

大速度分散コンパクト分子雲の起源：大質量ブラックホールによる重力散乱過程についての理論的研究

(Guo Yansong, 名古屋大学大学院 理論宇宙物理学研究室)

Abstract

銀河系中心の分子雲領域 (CMZ) では星間物質が一般に高密度であり広い速度幅を有している。その中でさらに広い速度幅とコンパクトな空間構造を持っている「高速度コンパクト雲 (HVCC)」と呼ばれる雲が多数発見されている。最近、慶応大学・岡朋治らの観測グループにより、Sgr C 領域において爆発現象に特徴的な膨張シェル構造を持たない HVCC が観測された。その HVCC は非常に広い速度幅 ($\Delta v \sim 100 \text{ km s}^{-1}$) を持ち、かつ低温 (10K) である。このような温度が低くかつ構造も非常に乏しい HVCC の大きな速度分散の生成機構については大質量コンパクトな構造による重力散乱が考えられる。そこで、本研究では衝撃波を高精度に記述するゴドノフ SPH 法 (Inutsuka 2002) を駆使し数値模擬観測を行うことにより、観測データを再現することを目指す。

1 Introduction

銀河中心に存在すると考えられる大質量ブラックホールの起源はまだ解明されていない。大質量ブラックホールまたは超巨大ブラックホールの起源としては中間質量ブラックホールの合体や質量降着により生成されている可能性がある。そのため、中間質量ブラックホールの存在を検証することが重要になってくる。最近、慶応大学・岡朋治らの観測グループにより、Sgr C 領域において爆発現象に特徴的な膨張シェル構造を持たない HVCC が観測された (日本天文学会 2015 年度春季年会)。岡らはこのような奇妙な構造を説明するには、Impact parameter が 1pc で質量が 10^5 太陽質量の点状天体による分子雲の重力散乱が必要であることを示唆しており、実際、そのパラメータで観測データを説明することができることを報告している。サイズが 1pc 以下程度の重力源で質量が 10^5 太陽質量のものとしては、非常にコンパクトな星団という可能性も考えられるが、重力源自体の発する光子・電磁波が観測されておらず、光度が極めて低いことから、その可能性は低いと考えられる。そのため、重力源の正体としては 10^5 太陽質量程度のブラックホールである可能性が示唆されるのである。しかしながら、ブラックホールの重力により散乱される分子雲のダイナミクスはまだほ

とんど研究されていないため、観測された条件 (低温かつ大きな速度分散) を再現できるかどうかについてはまだわからない。そこで、本研究においては、大質量分子雲が点状重力により散乱される過程についての数値シミュレーションを行い、上記の仮説を検証する。観測事実をもとにして、粒子法を用いる流体計算コードを作成し、詳細な数値シミュレーションを実行する観測データを再現することを目指している。また、シミュレーションの初期パラメータ分布を振ることによって、このような現象の発生頻度についても議論する。

2 Methods

数値計算を行う際に以下のような自己重力を含む流体方程式を解く。

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \vec{v} \quad (1)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \frac{GM_{BH} \vec{x}}{|\vec{x}|^3} - \int \frac{G\rho \vec{x}'}{|\vec{x} - \vec{x}'|^3} dV' \quad (2)$$

$$\frac{du}{dt} = -\frac{P}{\rho} \nabla \cdot \vec{v} \quad (3)$$

$$u = \frac{P}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho v^2 \quad (4)$$

これらを解くには 3 次元高精度 Godnouv 粒子法 (Inutsuka, 2002) を実装する。GSPH 法は、粒子法による流体計算の手法で、粒子の周りに kernel 関数で重みを持たせて積分することで、物理量の平均値を求める。さらに衝撃波を正確に捉えるために粒子対間のリーマン問題も解く。またすべての粒子について自己重力 (Barne - Hut Tree) による加速度も計算する。

まず、物理量の平均値を求めるには kernel 関数 $W(\vec{x}, h)$ を以下のように定義する

$$W(\vec{x}, h) = \left[\frac{1}{h\sqrt{\pi}} \right]^d e^{-\vec{x}^2/h^2} \quad (5)$$

$$\int W(\vec{x}, h) d\vec{x} = 1 \quad (6)$$

ここで h はスムージング長であるそこで、空間のある点 $\vec{x}$ における密度は以下のように表せる、 m_j は j 粒子の質量である：

$$\rho(\vec{x}) \equiv \sum_j m_j W(\vec{x} - \vec{x}_j, h)$$

この定義から分かるように、連続の式はカーネル対称性により自動的に満たす。次に流体方程式とカーネルの Convolution を考える。

$$\int \frac{d\vec{v}}{dt} W(\vec{x} - \vec{x}', h) d\vec{x}' = \int \frac{\nabla P}{\rho(\vec{x})} W(\vec{x} - \vec{x}', h) d\vec{x}' \quad (7)$$

$$\int \frac{du}{dt} W(\vec{x} - \vec{x}', h) d\vec{x}' = - \int \frac{P}{\rho(\vec{x})} [\nabla \cdot \vec{v}] W(\vec{x} - \vec{x}', h) d\vec{x}' \quad (8)$$

さらに離散化により、

$$\ddot{\vec{x}}_i = -2 \sum_j m_j P^* V_{i,j}^2(h) \frac{\partial}{\partial \vec{x}_i} W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, \sqrt{2}h) \quad (9)$$

$$\dot{u}_i = -2 \sum_j m_j ([P\vec{v}]^* - P^* \dot{\vec{x}}_i) V_{i,j}^2(h) \frac{\partial}{\partial \vec{x}_i} W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, \sqrt{2}h) \quad (10)$$

ただし、 $V_{i,j}^2$ は線形内挿により計算されている。ここでは衝撃波を捉えるために、 P^* と $[P\vec{v}]^*$ は i と j 粒子の間でリーマン問題を解いたときの圧力と速度である。リーマン問題を解くには RankineHugoniot 関係とリーマン不変量から以下のような圧力に関する解析的な式を満たす。

$$f(p^*, \vec{W}_L, \vec{W}_R) \equiv f_L(p, \vec{W}_L) + f_R(p, \vec{W}_R) + v_R - v_L = 0$$

ただし、衝撃波の場合

$$f_L(p^*, \vec{W}_L) = (p^* - p_L) \left[\frac{A_L}{p + B_L} \right]^{\frac{1}{2}}, p > p_L$$

$$f_R(p^*, \vec{W}_R) = (p^* - p_R) \left[\frac{A_R}{p + B_R} \right]^{\frac{1}{2}}, p > p_R$$

$$A_L = \frac{2}{(\gamma + 1)\rho_L}, A_R = \frac{2}{(\gamma + 1)\rho_R}$$

$$B_L = \frac{\gamma + 1}{(\gamma + 1)} p_L, B_R = \frac{\gamma + 1}{(\gamma + 1)} p_R$$

希薄波の場合

$$f_L(p, \vec{W}_L) = \frac{2c_{sL}}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p^*}{p_L} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right], p < p_L$$

$$f_R(p, \vec{W}_R) = \frac{2c_{sR}}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p^*}{p_R} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} - 1 \right], p < p_R$$

まだ粒子の速度と密度は

$$v^* = \frac{1}{2} (v_L + v_R) + \frac{1}{2} [f_R(p^*) - f_L(p^*)]$$

と

$$e(\rho, p) = \frac{P}{(\gamma - 1)\rho}$$

を用いると求める。

さらに自己重力を計算するには今回は簡単化のため、softening parameter $\epsilon \sim h$ とする。

3 Results

今回の数値実験においては平衡状態のポリトロブ球を用意する。まず、実際計算を行うとき自己重力入りのコードを試すために、ポリトロブ球の中心力によるケプラー運動の軌道を解析解と照らし合わせした。図 1 は初期状態の、図 2 は 600 ステップ後のスナップショットである。それぞれ色は密度を表している。ただし今回の数値実験では点状質量源の大きさは見やすいように拡大した。次に実際の観測データを Fitting するためには数値的に視線速度を求め、最大視線速度と落下時間の T-V 図と位置と視線速度の P-V 図を次のページのように作った。図 7 から分かるように点状質量の散乱により速度分散が 100 kms^{-1} 以上であることが分った。

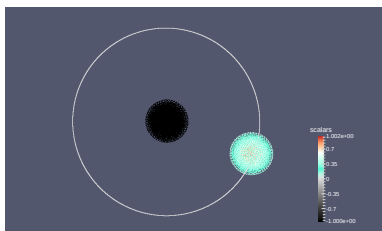


図 1: Kepler 軌道テスト計算の初期配置 (注: カラーバーは密度を表している)

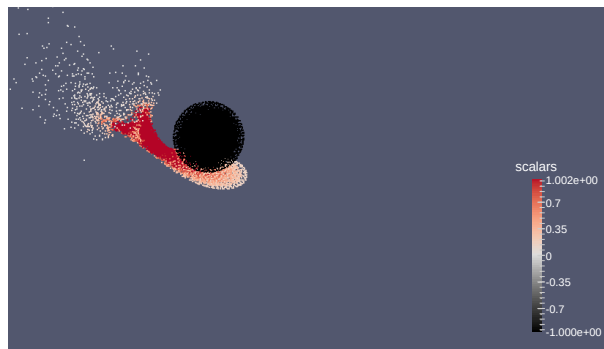


図 5: ブラックホールと分子雲の相互作用

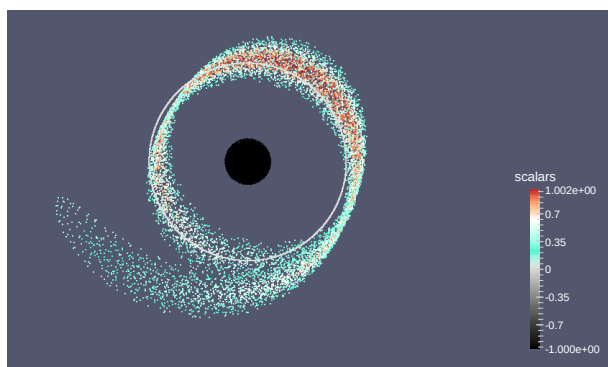


図 2: Kepler 軌道テスト計算

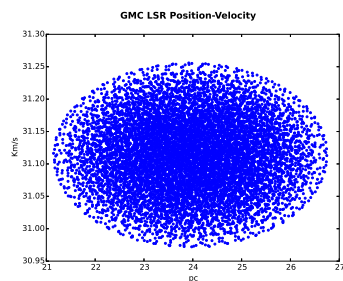


図 6: 分子雲の位置と視線速度の初期配置

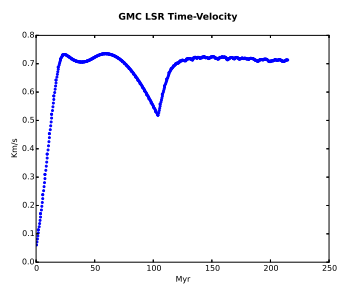


図 3: Kepler 軌道において分子雲の最大視線速度

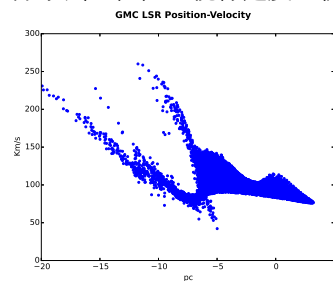


図 7: $t \sim 1.091e6$ yr ときの Position-Velocity Diagram

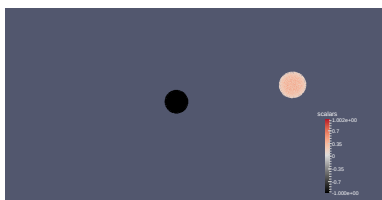


図 4: ブラックホールと分子雲の初期配置

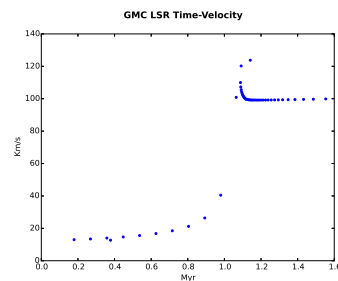


図 8: 分子雲の落下時間と最大視線速度

4 Discussion

衝撃波をより正確に記述するため今後は粒子数を増やして計算をする予定である。さらに、分子雲が質量中心に落下するときの熱のやり取り、磁場の効果などは今回まだ考慮していないので、今後は輻射加熱と冷却機構を取り入れ、磁気流体力学に拡張する。数値計算の模擬観測も種々のパラメータで多数行う必要がある。今後、岡ら (2015) と同様の観測が多数行われれば、中間質量のブラックホールの存在を検証できることが期待される。

Reference

- Shu-ichiro Inutsuka. 2002. Journal of Computational Physics 179,238-267(2002)
- Bram Van Leer. 1977. Journal of Computational Physics 32,101-136(1979)
- Tomoharu Oka et al. 2015 in preparation
- 岡朋治他, 日本天文学会 2015 年度春季年会 Q36a