはり “Field length” である。圧縮層は熱不安定により分裂し、いつまでもばたばたとした振る舞いを続ける。分裂片の形は不定であり、他との凝縮・再分裂を繰り返す。この非常に乱流的な状態は衝撃波圧縮が続く限り持続される。この乱流状態の速度分散に相当するものは低温高密度層の並進運動の速度 (数 km/s) であるが、これは低温層 (約数 10K) の音速 (1km/s 以下) に比べて超音速である。しかし、その低温層の周りを埋めている高温低密度層 (約 10^4 K) の音速 (10km/s) に比べると亜音速であり、いわゆる衝撃波散逸が無いことが容易に理解される。これが、等温ガスなどの barotropic なガスの超音速乱流との決定的な違いである。この乱流状態の典型的な速度分散は高温層の音速の数 10% 程度になるのが特徴である。

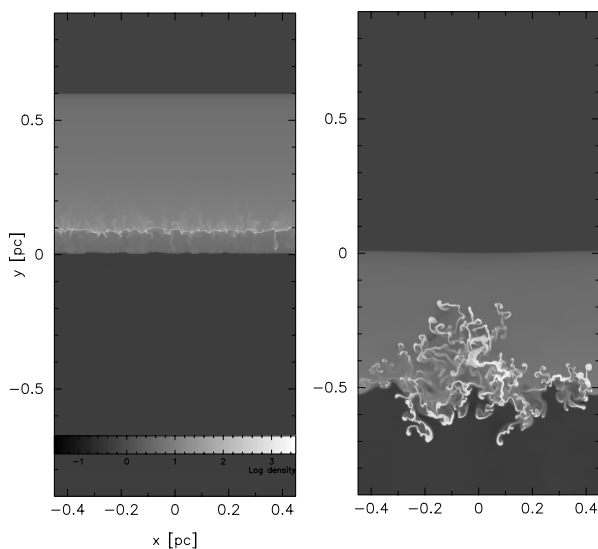


図 3: 輻射加熱・冷却、熱伝導を含めた 2D 流体計算. 衝撃波は下から上に伝播している. 衝撃波面 (上の不連続面) は安定である. 接触不連続面の直ぐ上の層が熱的に不安定となり乱流状態になっている.

分子雲の形成過程のまとめ 以上の進化はエネルギー収支の観点から以下のようにまとめられる。空間 1 次元の計算で衝撃波面が止って見える座標系で見ると、はじめに低温ガス塊の超音速運動が持つ運動エネルギーは衝撃波によって散逸し熱エネルギーに変換され、その熱エネルギーは輻射となって対象としている現象の系外へ放射されて失われてしまう。しかし、実際には空間多次元計算でわかるように、熱エネルギーに変換されたエ

ネルギーのうちかなりの割合が熱不安定により、低温高密度ガス塊の並進運動の運動エネルギーへと変換され、そのいわば乱流エネルギーが系内に留まりかつ衝撃波散逸を逃れて持続する。

これらの研究で明らかになったことは星間ガスが (10^6 年の時間尺度では) 常に超新星残骸の影響を受け、超音速乱流を伴う高密度塊とそれを取り巻く warm gas の 2 相構造を形成するということである。

今後はこのいわば分子雲の種 (材料) からどのようにして、近傍の牡牛座領域の暗黒星雲などに見られる分子雲や、オリオン星雲の巨大分子雲などに成長していくのかを研究することが必要である。

2 分子雲の収縮・分裂と分子雲コアの形成

分子雲の収縮・分裂過程の研究は、磁場のある場合と無い場合の両方で既に非常に詳しく解析されている。最近のレビュー [10] を参照。

種々の質量の分子雲コアの頻度分布、いわゆる分子雲コアの質量関数は、形成される星の初期質量分布が何によって決定されているのかという天文学の大問題に直接関連していて重要である。最近の観測では形成される星の質量と分子雲コアの質量が比例していることが示唆されている [20, 26]。従って、分子雲コアの質量関数を環境条件や初期条件の関数として理論的に導出できれば、星の初期質量関数 (IMF) を理論的に予言することができるが、まだまだ解決には程遠い状態である。最近の試みについては [8] を参照。

3 原始星の輻射流体力学的形成・進化

ここでは、これまでに進めてきた星形成過程の理論的研究の中から、原始星の形成過程に関する球対称 1 次元 RHD 計算に基づく結果を (ほんの一部だけ) 紹介する。

Class 0 天体 近年の観測技術の進歩により、星形成過程のごく初期の段階の情報が非常に詳細に得られるようになってきた。特に、André, Ward-Thompson, & Barsony [1] らは、まだ形成途上にある非常に若い (小質量の) 天体を多数発見し、“class 0 objects” と呼んだ。これらの天体は、絶対温度 30 度以下という非常に冷たい温度に相当する (輻射の) スペクトル分布を持ち、近・中間赤外域では検出できない。著者らは、世界に先駆けて、これら低温の天体に相当する段階を含む星形成過程

の理論的モデルを構築した [17, 14, 15, 16, 9]。

Radiation Hydrodynamics 図4は、中心に原始星が生まれるまでの進化の様子 (のスナップショット) である。図5は原始星が生まれた後のいわゆる“主降着段階”での進化の様子である。図中のラベルの数字は時間的順序を表し、ラベル1は初期条件 ($t = 0$) に相当し、ラベル8が中心での水素の解離によって引き起こされる第2収縮の始まる時間に相当し、 1.75×10^5 年である。ラベル13は計算の最終段階で 3.12×10^5 年に相当する。それぞれの段階での放射のエネルギー・スペクトラム (SED) は、図6で与えられる。この理論的なスペクトル分布と実際に観測されるスペクトルとを比較して、Masunaga & Inutsuka [15] は若い星の進化段階を分類する方法を提案した。また、このようにガスが動的に降着する系において、電波領域で観測される分子輝線のライン・プロファイルがどのようになるかという放射輸送の問題を厳密に解いて示した [16]。これは空間 (角度) 分解能が限られている現実の観測において、周波数分解することでその動的な進化のダイナミックスについ

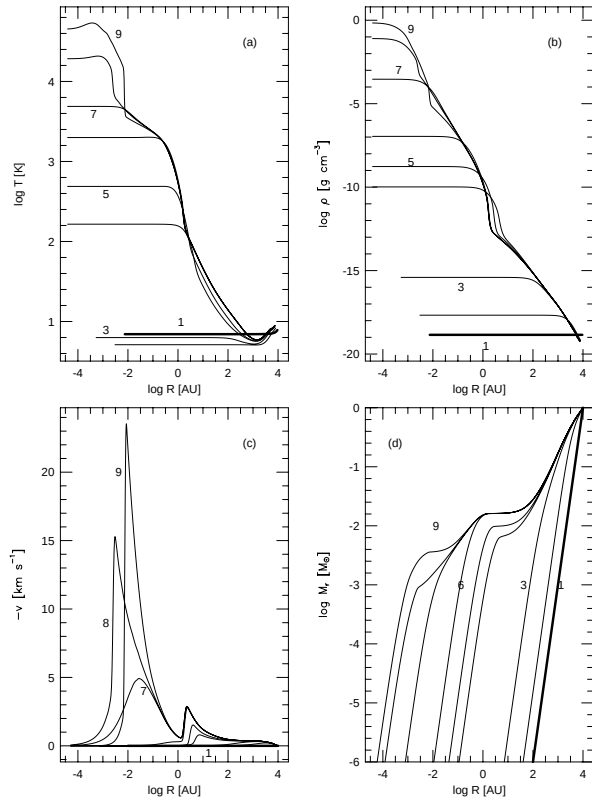


図4: 原始星が誕生するまでの時間発展. a) 温度、b) 密度、c) 降着速度、d) 質量を示す。

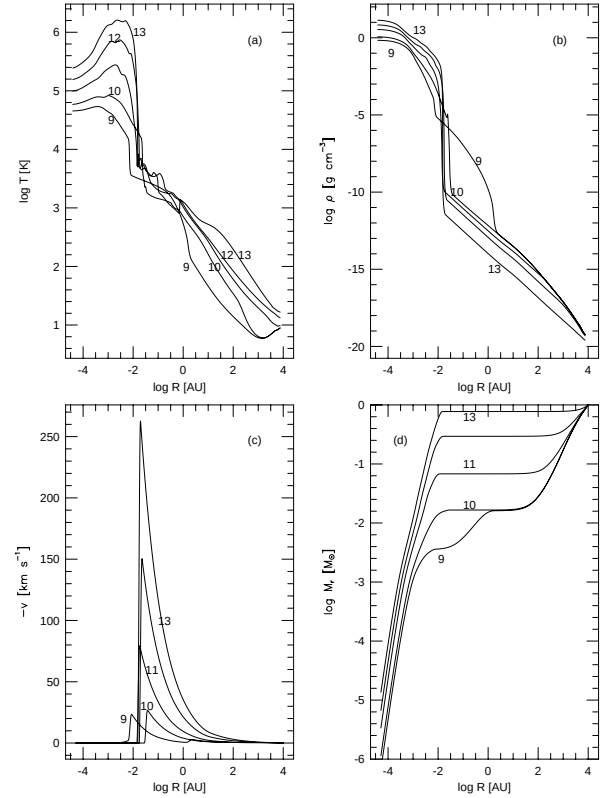


図5: 原始星が誕生してからの時間発展. a) 温度、b) 密度、c) 降着速度、d) 質量を示す。

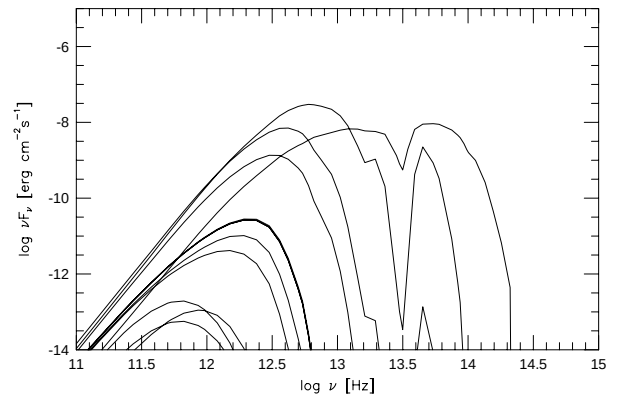


図6: それぞれの進化段階での放射のエネルギー・スペクトラム。スペクトルは低温のほうから高温の方へ時間変化してゆく。

4 原始惑星系円盤での降着過程

近年の電波や赤外線による観測の結果、生まれて間もない若い星の周りには普遍的に星周円盤が存在することがわかっている。これら星周円盤にはガスと塵粒子の両方の成分が観測されている。太陽系の惑星の起源もこのような星周円盤にあると考えられているため、これらガス円盤は原始惑星系円盤と呼ばれている。若い星の進化段階に応じて平均的には円盤の質量が減少していることが観測的に示唆されているため、この円盤ガスの中心星への質量降着過程を解明することが重要である。質量降着を可能とするためには、円盤内で何らかの角運動量輸送メカニズムが必要であるが、単独星の周りの原始惑星系円盤では磁場を伴う乱流が唯一有効なメカニズムとして有望視されている。

磁気回転不安定性 理想 MHD 近似の仮定が成り立つほどの電離度をもったガス円盤が弱い磁場に貫かれている場合、ほぼ無条件に不安定となり乱流状態になることが、非常に明解な線形解析 [2] と 2/3 次元の数値シミュレーション [5, 6, 18] により明らかにされている。また、初期に必要な磁場の強さは非常に小さいため、この MHD 乱流は非常に一般的に生じる一種のダイナモ現象である。この MHD 乱流では、磁場は始めに弱くても指数関数的に増幅され、磁気圧がある値になるまで増幅すると飽和することが数値計算の結果としてわかっている。つまり、原始惑星系円盤の MHD 乱流ではある特徴的な磁気圧を示す準定常状態が実現されるのである。この MHD 乱流の飽和過程では磁力線のリコネクションが重要であることが理論的に予想されるがそのメカニズムはまだ十分には解明されていない。ここでは、この MHD 乱流の飽和過程のメカニズムを解明するための (非理想 MHD を含む) 3 次元数値計算の結果の一部を紹介する。

計算は擬似デカルト座標系を用いた準周期的境界条件の局所計算であり、境界条件等の扱いは Hawley, Gammie, & Balbus [6] らの方法を採用している。また、熱化を伴うリコネクションを正当に記述するため、オーム散逸などの非理想 MHD 効果を取り込むように、磁気粘性係数 η を陽的に含めた計算法を使っている。

磁気乱流の飽和のメカニズム まず、我々は円盤を二次元軸対象として座標 (r, z) で円盤の局所的領域を記述する計算を行った。その結果、初期の磁気レイノルズ数が約 1 より小さいときには磁場の成長が飽和するが、初期の磁気レイノルズ数が大きいときには飽和せず、速度場・磁場は Channel Flow と呼ばれる非常に単純な構造

を持ち、その成長は局所計算の範囲では無限に継続することを明らかにしている [23]。

我々が新たに行った三次元計算の結果は、初期の磁気レイノルズ数が約 1 より小さいときは、ほぼ二次元計算の場合と同様の飽和を示すが、初期の磁気レイノルズ数が大きい場合は二次元計算の場合と異なり、やはり飽和することが示された。この磁気レイノルズ数が大きい場合の実効的ストレス・テンソルの (r, ϕ) 成分の飽和値が円盤内の角運動量輸送において重要である。今回、我々はこのストレス・テンソルの飽和値の (飽和状態における) ガス圧力に対する依存性などを明らかにした。この依存性は、通常の降着円盤中の現象論的粘性係数としてモデル化されている「圧力に比例する形」にはなっていないことに注意すべきだ。

計算領域 (shearing box) 内の全エネルギーを以下のように定義する。

$$\Gamma \equiv \int d^3x \left[\rho \left(\frac{1}{2} v^2 + u + \psi \right) + \frac{B^2}{8\pi} \right], \quad (1)$$

ここで、 u は単位質量当たりの内部エネルギー $\psi = -q\Omega^2 x^2$ は、実効的重力の潮汐力展開である。上式の時間微分を計算し、Resistive MHD の時間発展式を使うと以下ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dt} &= - \int d\mathbf{A} \cdot \left\{ \rho \mathbf{v} \left[\frac{1}{2} v^2 + u + \frac{P}{\rho} + \psi \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4\pi} [\mathbf{B} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \eta \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})] \right\} \\ &= q\Omega L_x \int_X dA \cdot \left(\rho v_x \delta v_y - \frac{B_x B_y}{4\pi} \right) \\ &= q\Omega L_x \int_X dA w_{xy}, \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、 $d\mathbf{A}$ は表面要素、 $\delta v_y = v_y + q\Omega x$ は摂動速度の回転方向成分である。このように全エネルギーの増加分は全 stress w_{xy} の動径方向境界での値に比例する。本来の円柱座標で大域の問題に対しても同様の関係式を導かれるので [3]、この結果は我々の採用した擬似デカルト座標系には依存していない。ここで、上式 (2) の最終行の表現が resistivity (η) に依存していないが、磁気エネルギーから熱エネルギーへの変換に対して、resistivity が本質的であることに注意。このように飽和状態においては降着現象に伴う (計算領域内への) エネルギー注入が実効的ストレス・テンソルに比例する形で求められる。ここでもし、磁場や乱流速度の適当な空間平均量が飽和すると仮定すれば、 $d\Gamma/dt$ の空間平均は熱エネルギーの増加分の空間平均量に等しくならざるを得ない。ここで、空間平均を $\langle \rangle$ で表すなら、

$\langle B_x \rangle = \langle B_y \rangle = \langle v_x \rangle = \langle \delta v_y \rangle = 0$ で且つ、

$$\left\langle \frac{du}{dt} \right\rangle \propto \left\langle \rho v_x \delta v_y - \frac{B_x B_y}{4\pi} \right\rangle, \quad (3)$$

であることに注意する。つまり、乱流状態で各速度成分や磁場の成分は平均的に 0 であるにもかかわらず、correlated fluctuation $\langle B_x B_y \rangle$ 等が散逸率と結びついているという揺動散逸関係にあることが重要である。我々は、実際に磁場のリコネクションに伴う (計算領域内の平均的な) ガスの加熱量とこの実効的ストレスに比例したエネルギー注入率が等しくなっていることを定量的に明らかにした [22]。また、この結果、磁気リコネクションに伴う加熱率が磁場の飽和値を決定しているという可能性が示唆された。今後は、三次元的なリコネクションの素過程を研究することで、この加熱率を物理パラメーターで評価することが、最終的な飽和現象の理論的理解につながると期待される。

5 今後の課題

1 分子雲の形成

超音速の速度分散の起源は分子雲形成時の熱不安定性であることが解明された。今後は磁場の効果の効果の研究や巨大分子雲の形成過程の研究が重要。

2 分子雲コアの形成

分子雲の自己重力磁気流体力学的収縮・分裂は詳細に解明された。分子雲コアの質量関数と星の IMF の解明が急務である。また、今後は 連星系の形成過程 の解明が必要である。

3 原始星の形成・進化

球対称 RHD 計算で球対称で小質量の星の形成過程は解明されたが、2D・3D の RHD 計算 はこれから。また星の質量を決めるためには、feedback 過程 となりうる jet や outflow などの原始星形成直後の MHD 現象の研究も重要である。更に、feedback という観点からも 大質量星の形成 が非常に重要であり、今後の課題である。

4 原始惑星系円盤の進化

形成直後の星周円盤の進化は自己重力が支配しているはずであり、上記 3 の 2D/3D RHD との問題になるため、まだ研究が不十分である。MHD 乱流による実効的粘性係数の導出には 磁気リコネクション の研究が重要である。また、観測的には連星系でも星周円盤の存在がほぼ普遍的であることが示唆されており、この若い連星系での星周円盤の進化は今

後の重要な課題である。この問題は世界的にもあまり研究されていないが、連星系での惑星系形成 の可能性を探るためにも解明する必要がある。

参考文献

- [1] André, P., Ward-Thompson, D. & Barsony, M. 1993, ApJ, 406, 122
- [2] Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
- [3] Balbus, S. A., & Papaloizou, J. C. 1999, ApJ, 521, 650
- [4] Field, G. B. 1965, ApJ, 142, 531
- [5] Hawley, J. F., & Balbus, S. A. 1992, ApJ, 400, 595
- [6] Hawley, J. F., Gammie, C. F., & Balbus, S. A. 1995, ApJ, 440, 742
- [7] Gammie, C. F., & Ostriker, E. C. 1996, ApJ, 466, 814
- [8] Inutsuka, S. 2001, ApJ 559, L149
- [9] Inutsuka, S. & Masunaga, H. (2000) in From Darkness to Light: Origin and Early Evolution of Young Stellar Clusters, ed. P. André, T. Montmerle, (Kluwer)
- [10] Inutsuka, S. & Tsuribe, T. 2000, in The Formation of Binary Stars, IAU Symposium 200, ed. H. Zinnecker, R. Mathieu, ASP Conf. Ser., 200, 391
- [11] Koyama, H., & Inutsuka, S. 2000, ApJ, 532, 980
- [12] Koyama, H., & Inutsuka, S. 2002, ApJ, 564, L97
- [13] Mac Low, M.-M., Klessen, R. S., Burkert, A., & Smith, M. D. 1998, Phys. Rev. Lett., 80, 2754
- [14] Masunaga, H. & Inutsuka, S. 1999, ApJ, 510, 822
- [15] Masunaga, H. & Inutsuka, S. 2000a, ApJ, 531, 350
- [16] Masunaga, H. & Inutsuka, S. 2000b, ApJ, 536, 409
- [17] Masunaga, H., Miyama, S. M., & Inutsuka, S. 1998, ApJ, 495, 346
- [18] Matsumoto, R., & Tajima, T. 1995, ApJ, 445, 767
- [19] McKee, C. F. & Ostriker, J. P. 1977, ApJ, 218, 148
- [20] Motte, F., André, P., & Neri, R. 1998, A&A, 336, 150
- [21] Nakano, T. 1998, ApJ, 494, 587
- [22] Sano, T. & Inutsuka, S. 2001, ApJ, 561, L179
- [23] Sano, T., Inutsuka, S., & Miyama, S. M. 1998, ApJ, 506, L57
- [24] Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, ARAA, 25, 23
- [25] Stone, J. M., Ostriker, E. C. & Gammie, C. F. 1998, ApJ, 508, 99
- [26] Testi, L., & Sargent, A. I. 1998, ApJ, 508, L91