

2000 年度大規模数値シミュレーションプロジェクト成果報告書

星形成を誘発する機構の研究

福田 尚也、杉本香菜子、花輪 知幸 (Project ID: nmf24)

1 2000 年度のプロジェクトについて

2000 年度のプロジェクトでは、星形成を誘発する機構として、衝撃波による星形成の誘発、及び、乱流の減衰によって誘発される星形成を考え、モデル計算をおこなった。

2 H II 領域の衝撃波によって包まれた分子雲の力学的進化

2.1 イントロダクション

M16 を代表とする H II 領域に付随する分子雲には elephant trunk と呼ばれる細長いフィラメント状の構造をしたものが、多数観測されている。この構造がどのように形成されたのか、そこでの星形成がどのようにおこっているかは、興味深い問題である。本研究では、分子ガスの形状と星形成とに着目し、H II 領域の衝撃波に包まれたガス雲の時間進化を数値シミュレーションで追跡した。ガス雲の形状としては elephant trunk に似たフィラメント状の構造のものと球状の 2 つを考えた。

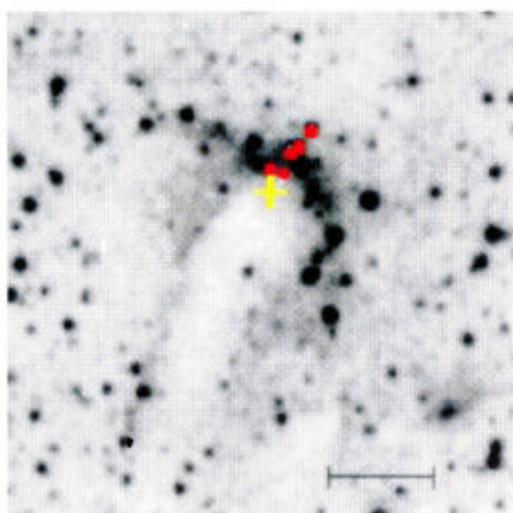


図 1: IC 1396 に付随する分子雲

図 1 は、H II 領域 IC1396 に付随する bright-rimmed cloud (BRC) の光の写真に赤外線源を重ねたものである (Sugitani, Tamura, & Ogura 1995)。丸印は近

赤外線源、十字印は遠赤外線源をあらわしている。赤外線源はフィラメント状の分子雲の表面から内側に一列に並んでいる。これらの赤外線源は Young Stellar Objects (YSOs) である。一般に遠赤外線源は近赤外線源よりも若い YSOs として考えられている。このことは星形成がガス雲の表面から内側に向かって進行、すなわち、連鎖的に星形成がおこなわれていることを示唆する (Sugitani et al. 1995)。

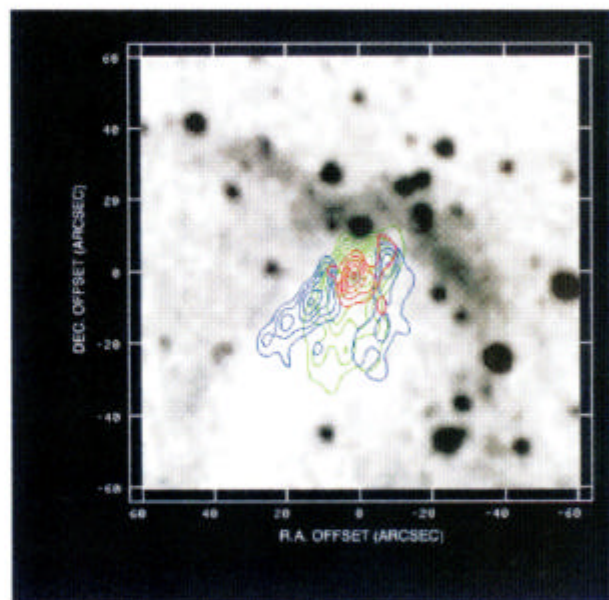


図 2: IC 1396 に付随する分子雲の速度構造

図 2 は、図 1 の bright-rimmed cloud を $^{13}\text{CO}(1-0)$ 輝線で観測したものである (Sugitani et al. 1997)。3 色で表された等高線はそれぞれ別の速度成分をあらわす。その速度構造は、可視光の細長くのびた構造に沿った主成分 (0.64 km/s)、励起星側の主成分の縁にみられる成分 (1.49 km/s)、主成分をはさむような構造をした wing 成分 (0.21 km/s) をしている。wing 構造は H II 領域による衝撃波 (Radiative driven implosion) によってできたと解釈されている。

2.2 モデル

分子ガスの形状としては、端のあるフィラメント状のものと球状のものを考えた。境界から平面衝撃

波を与え、分子ガスの相互作用を数値シミュレーションで追跡した。この平面衝撃波のパラメータは、速度 (v_{sh}) と密度 (ρ_{sh}) の2つのパラメータであらわされる。よって、衝撃波は $P_{sh} = \rho_{sh} v_{sh}^2$ の大きさの動圧をもつ。状態方程式は等温の場合を調べた。

2.2.1 端の切れたフィラメント状分子雲

フィラメント状ガス雲の分布は、

$$\rho = \begin{cases} \rho_0 (1 + \varpi^2/8H^2)^{-2}, & \text{for } y \geq 0 \\ \rho_0 (1 + r^2/8H^2)^{-2}, & \text{for } y < 0 \end{cases}, \quad (1)$$

とした。ここで

$$\varpi = \sqrt{x^2 + z^2}, \quad (2)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (3)$$

である。記号 ρ_0 , H はそれぞれ中心軸上での密度、スケールハイトを表す。音速 c_s と密度 ρ_0 、スケールハイト H には、

$$4\pi G \rho_0 H^2 = c_s^2, \quad (4)$$

の関係がある。フィラメント状分子雲は y 方向に延びているとし、衝撃波の進行方向と同一とした。端のあるフィラメント状分子雲は重力的に平衡状態になく、端では流れが生じる。

2.2.2 球状分子雲

球状のガス雲に関して、初期の密度分布は、Bonnor-Ebert の平衡解を Runge-Kutta 法で計算した。計算領域に含まれる質量は自己重力不安定に対する臨界量にほぼ等しい。

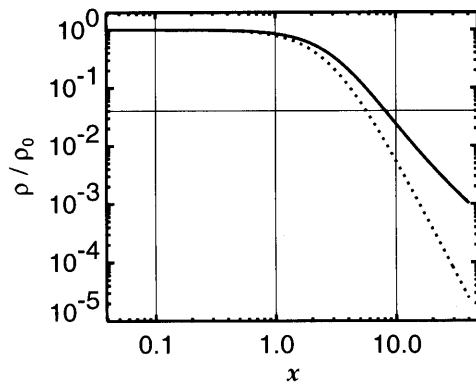


図3: 密度分布 (実線: 球状分子雲、点線: フィラメント)

図3の実線が初期の密度分布を表したものである。点線はフィラメント状分子雲の密度分布である。

2.3 計算手法

数値シミュレーションでは、流体方程式を2次精度の風上差分法で解き、自己重力を記述するポアソン方程式を多層格子反復法で解いた。代表的なモデルはメッシュ数 $513 \times 257 \times 257$ の一様格子を用いて高精度の計算をおこなった。パラメータサーチのシミュレーションをメッシュ数 $257 \times 129 \times 129$ で行なった。計算は国立天文台のスーパーコンピュータ (富士通 VPP300/16R) で実行した。

2.4 シミュレーション結果

2.4.1 端の切れたフィラメント状分子雲

図4は、典型的なモデルの時間進化 (中心領域を拡大) を示したものである。衝撃波のモデルパラメータは、 $v_{sh} = 20 c_s$ 、 $\rho_{sh} = 10^{-4} \rho_0$ である。図において、3次元的な等高面は密度を表し、 $\rho \geq 10^{-2.5} \rho_0$ の密度を持つ領域を対数で等間隔にあらわした。

[$t=0.0-3.0$] 衝撃波はフィラメント状分子雲を包み込むように膨張する。低密度の領域において、衝撃波はほぼ初期の速度 $20 c_s$ で広がる。時刻 $t = 2.5$ において、衝撃波は動圧 ($4 \times 10^{-2} \rho_0 c_s^2$) とガス圧が等しい領域に到達する。この領域より内側では、ガス圧は衝撃波の動圧より大きく、衝撃波による圧縮は弱い。

[$t=3.0-6.0$] フィラメント状分子雲の端で密度が増える。時刻 $t = 6.0$ において、その密度は $\sqrt{10} \rho_0$ に達し、高密度でコンパクトのコアを形成する。高密度のコアは重力的に束縛されており、自己重力によって収縮する。衝撃波はフィラメント状分子雲の周りにU字型の構造: wing構造を形成する。

[$t=6.0-15.0$] 高密度コアは母フィラメント状分子雲のガスを自己重力によって掻き集め、高密度コアと母フィラメント状分子雲は互いに離れていく。その結果、母フィラメント状分子雲には新たな端ができ、再帰的に高密度コアの形成を繰り返す。

フィラメント状の分子雲でおこる連鎖的星形成のタイムスケールはフィラメントの分裂のタイムスケールにほぼ等しい。連鎖的星形成は重力不安定によって誘発された (Hanawa, Yamamoto, & Hirahara 1994; Fukuda & Hanawa 2000)。

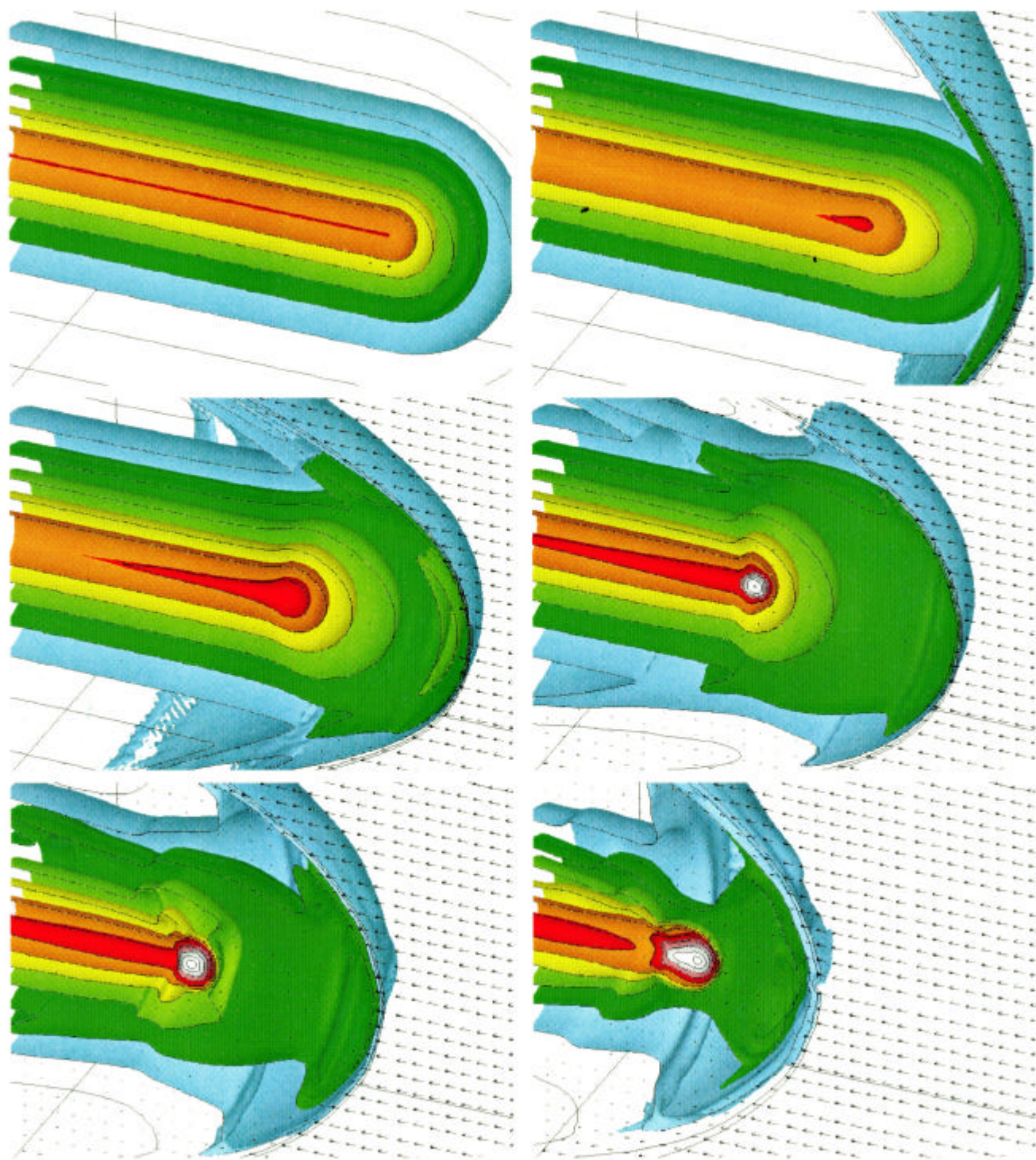


図 4: 端のあるフィラメント状分子雲の時間進化 (左上から右下にかけて時刻は $t/t_{ff} = 0, 3, 6, 9, 12, 15$)

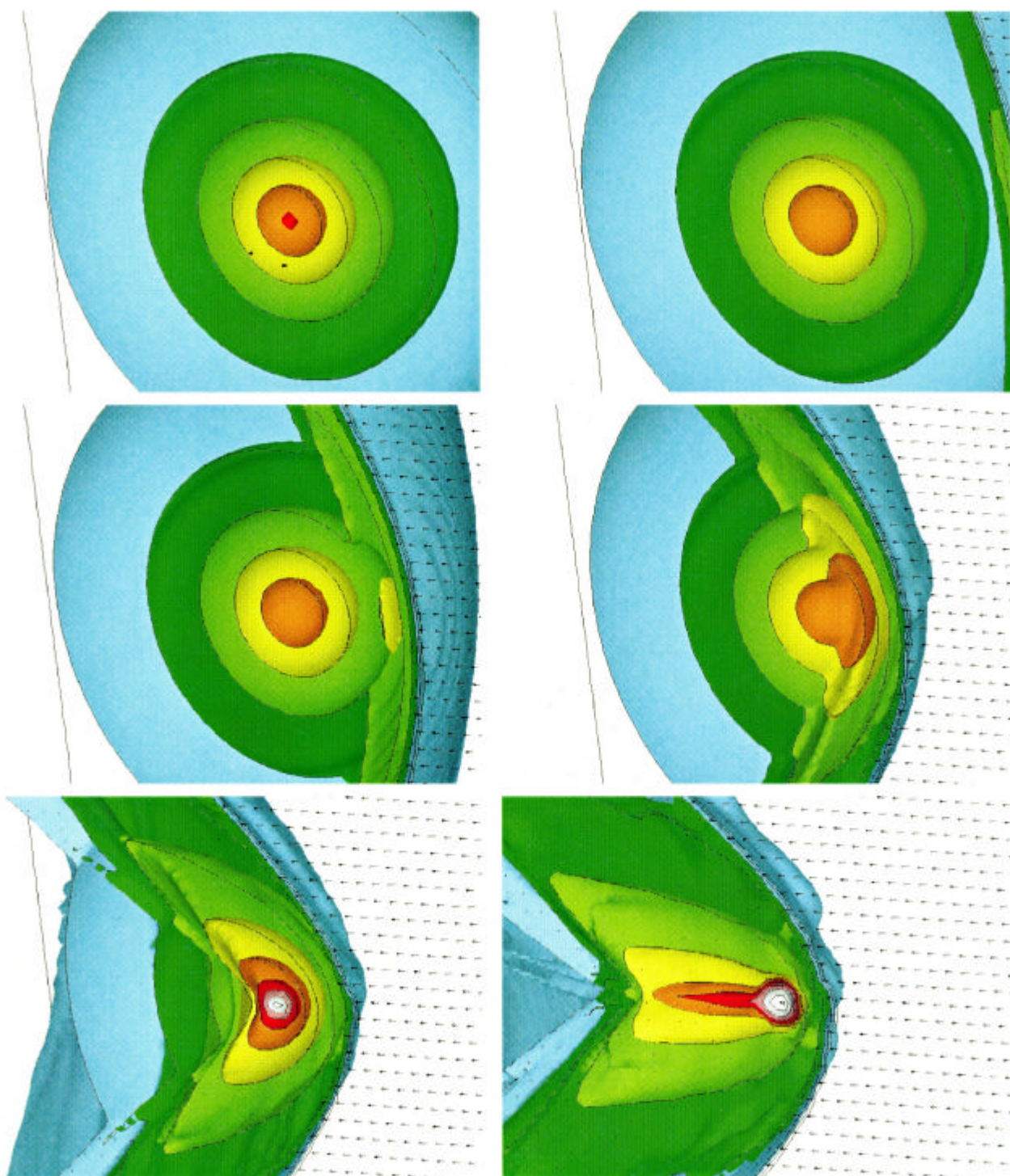


図 5: 球状分子雲の時間進化 (左上から右下に書けて時刻は $t/t_{\text{ff}} = 0, 7.5, 11.25, 15, 18.75, 22.5$)

2.4.2 球状分子雲

図5は球状分子雲の場合の時間進化を示したものである(表示法は図4と同一)。衝撃波のモデルパラメータも端のあるフィラメント状分子雲と同じ値： $v_{\text{sh}} = 20 c_s$ 、 $\rho_{\text{sh}} = 10^{-4} \rho_0$ とした。衝撃波を与えた境界は、フィラメント状分子雲の場合の $y = -24$ よりも遠く、 $y = -48$ とした。

[$t=0.0-15.0$] 衝撃波は球状分子雲を包み込むように膨張する。球状分子雲の密度勾配は遠方で $\rho \propto r^{-2}$ であり、フィラメント状分子雲の $\rho \propto r^{-4}$ に比べてなだらかなのである。このため、衝撃波はフィラメント状分子雲よりも遠い距離で減速を受ける。時刻 $t = 11$ において、衝撃波の動圧とガス圧が等しい領域に達する。

[$t=15.0-22.5$] 衝撃波は球状分子雲の全体をUの字型にゆがませる。密度の高いところでも、表面が圧縮されてゆがむ。ゆがんだ成分は中心部を回り込み、中心部に集中することにより、その密度を高める。その結果、重力不安定が生じ、高密度のコアを形成する。時刻 $t = 18$ では、コアの最大密度は初期の10倍を超える。高密度のコアを包み込むように広がった成分はコアの背後で集中し、cometary 状の tail へと成長した。

2.5 議論

フィラメント状分子雲でおこった連鎖的星形成に関して次元量との対応をタイムスケール等を議論する。フリーパラメータ 単位長さ H と単位密度 n_0 をそれぞれ

$$H = 0.005 \text{ pc}, \quad (5)$$

$$n_0 = 1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}, \quad (6)$$

とすると、音速 c_s は重力平衡の式より

$$c_s = 0.28 \text{ km s}^{-1} \left(\frac{H}{0.005 \text{ pc}} \right) \left(\frac{n_0}{1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

と与えられる。このとき、単位時間 t_{ff} 、単位質量 $M_{\text{unit}} \equiv \rho_0 H^3$ はそれぞれ、

$$t_{\text{ff}} \equiv \frac{1}{\sqrt{4\pi G \rho_0}} = 1.8 \times 10^4 \text{ yr} \left(\frac{n_0}{1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2}, \quad (8)$$

$$M_{\text{unit}} = 7.1 \times 10^{-3} M_{\odot} \left(\frac{n_0}{1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{H}{0.005 \text{ pc}} \right)^3 \quad (9)$$

となる。このとき、フィラメント状分子雲と球状分子雲の総質量はそれぞれ $17 M_{\odot}$ 、 $10 M_{\odot}$ である。

連鎖的に高密度のコアが形成された時間間隔は $16 t_{\text{ff}}$ であり、29万年に相当する。

結果の公表

上記の結果を、天文学会2000年秋季年会(Q26b)、星形成研究会(神戸大)、ユーザズミーティングにて発表した。現在、投稿論文を準備中である。

3 磁気流体波によって支えられたフィラメント状分子雲

3.1 イントロダクション

分子雲から放射される分子雲輝線は速度に換算すると $1 \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ の幅をもつ。この速度は、分子雲の温度を 10 K としたときに予想される熱速度(約 0.20 km s^{-1}) より大きい。これは、分子雲内に超音速の乱流が存在することを示唆している。分子雲には数 $\mu\text{G} \sim$ 数十 μG の磁場が存在するので、この乱流は磁氣的であると推定される。

磁気乱流は分子雲の重力収縮を妨げる効果をもつ。したがって磁気乱流が減衰すれば、分子雲の重力収縮が始まり星が形成されると考えられる(たとえば Nakano 1998)。この考え方によれば、磁気乱流の減衰率は星形成の時間尺度を与える重要な量である。

磁気乱流は、様々な波長を持つ3種類の磁気流体波(slow波、fast波とAlfvén波)の重ね合わせとして表現できる。磁気流体波の中で、slow波とfast波は圧縮性の縦波なので衝撃波となって散逸しやすい。しかし、Alfvén波は非圧縮性の横波なので、衝撃波による散逸はなく、減衰しにくい。このため、分子雲内の乱流の主体はAlfvén波であると考えられる。本研究では、分子雲にフィラメント状のものが多くあることも考慮し、細長く延びた分子雲中をAlfvén波が伝播する数値シミュレーションをおこなった。

分子雲内の乱流の減衰をシミュレーションするためには、分子雲の大局的な構造と磁気流体波の伝播を同時に計算しなくてはならない。しかし、これまで行なわれてきた乱流の減衰のシミュレーションは、空間分解能が粗く、物理的な波の減衰より数値粘性による波の減衰の方が優勢であった可能性が高い。そこで、まず一様密度中を伝播する円偏光Alfvén波を計算して、数値粘性の大きさを見積もった。その結果、波長当たり32メッシュあれば、数値粘性による減衰も波

長当たり 1% 以下、位相速度の誤差も 1% 以下に押さえられることが分かった。また、Alfvén 波が軸方向に伝播する解析モデルも作った。このモデルでは、Alfvén 波の圧力も分子雲を支える力の一部になっている。この解析モデルの時間発展を数値シミュレーションによって調べた。

3.2 数値粘性の評価

数値粘性のために波が減衰したり、位相速度の誤差により波形が崩れるようでは、その数値シミュレーションは信頼できない。数値粘性や位相誤差を小さくするためには、1 波長あたりのメッシュ数を十分にとらなくてはならない。数値粘性による減衰と位相速度の誤差を評価するために、一様媒質中を伝播する円偏光 Alfvén 波を振幅や波長あたりのメッシュ数を変えて 3 次元シミュレーションコードで計算した。

一様密度中での円偏光 Alfvén 波の時間発展は、式 (10) ～ (13) で表わされる。

$$\rho = \rho_0 \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B} = & \alpha B_0 \cos(k_0 z - \omega_0 t) \mathbf{e}_x \\ & + \alpha B_0 \sin(k_0 z - \omega_0 t) \mathbf{e}_y \\ & + B_0 \mathbf{e}_z \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{v} = & \alpha v_A \cos(k_0 z - \omega_0 t) \mathbf{e}_x \\ & + \alpha v_A \sin(k_0 z - \omega_0 t) \mathbf{e}_y \end{aligned} \quad (12)$$

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}} \quad (13)$$

ここで α は、波の進行方向に垂直な磁場と平行な磁場の強度比を表す。数値シミュレーションでは初期密度 $\rho_0 = 1.0$ 、Alfvén 速度 $v_A = 1.0$ 、音速 $c_s = 1.0$ の場合を調べた。

図 6 は 1 周期あたりの波のエネルギー減衰率 ($\Delta E/E$) を、1 波長あたりのメッシュ数 N の関数として表している。波の振幅を $\alpha = 0.1, 0.5, 1.0$ の 3 通りについて記号を変えてプロットしたが、減衰率は振幅によらず、結果は誤差の範囲で一致した。得られた減衰率は、

$$\frac{\delta E}{E} \simeq 10^{-2} \left(\frac{N}{32} \right)^{-3}, \quad (14)$$

で近似できる。これは計算が 2 次精度であることを保証している。また波長当たり (= 周期あたり) の減衰量を 1% 以下に抑えるためには 32 メッシュ必要であることを示している。

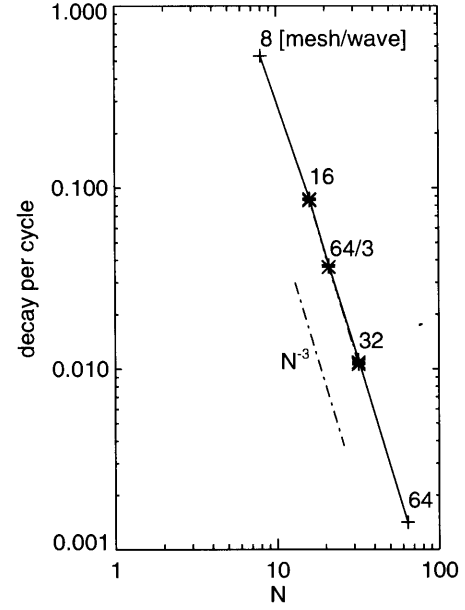


図 6: 縦軸は 1 周期あたりの波のエネルギーの減衰率 ($\Delta E/E$)、横軸は 1 波長あたりのメッシュ数 (N)。

図 7 は位相速度の遅れを N の関数として表している。計算の条件は図 7 と同じである。位相速度のずれは

$$\frac{\delta v}{v} \simeq 9 \times 10^{-3} \left(\frac{N}{32} \right)^{-2}, \quad (15)$$

と近似できる。位相速度も波の振幅によらない。この結果より、位相速度を 1% 程度の誤差で計算するためにも、波長当たり 32 メッシュ必要であることが分かった。

以上の結果により、数値粘性による減衰や位相速度の遅れを 1% 以下に抑えるためには、波長当たり約 32 メッシュの分解能が必要であると結論できる。式 (14) と (15) は使用したコードが 2 次精度であることを示している。

波長あたりのメッシュ数を 32 に保ったまま波同士の相互作用をシミュレーションするためには、相当なメッシュ数 (たとえば 1 次元方向に 256 以上) が必要である。今回は 128^3 および 256^3 のメッシュ数をもつグリッドを用いたが、このメッシュ数は複雑な波を追跡するのに十分ではないので、1 種類の Alfvén 波のみの伝播の様子をシミュレーションした。

3.3 モデル

分子雲はフィラメント状の密度構造を持つものが多いと考えられている。そこで、Alfvén 波によって

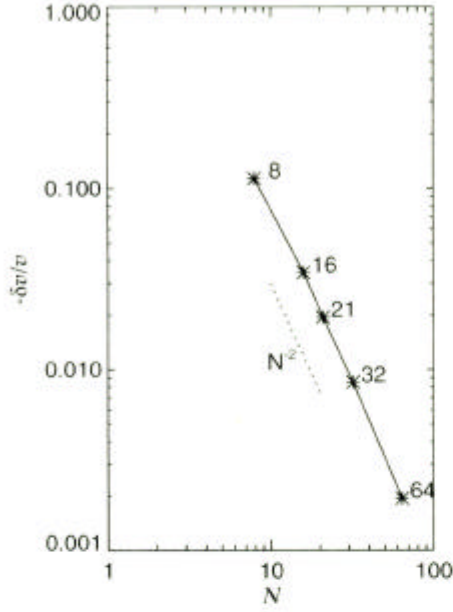


図 7: 位相速度の遅れを 1 波長当たりのメッシュ数の関数として求めた。

支えられたフィラメント状分子雲の解析モデルを考えた。このモデルの密度・速度・磁場は、

$$\rho = \rho_c f^{-2}, \quad (16)$$

$$f(\mathbf{r}, t) = 1 + \frac{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}{8H^2},$$

$$x_0 = R_0 \sin(ky - \omega t),$$

$$z_0 = R_0 \cos(ky - \omega t),$$

$$\begin{aligned} \mathbf{B} = & B_c f^{-1} k R_0 \cos(ky - \omega t) \mathbf{e}_x \\ & + B_c f^{-1} \mathbf{e}_y \\ & + B_c f^{-1} k R_0 \sin(ky - \omega t) \mathbf{e}_z, \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{v} = & -v_A k R_0 \cos(ky - \omega t) \mathbf{e}_x \\ & + v_A k R_0 \sin(ky - \omega t) \mathbf{e}_z, \end{aligned} \quad (18)$$

$$4\pi G \rho_c H^2 = c_s^2 + \frac{B_c^2}{8\pi \rho_c} (1 + k^2 R_0^2) \quad (19)$$

と表される。これは、フィラメントの軸に平行な磁場に貫かれた分子雲の平衡解 (たとえば Stodólkiewicz 1963; Nakamura, Hanawa, & Nakano 1993 を参照のこと) に Alfvén 波を加えたもので、フィラメントの中心は y 軸の周りを半径 R_0 でうねっている (図 8)。(19) 式は力の釣り合いの式である。最終項は、磁場によって分子雲が重力収縮に対して支えられる力を表わしており、Alfvén 波が入ったことで支える力が $k^2 R_0^2$ の分だけ大きくなっていることが解る。

上記モデルを初期条件として、3 次元数値シミュレー

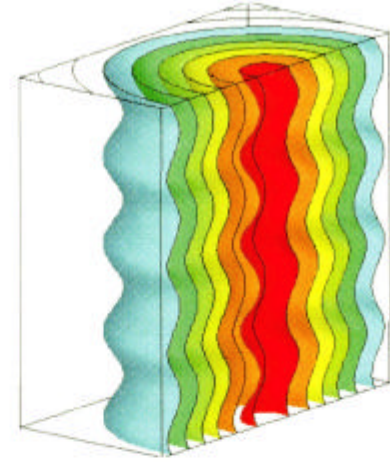


図 8: Alfvén 波に支えられた分子雲の解析モデルの等密度面を鳥瞰的に 3 次元表示したもの。モデル密度・速度・磁場は式 (16) から (19) で与えられる。

ションを行なった。計算では 1 波長当たりのメッシュ数は 32 とした。従って、数値粘性による波の減衰は周期当り 1% 以下抑えられている。流体力学方程式の計算には 2 次元風上差分法、自己重力の計算には多層格子法を採用した。

3.4 シミュレーション結果

ここでは計算格子点数をと 128^3 した時の結果を報告する。図 9 は、フィラメントの断面図により時間発展を表している。このモデルでは、ガス圧、磁気圧、Alfvén 波による圧力が 1:1:0.09 の比になっている。時間が経過するにつれ、フィラメントの軸方向の運動や密度揺らぎが発生する。

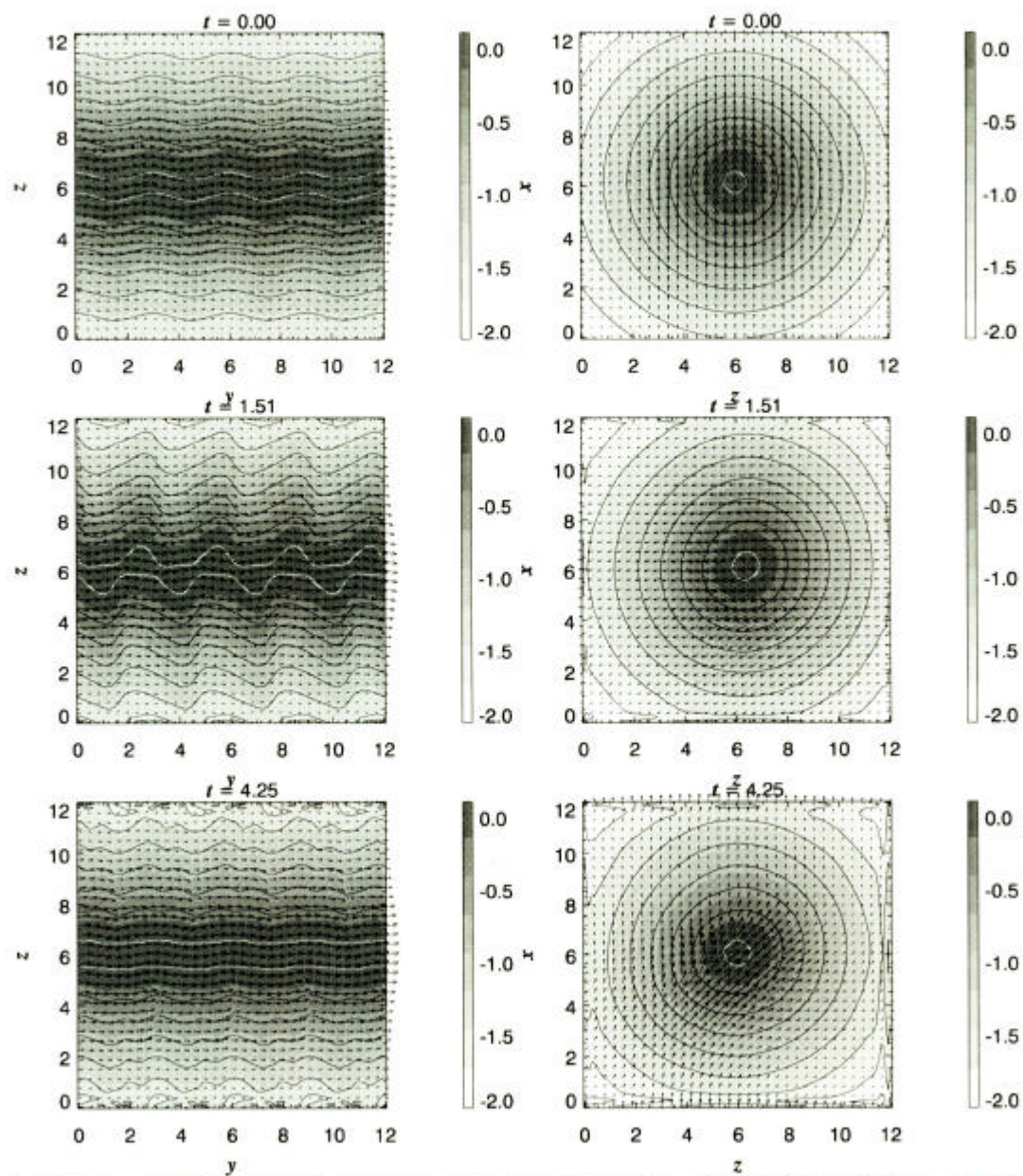


図 9: Alfvén 波によって支えられたフィラメント状分子雲の時間変化。左は軸を含む断面図、右は軸に垂直な断面図。時刻 t は各パネルの上に示されている。

図 10 は、系全体のエネルギー変化を成分ごとに表わしている。上図は成分ごとのエネルギーの対数値を縦軸に、下図はエネルギーの増減 (初期値との差) を縦軸に取っている。図のシンボルはそれぞれ、

$$E_{k\perp} = \int_V \rho(v_x^2 + v_z^2)/2 dV \quad (20)$$

$$E_{k\parallel} = \int_V \rho v_y^2/2 dV \quad (21)$$

$$E_{m\perp} = \int_V \rho(B_x^2 + B_z^2)/(8\pi) dV \quad (22)$$

$$E_{m\parallel} = \int_V \rho B_y^2/(8\pi) dV \quad (23)$$

$$E_{th} = \int_V c_s^2 \rho \ln \rho dV \quad (24)$$

と定義された成分ごとのエネルギーを表す。

図 10 は、フィラメントの軸に垂直な Alfvén 波のエネルギー成分が減少しているのに対して、フィラメントの軸方向のエネルギー成分と自由エネルギーが増加することを表している。これは、Alfvén 波が軸方向の運動と密度ゆらぎに変換されたことを示している。

結果の公表

上記の結果を、天文学会 2001 年春季年会 (A17a)、星形成研究会 (神戸大)、ユーザズミーティングにて発表した。

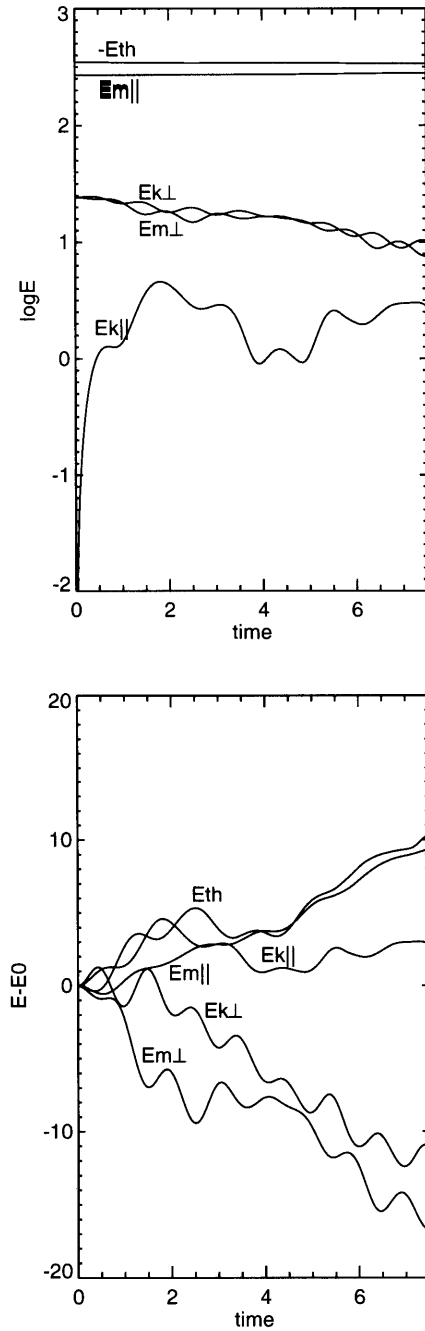


図 10: 成分ごとのエネルギー変化。上はエネルギーの絶対値を、下は変化分を表している。