

銀河中心領域におけるガスの膨張運動:質点近似*

齋 藤 泰 通

EXPANDING MOTIONS OF GAS IN GALACTIC CENTER REGION :
AN APPROXIMATION OF TEST PARTICLE

YASUMICHI SAITO

DEPARTMENT OF PHYSICS, FACULTY OF EDUCATION, UNIVERSITY OF IWATE

Abstract

Radial motions of gas behind strong shock waves which expand from the Galactic center are analyzed in the cases of rigid body and Kepler's rotations by an approximation of test particle. The period of the former is shorter than that of the latter and is just a half of the Galactic rotational period. Hence, we can regard the Galactic rotation as rigid body rotation in its center region. This is consistent with the usually accepted density distribution of gas.

Particles which are rushed out by shock waves go on the Galactic disk and tend to come up with some of them after a certain time. Then the rotational curve is deformed remarkably.

The origin of the 270-pc expanding ring is considered, and effects of gaseous and magnetic pressures are also discussed simply.

1. 諸 言

Burbidge と Hoyle¹⁾ (1963) は銀河中心核の爆発は、ハローや 3—kpc** (現在は 4—kpc といわれている) 膨張 arm の原因であることを予想した。また最近, 中心から 270—pc^{4), 5), 12)} と 2.4—kpc^{10), 11)} の銀河面内に膨張リングが存在することが発見された。

Kruit⁶⁾ (1971) は 3—kpc arm を彼の発見した中心近くの, 銀河面外に存在する大質量のガス cloud と同様に, 中心核から投げ上げられたものであると述べている。他方, Kaifu et al⁵⁾ (1973) は 270—pc expanding ring は中心核の爆発によって発生した衝撃波であり, 3—kpc arm も同じ原因から理解できることを提唱した。

我々はより一般的に, 中心核で爆発があったとき, 衝撃波が発生し銀河面内を伝播すると仮定すれば, ガスは衝撃波によって面内にあるまま飛び出すと考える。この結果, 銀河の回転曲線やガスの密度分布は著しい変化を受けることが予想される。

これらの問題を正確に解くためには, 衝撃波面背後のガスの運動を波面の状態を境界条件として調べればよい^{8), 9)}。その解は解析的には得ることができないが, 圧力勾配や粘性項を無視

* 本論文は東京大学, 東京天文台に国内留学した結果まとめられた。

** 1 pc (パーセック) = 3.26 (光年) = 3.09×10^{18} (cm)。

した質点近似では特別の場合に解析解を得ることができる。この近似は中心近くの回転曲線の変形・質量分布を定性的に説明できる。得られた解は、銀河面内のガスが回転しながら膨張・収縮する周期運動をも述べている。

我々は以下、2でガスの基礎方程式を考察して質点の基礎方程式を導びき、3で積分を行ない、4で回転曲線の変形を予想し、5で考察を行なう。

2. 基礎方程式

我々はガス、星、銀河中心核 (Black Hole 或いは Seyfert type nucleus) からなる力学系を考える。星と中心核は外力としてのみ作用し、エネルギー保存則の代わりに polytrope を仮定すれば、ガスの運動は銀河中心を原点とする座標系を用いて、以下の3つの方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p - \text{grad} \varphi + \nu \Delta \vec{v}, \quad (2)$$

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (3)$$

によって決定される。上式は上から順に、連続の式、Navier—Stokes の方程式、polytrope の式である。また ρ は密度、 $\vec{v} (v_r, v_\theta, v_z)$ は速度、 p は圧力、 φ は重力ポテンシャル、 ν は動粘性係数、 ρ_0, p_0 は夫々、平衡点における密度と圧力 (以下、添字 0 は平衡点を意味する)、 γ は比熱比である。

さて、ガスの運動は銀河面内 ($z=0$) でのみ行われ、且つ、軸対称であると仮定してよい。

次に、方程式 (2) の右辺の各項の効果を検討する。第一項は圧力勾配の項で、方程式 (3) を用いると、

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{c^2}{r} \cdot \frac{\partial \log \rho}{\partial \log r} \quad (4)$$

となる。但し、 c は音速で

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}}$$

である。従って、遠心力 v_θ^2/r と (4) 式とを比べると、観測結果⁷⁾ より $100 \leq v_\theta \leq 300$ (km/sec)、衝撃波のうしろでは $c \sim 100$ (km/sec) であるが、すぐ冷えるので^{2), 14)} $c \sim 1$ (km/sec)、 $\partial \log \rho / \partial \log r \sim 1$ であるから、

$$\frac{v_\theta^2}{c^2 \frac{\partial \log \rho}{\partial \log r}} \sim (10^4 \sim 10^5) \gg 1$$

の程度になる。故に圧力勾配を無視できる。

第二項は、星ならびに中心核のポテンシャルによる力で、例えば、1-kpc 以内の全質量は、 $2 \times 10^{10} M_\odot$ で、そのうちガスの質量は、 $10^8 M_\odot$ であるから、ガスは自己重力よりも、これらの物体による外力の影響を受ける。

第三項は粘性力項である。動粘性係数 ν はガスの粘性からのみ決定される (星とガスとの相

相互作用は平均密度が小さいために無視できる)と完全電離ガスにおける値を用いてもよいので、

$$\nu = 2.21 \times 10^{-15} \times \frac{T^{\frac{5}{2}} A_i^{\frac{1}{2}}}{Z^4 (m_e n_e + m_i n_i) \ln A} \quad (5)$$

である。温度 $T \sim 10^4$ °K (HII region), 陽イオンの原子量 $A_i \sim 1$, 水素の原子番号 $Z = 1$, $A \equiv \langle h/q \rangle$ (h はプランク定数, q は電子が陽イオンにより 90° 曲げられるときの衝突パラメータ, $\langle \rangle$ は全粒子に関する平均値) ~ 23.2 , 電子の質量 $m_e \sim 10^{-27}$ (gr), 陽イオンの質量 $m_i \sim 10^{-24}$ (gr), 電子の数密度 $n_e \sim 10$ (1/cm³), 陽イオンの数密度 $n_i \sim 10$ (1/cm³) を代入すると、

$$\nu \sim 7 \times 10^{17} \text{ (cm}^2/\text{sec)}$$

となる。

従って, Reynolds 数 (R)

$$R = \frac{VL}{\nu} \quad (6)$$

は, 系の代表的速度 $V \sim 2 \times 10^7$ (cm/sec), 系の代表的大きさ $L \sim 3 \times 10^{21}$ (cm) を代入すると、

$$R \sim 10^8 \gg 1 \quad (7)$$

となる。故に慣性項 $(\vec{v} \cdot \text{grad}) \vec{v}$ に比べて粘性項を無視できる。

これらの結果からガスの運動を近似的に, 質点の運動とみなすことができる。このとき, 連続の式と polytrope の式は自動的に削除される。 $v_z = 0$ を仮定しているので, 最終的に方程式 (2) はニュートンの運動方程式に帰着し, しかもその r, θ -成分だけが残り, 夫々

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\theta^2}{r} = -\frac{\partial \phi}{\partial r}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_r v_\theta}{r} = 0 \quad (8)$$

と書かれる。

方程式 (8) を整理すると、

$$\frac{D(rv_\theta)}{Dt} = 0 \quad (9)$$

となる。ここに, D/Dt は Lagrange 微分で、

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad} \quad (10)$$

と定義される。今の場合、

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial}{\partial r} \quad (11)$$

となる。

(9) 式より粒子の経路に沿っては積分できて

$$rv_\theta = \text{const.} \equiv r_0 v_{\theta 0} \quad (12)$$

が導びかれる。この等式は比角運動量の保存を意味する。従って, (12) 式を m 倍した。

$$mrv_\theta = mr_0 v_{\theta 0}$$

は角運動量の保存を意味する。また (12) 式は系の運動において任意の場所で成立する。

(12) 式を用いて、方程式 (7) を整理すると

$$\frac{Dv_r}{Dt} = \frac{v_{\theta 0}^2}{r} \cdot \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 - \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad (13)$$

となる。ここで次の初期条件を用いる。 $t = 0$ 即ち、最初の媒質中において $v_r = 0$ であり、遠心力と重力とが釣り合っているから、

$$\frac{v_{\theta 0}^2}{r} = \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad (14)$$

が成り立つ。

次に、

$$v_{\theta} \equiv v_{\theta 0} \left(\frac{r_0}{r}\right)^n \quad (15)$$

とおく。 r_0 は原点から衝撃波までの距離を意味する。また、(15) 式によって表わされる v_{θ} は動径距離 r の巾にのみ依存し、時間 t に依存しないことを意味する。更に、関係式

$$\frac{Dv_r}{Dt} = \frac{Dv_r}{Dr} \cdot \frac{Dr}{Dt} = \frac{Dr}{D} \left(\frac{1}{2} v_r^2\right) \quad (16)$$

を導出しておく。

(14)~(16) 式を用いて、方程式 (13) を変形すると

$$\frac{D}{Dr} \left(\frac{1}{2} v_r^2\right) = \frac{v_{\theta 0}^2}{r} \cdot \left\{ \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2n} \right\} \quad (17)$$

となる。方程式 (17) からエネルギー積分

$$\int_{v_{r0}}^{v_r} dv_r^2 = 2v_{\theta 0}^2 \int_{r_0}^r \frac{1}{r} \left\{ \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2n} \right\} dr \quad (18)$$

が直接導びかれる。上の積分は初等的に計算される。その結果は

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 = 1 + \alpha^2 + \frac{1}{n}(1 - x^{2n}) - \frac{1}{x^2} \quad (19)$$

である。ここに

$$\alpha \equiv \frac{v_{r0}}{v_{\theta 0}}, \quad x \equiv \frac{r}{r_0}, \quad \tau \equiv \Omega t \quad (20)$$

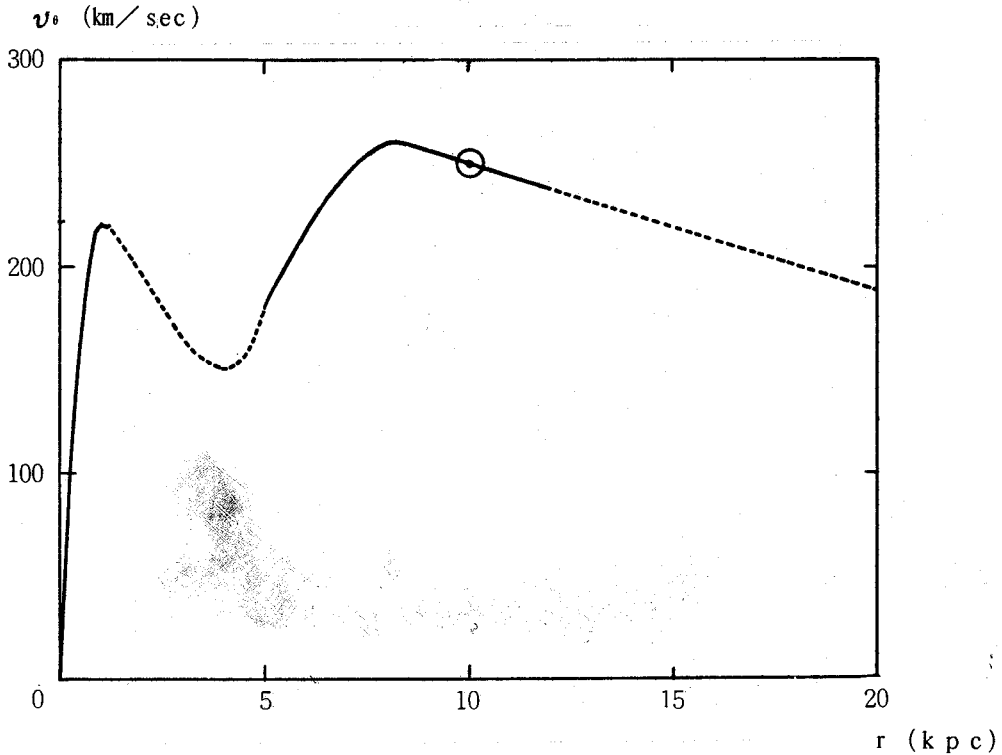
である。 α は平衡点における動径速度と回転速度との比であり、 x と τ は夫々規格化された動径距離と時間であり、 Ω は角速度である。

従って、方程式 (19) はエネルギー保存則を規格化された形、即ち無次元の形で表現している。 $dx/d\tau$ は規格化された動径速度とみなされる。

我々は次の節で、方程式 (19) を特別な n の値について積分して、動径軌道のふるまいを調べる。

3. 積分結果

我々は方程式 (19) を積分する前に n の値を吟味しなければならない。 n の値は系がいかなる回転をしているかを指示するが第 1 図で示されているように、銀河全体の回転曲線は (19) 式の形では表現されえない。従って我々は現在、回転曲線がいかなる密度分布に対応しているのかを、明確に物理的に意味づけることはできない。銀河中心附近については最近になって少しわかってきて、観測結果を整理して種々の回転曲線が提出されているが^{7), 11), 12)}、第 1 回から、



第1図 実線は観測から得られたものであり、破線は内部では内抽、12-kpcより外側では外抽によって得られたものである。誤差は10~20 (km/sec) の程度である。◎印は太陽の位置である。

中心から1-kpc 附近までは剛体回転、1-kpc から4-kpc 迄は Kepler 回転していることを示しているから、(19) 式は近似的に妥当である。本論文では中心付近のみを問題にする。

中心の極く近くは観測的にもよくわかっていないが、10-pc より外側の不十分ではあるが、観測から導びき出された回転曲線は銀河の始源媒質内での物質・角運動量分布及びその後の銀河内での物質の転化・角運動量の移動を反映している。故に、我々は銀河を構成する種々の物質の様々な存在形態を統一的に理解することによって、現象の一特殊形態としての回転曲線を理論的に導びくことができるであろうが、本論文の主題ではないのでこれ以上言及しない。

我々は(19) 式を用い、剛体回転と Kepler 回転の場合だけに限って考察を進める。前者は $n = 1$ 、後者は $n = -1/2$ に対応する。

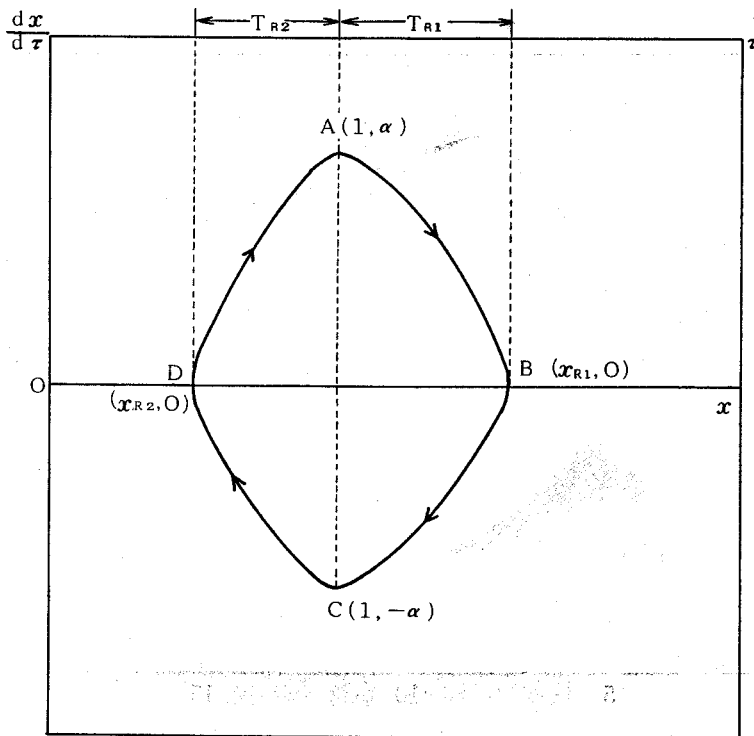
(1) $n = 1$ (剛体回転の場合)

方程式 (19) は

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 = \alpha^2 - \left(x - \frac{1}{x}\right)^2 \quad (21)$$

となる。方程式 (21) から、横軸を x 、縦軸を $dx/d\tau$ にとって第2図が描かれている。

第2図からわかるように、関数は α がどんな値をとっても閉曲線になるから系は周期運動を行なう。この理由はポテンシャルが距離に比例して負で増加するからである。更に、当然の結果であるが平衡点、即ち飛び出す点A、或いは落ち込む点Bにおいて最高速度(極値をとる)



第2図 A点とC点は夫々飛び出しと落ち込みの点であり、B点とD点は夫々外側と内側の最高到達距離である。

になる。

$$x_{R1} = \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4}}{2}, \quad x_{R2} = \frac{-\alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4}}{2} \quad (22)$$

であり、明らかに

$$0 < x_{R2} < 1 < x_{R1}$$

の関係が存在する。

次に軌跡を、理解を容易にするために平衡点の外側と内側とに分けて決定する。方程式 (21) より外側では

$$\int_1^x \frac{dx}{\sqrt{\alpha^2 - (x - \frac{1}{x})^2}} = \int_0^\tau d\tau \quad (23)$$

によって表わされる。積分 (23) の結果は、

$$x = \frac{\sqrt{\alpha^2 + 2 + \alpha\sqrt{\alpha^2 + 4}} \cdot \sin(2\tau - \tan^{-1} \frac{\alpha}{2})}{\sqrt{2}} \quad (24)$$

を与える。

内側では

$$-\int_1^x \frac{dx}{\sqrt{\alpha^2 - (x - \frac{1}{x})^2}} = \int_0^\tau d\tau \quad (25)$$

によって表現される。積分(24)の結果は

$$x = \frac{\sqrt{\alpha^2 + 2 - \alpha\sqrt{\alpha^2 + 4} \cdot \sin(2\tau + \tan^{-1}\frac{\alpha}{2})}}{\sqrt{2}} \quad (26)$$

を与える。但し、逆三角関数は主値をとるものとする。

最後に周期を決定する。外側の半周期を T_{R1} 、内側の半周期を T_{R2} とすれば、(24) 式で $x = x_{R1}$ 、 $\tau = T_{R1}$ とおいて

$$T_{R1} = \frac{\pi}{4} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{\alpha}{2} \quad (27)$$

を得、一方 (26) 式で $x = x_{R2}$ 、 $\tau = T_{R2}$ とおいて、

$$T_{R2} = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{\alpha}{2} \quad (28)$$

を得る。明らかに

$$T_{R1} > T_{R2}$$

が成立している。また(24)式において、 τ に $\tau + 2T_{R1}$ を代入すれば (26) 式が得られるのも当然である。全周期 T_R は

$$T_R = 2(T_{R1} + T_{R2}) = \pi \quad (29)$$

である。この周期は銀河回転周期の丁度半分である。

(ii) $n = -1/2$ (Kepler 回転の場合)

方程式 (19) は

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 = \alpha^2 - \left(1 - \frac{1}{x}\right)^2 \quad (30)$$

となる。(i) の場合と同様にして、グラフは第3図 a, b で描かれている。 $x = 1$ において $dx/d\tau$ は極値 α 、 $-\alpha$ をとることに関しては (i) と同様であるが、 $0 < \alpha < 1$ のとき、グラフは閉じるが、 $1 \leq \alpha$ のときは閉じない。この理由はポテンシャルが負で距離の逆数に比例するからである。最高到達点は

$$x_{K1} = \frac{1}{1 - \alpha}, \quad x_{K2} = \frac{1}{1 + \alpha} \quad (31)$$

であり、

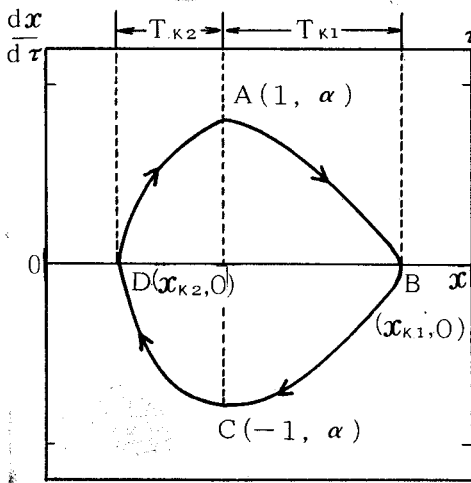
$$0 < x_{K2} < 1 < x_{K1}$$

が成立している。

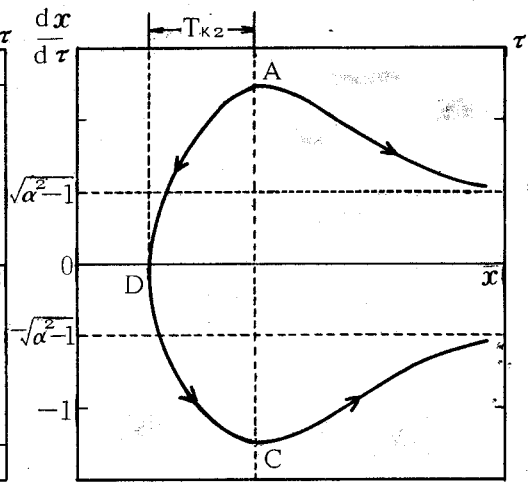
$1 \leq \alpha$ のとき、第4図 b からわかるように、平衡点から飛び出したときには無限遠に達してしまい出発点に戻ることができなく、逆に落ち込んだときにも、出発点には戻るがその後無限遠に達する。飛び出すか或いは落ち込むかによって夫々、無限遠における速度は

$$\left[\frac{dx}{d\tau}\right]_{x \rightarrow \infty} \longrightarrow \pm \sqrt{\alpha^2 - 1} \quad (32)$$

となる。特に $\alpha = 1$ のときの出発速度は第2宇宙速度と呼ばれている。我々は、いま、周期運動のみを問題にしているので、 $0 < \alpha < 1$ の場合をとり上げ、 $1 \leq \alpha$ の場合を無視する。



第3図a $\alpha < 1$ の場合。A, B, C, D の意味は第2図におけるものと同様である。



第3図b $1 \leq \alpha$ の場合。A, C, D の意味は第2図におけるものと同様である。

軌跡は基準点より外側では

$$x\left(\alpha + 1 - \frac{1}{x}\right)\left(\alpha - 1 + \frac{1}{x}\right) + \frac{\sin^{-1}\left(\alpha + \frac{1-x}{\alpha}\right)}{\sqrt{1-\alpha^2}} = \alpha + \sqrt{1-\alpha^2} \cdot \sin^{-1}\alpha - (1-\alpha^2)\tau \quad (33)$$

によって表現され、一方内側では

$$x\left(\alpha + 1 - \frac{1}{x}\right)\left(\alpha - 1 + \frac{1}{x}\right) + \frac{\sin^{-1}\left(\alpha + \frac{1-x}{\alpha}\right)}{\sqrt{1-\alpha^2}} = \alpha + \sqrt{1-\alpha^2} \cdot \sin^{-1}\alpha + (1-\alpha^2)\tau \quad (34)$$

によって表現される。

次に外側の半周期を T_{K1} 、内側の半周期を T_{K2} とすれば、(33) 式で $x = x_{k1}$ のとき、 $\tau = T_{K1}$ とおいて、

$$T_{K1} = \frac{1}{\sqrt{(1-\alpha^2)^3}} \left(\frac{\pi}{2} + \alpha\sqrt{1-\alpha^2} + \sin^{-1}\alpha \right) \quad (35)$$

を得、(34) 式で $x = x_{k2}$ のとき、 $\tau = T_{K2}$ とおいて

$$T_{K2} = \frac{1}{\sqrt{(1-\alpha^2)^3}} \left(\frac{\pi}{2} - \alpha\sqrt{1-\alpha^2} - \sin^{-1}\alpha \right) \quad (36)$$

を得る。明らかに

$$T_{K1} > T_{K2}$$

が成立している。故に全周期 T_K は

$$T_K = \frac{2\pi}{\sqrt{(1-\alpha^2)^3}} \quad (37)$$

である。従って

$$T_B < 2\pi < T_K$$

が成立している。周期 T_K は銀河回転周期より長い。

これらの結果から、我々は 270—pc expanding ring に関して、平衡点から飛び出す速度が回転速度を越えないにしても、即ち $\alpha < 1$ であったとしても、その寿命は約 10^{7-8} 年であるから銀河回転周期約 10^9 年に比べて非常に短いので、このような動径運動を銀河面内の非定常現象とみなすことができる。この原因としては中心部における多数の超新星の同時的爆発或いは Black Hole 大気内の激しい運動等が推察される。従って我々は Kepler 回転ではなく、剛体回転のみを取り上げてよいであろう。

2.4—kpc と 3—kpc expanding arm の成因は面内のガスの運動ではなく、Kruit⁶⁾ の主張するよように大質量のガス cloud が面に対してある角度をなして投げ上げられて面内に落下してきたものと考えられる。

4. 回 転 曲 線

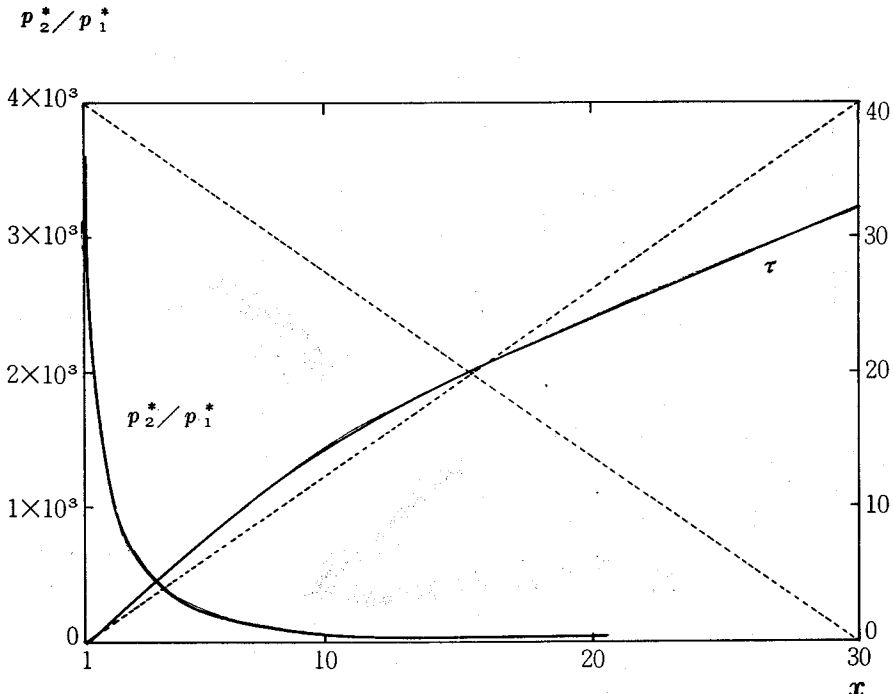
我々は銀河中心で何らかの原因によって、大きい量のエネルギーの瞬間的な解放があったときに生ずる球面衣撃波が面内を伝播すると考える。エネルギー E は一点、即ち中心点で発生したと仮定する。このような強い衣撃波はその前面に対するガスに対して、 $\gamma = 1$ (等温過程) のとき

$$u_1 = \sqrt{\frac{p_2}{\rho_1}} \tag{38}$$

で伝播する。但し、添字 1 は衣撃波の前面、2 は後面を意味する。次に

$$u_1^* \equiv \frac{u_1}{r_0 \Omega}, \quad p_2^* \equiv \frac{p_2}{p_0}, \quad \rho_1^* \equiv \frac{\rho_1}{\rho_0} \tag{39}$$

とにおいて各物理量を規格化する。即ち u_1^* , p_2^* , ρ_1^* は夫々規格化された伝播速度、圧力、密度



第 4 図 $c_0/r_0\Omega = 0.007$, 破線は両方の場合とも一次関係を表わしている。

である。(39) 式を (38) 式に代入すると

$$u_1^* = \frac{c_0}{r_0 \Omega} \cdot \sqrt{\frac{p_2^*}{\rho_1^*}} \tag{40}$$

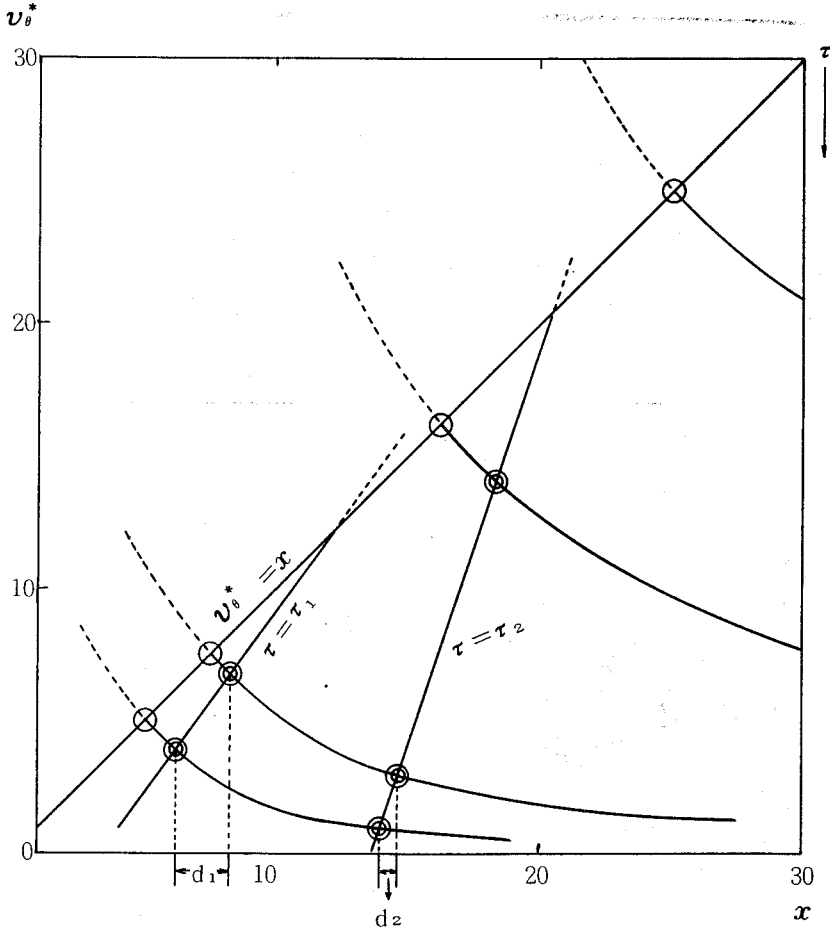
となる。ここに $c_0 = \sqrt{p_0/\rho_0}$ は基準点における音速である。更に今の場合

$$p^* = \rho^* \tag{41}$$

が成立するから、最終的に

$$u_1^* = \frac{c_0}{r_0 \Omega} \cdot \sqrt{\frac{p_2^*}{p_1^*}} \tag{42}$$

となる。我々は衣撃波のエネルギー約 10^{58} (erg), ガスの密度分布 ($\rho \propto r^{-1.8}$) 等を与えると衣撃波の伝播方程式を解くことができる。その結果, 圧力比 p_2^*/p_1^* , u_1^* に対する x との関係を示す第 4 図で示す。圧力比は距離と共に急速に減少し, その割合も減少する。一方, u_1^* は距離と共に増加するが, その割合は減少する。即ち外側に行くにつれて α は小さくなる。従って (42) 式よ



第 5 図 最初の粒子の位置は○印で示され, 同一時刻における粒子の位置は●印で示されている。双曲線群 $V_0^* = \lambda(\tau_0)/x$ の直線 $V_0^* = x$ の上側の部分(破線部)は平衡点より内側を示し, 下側の部分(実線部)は平衡点より外側を意味する。

り、平衡点より外側に滞在する時間は内側から飛び出たガス程長い。以上の事から、外側から飛び出たガスほど平衡点からの距離（実質到達距離）は小さくなる。

次に我々は銀河中心のまわりを剛体回転している質点が、衝撃波の通過により、外側に飛び出したとして、この速度を(42)式の v_0 とおく。外側の粒子ほど高速度で飛び出すので、飛び出した直後は未だ離れているが、実質到達距離は外側ほど小さいので、一定時間後は粒子間の距離は最初の距離よりも小さくなる。ところが質点近似では粒子間の相互作用がないので単に距離が小さくなると言えるだけであるが、もしガス同志であるならば相互作用し合っこの効果が促進されて、ガスの密度が十分高くなる領域が ring 状に生じるであろう。

今 $v_0/v_{00} \equiv v_0^*$ とおくと、(43)式より

$$v_0^* = x \quad (43)$$

となる。ここに v_0^* は $\tau = \tau_0$ における規格化された回転速度である。 τ_0 は規格化された衝撃波通過時間であり、規格化動径距離 x との関係は第4図で与えられている。次に(42)式より

$$v_0^* = \frac{1}{x} \quad (44)$$

となる。従って飛び出した粒子の規格化回転速度は(43)と(44)から

$$v_0^* = \frac{\lambda(\tau_0)}{x} \quad (45)$$

と書ける。 λ は定数である。故に上で述べた高密度領域では、回転速度は(44)式にしたがって減少する。(43)と(44)の関係は第5図で描かれている。第5図では直線(43)から出発した各粒子が、 $\tau = \text{const.}$ の直線と交わっていることがわかる。粒子間距離 d_1 と d_2 との間には $d_2 < d_1$ なる関係が存在する。これは粒子が集積する場所が存在することを示している。

5. 考察と問題点

本節ではまず、(24)式と(25)式とを用いて動径軌道を第6図で示す。曲線(a)は衝撃波の波面であり、この上の任意の点 (x, τ) に接するベクトルは波面の速度 \vec{U} を表わしている。波面はこのベクトルの向きに進行する。

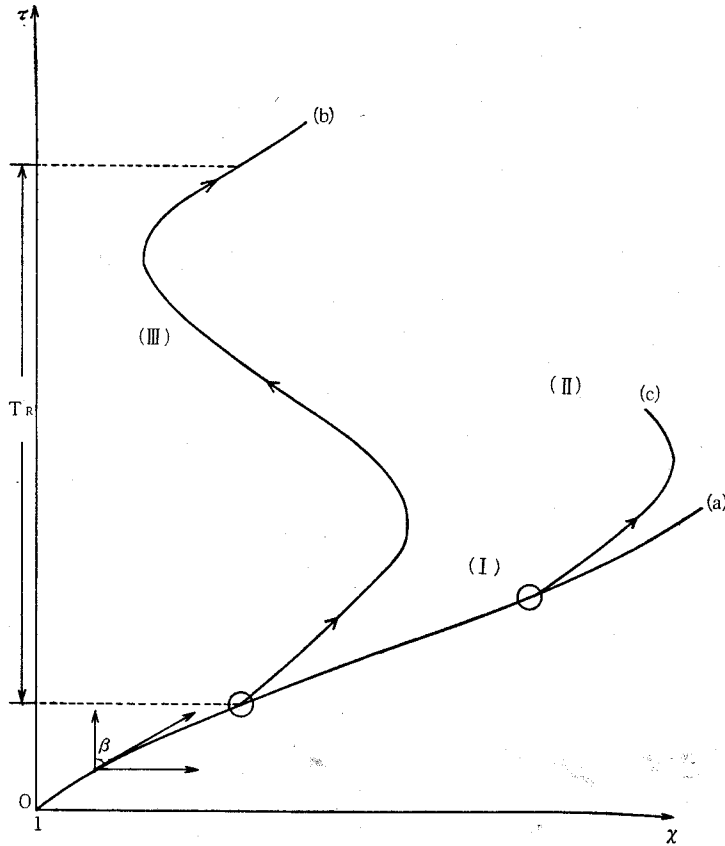
曲線(b)は曲線(c)よりも1/5周期だけ内側から出発した軌道を表わしている。領域(I)、(III)では内側からも外側からも押されるから物質が集積して密度や圧力が増大する。温度は衝撃波の背後で著しく上昇し、 10^{4-5} (°K)にも達するために既存の分子の大部分は分離し、更に電離する。しかしながら、密度が著しく大きいから、グラファイトの表面で水素分子が形成され、この水素分子の回転項間の遷移により急激に冷却する。従ってガス cloud の温度は約 100 (°K)であり、HI region とみなされる^{2), 14)}。領域(II)では逆に希薄になるであろう。前者のうち(I)は 270-pc expanding ring に対応し、IIIは 50-pc contracting ring に対応しているものと推察される⁴⁾。

(42)式より比角運動量は距離 r の逆数に比例するから、飛び出しのときは減少し、落ち込みのときは増大する。270-pc expanding ring で、10-pc から粒子が飛び出したとすれば

$$v_0 = \frac{r_0}{r} v_{00} \sim \frac{1}{27} v_{00}$$

となり、 $r_0 \sim 80$ -pc とすれば

$$v_0 \sim \frac{1}{3} v_{00}$$



第6図 $\tan\beta = U$. ○印は粒子である。

に減少する。一方 50-pc contracting ring では、 $r_0 \sim 100$ -pc とすれば

$$v_0 \sim 2v_{00}$$

に増加する。故に我々の銀河やM31の中心近くの回転曲線は正常なものに比べて著しく変形していると予想される。

現実には、我々の銀河の回転曲線(第1図)やM31の回転曲線の変形³⁾は1-kpcより外側で見られる現象であり、内側における変形はまだ見出されていないが今後観測の進展につれて、見出される可能性は大きいであろう。

次に ring 内では、ガスの圧力ばかりでなく磁場の圧力も無視できなくなる。もし磁場 H が ring 状に物質に凍結されているとすれば

$$H = H_0 \cdot \frac{\rho}{\rho_0} \cdot x \quad (\text{gauss}) \quad (46)$$

である。例えば、星間磁場の強さ $H_0 \sim 10^{-6}$ (gauss)、凝縮度 $\rho/\rho_0 \sim 10^4$ 、振巾 $x \sim 1.6$ を代入すれば、磁気圧はガスの圧力と同じオーダーになる。即ち

$$p \sim \frac{H^2}{8\pi} \sim 10^{-5} \quad (\text{dyne/cm}^2)$$

である。そして磁場を含んだ NavierStokes 方程式は、 r -成分のみが異なるので、これは

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\theta^2}{r} \right) + \frac{\partial p_t}{\partial r} + \frac{H^2}{4\pi r} + \rho \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0 \quad (47)$$

と書かれる。ここに $p_t = p + p_m$ で、 p_t は全圧力、 p_m は磁気圧で $H^2/8\pi$ である。方程式 (47) の左辺第五項は磁力線の張力効果を表わしている。ガスの運動は磁場の圧力と張力効果によって大きく抑制されるものと考えられる。

我々は、expanding ring や contracting ring の初歩的説明は質点の運動によってなされることがわかった。しかしながら、簡単な計算によってではあるが、銀河内の物質の運動を時間的に追跡したことにより大きな意味がある。詳細は凍結プラスの運動を電磁流体力学の見地から論じる必要がある。その計算結果は現在、準備中である⁹⁾。

(昭和48年5月11日受理)

References

1. Burbidge, G. R. and Hoyle, F., 1963, *Astrophys. J.*, 138, 57.
2. Davies, R. D. and Matthews, H. E., 1972, *Monthly Notice Roy. Soc.*, 150, 253.
3. Einasto, J., 1970, *I. A. U. Symp. No. 44*, 37, ed. D. S. Evans (D. Reidel Publishing)
4. Kaifu, N., Kato, T. and Iguchi, T., 1972, *Nature*, 238, 105.
5. Kaifu, N., Kato, T. and Iguchi, T., 1973, *in press*.
6. Kruit, P. C. van der, 1971, *Astron. Astrophys.*, 13, 105.
7. Rougoor, G. W., and Oort, J. H., 1960, *Proc. Nat. Acad. Acad. Sci.*, 46, 1.
8. Saito, Y. and Saito, M., 1972, *Nippon Tenmon Gakkai Syunki Nenkai Koen Yokosyu No. 91*.
9. Saito, Y. and Saito, M., 1973, *in press*.
10. Sanders, R. H., Wrixon, G. T. and Penzias, A. A., 1972, *Astron. Astrophys.*, 16, 722.
11. Sanders, R. H. and Wrixon, G. T., 1972, *Astron. Astrophys.*, 18, 92.
12. Scoville, N. Z., 1972, *Astrophys. J.*, 175, L127.
13. Spizer, L., 1962, *Physics of Fully Ionized Gases* (John Wiley & Sons)
14. Watson, W. D. and Salpeter, E. E., 1972, *Astrophys. J.*, 174, 321.