

学位論文

我々の銀河系の円盤恒星系と
巨大分子雲系の力学的進化

1991 年

安富 允

①

我々の銀河系の円盤恒星系と
巨大分子雲系の力学的進化

安富 允

目次

1. 序言 1

2. 銀河系の円盤恒星系 2

3. 巨大分子雲系の力学的進化 3

4. 結論 4

参考文献 5

謝辞 6

著者略歴 7

1. 序言 1

2. 銀河系の円盤恒星系 2

3. 巨大分子雲系の力学的進化 3

4. 結論 4

参考文献 5

謝辞 6

著者略歴 7

目次

要約	2
第 1 章 序章	4
1.1 銀河の分類と観測的性質	4
1.2 我々の銀河系の構造	6
1.3 我々の銀河系の力学的性質	8
1.3.1 観測的回転曲線	8
1.3.2 物質分布のモデル	9
1.3.3 恒星と恒星の重力相互作用	12
第 2 章 円盤恒星系の力学的進化	14
2.1 恒星と巨大分子雲の重力相互作用	14
2.2 Models	16
2.2.1 <i>Test Star</i> の <i>Lagrangian</i>	16
2.2.2 巨大分子雲系が及ぼす無秩序力	17
2.2.3 最近接相互作用近似の精度	18
2.2.4 最近接相互作用近似のモデル	20
2.3 数値計算の結果	21
2.3.1 円盤恒星系の力学的進化	23
2.3.2 円盤恒星系のドリフト速度	30
2.3.3 速度楕円体の <i>Vertex Deviation</i>	32
2.4 まとめと Discussion	36
第 3 章 巨大分子雲系の力学的進化	39
3.1 はじめに	39
3.2 力学的摩擦	41
3.2.1 力学的摩擦の発生機構	43
3.2.2 力学的摩擦係数	48
3.3 巨大分子雲の運動方程式	50
3.3.1 銀河の二次元モデル	51
3.3.2 恒星系の局所平均回転角速度	52
3.3.3 力学的摩擦	56
3.4 巨大分子雲系の力学的進化	56
3.5 まとめと Discussion	59
参考文献	61

要約

我々の銀河系には、平均質量 $1 M_{\odot}$ (1.989×10^{33} g) の恒星が 10^{11} 個程存在し、薄い回転円盤を形成している。星間ガスは分子雲の形で存在し、 $10^6 M_{\odot}$ 程度の質量の巨大分子雲は数千個に達する。大多数は銀河中心から 4–8 kpc ($1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{18}$ cm) の領域にわたって幅の広いリングを形成して、その全質量は星の全質量の 5% 程度になっている。このような星とガスの円盤の上に、2本の腕をもつ渦状密度波が形を保ちつつ中心の周りを公転するように伝播している。また銀河中心核は星の形成が促進されているなど極めて活発で動的な状態にあり、何らかの機構によって円盤から核へガスが現在も供給されていると思われる。

星は平均してみると銀河中心の周りを公転しているが、個別적으로는多少円軌道からずれており、ずれによる速度分散が認められている。また銀河系の恒星系は無衝突 (collisionless) 系を成し、銀河年齢の間に星と星が遭遇してエネルギーを交換することは全くなく、星の速度分散は時間に対して不変と考えられている。しかし星の光学観測によると年齢 $\sim 10^7$ 年の若い星の速度分散は $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ であるのに対して、年齢 $\sim 10^{10}$ 年の古い星は $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$ にまで達し、速度分散は時間と共に増加することを示している。この矛盾を解決するため、本論文は、恒星系が巨大分子雲系と重力相互作用することを想定し、それが恒星系の速度分散をはじめ恒星系と巨大分子雲系の力学構造と進化にどのような影響をおよぼすかを定量的に調べる。得られた結果は以下の通りである。

(1) 恒星系の速度分散の年齢依存性

巨大分子雲系の無秩序運動と渦状密度波の伝播によって銀河重力場に局所的なゆらぎが生じ、それが恒星系を乱し速度分散を増加させる。摂動がはじまった最初の $\sim 10^9$ 年の間に速度分散は急激に増大し、その後、巨大分子雲系による力学的摩擦によって増加は抑えられ、場合によっては減少することがある。巨大分子雲 1 個の質量を $10^6 M_{\odot}$ とし個数を 5000 とすると、はじめは 0 の速度分散が 10^{10} 年で $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$ になる。

(2) 恒星系のドリフト

巨大分子雲によって散乱される星は、銀河面の広い範囲にわたって拡散し、全体として見るとある方向へゆっくりとドリフトする。巨大分子雲が銀河円盤上に一様に

分布しているときには、散乱された恒星系は銀河の外側に向かってドリフトする。ドリフト速度は、銀河の外側では大きく ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$)、内側に行くほど減少するが、銀河中心から $\sim 5 \text{ kpc}$ のところで最小 ($\sim 0.7 \text{ km s}^{-1}$) になった後、再び大きくなる。一方、巨大分子雲系が銀河円盤上にリング状に分布している場合は、星はドリフトしながらリングに集まってくる。また、巨大分子雲系の無秩序運動に加えて渦状密度波による摂動を考慮すると、リング方向へのドリフト速度は相乗的に大きくなる。

(3) 巨大分子雲系のリング分布の形成および銀河中心核への落下

恒星系のドリフト運動の反作用として、巨大分子雲は恒星系から力学的摩擦を受けてエネルギーと角運動量を失い、螺旋運動をしながら銀河中心に向かってゆっくりと落下する。落下速度は銀河中心から $\sim 5 \text{ kpc}$ のところで最小となるため、最初、銀河面に一様に分布していた巨大分子雲は、 $\sim 10^9$ 年程かかって $\sim 5 \text{ kpc}$ の領域に集り、そこに長時間滞在してリングを形成する。その後、さらに力学的摩擦によって銀河中心に向かって速度を増しながら落下する。

(4) 恒星系の速度楕円体の Vertex Deviation

銀河の重力ポテンシャルが軸対称で時間に依存しなければ、その中で運動する星の速度分布を示す速度楕円体の主軸は、銀河中心方向を向くはずである。しかし、太陽近傍の恒星系の観測によると、その主軸は銀河中心からずれており (vertex deviation)、ずれの角度は、速度分散の小さい若い星ほど大きく、古くて速度分散の大きな星ほど小さくなっている。このことは太陽が渦状密度波の波面の内側 (concave side) に位置しているとする説明できるが、巨大分子雲の平均質量が $2 \times 10^6 M_{\odot}$ より大きい場合は重力的擾乱が大きいため、この vertex deviation はかき消されてしまう。したがって、巨大分子雲の平均質量は $2 \times 10^6 M_{\odot}$ 以下と思われる。

第 1 章 序章

1.1 銀河の分類と観測的性質

我々が住んでいる地球は、太陽系に属する惑星のひとつである。太陽は、過去数十億年の長期にわたって膨大な量の光エネルギーを放出し続けてきた。太陽のように、自分で光を放っている天体を恒星というが、恒星が 10^{11} 個ほど集り重力的に強く引きあい、銀河中心の周りの運動による遠心力と釣り合った系が我々の銀河系である。宇宙には銀河系と同じような銀河が $\sim 10^{11}$ 個存在し、その形状は様々であり、大きさ、質量、エネルギー放出量なども銀河によって大きく異なっている。

銀河の構造と力学的進化を支配している力は重力である。重力は遮蔽 (shield) されることのない遠距離力であるため、銀河の局所的な性質を調べる際、場合によっては銀河全体と、あるいは宇宙全体と関連づけて考えなければならないことがある。このことが重力多体系としての銀河の研究を難しいものにしており同時に、銀河を見通しよく分類する方法を得にくくしている。本節では、最もよく用いられている Hubble の音叉型形態分類にもとづいて種々の銀河の性質について概観する。

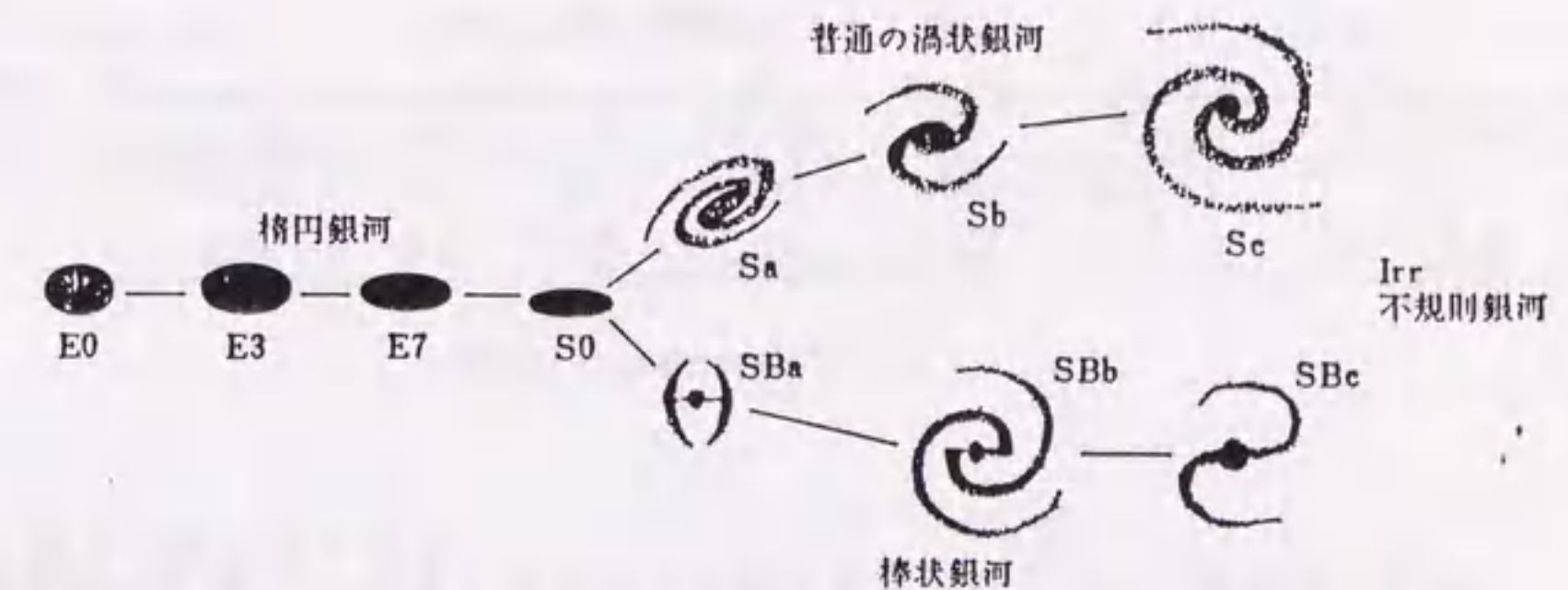


図 1.1.1 銀河の分類 (Hubble 系列)

大多数の銀河は形状によって、楕円銀河 (elliptical galaxies)、渦状銀河 (spiral galaxies)、不規則銀河 (irregular galaxies) の 3 つに分類される。Hubble はこれらの銀河を図 1.1.1 に示すような系列 (Hubble 系列) に分類した。楕円銀河は見かけの形

状から E0 から E7 まで細分されている。楕円銀河をあらわす E のあとにつけた 0-7 の数字は、見かけの偏平度、 $10(a-b)/a$ の値を表わしている。ここで a と b はそれぞれ楕円の長軸と短軸の長さである。E 型から偏平な渦状銀河へは連続的に移行し、普通の渦状銀河 (ordinary spiral galaxies) の S 型と棒渦状銀河 (barred spiral galaxies) の SB 型との 2 系列に分かれる。S および SB についている指数、a、b、c は渦状腕の巻き具合を示し、a が最もきつく、c は最も緩く巻いていることを示す。我々の銀河は Sb 型に属している。S 型と SB 型の分岐点にある S0 型は、E7 より偏平で渦状腕も棒もっていない。Sc の右にある不規則銀河 (Irr 型) は対称性も渦状構造もない銀河である。

このうち楕円銀河は、偏平度が同じであっても、絶対光度や直径の値は広い範囲にわたって分布していて、明るく大きい巨大銀河 (giant galaxy) と暗くて小さいわい小銀河 (dwarf galaxy) に大別される。楕円銀河には多数のわい小銀河があると推定されている。これに対し渦状銀河の明るさと大きさはそろっており、わい小銀河は少ない。われわれの近傍にある 1500 個の銀河についての種々の型の分布を表 1.1.1 に示す。ここで、Pec は Hubble 系列のどの型にも分類されない特異な銀河を意味する。

表 1.1.1 銀河の数の分布

Hubble 型	E	S0	S+SB	Irr	Pec	計
数	199	329	934	52	14	1528
頻度 (%)	13.0	21.5	61.1	3.4	0.9	100.0

(de Vaucouleurs 1963)

銀河の質量は、次の 3 つの方法で求めることができる。1) 銀河の回転曲線 (1.3.1 節参照) から決まる遠心力と銀河の重力を釣り合わせて求める。2) 銀河内の星の不規則運動の速度を観測し、このような星を銀河内に閉じ込めておくのに必要な重力場を、ビリアル定理を用いて求める。3) 二重銀河の場合は回転の遠心力と重力を釣り合わせて求める。以上のようにして求めた銀河の質量は力学質量 (または重力質量) とよび $10^9-10^{12} M_{\odot}$ の範囲に分布している。傾向としては、Hubble 系列の逆の順 (Irr→Sc→Sb→Sa→S0→E) に質量が増大している。

銀河の全質量 M と光度 L との比を太陽単位で表わした M/L を質量-光度比 (mass-luminosity ratio) という。星は質量が大きくなるほど中心領域における核燃焼は活発となり、単位質量当りの放射の放出量が大きくなる。したがって、銀河を構成する星の平均質量が太陽より大きい場合は M/L は 1 より小さく、逆の場合は 1 より大きい。太陽近傍の星の平均の M/L の値は 2-4 の程度である。種々の型の銀河の質量、 M/L を表 1.1.2 に示す。参考のため他の力学量として、質量密度、波長 21 cm の電波観測で求めた星と星の間の空間にある希薄な水素ガスの全質量に占める割合を同時に示してある。 M/L は Hubble 系列の E→S の順に減少し、水素の相対量は増大している。Irr 型銀河の M/L が小さいことは、ガスが多く、それから誕生したばかりの O, B 型の明るい星が多く観測されていることと一致している。楕円状巨大銀河の M/L 値の大きいのは重力質量 M のかなりの部分が、太陽より質量の小さい星か、または、白色わい星、中性子星、ブラック・ホールなどの進化を終えた暗い天体として存在していることを示唆している。

表 1.1.2 種々の型の銀河の平均物理量

Hubble 型	E	S _a	S _b	S _c	Irr
質量 (M_{\odot})	2.0×10^{11}	1.6×10^{11}	1.3×10^{11}	1.6×10^{10}	1×10^9
M/L (太陽単位)	20~70	6.6	3.6	1.4	0.9
平均密度 ($M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$)	0.16	0.08	0.025	0.013	0.003
水素ガスの質量 (%)	≤0.2	1.3	3	20	40

(E. Holmberg 1964)

1.2 我々の銀河系の構造

Hubble 系列の Sb 型に分類されている我々の銀河系の構造は、可視光をはじめとし広い波長域の電磁波の観測によって明らかにされてきた。可視光は主として太陽近傍の恒星の分布を、波長 21 cm の電波は星間ガスのうち水素原子の分布を、波長 2.6 mm のミリ波は一酸化炭素 CO 成分の分布と同時にそれと共存する水素分子の分布を明らかにした。また、遠赤外線線の観測は星間塵の分布を解明した。人工衛星による X 線や γ 線の観測は中性子星や black hole 等の高密度天体の分布をも明らかにしてき

た。これらの観測によって、銀河系の骨格は、中心核 (nucleus)、バルジ (bulge)、円盤 (disk)、およびハロー (halo) の 4 つから成ることがわかった (図 1.2.1)。二次構造として銀河円盤には 2 本の渦状腕が存在することや、 10^3-10^6 個の恒星が形成する散開星団および球状星団がある。なお、観測されている物質のほとんどの質量は恒星系が担い、5% 程度が星間物質として存在している。本論文の主題となる巨大分子雲はこの星間ガスの約 90% が塊となっている状態をいう。

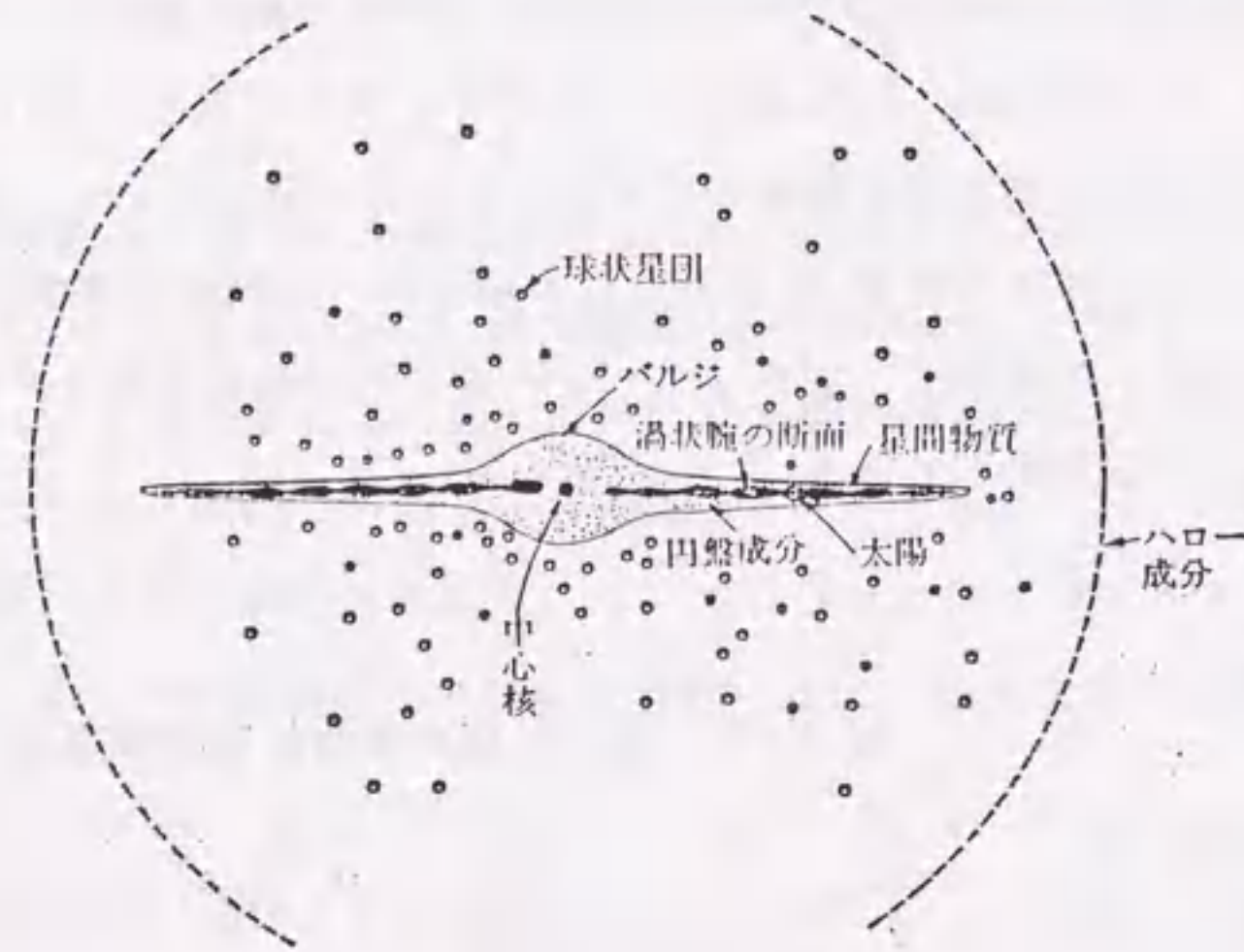


図 1.2.1 我々の銀河系の回転軸を含む断面図

銀河中心核は、銀河系の中心にある半径 ~ 3 pc の高密度で極めて活動的な領域である。深い重力ポテンシャル井戸に外からガスが供給されている。

バルジは、半径 ~ 5 kpc の銀河中心部のふくらんだ領域であり、主として年齢数十億年の重元素量の少ない第一世代の種族 II の星から成っている。

銀河円盤は、主として重元素量の多い種族 I の星と星間物質 (星間ガスおよび星間塵) から成っているが、質量のほとんどは恒星系が担い、星間物質の質量はその 5% 程度にすぎない。銀河中心の周りに回転し、回転速度は銀河中心からの距離の関数になっている。太陽は銀河中心から ~ 10 kpc の距離にあって、 $\sim 250 \text{ km s}^{-1}$ の速度をもって、 $\sim 2.5 \times 10^8$ 年で 1 回転している。

ハローは銀河系全体にわたって球状にひろがった銀河系の中でも最も古い成分である。そこには、重元素量の少ない古い

種族 II の星から成る球状星団が、銀河中心のまわりにほぼ球状に散在している。ハローには見える物質の 10 倍に相当する見えない質量が存在すると考えられている。

渦状腕には星間物質や生まれたばかりの O, B 型星が集中し、星間ガスが集積して星が作られている現場と考えられている。渦状腕を波として考える理論 (密度波理論) が広く受け入れられている。

散開星団は 10^2-10^3 個の星からできているが、銀河面に沿って薄く渦状腕に集中しており、銀河回転に乗っている。

球状星団は 10^5-10^7 個の恒星からなる銀河年齢程度の古い集団であり、ハロー全体にひろがって分布している。重元素量の少ないものは銀河中心から遠方に分布し、多いものは銀河中心に集中している。

巨大分子雲の総数は ~ 5000 個であり、1 個の大きさは $1-10$ pc、質量は $10^4-10^7 M_{\odot}$ の範囲にある。したがって、その全質量は $3 \times 10^9 M_{\odot}$ で、星間物質の質量の $\sim 90\%$ を占めている。

1.3 我々の銀河系の力学的性質

1.3.1 観測的回転曲線

我々の銀河円盤にガスとして存在する $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ 分子は、 $J = 1 \rightarrow 0$ 回転遷移 (rotation transition) によって波長 2.6 mm のミリ波領域の電波を放出している。また、中性水素ガス H I は電子スピンと核スピンの相互作用 (hyperfine transition) によって波長 21 cm の電波を放出している。銀河円盤の回転速度の分布 (回転曲線、rotation curve) は、これらの波長の電波に対する回転運動による Doppler 効果を観測することによって求められる。銀河円盤の回転速度は、中心から $r \sim 0.5$ kpc まではほぼ r に比例する剛体回転をしているが、途中で減少し $r \sim 3$ kpc では極小となり、また緩やかに増加し $r \sim 8.5$ kpc では極大となっている (図 1.3.1)。最近 Fich, Blitz, and Stark (1989) らは、中性水素ガス H I、電離水素ガス H II、および CO ガスの観測を行い、回転速度は $r > 8$ kpc ではほぼ平坦となり遠方まで続いていることを示した。

銀河中心からの距離が r の点における銀河の回転速度を v とし、 r より内側にある銀河の質量を M とすると、重力と遠心力のつりあいから $M \sim G^{-1}v^2r$ を得る。ここで、 G は重力定数である。 $r > 8$ kpc では v は一定となることから、我々の銀河の

質量は、中心付近を除けば r に比例して増えていくことがわかる。このことは、我々の銀河系のハローに大量の重力質量が存在することを意味している。

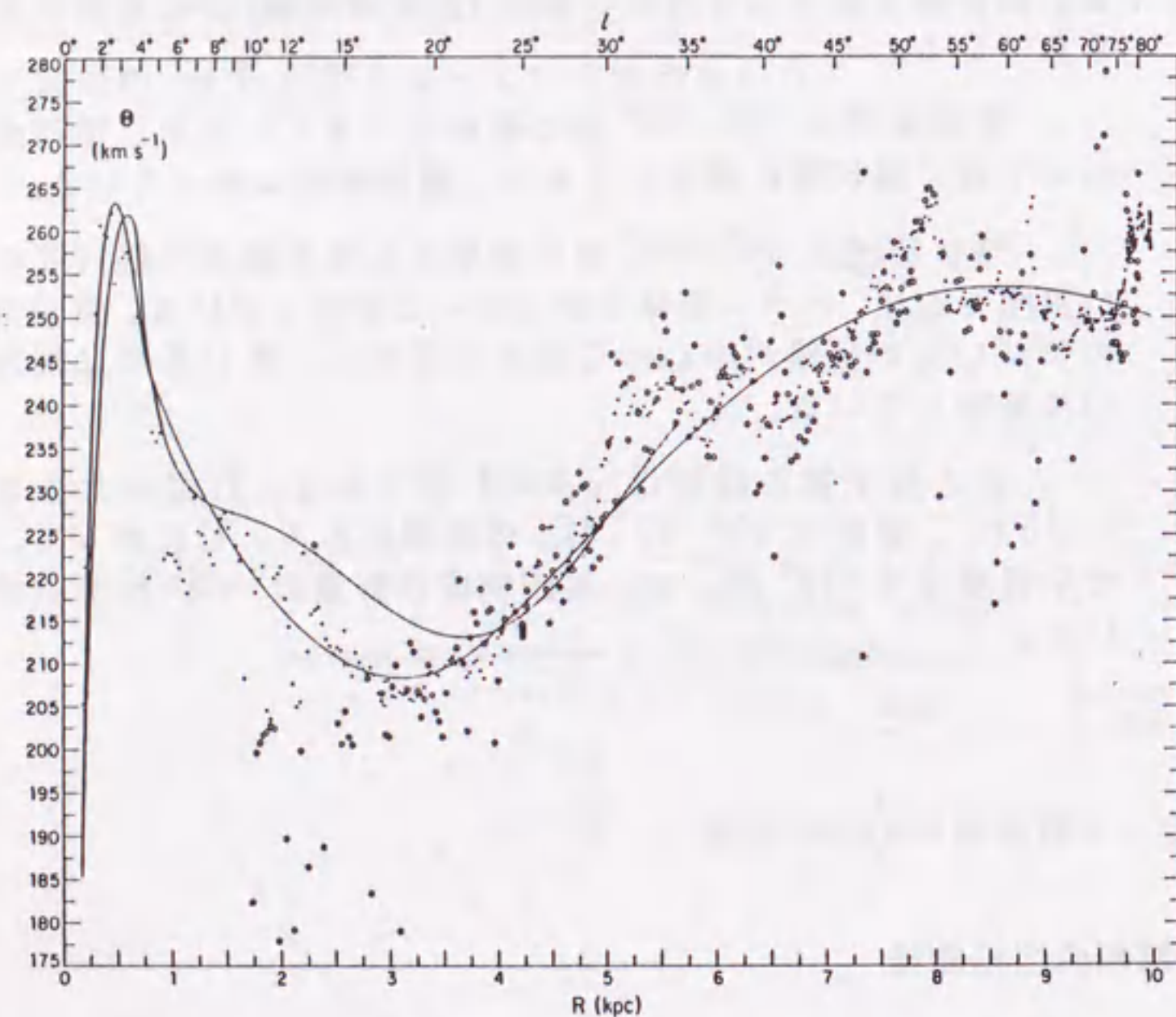


図 1.3.1 我々の銀河系の観測的回転曲線
(Burton and Gordon 1978)

1.3.2 物質分布のモデル

我々の銀河系の物質分布に関しては、これまでに多数のモデルが提唱されている。Caldwell and Ostriker (1981) は、我々の銀河は“円盤成分”、“扁平楕円成分”、および“コロナ”の3成分から成っているとし、モデルに含まれるパラメーターの値を決定するために、表 1.3.1 に挙げた観測値を採用した。ここで、 R_0 は銀河中心から太陽までの距離、 A と B は回転速度とその r -分布を示す Oort の定数 (3.3.1 節参照)、 Σ_{D0} は銀河面に投影した質量の太陽近傍における値、 r_s は扁平楕円成分の核の半径、 $V_{REC}(R_{1-5}/R_0)$ は中心からの位置のうち 5 つの代表点における星間ガスの円運動の太陽系から見た視線方向成分である。

表 1.3.1 我々の銀河系の幾つかの観測的物理量

		R/R_0	$V_{REC} \text{ (km s}^{-1}\text{)}$
R_0	$8.8 \pm 0.6 \text{ kpc}$	0.05	248.8 ± 8.5
A	$12.6 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$	0.15	193.2 ± 9.7
B	$-13.1 \pm 3.0 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$	0.30	135.5 ± 9.7
Σ_{D0}	$101 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$	0.50	103.5 ± 7.5
r_s	$99 \text{ pc} \pm 15 \%$	0.75	59.0 ± 7.8

(Caldwell and Ostriker 1981)

図 1.3.2 は彼らのモデル (O/C) から得られた回転曲線を示したものである。参考のため、図 1.3.3 に Clutton-Brock, Innanen, and Papp 1977 (CIP), Miyamoto, Satoh, and Ohashi 1980 (M/T: A), Satoh and Miyamoto 1976 (M/T: B), Miyamoto and Nagai 1975 (M/T: C) らが提唱したモデルの円盤成分と扁平楕円成分を合わせた面密度を r の関数として示した。

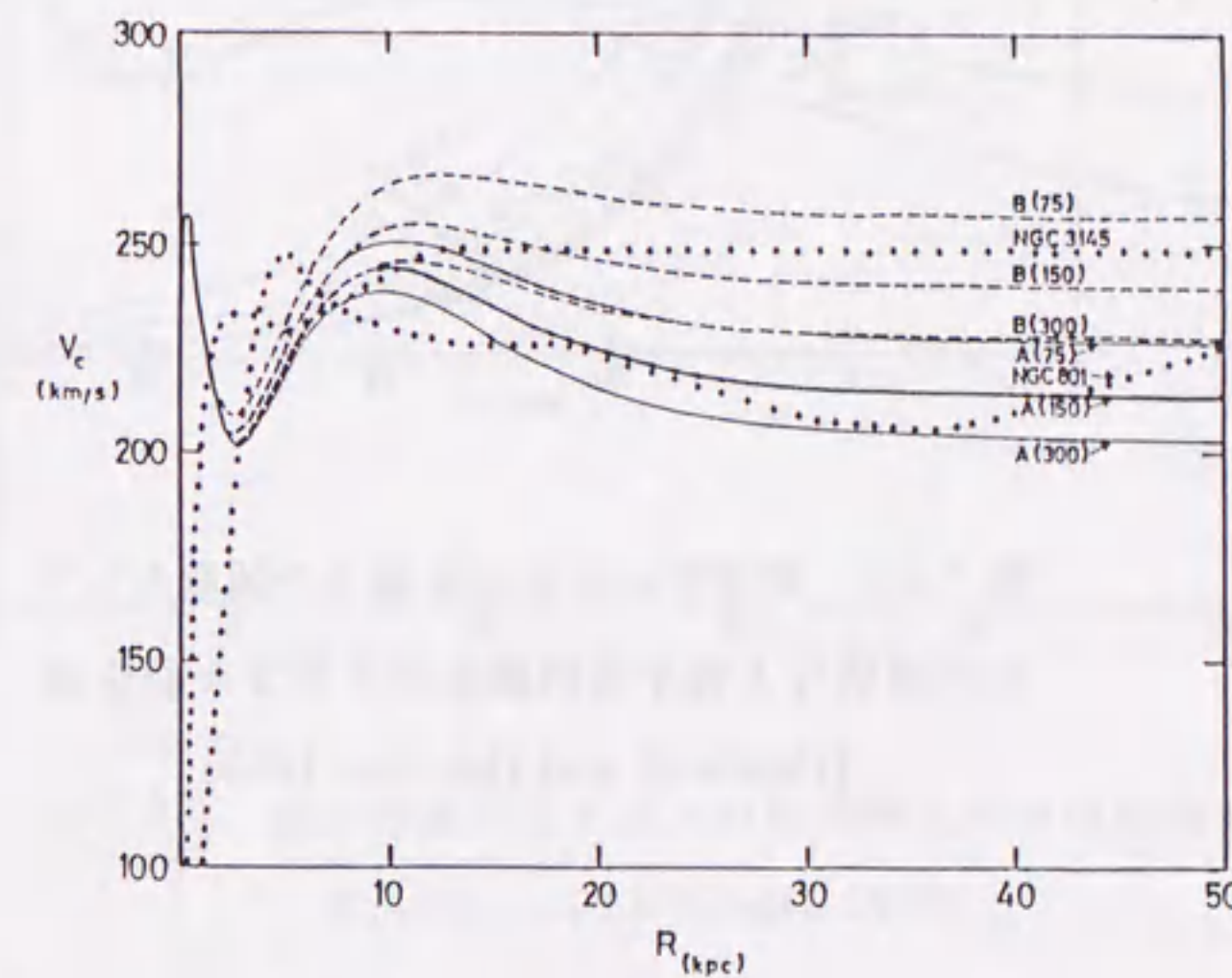


図 1.3.2 我々の銀河系モデルの銀河面上での回転曲線
(Caldwell and Ostriker 1981)

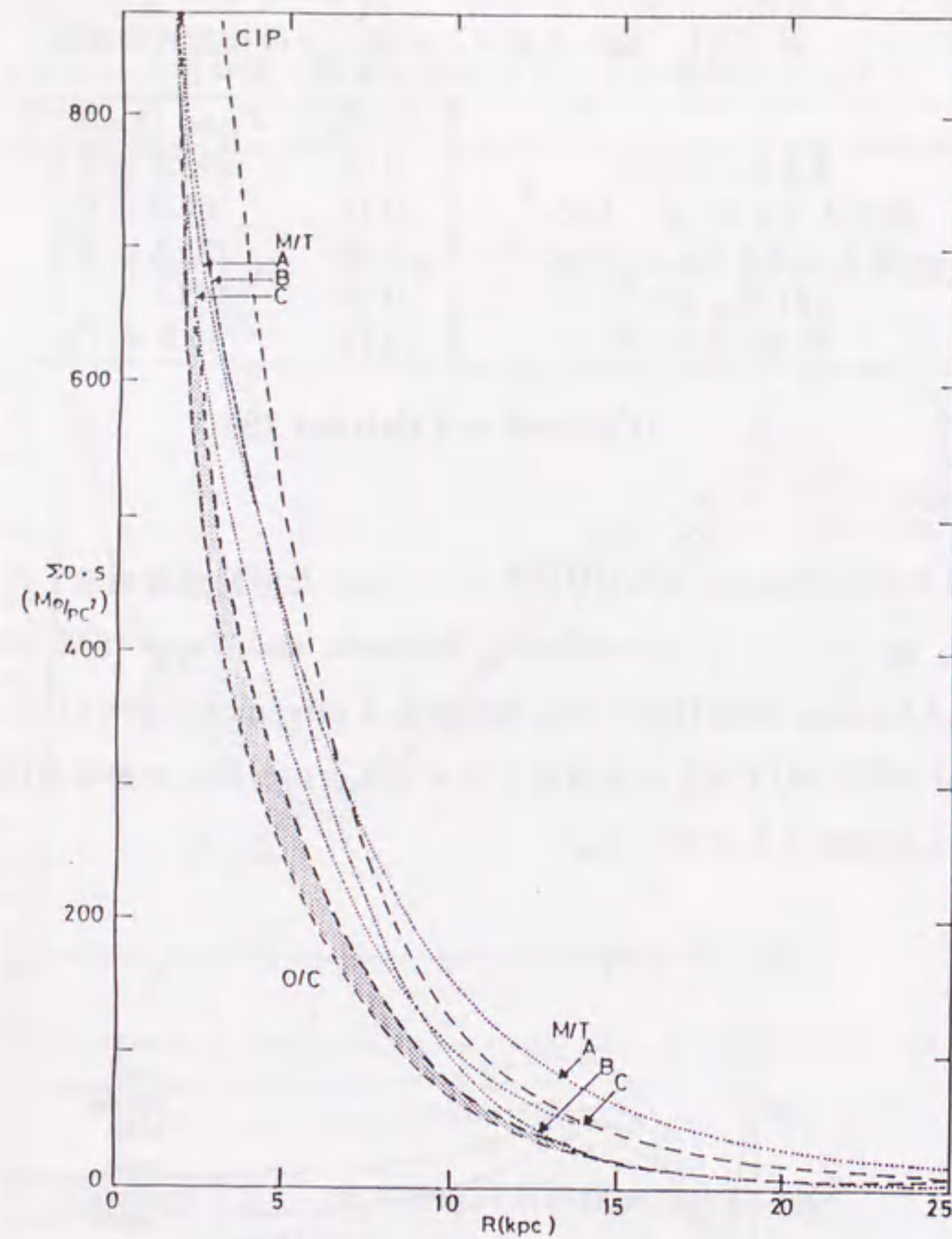


図 1.3.3 銀河中心からの距離 r の関数としての円盤成分と偏平楕円成分を合わせた面密度 (Caldwell and Ostriker 1981)

ここにあげたモデルは、それぞれが基礎にする観測量に違いがあり、そのため、長所と短所がある。CIP と M/T のモデルでは、密度およびポテンシャルが解析関数で与えられているので取り扱い上非常に都合がよい。本論文では、M/T のうち Satoh and Miyamoto (1976) (以下 SM と省略する) の銀河モデルを用いる。

SM の Model A の重力ポテンシャル $\Phi(r, z)$ と質量密度 $\rho(r, z)$ は、それぞれ、

$$\Phi(r, z) = \sum_{j=1}^2 \frac{-GM_j}{\{r^2 + [a_j + (z^2 + b_j^2)^{1/2}]^2\}^{1/2}}, \quad (1.3.1)$$

$$\rho(r, z) = \sum_{j=1}^2 \frac{b_j^2 M_j}{4\pi} \frac{a_j r^2 + [a_j + 3(z^2 + b_j^2)^{1/2}][a_j + (z^2 + b_j^2)^{1/2}]^2}{\{r^2 + [a_j + (z^2 + b_j^2)^{1/2}]^2\}^{5/2} (z^2 + b_j^2)^{3/2}}, \quad (1.3.2)$$

で与えられる。以後断わりのない限り、銀河中心を原点とし銀河回転軸を z 軸とする円筒座標 (r, θ, z) を用いる。式 (1.3.1) および (1.3.2) で $j = 1$ と 2 に対応する項は、それぞれ、偏平楕円成分と円盤成分を表わし、含まれている 6 つのパラメターの値は、

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.0 \text{ kpc}; & b_1 &= 0.495 \text{ kpc}; & M_1 &= 2.05 \times 10^{10} M_{\odot}; \\ a_2 &= 7.283 \text{ kpc}; & b_2 &= b_1; & M_2 &= 25.47 \times 10^{10} M_{\odot}. \end{aligned} \quad (1.3.3)$$

で与えられる。Model A の銀河円盤上での銀河の回転曲線を図 1.3.4 に示した。

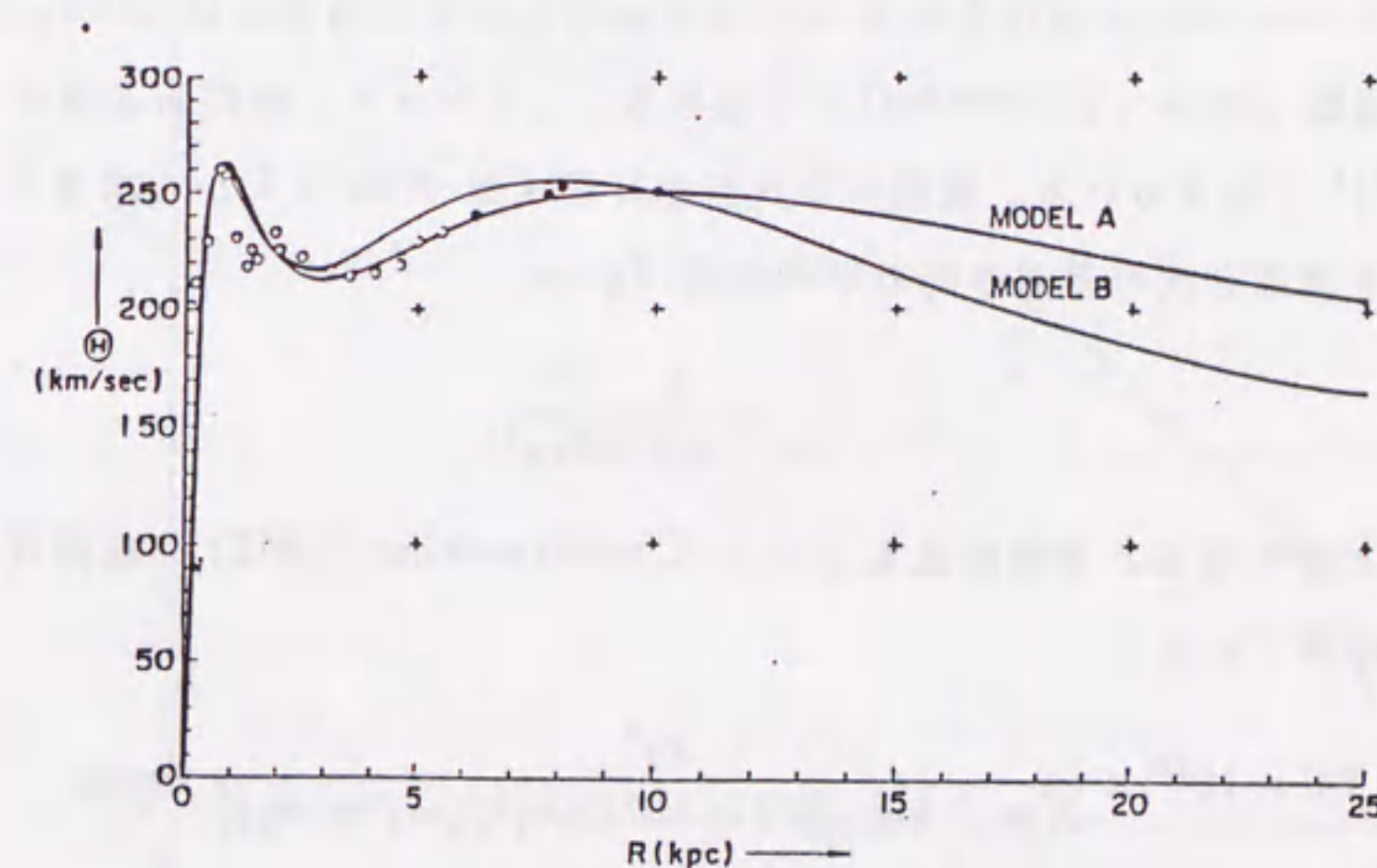


図 1.3.4 我々の銀河系モデルの銀河面上での回転曲線 (Satoh and Miyamoto 1976)

1.3.3 恒星と恒星の重力相互作用

銀河系の内部を運動している個々の恒星に作用する力は重力である。重力源の大部分は恒星が担っている。したがって、個々の恒星が受ける重力は、銀河系内の星全体からの滑らかな成分と、たまたま近くにやってくる恒星との遭遇によって生じる偶

発(確率)的成分から成っている。個々の星に働く重力ポテンシャルは空間座標 \mathbf{r} と時間 t だけの関数であるが、後者の偶発的な遭遇の効果が小さければ、恒星の運動は滑らかな重力ポテンシャル $\Psi(\mathbf{r}, t)$ を用いて、

$$\frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -\text{grad } \Psi(\mathbf{r}, t), \quad (1.3.4)$$

で与えられる。初期条件のもとでこの方程式を解くと、恒星の軌道は一意に決まる。しかし、星との遭遇による影響が小さくても長時間にわたって積分されると、星の運動は式(1.3.4)で決まる軌道から大きくずれてしまう。恒星系の緩和時間とは、偶発的な遭遇によって恒星の軌道が方程式(1.3.4)で決まる軌道から十分大きくずれてしまうのに要する時間として定義される。

質量 m の恒星が単位体積あたり N 個あり、そこを質量 m の test star が速度 v で通過する場合を考えよう。はじめは簡単のために大角散乱のみを考えることにする。一回の遭遇で test star の進行方向が $\pi/2$ だけ曲げられる大角散乱は $(Gm/a) \sim v^2$ を満たす衝突径数 (impact parameter) a で起きる。したがって、衝突断面積は $S \sim \pi a^2 \sim \pi(Gm/v^2)^2$ で与えられる。遭遇の平均自由行程 l は $NSl = 1$ から求め、緩和時間に相当する遭遇と次の遭遇の間の平均時間 T_E は、

$$T_E \sim \frac{l}{v} \sim \frac{1}{\pi N} \frac{v^3}{G^2 m^2}, \quad (1.3.5)$$

と表わすことができる。小角散乱も含めた Chandrasekhar (1942) の厳密な計算によると、緩和時間 T_E は、

$$T_E = 1.0 \times 10^{13} \times \frac{v_2^3}{N m_1^2 \log_{10}[9.3 \times 10^4 D_0 v_2^2 / (m_1 + m_2)]} \text{ years}, \quad (1.3.6)$$

で与えられる。式(1.3.5)との相違点として、分母に長距離力の効果を遮断(cutoff)する対数項があるが、主な力学量 N, v, m への依存性は全く同じである。ここで、 N は恒星の 1 pc^3 当りの個数にとり、 D_0 は恒星間の平均距離(単位は pc)、また、 (m_1, v_1) と (m_2, v_2) は、それぞれ、典型的な field star と test star の質量(単位は M_\odot)および速度(単位は 20 km s^{-1})としてある。我々の銀河系内の恒星系は、それぞれの単位で $N \sim 1, D_0 \sim 1, m_1 \sim m_2 \sim 1, v_2 \sim 1$ となるので、緩和時間は $T_E \sim 2 \times 10^{12}$ 年となる。したがって、銀河年齢($\sim 10^{10}$ 年)内の恒星系の力学的進化を論じる際には、恒星と恒星の衝突による影響はまったく考慮する必要はないと言える。

第2章 円盤恒星系の力学的進化

2.1 恒星と巨大分子雲の重力相互作用

銀河系の全質量の大部分を担っている恒星系は、前節で求めた長い緩和時間から無衝突系と見なすことができ、銀河系の誕生以来力学的な変化は全くなかったと考えられる。ところが太陽近傍の光学観測によると、図 2.1.1 の丸印が示すように星の速度分散は年齢とともに増加している (Wielen 1977)。図の横軸は星の誕生時を表わし、縦軸は全速度分散 σ_t を示す。

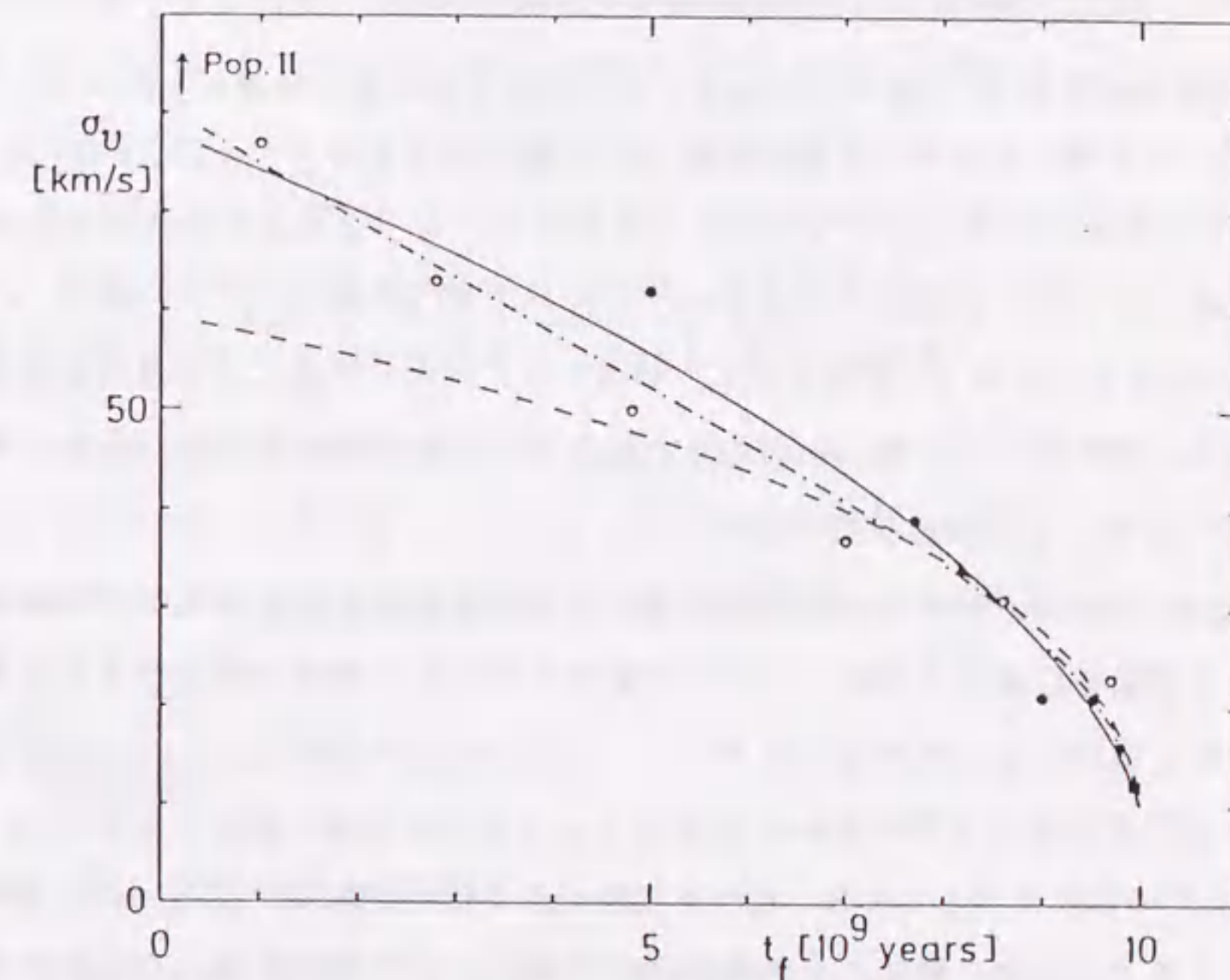


図 2.1.1 円盤恒星系の速度分散の年齢依存性
(Wielen 1977)

銀河形成直後に生まれた古い恒星系が現在もっている速度分散は $\sim 80 \text{ km s}^{-1}$ であるが、最近生まれたばかりの若い恒星系の速度分散は $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ にすぎない。全体としてみると $\sigma_t \propto t^{1/2-1/3}$ なる式でよく表わされる。

Spitzer and Schwarzschild (1951) は、この観測結果を見て、我々の銀河系には恒星の運動をかき乱す何かが存在しているに違いないと考えた。そして、当時は存在がまだ認められていなかった $10^6 M_\odot$ 程度の質量の大質量天体が銀河円盤に数千個存在すれば、恒星系の速度分散の年齢依存性は説明できると主張した。その後、彼らの先駆的研究がきっかけとなって、また、彼らが仮定したような性質をもった巨大分子雲の存在が観測的に明らかにされたこともあって、恒星と巨大分子雲の重力相互作用の研究は、これまでに多数の研究者によって改良および精密化がなされてきた (Spitzer and Schwarzschild 1951, 1953; Woolley and Candy 1969; Fujimoto 1980; Icke 1982; Lacey 1984; Villumsen 1985; Kamahori and Fujimoto 1987; Semenzato 1987; Binney and Lacey 1988; Yasutomi and Fujimoto 1989, 1990)。

緩和時間の式 (1.3.6) で、散乱体としての巨大分子雲の質量を $m_1 \sim 10^6 M_\odot$ 、個数密度を $N \sim 10^{-7} \text{ pc}^{-3}$ 、平均間隔を $D_0 \sim 200 \text{ pc}$ とすると、 $m_1 \sim 1 M_\odot$ の星は $T_E \sim 10^8$ 年の時間で大きく散乱されることがわかる。今、星の速度分散の増加を、均一な速度空間における拡散で近似すれば、 $\sigma_t \approx [(\alpha T_E)^2 (t/T_E)]^{1/2}$ となり、 $\sigma_t \propto t^{1/2}$ と $t = 10 T_E$ における $\sigma_t \approx 30 \text{ km s}^{-1}$ が得られ、巨大分子雲による星の拡散が十分期待できることを示している。ここで用いた α は $1 T_E$ の間に星が感じるゆらぎの振幅を示し、 $\alpha T_E \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ となっている。

最近、Binney and Lacey (1988) は、この拡散を記述する Fokker-Planck 方程式が、系の運動を記述する変数として作用変数を用いると簡単な形で書けることを示した。通常、銀河の滑らかな重力ポテンシャル内の恒星の運動は、6次元位相空間において3つの孤立積分で指定される3次元トーラス面の内部に制限される (e.g. Arnold 1978)。その孤立積分としては、断熱不変量である作用変数 $\mathbf{J}(J_1, J_2, J_3)$ を使用するのが自然である。完全に緩和した無衝突系の恒星の位相空間密度は、作用変数だけの関数 $f(\mathbf{J})$ で表わせる (e.g. Lynden-Bell 1962 or Binney and Tremaine 1987)。重力場にゆらぎが存在する場合は、恒星は \mathbf{J} で指定されるトーラスから他のトーラスへ移動する。しかし、恒星の軌道がひとつのトーラスを埋め尽くすのに要する time scale に較べて、他のトーラスへの移動が非常に緩慢であるならば、位相空間密度は $f = f(\mathbf{J}, t)$ と表わせる。

重力場のゆらぎによって、微小時間 δt 内に恒星の作用変数が \mathbf{J} から $\mathbf{J} + \Delta$ へ微小量 Δ だけ変化する確率を $\delta P(\mathbf{J}, \Delta)$ とすると、位相空間密度 f に対する軌道平

均 (orbit-averaged) Fokker-Planck 方程式は、 Δ の3次以上の項を無視すると、

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial(f\overline{\Delta_i})}{\partial J_i} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2(f\overline{\Delta_{ij}^2})}{\partial J_i \partial J_j}, \quad (2.1.1)$$

で与えられる。ここで、第1次および第2次の拡散係数 $\overline{\Delta_i}$ と $\overline{\Delta_{ij}^2}$ は、それぞれ、

$$\overline{\Delta_i}(\mathbf{J}) \equiv \int \Delta_i \frac{d}{dt} P(\mathbf{J}, \Delta) d^3 \Delta, \quad \overline{\Delta_{ij}^2}(\mathbf{J}) \equiv \int \Delta_i \Delta_j \frac{d}{dt} P(\mathbf{J}, \Delta) d^3 \Delta, \quad (2.1.2)$$

で定義される。Binney and Lacey (1988) は、恒星の運動は線形 epicyclic 運動で近似できるとして、巨大分子雲との衝突は恒星の速度に関係なく等方的に起きると仮定し、銀河円盤の厚さを無視して、式 (2.1.1) を解析的に解いて位相空間密度 f を求め、恒星系の速度分散 σ_t は従来の結果と同様に $t^{1/3}$ に比例して増加することを示した。しかしながら、epicycle 近似が成り立つのは速度分散が十分小さい場合であり、速度分散が $20-30 \text{ km s}^{-1}$ 以上になると epicyclic 運動の非線形の効果重要になってくる。また、恒星と巨大分子雲との衝突の仕方は、恒星の速度に強く依存しており、速度が増すにつれて衝突の非等方性は増大していく (3.2.1 節参照)。

この章では、恒星の epicyclic 運動の非線形の効果と巨大分子雲との衝突の非等方性を考慮して、円盤恒星系と巨大分子雲系の間働く重力相互作用が、円盤恒星系の速度分散および空間分布にどのような時間変化をもたらすかを、主として数値計算に基づいて調べる。

2.2 Models

2.2.1 Test Star の Lagrangian

銀河円盤中を運動している恒星の単位質量あたりの Lagrangian は、

$$L = \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) - U_0 - U_1, \quad (2.2.1)$$

で与えられるとする。ここで、 U_0 および U_1 は、それぞれ、滑らかで軸対称な銀河のポテンシャルおよび巨大分子雲系が生成する無秩序なポテンシャルであるとする。座標系の設定の仕方は 1.3.2 節とまったく同じであり、速度成分 (u, v, w) は、それぞれ、 r, θ , および z , 方向にあるとする。ポテンシャル U_0 は式 (1.3.1) で与えられるとする。

2.2.2 巨大分子雲系が及ぼす無秩序力

巨大分子雲系は銀河面に垂直な方向には等温的に分布しており、その局所的な個数密度は、

$$n_m(r, z) = \Sigma_m(r) \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \Delta} \exp\left(-\frac{z^2}{2\Delta^2}\right); \quad (2.2.2)$$

$$\Delta^2 = \frac{\langle w_m^2 \rangle}{2\alpha(r)},$$

で与えられるとする。ここで、 $\Sigma_m(r)$ は位置 r における 1 kpc^2 当りの個数面密度であり、 $\langle w_m^2 \rangle$ は z 軸方向の速度の 2 乗平均である。なお今後は、巨大分子雲に関する物理量は下付き添え字 m で区別することにする。式 (2.2.2) の第 2 式に含まれる $\alpha(r)$ は、

$$\alpha(r) = \frac{1}{2!} \left[\frac{\partial^2 U_0(r, z)}{\partial z^2} \right]_{z=0}, \quad (2.2.3)$$

で定義される。個数面密度 $\Sigma_m(r)$ については、一様に分布している場合と、リング状に分布している場合の 2 通りを考える。後者については、経験的に得られた式

$$\Sigma_m(r) = 48 \exp\left[-\left(\frac{y_1}{y_2}\right)^2\right] + 0.05, \quad (2.2.4)$$

$$y_1 = r - 5.7, \text{ and } y_2 = \left[\left(\frac{r}{5}\right)^4 + 6\right]^{0.33},$$

を採用する。ここで、 r の単位は kpc であるとし、 $r < 30 \text{ kpc}$ の範囲内で考えることにする。式 (2.2.4) に含まれるパラメータは、Sanders et al. (1985) らが観測的に得た巨大分子雲系の分布をよく再現するように選んである (3.1 節参照)。式 (2.2.4) は、 $r \approx 5.7 \text{ kpc}$ に peak をもつリング分布を与えるが、巨大分子雲 1 個の質量を $M_m = 10^6 M_\odot$ とすると、 $2 < r < 10 \text{ kpc}$ の領域内にある巨大分子雲系の全質量は $\sim 3 \times 10^9 M_\odot$ となる。

巨大分子雲の単位質量あたりの Lagrangian は、

$$L_m = \frac{1}{2}(u_m^2 + v_m^2 + w_m^2) - U_0(r_m, z_m), \quad (2.2.5)$$

で与えられるとする。ここで、 u_m, v_m, w_m は、それぞれ、巨大分子雲の速度の r, θ, z 方向の成分である。

第 j 番目の巨大分子雲が、位置 \mathbf{r} に及ぼす重力ポテンシャルは、Plummer 型の

$$U_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{mj}) = -\frac{GM_m}{[(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{mj})^2 + r_c^2]^{1/2}}, \quad (2.2.6)$$

で与えられるとする。ここで、 $r_c (=10 \text{ pc})$ 、 M_m 、および $\mathbf{r}_{mj} = (r_{mj}, \theta_{mj}, z_{mj})$ は、それぞれ、 j 番目の巨大分子雲のコアの半径、質量、および、位置ベクトルである。

個々の恒星の運動は、無秩序運動しているすべての巨大分子雲によって重力的にかき乱される。しかし、巨大分子雲が銀河面に一様に分布している場合には、それらの重力的摂動はお互いに打ち消し合い、結果的には、考えている恒星に最も近い巨大分子雲だけが大きな重力的摂動を与えるものと思われる。この場合は、全巨大分子雲による重力ポテンシャルは最近接巨大分子雲によるポテンシャルで近似できる；

$$\sum_j U_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{mj}) \approx U_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}_m). \quad (2.2.7)$$

ここで、左辺の和はすべての巨大分子雲についてとるものとし、 \mathbf{r}_m は最近接巨大分子雲の位置ベクトルである。

2.2.3 最近接相互作用近似の精度

この節では、個々の恒星が巨大分子雲系から受ける重力的摂動を求め、それに対する最近接相互作用近似の精度について論ずる。その精度は、式 (2.2.7) の左右両辺のポテンシャルから求めた力を比べることによって評価できる。そのために、1 個当たり $10^6 M_\odot$ の質量をもった 5000 個の巨大分子雲を、銀河面上 ($z_m=0$) の銀河中心から $5 < r_m < 15 \text{ kpc}$ の領域に一様に分布させる。個々の巨大分子雲は、それぞれの位置で決まる銀河回転速度に加えて無秩序な速度をもって運動しているものとする。速度の無秩序成分は、 z 軸方向には 5 km s^{-1} の大きさをもち、銀河面方向には 9 km s^{-1} の大きさをもっているものとする。その方向は、2 組の一樣乱数を発生させて決定するものとする。巨大分子雲は、このようにして与えられた初期条件のもとで Lagrangian (2.2.5) に従って運動するものとする。

無秩序運動をしている巨大分子雲系がつくる重力場のゆらぎを評価するために、銀河回転速度で銀河中心の周りに半径 $r = 10 \text{ kpc}$ の円運動をしている $1 M_\odot$ の test star を考える。ただし、この test star は重力場のゆらぎを受けても初期の円運動を

そのまま持続するものとする。この test star が受ける重力場のゆらぎの大きさを、式 (2.2.7) の左辺を使って求めると、図 2.2.1 に示したような時間変化をする。右辺に関しては図 2.2.2 に示してある。

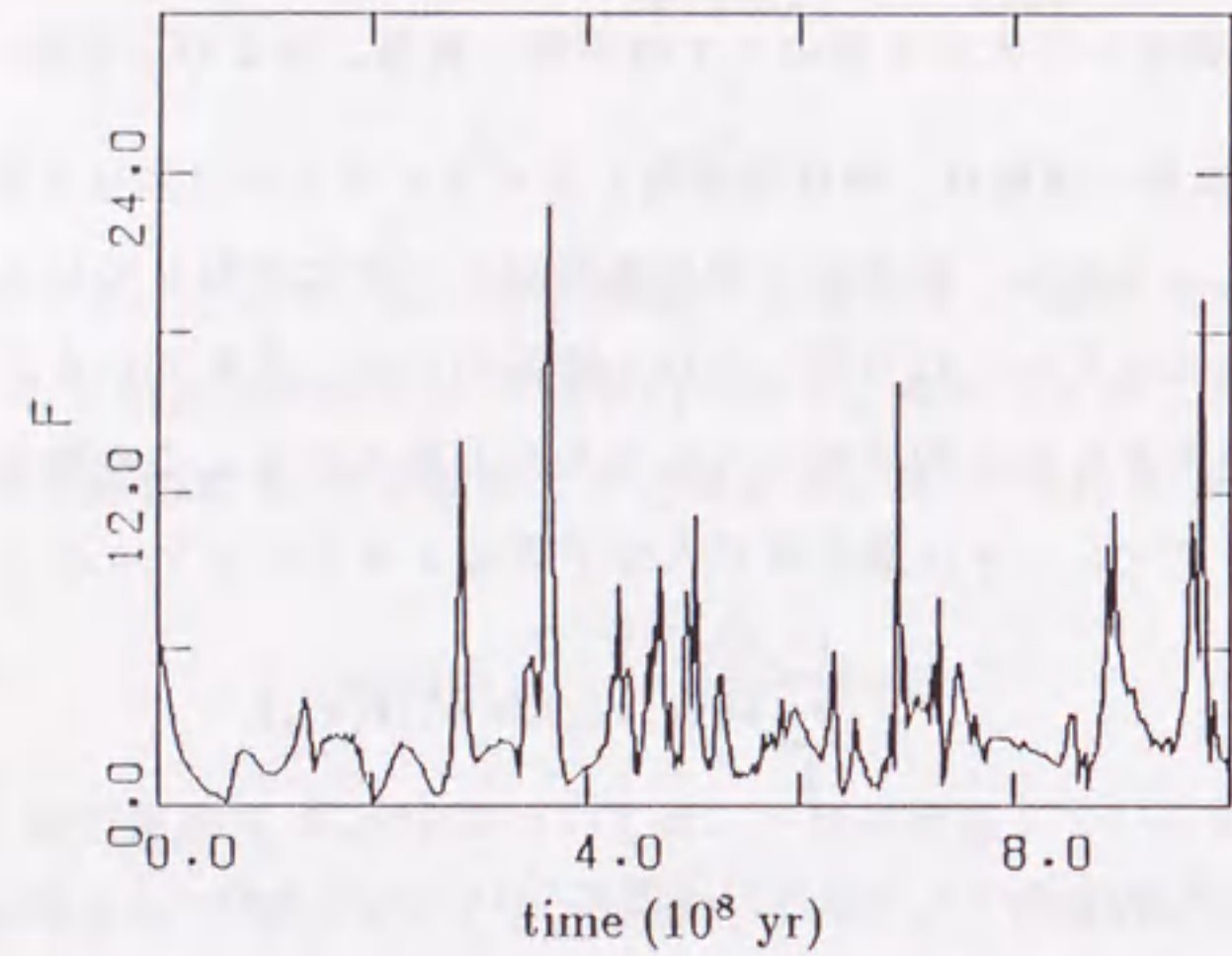


図 2.2.1 全巨大分子雲による重力場のゆらぎの大きさの時間変化

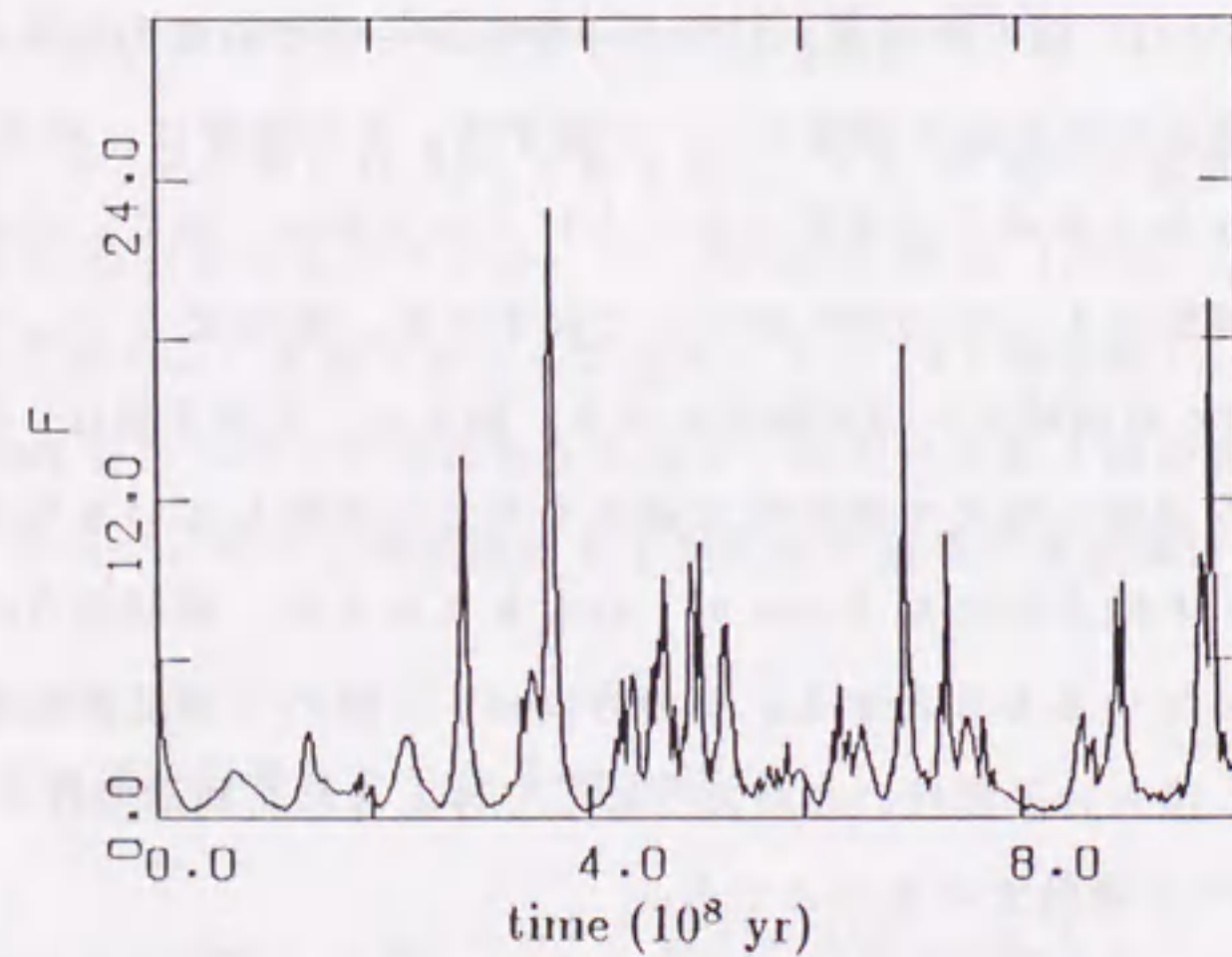


図 2.2.2 最近接巨大分子雲による重力場のゆらぎの大きさの時間変化

両者とも、その振幅および時間変化の様子はよく似ている。前者の正確なポテンシャル $\sum U_1$ の場合、力積の大きさの平均値、および力の r, θ, z 方向の成分の分散は、それぞれ、3.66, 4.19, 4.22, および 4.53 である。また、最近接近似 $U_1(\mathbf{r}, \mathbf{r}_m)$ の場合は、対応する値はそれぞれ 3.34, 4.07, 4.05, および 4.48 である。ここで、単位としては質量に関しては $1 M_\odot$ 、長さに関しては 1 kpc 、そして時間に関しては 10^8 年を用いた。(今後も、特に断わらない限り同じ単位系を使うことにする。) 以上の結果から判断すると、ここで考えた最近接近似の誤差はたかだか 10% 程度であると考えてよさそうである。

2.2.4 最近接相互作用近似のモデル

今後本論文では、恒星系と巨大分子雲系の重力相互作用に関しては、最近接相互作用近似を使うことにする。そのために、銀河面に垂直な円柱を考え、その中心軸は考えている恒星の位置を通り、その半径 D は、

$$\pi D^2 \Sigma_m = 1, \quad (2.2.8)$$

で与えられるものとする。統計的には、この円柱は 1 個の巨大分子雲が占める平均的な大きさをもっていると言える (図 2.2.3 参照)。

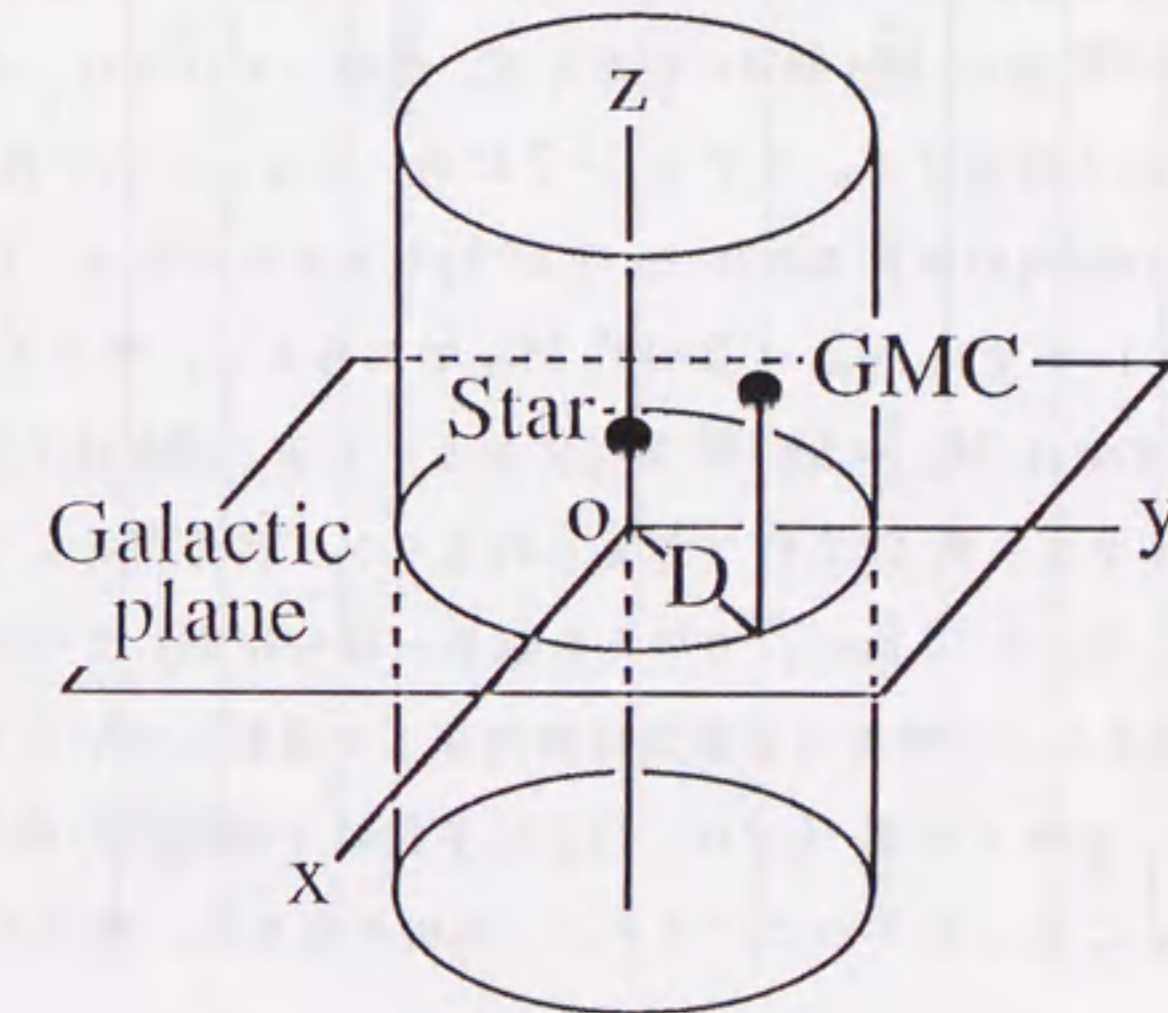


図 2.2.3 最近接相互作用近似のモデル

考えている恒星は、この巨大分子雲とだけ重力的に相互作用をし、円柱外部に存在する多数の巨大分子雲による重力的摂動はお互いに打ち消し合い無視できるものとする。この最近接巨大分子雲は、2.2.3節で述べたようにその位置での銀河回転速度および無秩序速度をもって円柱面上の任意の点からその内部に入射してくるものとする。円柱面上の入射点は、式(2.2.2)に比例する発生頻度をもつ2組の乱数を生成させて決定される。このように乱数を発生させて最近接巨大分子雲の入射点および無秩序速度を決定しても、巨大分子雲はその円柱の内部に入らずにそのまま出ていく場合がある。そのような場合は、改めて乱数を発生させ、円柱内部に進入してくるものだけを選ぶ。円柱内部に進入して恒星と重力的に相互作用した後、その円柱を出た時点でこの衝突は完了したものとみなす。以下同様な手続きにしたがって、新たに別の最近接巨大分子雲を選定していく。このような処理を施せば、恒星と一様な無秩序運動している巨大分子雲系との非等方的な衝突は正確に再現されるので、その結果生じる力学的摩擦は自動的に取り入れられる(3.2.1節参照)。

2.3 数値計算の結果

我々の銀河系と巨大分子雲系のモデルを指定するパラメーターとして、はじめに8個の組み合わせを考える。モデル1-3と5-8においては2000個のtest starsを考え、モデル4では5000個のtest starsを考える。最初、それらは、半径 $r = r_0$ の円運動をしていたものと仮定する。モデル1-3においては、それぞれ、 $r_0 = 4, 6, 8$ kpcであるとし、それ以外のモデルでは $r_0 = 10$ kpcであるとする。巨大分子雲の質量としては、モデル1-5では $M_m = 2 \times 10^6 M_\odot$ であるとし、モデル6では $M_m = 10^6 M_\odot$ 、モデル7, 8では $M_m = 5 \times 10^5 M_\odot$ であるとする。巨大分子雲系の分布に関しては、モデル1-4では、式(2.2.4)で与えられるリング状分布をしているものとし、モデル5-8では、 $\Sigma_m = 10 \text{ kpc}^{-2}$ で与えられる一様分布をしているものとする。モデル8では、恒星系および巨大分子雲系は銀河面上で運動しているものとし、 z 軸方向の運動は無視した。モデル1-7では、巨大分子雲の z 軸方向の速度 w_m の大きさを 5 km s^{-1} とした。これらの8つのパラメーターの組み合わせは、表2.3.1にまとめてある。

表 2.3.1 モデル・パラメーターのまとめ

Model	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
number	2000	2000	2000	5000	2000	2000	2000	2000	5000	5000
r_0 (kpc)	4	6	8	10	10	10	10	10	10	10
M_m ($10^6 M_\odot$)	2	2	2	2	2	1	0.5	0.5	2
$ w_m $ (km s^{-1})	5	5	5	5	5	5	5	0	5
Σ_m	ring	ring	ring	ring	uniform	uniform	uniform	uniform	ring
Arm	no	no	no	no	no	no	no	no	yes	yes

$\tau_c = 10 \text{ pc}$ $u_m^2 + v_m^2 = (9 \text{ km s}^{-1})^2$

Test Star

GMC

2.3.1 円盤恒星系の力学的進化

モデル 1-4 の計算結果として、銀河面上での r 方向の変位の平均 $\langle \Delta r \rangle = \langle r - r_0 \rangle$ の時間変化を図 2.3.1 に示した。また、 r 方向および z 方向の空間的な分散 $\sigma_r = \sqrt{\langle (r - \langle r \rangle)^2 \rangle}$ および σ_z の時間変化を、それぞれ、図 2.3.2 および図 2.3.3 に示した。図 2.3.4 は、全速度分散 σ_t の時間変化を示している。

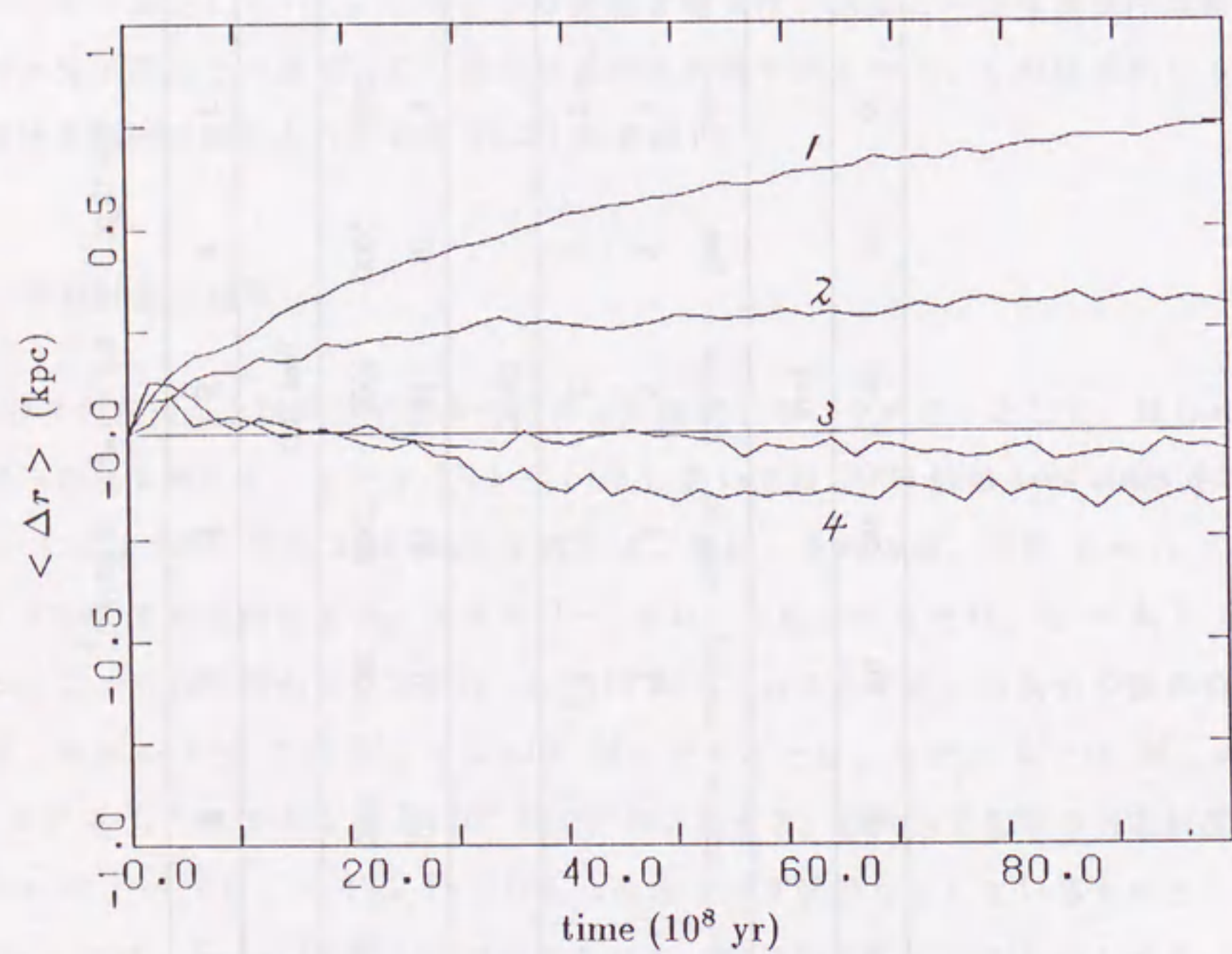


図 2.3.1 r 方向の平均変位 $\langle \Delta r \rangle$ の時間変化

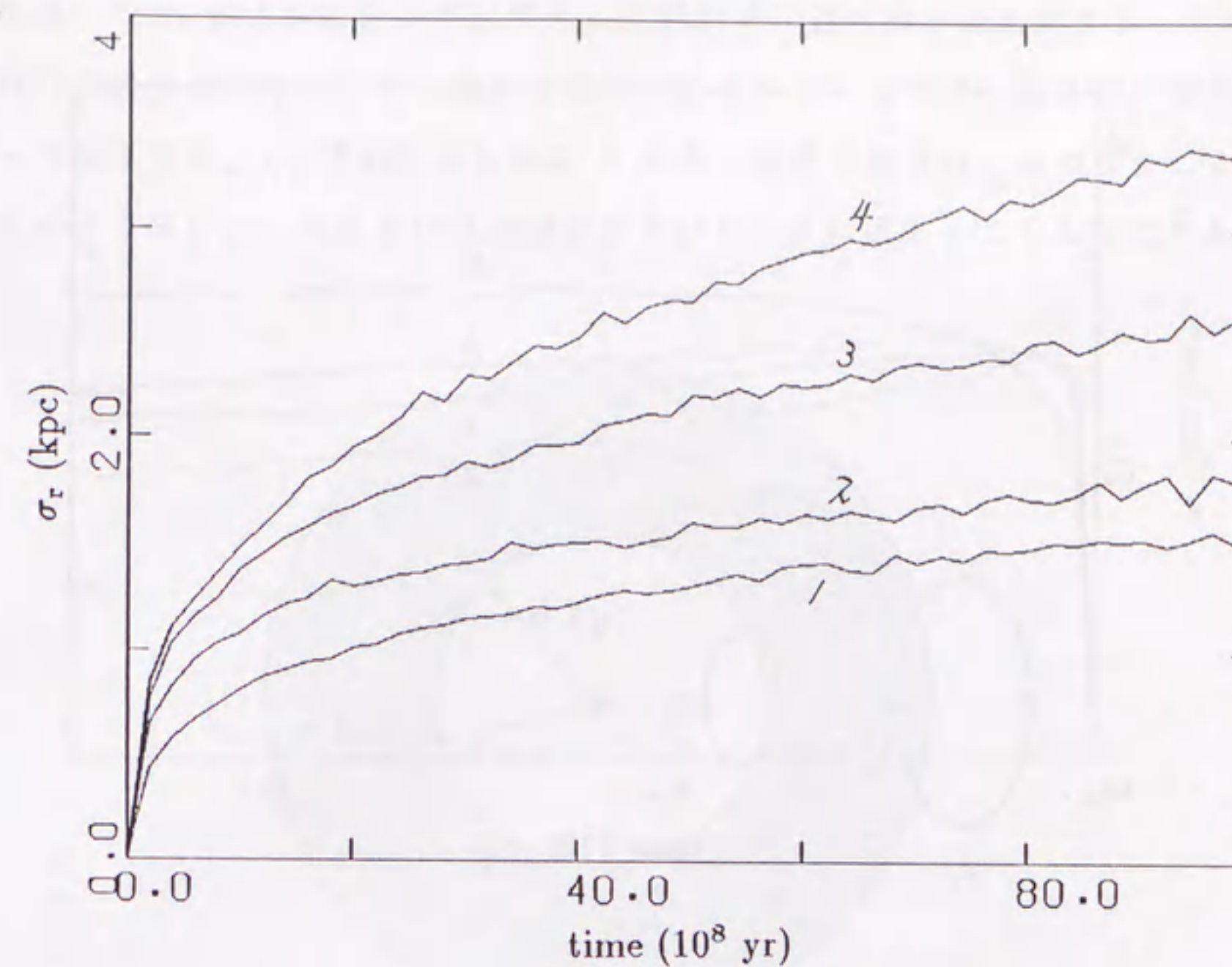


図 2.3.2 r 方向の空間的な分散 σ_r の時間変化

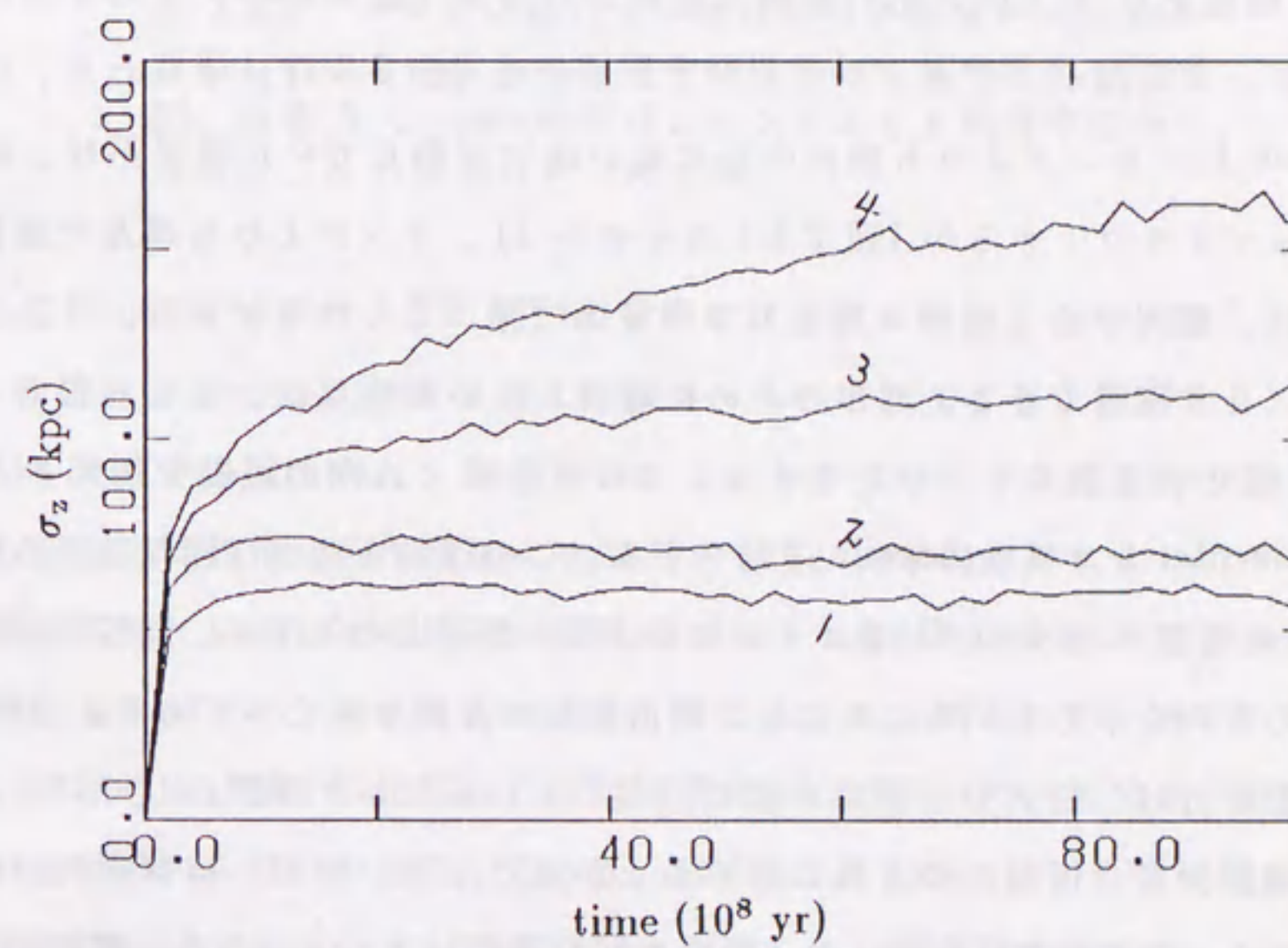


図 2.3.3 z 方向の空間的な分散 σ_z の時間変化

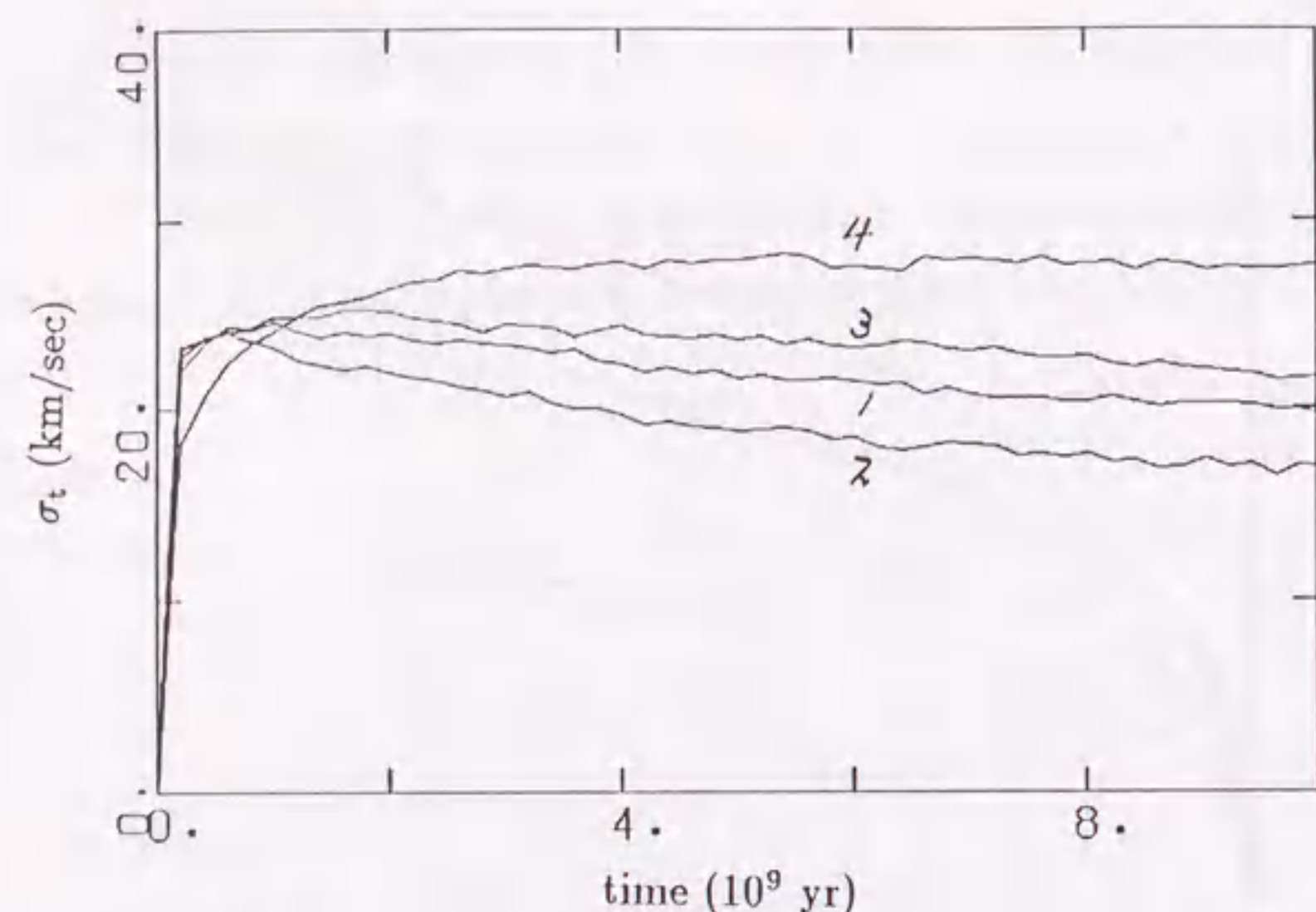


図 2.3.4 全速度分散 σ_t の時間変化

恒星系は r 方向の広い範囲に散乱されるが (図 2.3.2)、平均すると巨大分子雲系のリングに向かってゆっくりとドリフトする (図 2.3.1)。すなわち、巨大分子雲系の $r \sim 6$ kpc リングよりも銀河中心に近い所で運動していた恒星系は、銀河の外側に向かってドリフトするが (図 2.3.1 のモデル 1)、リングよりも遠方で運動していた恒星系は、銀河中心に向かってドリフトする (図 2.3.1 のモデル 3, 4)。これは、次のようにして理解できる。簡単のために着目している恒星は、はじめ銀河中心の周りに半径 r_e の円運動をしていたとする。この恒星に r 方向の摂動を加えると、恒星は r_e を epicenter とする epicyclic 運動をする。この運動を適当な回転系から眺めると、図 2.3.5 の軌道 A または B のようになる。図の軌道上の矢印は、回転系から見た恒星の運動の方向を示している。ただし、銀河回転は左周りにとってある。領域 $4 < r < 8$ kpc の陰影部分は、巨大分子雲系が密に分布しているリングを表わしている。巨大分子雲系の速度分散は恒星系のそれと比べるとかなり小さいので、ほぼ銀河回転しているとみなせる。角運動量保存則より、恒星の回転速度は $r > r_e$ のときは銀河回転速度より小さくて、 $r < r_e$ のときは大きいことがわかる。したがって、 $r_e > 8$ kpc なる軌道 A をも

つ恒星は、 $r < r_e$ のときにリングに突入して巨大分子雲系に次々と追突する。このとき、恒星は巨大分子雲系から力学的摩擦を受けてエネルギーと角運動量を失い銀河中心に向かって落下する。 $r_e < 4$ kpc なる軌道 B をもつ恒星の場合は、その逆のことが起きる。このようにして、恒星系は巨大分子雲系のリングに集まってくるのである。

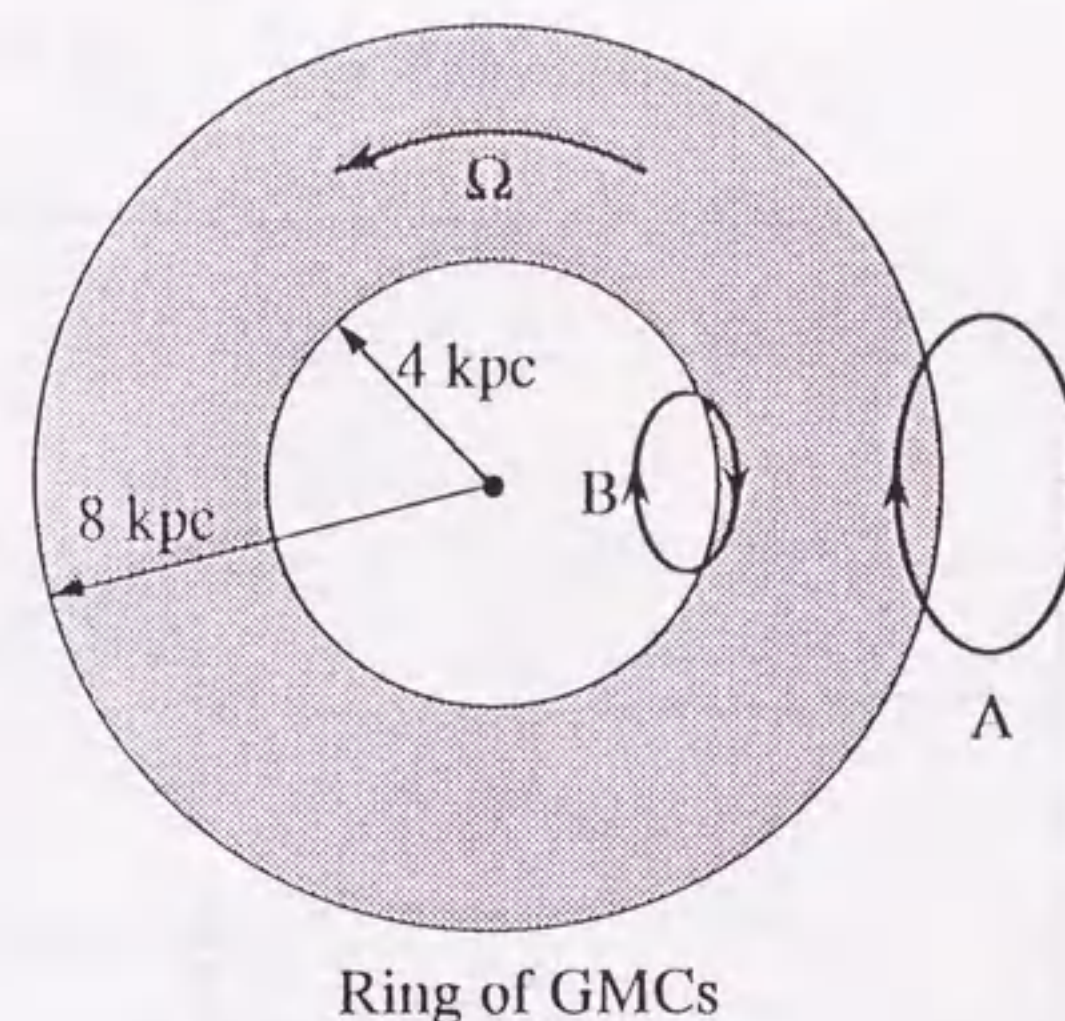


図 2.3.5 リング分布している巨大分子雲系と epicyclic 運動している恒星系の衝突を回転系から見た場合の模式図。軌道 A の epicenter は、リングよりも銀河中心から遠方に、B の場合は近くにある。

恒星系の速度分散は、ごく初期の段階では急激に増加するが (図 2.3.4 のモデル 1-4)、場合によっては、peak に達した後ゆっくりと減少することがある (図 2.3.4 のモデル 1-3)。その減少率は、特にモデル 2 において著しい。巨大分子雲系の無秩序運動は、恒星系の速度分散を増加させるとともに、力学的摩擦によってその成長を抑える性質を有している。その両者の性質のどちらが優勢的であるかで、恒星系の速度分散が増えるか減るかが決まるのである。このことを、例として、モデル 3 で考えてみよう。この場合、個々の恒星は、最初は銀河中心の周りに巨大分子雲系のリングより大きな半径の円を描いて運動している。恒星は、重力場のゆらぎを受けるにつれて、その軌道は円からずれていき、速度分散を増やしつつ銀河中心に向かってドリフトしていく。それに伴って、巨大分子雲系の最も密度の高い領域 ($r \sim 6$ kpc) を頻繁に通過

するようになり、大きな力学的摩擦を受けるようになる。すると、楕円運動していた恒星は、ほぼ円運動している巨大分子雲系に力学的摩擦を通じて引きずられるので、その軌道はしだいに円くなり、それに伴って速度分散も減少していく。モデル 2 の場合は、最初から巨大分子雲系の高密度領域を運動していたので、このような変化が顕著に現れるのである。

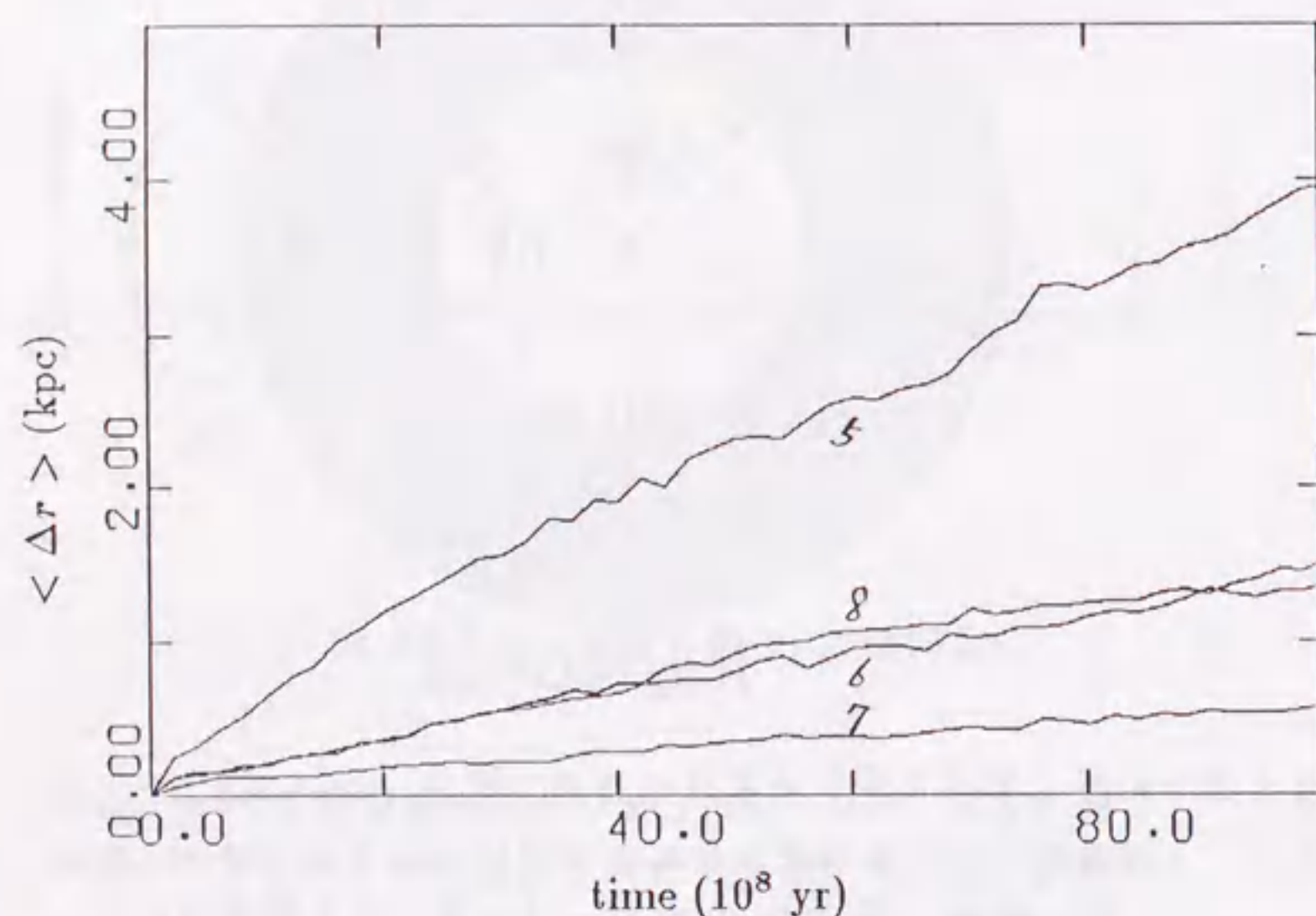


図 2.3.6 r 方向の平均変位 $\langle \Delta r \rangle$ の時間変化

モデル 5-8 について、 $\langle \Delta r \rangle$ の時間変化を図 2.3.6 に示した。この場合、巨大分子雲系は銀河面に一様に分布しているが、それらに散乱された恒星系は平均すると銀河の外側に向かってゆっくりとドリフトしている。非線形 epicyclic 運動している恒星の滞在時間を $r > r_e$ の場合と $r < r_e$ の場合の 2 通りに分けると、前者の方が長いことがわかる。この傾向は、非線形度が大きくなるほど著しくなる。前者の場合は、銀河中心の周りの恒星の回転速度は巨大分子雲のそれより小さいので、恒星は巨大分子雲に次々と追突されて、エネルギーと角運動量を獲得する。後者の場合はその逆で、恒星はエネルギーと角運動量を失う。巨大分子雲系が銀河面に一様に分布している場合は、恒星の巨大分子雲との衝突頻度は滞在時間に比例するので、前者の type の衝突が

頻繁に起こり、恒星系はエネルギーと角運動量を得て銀河の外側に向かってドリフトするのである。

また、全速度分散 σ_t の時間変化を図 2.3.7 に示したが、時間とともに単調に増え続け、モデル 1-3 にみられたような減少は生じない。恒星系の平均のドリフト速度は、巨大分子雲の質量とともに急激に大きくなるが (図 2.3.6)、速度分散はそれほど増えていない (図 2.3.7)。

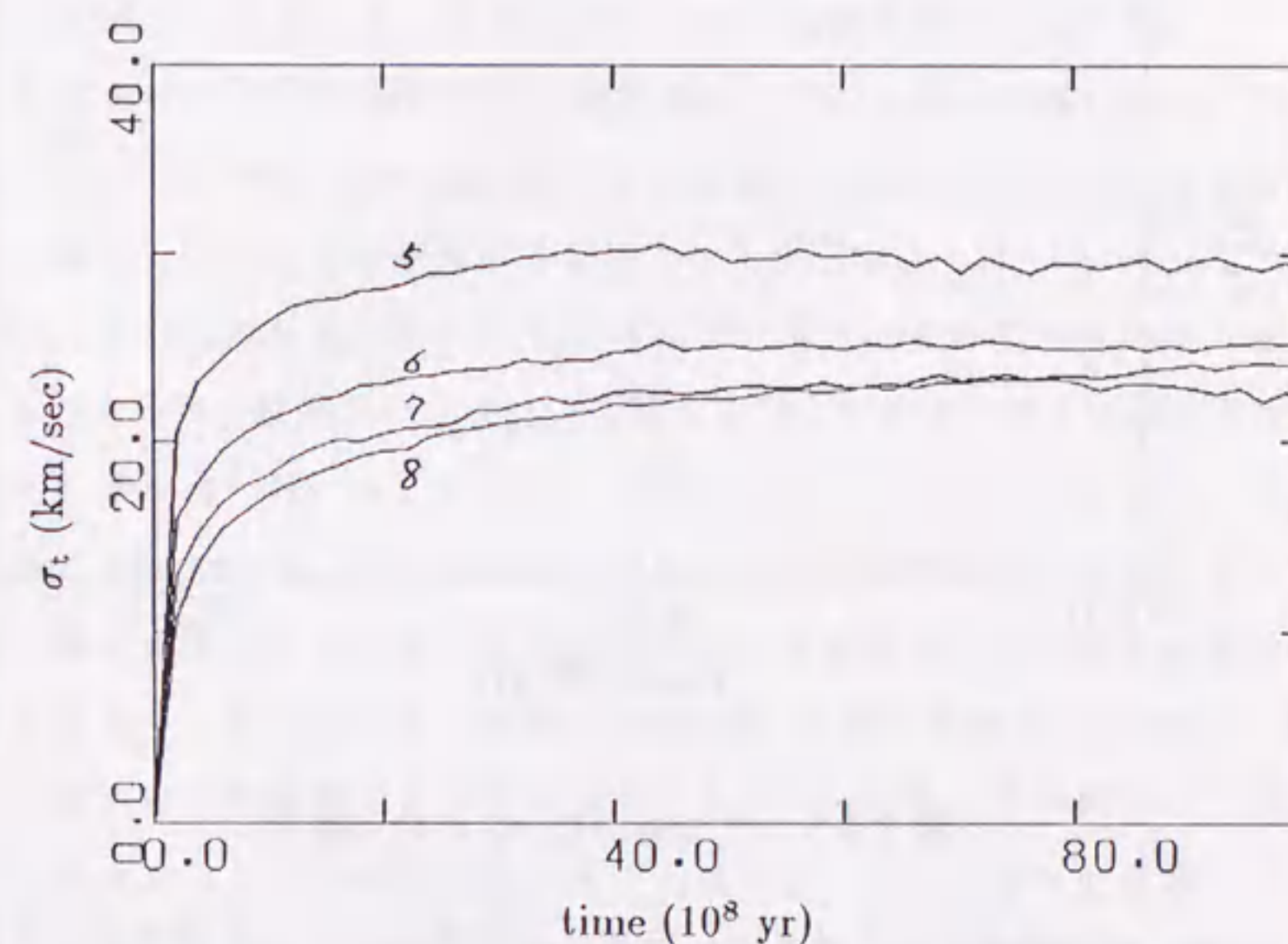


図 2.3.7 全速度分散 σ_t の時間変化

恒星系の速度分散とドリフト速度が、銀河円盤の厚さにどう依存するかを調べるために、モデル 7 と 8 の結果を較べることにする。モデル 8 では z 軸方向の運動は考慮されていないので無限に薄い円盤銀河に対応しているが、モデル 7 では銀河円盤の厚さは考慮されており、恒星系の z 軸方向の空間的分散は $\sigma_z \sim 100$ pc となっている。その時間変化は、図 2.3.8 に示してある。 $t = 10^{10}$ 年において、速度分散を較べてみると、モデル 7 と 8 ではそれほど大きな差は生じていない (図 2.3.6)。しかし、ドリフト速度に関しては、モデル 7 ではモデル 8 の場合の 1/3 程度になっている (図 2.3.6)。前にも述べたように、恒星系のドリフトが巨大分子雲系からの力学的摩擦によって引

き起こされていることを考えると、円盤の厚さを無限に薄いとした場合と $\sigma_z \sim 100$ pc とした場合では、力学的摩擦の大きさは 3 倍ほど違うことが考えられる。しかし、何桁も違うというほどではないようである。

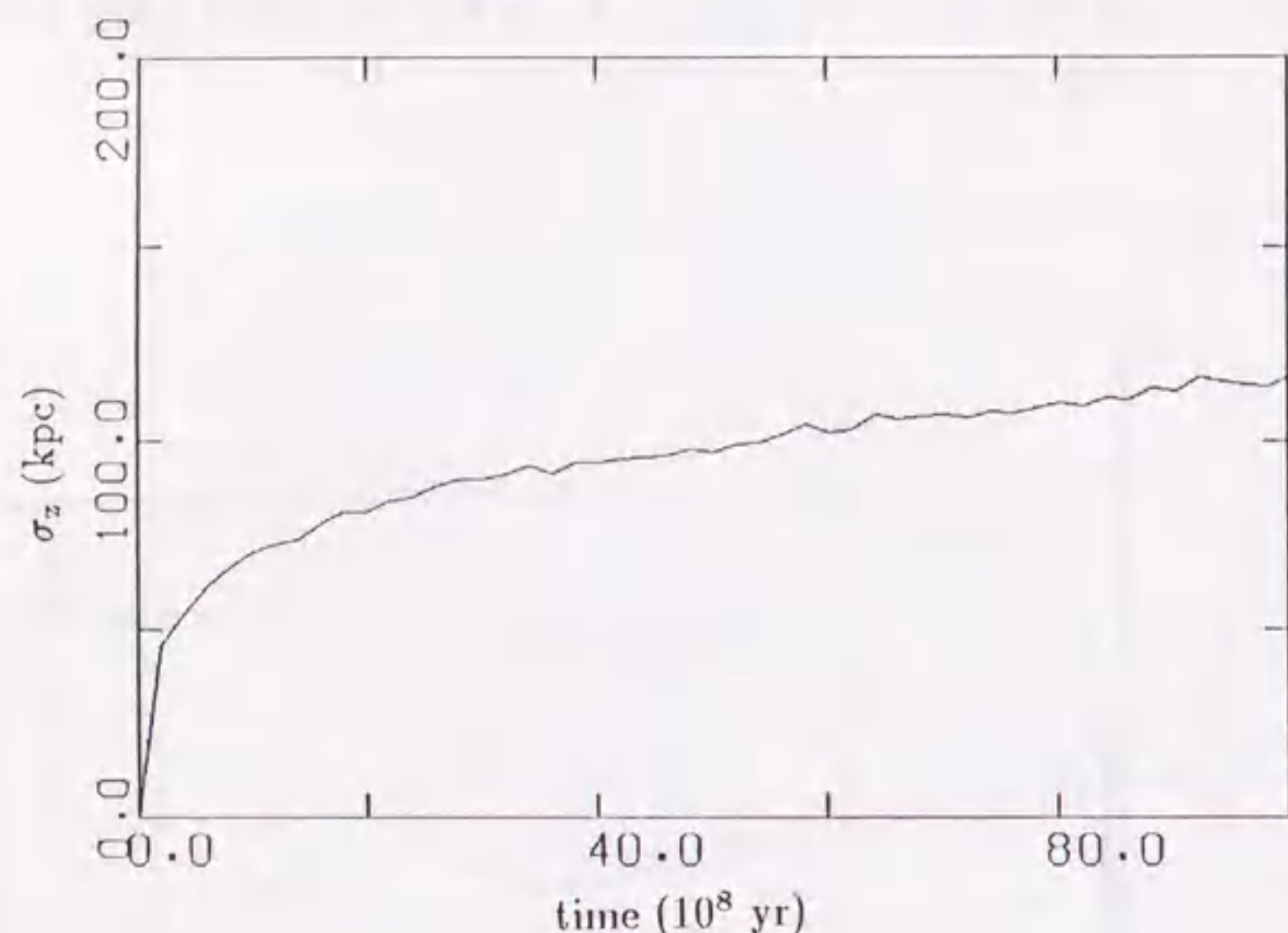


図 2.3.8 空間的分散 σ_z の時間変化

以上のことを簡単にまとめると、恒星系の平均のドリフト速度は、巨大分子雲系の個々の質量、分布の仕方、および銀河円盤の厚さに強く依存するが、速度分散の方はこれらの要素にそれほど依存しない、ということになる。

次に、モデルをより現実的なものにするために、巨大分子雲系の無秩序運動が生じる重力場のゆらぎに加えて、渦状密度波が生成するゆらぎを導入して、円盤恒星系の運動に及ぼす効果を調べることにする。渦状密度波のポテンシャル U_2 は bisymmetric であり、

$$U_2(r, \theta, z, t) = A \cos X \exp[-k_0|z|]; \quad (2.3.1)$$

$$X = 2[\theta - \Omega_p t + F(r)]; \quad F(r) = \cot i \ln\left(\frac{r}{r_s}\right),$$

で与えられるとする。ここで、 t は時間を表わし、 r_s ($=10$ kpc) は銀河中心から太陽までの距離、 Ω_p ($=2\Omega_s/3$) は渦状パターン回転角速度、 Ω_s は $r=r_s, z=0$ における

銀河の回転角速度であるとする。渦状密度波の振幅 A 、傾き角 i ($=10^\circ$)、および波数 k_0 ($=1 \text{ kpc}^{-1}$) は定数であるとする。以下の計算では、 $r=r_s, z=0$ において、 U_2 による力が U_0 による力の 0.1 倍になるように A の値をとるものとする。モデル 9 および 10 では、渦状密度波の効果を考慮してあり、モデル・パラメータは表 2.3.1 にまとめられている。

モデル 9 では、重力場にゆらぎを生じさせているのは渦状密度波だけであるが、モデル 4 では、リング状に分布している巨大分子雲系だけがゆらぎを生成している。この 2 つのモデルにおいて、恒星系はいずれの場合も銀河中心に向かってわずかにドリフトしており、 10^{10} 年間の平均の変位量は、どちらもほぼ等しく 0.17 kpc である。一方、モデル 10 では、巨大分子雲系と渦状密度波の両者によるゆらぎを考慮している。この場合も、恒星系は銀河中心に向かってドリフトしているが、 10^{10} 年間の平均変位量は 1.7 kpc であり、モデル 9 と 4 における変位量の単純な和の 5 倍にも達している。このように、恒星系のドリフトに関しては、巨大分子雲系と渦状密度波が別々に作用している場合に較べると、両者が同時に作用している場合は、その効果が著しく増加することがわかる。巨大分子雲系だけが恒星系の運動をかき乱している場合と比較して、渦状密度波によるゆらぎも同時に存在する場合は、恒星系の運動はより大きくかき乱される。そのために、恒星の epicyclic 運動の振幅はそれだけ大きくなって、巨大分子雲系の高密度領域を頻繁に通過するようになる。その結果、恒星系は巨大分子雲系から大きな力学的摩擦を受けることになり、そのために恒星系のドリフト速度は急激に大きくなるのである。恒星系の速度分散に及ぼす効果をみると、モデル 10 では $t = 10^{10}$ 年において $\sigma_t = 43 \text{ km s}^{-1}$ となっている。この値は、モデル 9 における 37.5 km s^{-1} とモデル 4 における 27.5 km s^{-1} をエネルギーに換算した和よりもわずかに小さくなっており、速度分散の方にはドリフト速度にみられたような相乗効果は生じていない。

2.3.2 円盤恒星系のドリフト速度

前節では、銀河面に一様に分布している巨大分子雲系が、円盤恒星系を散乱すると、散乱された恒星系は、平均すると銀河の外側に向かってゆっくりとドリフトすることを示した。ここでは、そのドリフト速度が銀河中心からの距離によってどのように変化するかを調べる。そのために、モデル 6 において r_0 の値を 3, 5, 10, 15 kpc と設定して、 10^{10} 年間における恒星系の平均変位量 $\langle \Delta r \rangle$ を求めた (図 2.3.9)。

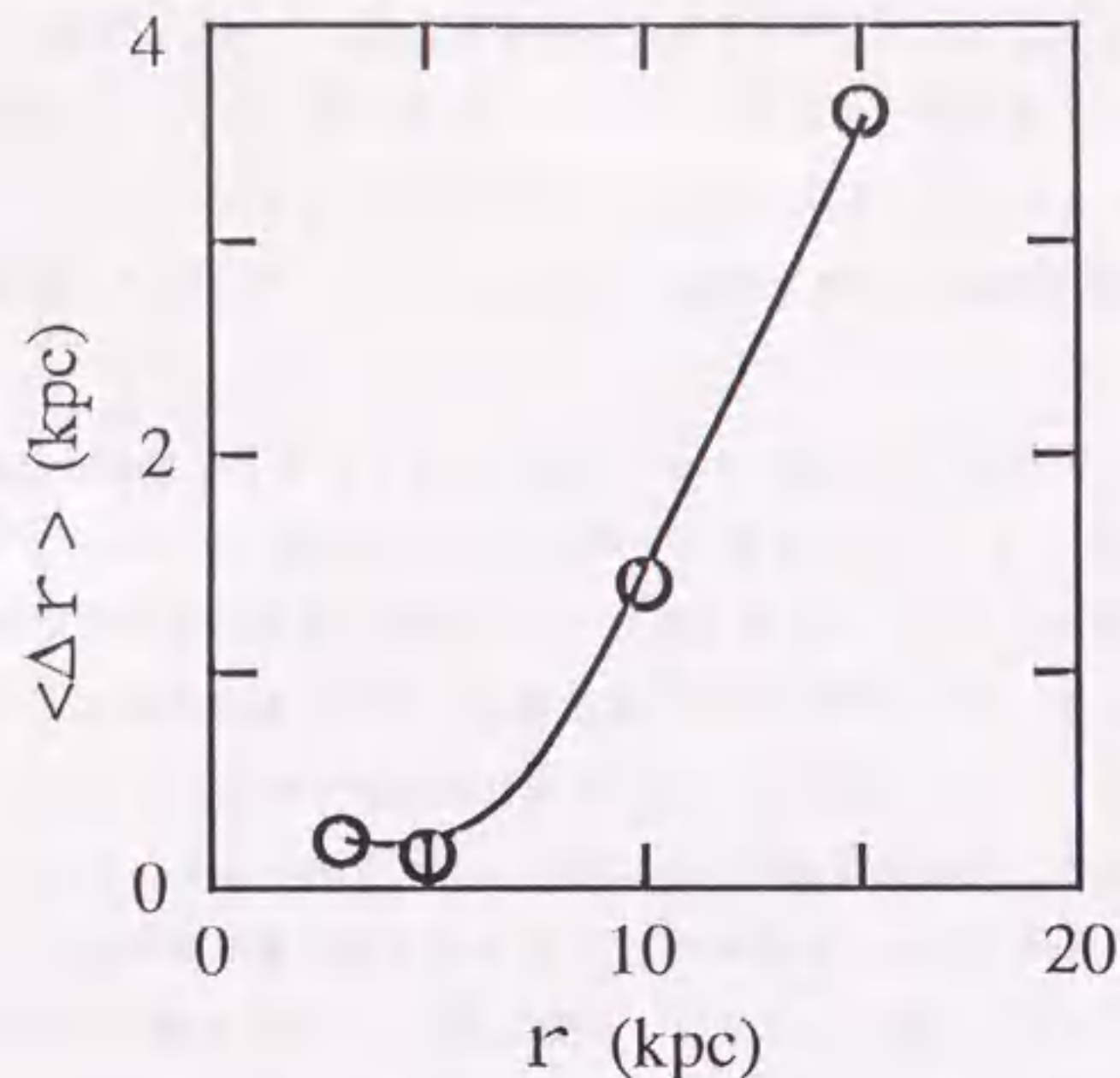


図 2.3.9 銀河中心からの距離の関数としての 10^{10} 年間の円盤恒星系の平均変位量

図からわかるように、円盤恒星系のドリフト速度は $r_0 \sim 5$ kpc で最小となっているが、銀河の外側に行くにつれて急激に増加している。このことは、恒星系は、銀河面に一様に分布している巨大分子雲系との重力相互作用の結果、エネルギーと角運動量を獲得することを意味している。見方をかえると、巨大分子雲系は、エネルギーと角運動量を失い銀河中心に向かって落下することを意味する。その落下速度は、銀河の外側ほど大きい、銀河中心に近づくにつれて急激に減少し、 $r_0 \sim 5$ kpc で最小になるはずである。以上のことから、巨大分子雲系の銀河面上での分布について次のことがいえる。はじめ、銀河円盤上に一様に分布していた巨大分子雲系は、円盤恒星系による力学的摩擦を受けてエネルギーと角運動量を失い、銀河中心に向かってゆっくりと落下する。その落下速度は $r_0 \sim 5$ kpc で最小となるので、銀河の外側から落下してきた巨大分子雲系は $r_0 \sim 5$ kpc の領域に集積してリングを形成する。最終的には、巨大分子雲系は、その領域をゆっくりと通過した後、銀河中心に落ち込むものと思われる。円盤恒星系全体の質量は巨大分子雲系の約 20 倍であることを考えると、リング形成に要する time scale は、だいたい $\sim 10^9$ yr であろうと推定される。巨大分子雲

系の、このような進化に関しては、第 3 章で詳しく議論する。

2.3.3 速度楕円体の Vertex Deviation

我々の銀河系の重力ポテンシャルが、軸対称で時間に依存しないならば、円盤恒星系の速度楕円体の主軸は、銀河中心を向かなければならないことは明らかである (vertex deviation)。しかし、太陽系近傍の恒星系の観測によると、その主軸は銀河中心からずれた方向を向いており、そのずれの角度は速度分散の小さい若い恒星系ほど大きい、古くて速度分散の大きい恒星系ほどずれの角度は小さくなっている (see Mihalas and Binney 1981)。Kato (1968, 1970) は、恒星系をガスとして取り扱い、そのガスが銀河の動径方向に圧縮されるか、あるいは銀河回転方向に膨張させられれば、観測で得られたような vertex deviation は説明できることを示した。Mayor (1970, 1972) は、銀河円盤上を伝播する渦状密度波は、Kato (1968, 1970) が示唆したように星のガスを圧縮あるいは膨張させる性質をもっていることを示し、vertex deviation の観測結果を説明した。しかしながら、実際には我々の銀河円盤には巨大分子雲が多数存在し、恒星系の運動を絶えずかき乱しているため、渦状密度波が生成した vertex deviation をかき消してしまう恐れがある。この節では、モデル 10 を使って vertex deviation を求め、観測との比較から巨大分子雲の質量の許容範囲を求める。

最初、銀河中心の周りに半径 10 kpc の円軌道上を銀河回転していた 5000 個の test stars は、リング分布している巨大分子雲系と渦状密度波によって運動をかき乱され、銀河の広い範囲に拡散していくが、全体として見るとリングに向かってドリフトし、渦状腕に沿って密に分布するようになる。図 2.3.10 と 2.3.11 は、それぞれ、 $t = 10^{10}$ 年における test stars の銀河平面上および $r-z$ 面上での分布を示している。円盤恒星系の速度楕円体の vertex deviation は、恒星系が渦状密度波に対してどの位置に存在しているかによって異なった値をとる。観測と最もよく一致するのは、恒星系が渦状密度波の凹側 (concave side) に位置している場合である。図 2.3.12 は、式 (2.3.1) に含まれる渦状密度波の位相 X が、 $5\pi/4 \leq X \leq 7\pi/4$ で与えられる領域内に存在する恒星系の vertex deviation を σ_u の関数として示したものである。図の丸印は計算結果であり、また観測結果 (Mayor 1972) は十字印で示してある。恒星系の r 方向の速度分散 σ_u が、 $23.6 \leq \sigma_u \leq 31.3$ km s $^{-1}$ の範囲にあるときに、計算結果と観測結果がよく一致している。恒星系の $\sigma_u - \sigma_v - \sigma_w$ 空間における分布の形状が楕円体になるのは、 σ_u

がこの範囲内にあるときだけであり、 $\sigma_u \leq 23.6 \text{ km s}^{-1}$ のときには楕円体とは著しく異なった形状となるので vertex deviation を求めることはできなかった。また、 $\sigma_u = 31.3 \text{ km s}^{-1}$ は、モデル 10 で 10^{10} 年間に達成できる最大値である。モデル 10 では、巨大分子雲の質量を $M_m = 2 \times 10^6 M_\odot$ と仮定したが、この値をもっと大きくすると vertex deviation はかき消されてしまい、観測を説明することは不可能である。したがって、巨大分子雲の平均質量は $2 \times 10^6 M_\odot$ 以下であると思われる。

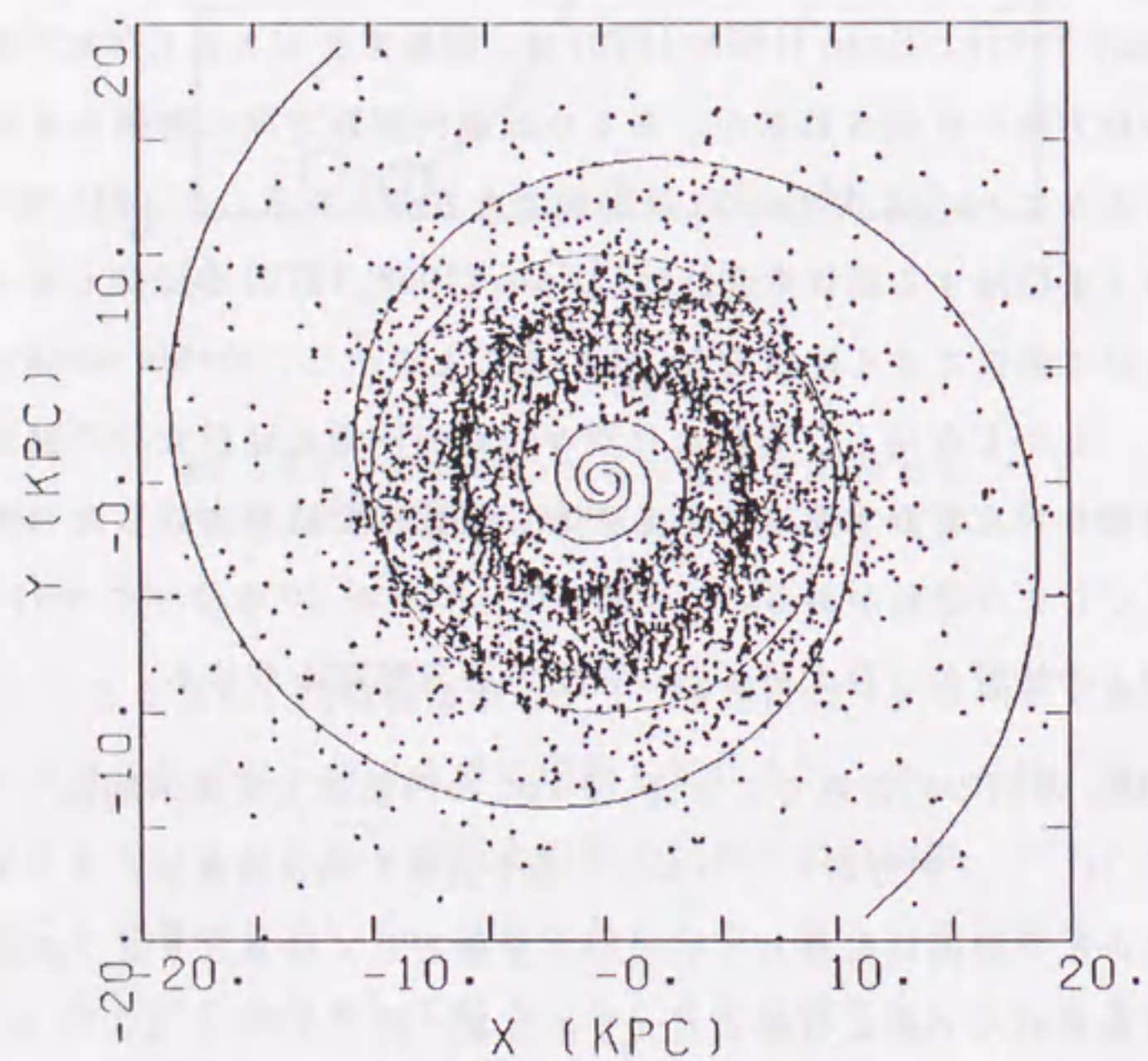


図 2.3.10 $t = 10^{10}$ 年における test stars の銀河平面上での分布

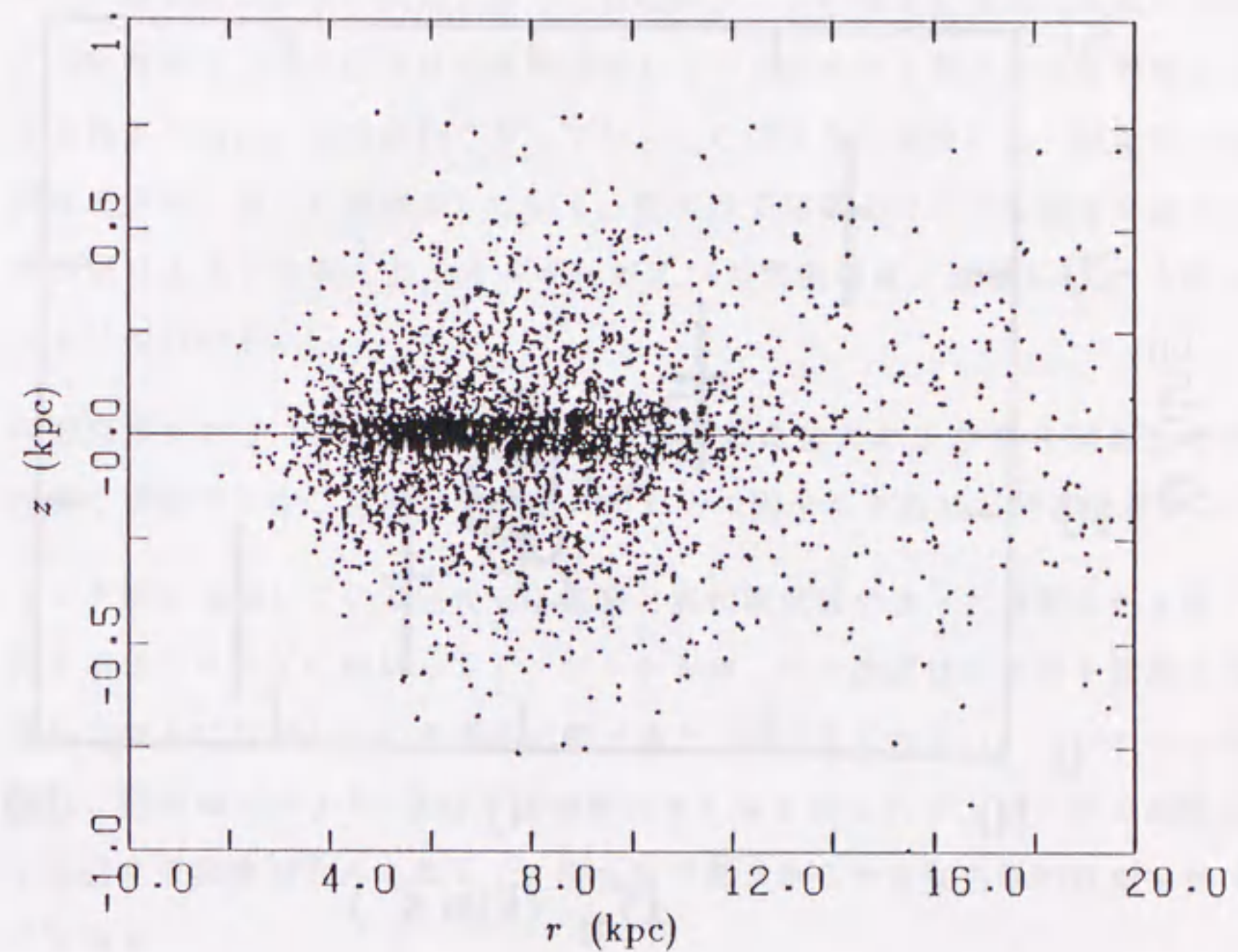


図 2.3.11 $t = 10^{10}$ 年における test stars の r - z 面上での分布

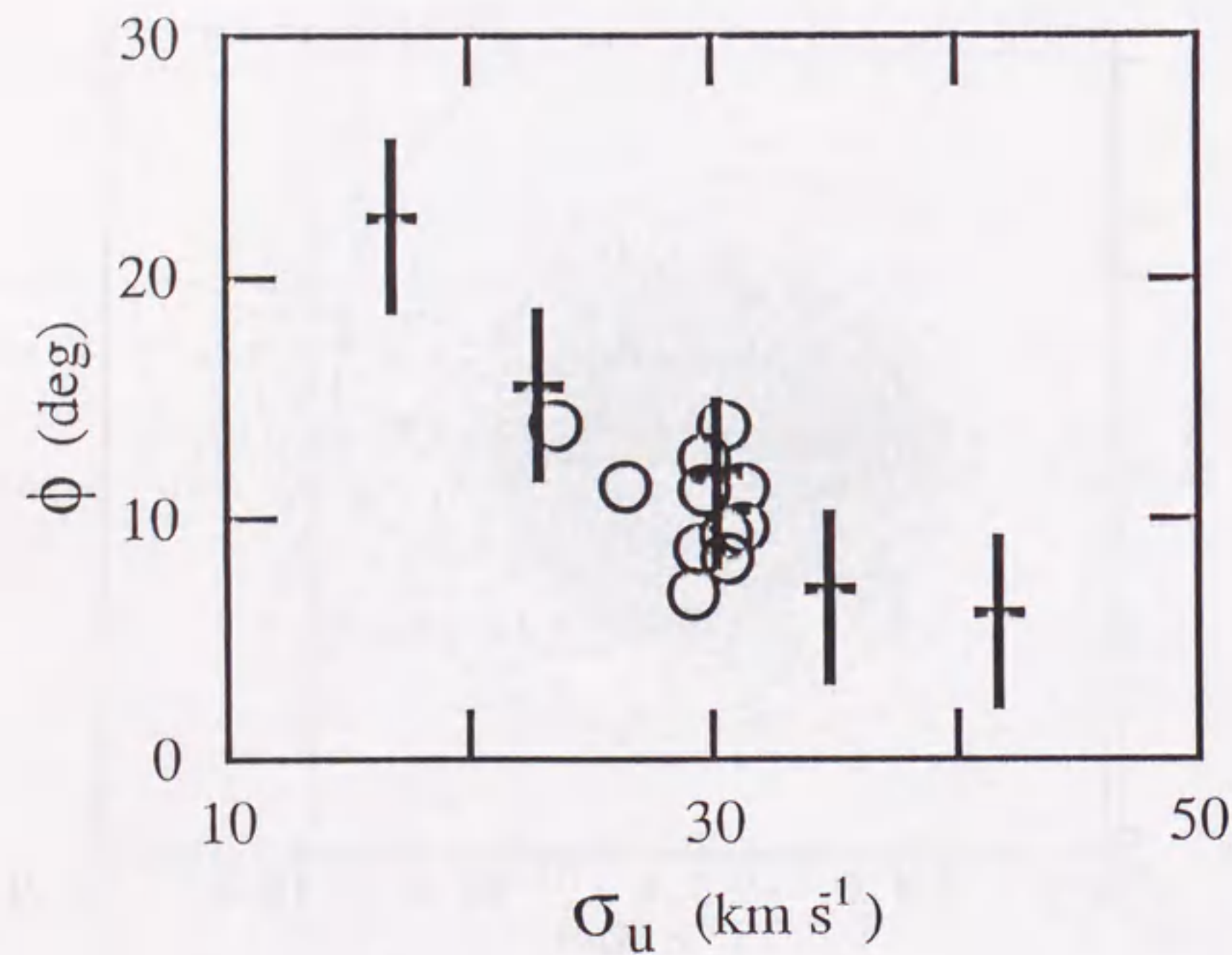


図 2.3.12 速度楕円体の Vertex Deviation

2.4 まとめと Discussion

この章では、巨大分子雲系の無秩序運動と渦状密度波の伝播が生じる重力場のゆらぎを考慮した我々の銀河系の 3 次元モデルを使って、円盤恒星系の力学的進化を数値的に調べ、以下のことを明らかにした。

- (1) 円盤恒星系の速度分散は、はじめは 10^9 年の time scale で急激に大きくなるが、その増加率はしだいに減少していく。巨大分子雲系がリング状に分布しているときに、離心率の大きな軌道をもった恒星がリングの高密度領域を頻繁に通過するようになると、その恒星はほぼ円運動している巨大分子雲系に力学的摩擦で引きずられるために、軌道は円くなっていく。このような場合には、恒星系の速度分散は最大値に達した後減少していく。巨大分子雲系との力学的摩擦を通じて恒星系が獲得あるいは失ったエネルギーおよび角運動量は、恒星系の r 方向のドリフトに使われる。
- (2) 円盤恒星系のドリフト速度は、巨大分子雲系の分布の仕方や 1 個あたりの質量に強く依存するが、速度分散の方はこれらの因子にそれほど依存しない。
- (3) リング状に分布している巨大分子雲系と渦状密度波によって運動をかき乱された恒星系は、リングに向かってドリフトするが、その速度は巨大分子雲系と渦状密度波が個々に作用している場合に較べると 10 倍ほど大きい。このような相乗効果は、恒星の epicyclic 運動の振幅が大きくなるにつれて、リングの高密度領域を通過する頻度が大きくなって、巨大分子雲系から大きな力学的摩擦を受けるためである。
- (4) 巨大分子雲系が銀河円盤上にリング状に分布しているときには、恒星系は銀河の外側にドリフトしていくが、その速度は銀河中心から $r \sim 5$ kpc のところで最も小さく、そこから銀河の外側に行くにつれて急激に大きくなる。
- (5) 円盤恒星系の速度分散は、 $t = 10^{10}$ 年のとき最大 $\sigma_t \sim 40$ km s⁻¹ となっているが、この値は観測値の最大値 ~ 80 km s⁻¹ の半分でしかない。(1) および (2) の結果からわかるように、巨大分子雲の質量および個数を増やしたとしても、それに伴って力学的摩擦も大きくなるために、恒星系の速度分散を観測値まで上げることは不可能である。

(6) 巨大分子雲系の運動を (4) および (2) の結果から推定すると、恒星系からの力学的摩擦を受けた巨大分子雲系は、エネルギーおよび角運動量を失い、螺旋運動をしながら銀河中心に向かってゆっくりと落下していく。その際、落下速度は銀河中心から $r \sim 5$ kpc のところで最小となるので、巨大分子雲はいったんそこに蓄積してリングを形成する。恒星系の全質量は巨大分子雲系のその 20 倍ほどであるとすると、リング形成に要する time scale は $\sim 10^9$ yr であると推定される。

銀河円盤上の巨大分子雲系および渦状密度波による擾乱では、若い恒星系の速度分散の年齢依存性は説明できるが、古い恒星系に関しては説明できないことが分かった。それで、Lacey and Ostriker (1985) と Ipser and Semenzato (1985) は、銀河ハローに存在すると考えられている見えない質量は、1 個で $10^6 M_{\odot}$ 程度の質量をもった多数の大質量 black holes から成っていると考え、古い恒星系の速度分散の年齢依存性を説明した。しかし、この説には以下のような問題点が含まれている。(1) gravitational slingshot mechanism が有効でないとすると、銀河中心から ~ 2 kpc 以内にある black holes は、力学的摩擦によって銀河中心に落ち込んでしまう。そのために、中心核は質量過剰となり観測と合わなくなる。(2) 観測によると、遠方から銀河中心に近づくとつれて、中心から ~ 0.1 pc のところまでは星の密度は増加している。しかし、上記のような中心核においては ~ 10 pc 以内の星は消失してしまうので観測と矛盾する。(3) $10^6 M_{\odot}$ の single black holes は銀河円盤を通過する際に、ガスが降着して光度過剰となるために観測と矛盾する。

大質量 black holes 説に付随する問題点を解消するために、Carr and Lacey (1987) は、多数の小質量天体が集まってできた clusters が銀河ハローにたくさん存在すれば問題は解決するとした。彼らが考えた cluster は、一個の全質量が $10^6 M_{\odot}$ 程度であり、その中心核の大きさは 1 pc 程度で、それを構成している成分は $10 M_{\odot}$ 以下の black holes または $0.1 M_{\odot}$ 以下の “Jupiters” であればよいとした。このモデルには、(a) 円盤恒星系の速度分散の年齢依存性が説明できることや、(b) 円盤恒星系の high-velocity tail が説明できること、(c) clusters は力学的摩擦によって銀河中心に落ち込む前に衝突や潮汐力によって壊れてしまうので、銀河中心核の質量が過剰になるという問題は生じないこと、および、(d) clusters が銀河円盤を通過する際にガスが降着しても光度過剰にならないという利点がある。しかし、clusters の中心核の半径は 1 pc に非常に近い値でなければならないという大きな制限がある。

銀河円盤に存在する渦状腕は物質密度波であるという説が優勢的であるが、Barbanis and Woltjer (1967) は、その密度が $2-3 \times 10^9$ 年前には現在の 3 倍程大きかったならば、あるいは現在の密度で $2-3 \times 10^8$ 年ごとに生成消滅が起こっているとすれば、恒星系の速度分散の年齢依存性は説明できると主張している。円盤銀河についての数値 simulations はこれまでに数多くなされているが、それによると渦状腕の寿命は短命であり 2 本またはそれ以上の数の腕が生成消滅を繰り返している (Hockney and Brownrigg 1974; Sellwood and James 1979)。Carlberg and Sellwood (1985) は、銀河の回転周期よりも短命な渦状腕を考えれば恒星系の速度分散の年齢依存性は説明できると主張している。

第 3 章 巨大分子雲系の力学的進化

3.1 はじめに

我々の銀河円盤には恒星系の全質量の $\sim 5\%$ に相当する量の分子ガスが存在しているが、そのほとんどは塊って分子雲を形成している。分子雲の大部分の質量は一個あたり $10^5 M_\odot$ 以上の質量をもった巨大分子雲が占めており、それより軽い分子雲は数多いが質量に換算すると全体に占める割合はごくわずかである (Solomon, Sanders, and Scoville 1979; Stark 1979; Liszt, Xiang, and Burton 1981; Sanders, Scoville, and Solomon 1985)。図 3.1.1 は 80 個の分子雲から成るサンプルに対して、質量の単位対数あたりに含まれる質量比 $g(M_m)$ を表わしている。分布関数は $g(M_m) \propto M_m^{0.42}$ で近似されることから、分子雲の質量の大部分は最も重い分子雲が占めていることがわかる。銀河中心から 2–10 kpc の銀河円盤に存在する巨大分子雲系の全質量は $3 \times 10^9 M_\odot$ であるが、その内の 85% は直径が 22 pc 以上で質量が $10^5 M_\odot$ 以上の約 6000 個の巨大分子雲が占めている (Sanders, Scoville, and Solomon 1985)。

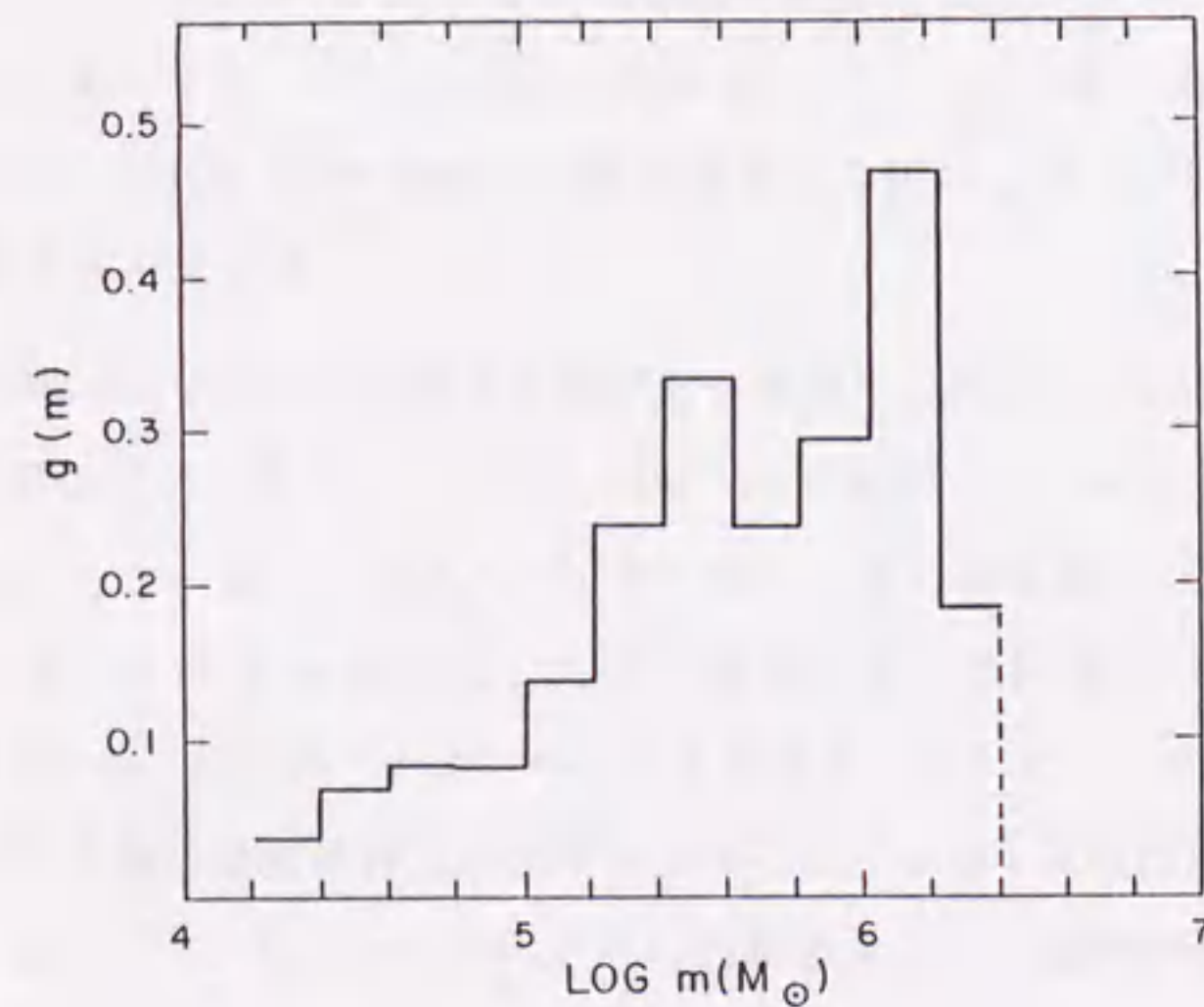


図 3.1.1 巨大分子雲系の質量分布
(Sanders, Scoville, and Solomon 1985)

また、巨大分子雲系は図 3.1.2 に示したように銀河中心から 4–8 kpc の領域にリング状に分布している。その分布の様子は、内側の端では銀河中心からの距離とともに急激に増加するが、外側の端ではゆっくりと減少しており (Gordon and Burton 1976; Sanders, Scoville, and Solomon 1985)、CO ガスと H_2 ガスの分布の peak は、銀河中心から 5.8 kpc のところにある。銀河中心から 5 kpc より外側では、ガス密度の全質量密度に対する割合は場所によらず 4% である (Gordon and Burton 1976)。

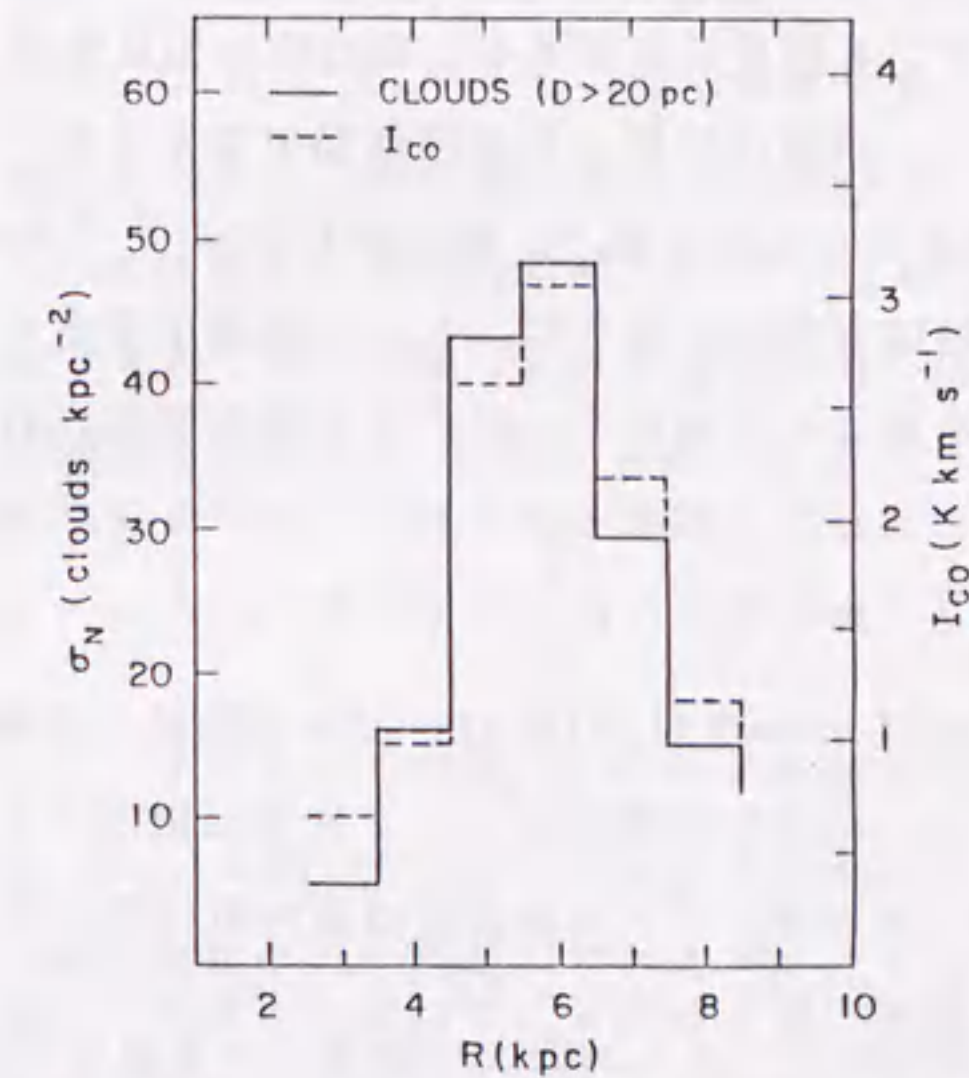


図 3.1.2 巨大分子雲系の銀河面における動径方向の分布
(Sanders, Scoville, and Solomon 1985)

上記のような性質をもつ巨大分子雲系のリング状分布がどのような機構によって形成されたかを理解するために、Icke (1979)、Fukunaga (1983, 1984, 1986)、Fukunaga and Tosa (1989) は粘性による分子ガス間の角運動量輸送を調べた。銀河中心の周りの回転角速度にずれがあるところでは、粘性によって角運動量の再配分が行われるために、一部のガスは角運動量を獲得して銀河の外側に向かってゆっくりと上昇していくが、角運動量を失ったガスは銀河中心に向かってゆっくりと落下していく。しかし、回転速度が銀河中心からの距離に比例するような領域に達すると、そこでは回転角速度にずれがないので角運動量の再配分は行われず、ガスの落下は止まりそこに分子ガス

のリングが形成される、というのが彼らの説である。ところが、我々の銀河系においては、このような微分回転から剛体回転へ移り変わる点は、銀河中心から 0.5 kpc のところにあるので、観測で見つかった 6 kpc リングとは位置的に大きくずれている。また、リングの成長度を表わすガス密度の最大値と最小値の比を求めると、観測されたリングでは ~ 4 であるのに対して、彼らのモデル計算では、高々 ~ 1.5 であり、観測値には程遠い値となっている。

Jog and Solomon (1984) は、ガスのリング分布形成の機構を解明するために、銀河円盤を構成している恒星系とガスを、重力的に相互作用している等温度の 2 流体系として取り扱った。円盤は回転と無秩序運動で支えられているとして、線形摂動理論に基づいて 2 流体の安定性を調べ、銀河中心から 5-7 kpc の領域は最も不安定であるらしいという結論を得た。彼らは、その 2 流体不安定性によってガスが集積すると、重力的不安定を起こして収縮し、巨大分子雲が形成されると考えた。しかし、このような不安定性によって、観測で得られたようなリングが、銀河年齢より短い時間内に形成されるかどうかは明らかにされていない。

Sil'chenko and Lipunov (1987b) は、ガスの粘性と円盤恒星系からの力学的摩擦の両者を考慮すれば、巨大分子雲系のリング分布は説明できると主張している。しかし、彼らの得たリングでは、ガスの面密度の最大値は最小値よりわずかに 3 割程度しか増えておらず、観測で得られたリングに比べるとかなり貧弱である。また、リングの位置に関しても、なぜ銀河中心から ~ 6 kpc のところに形成されねばならないのかという説明はなされていない。

2.3.2 節で述べたように、円盤恒星系の平均的な運動から巨大分子雲系の力学的進化を間接的に推定すると、巨大分子雲系は、恒星系からの力学的摩擦を受けてエネルギーと角運動量を失い、銀河中心から ~ 5 kpc のところにリングを形成し、最終的には銀河中心に落下することが期待される。この章では、巨大分子雲の運動そのものを直接求め、実際に、5 kpc リングが形成されること、及び、そこから銀河中心に落下することを示す。

3.2 力学的摩擦

Chandrasekhar (1943) は、球状星団のようにお互いに重力的に相互作用している多数の恒星から成る系を考え、その中を運動している恒星は、他の多数の恒星から

無秩序な重力的摂動を受け、その結果として力学的摩擦 (dynamical friction) が生じ、運動方向に減速されることをはじめて明らかにした。彼は、恒星同士の衝突に対して質点の 2 体衝突近似を用い、力学的摩擦係数 η は、

$$\eta = 4\pi m_1(m_1 + m_2) \frac{G^2}{v^3} \ln \left[\frac{D_0 |\mathbf{u}|^2}{G(m_1 + m_2)} \right] \int_0^v N(v_1) dv_1, \quad (3.2.1)$$

で与えられることを示した。ここで、 m_1 と m_2 は、それぞれ field star と着目している恒星の質量であり、 G は重力定数、 D_0 は恒星間の平均距離、 $|\mathbf{u}|^2$ は恒星系の速度の 2 乗平均、 $N(v_1)dv_1$ は v_1 と $v_1 + dv_1$ の間の速度をもつ field stars の個数、 v は考えている恒星の速度である。力学的摩擦係数 η を使えば、速度 \mathbf{v} で運動している恒星の単位質量あたりに作用する力学的摩擦力は $\mathbf{F} = -\eta\mathbf{v}$ で与えられる。力学的摩擦係数 η と 1.3.3 節で考えた緩和時間 T_E との関係を見るために、運動方程式 $dv/dt = -\eta v$ において左辺を $dv/dt \sim -v/T_E$ と置くと、

$$\eta \sim \frac{1}{T_E}, \quad (3.2.2)$$

が得られる。したがって、 η の主な力学量 N, v, m への依存性がなぜ式 (3.2.1) のようになるかについては、式 (1.3.5) または (1.3.6) との比較から大ざっぱに理解することができる。しかし、無秩序な重力的摂動がどのようにして力学的摩擦を生じるかを Chandrasekhar (1943) の仕事から直観的に理解することは困難である。

Mulder (1983) は、大きさのある物体の運動が引き起こす field particles の密度分布の変化を求め、それによる力学的摩擦を調べた。図 3.2.1 は、物体が左方から右方へ向かって運動した場合の field particles の相対密度変化の分布を表わしている。運動している物体によって軌道を曲げられた field particles の密度は、物体の前方よりも後方において増えていることがわかる。このように field particles の密度は、常に運動物体の後方において大となるために、物体は絶えず後方に重力的に引っ張られて運動方向に減速されるのである。

この節では、Mulder (1983) とは異なる観点から力学的摩擦の発生機構について議論する。簡単のために、運動は 2 次元平面上で行われるものと仮定し、運動している test particle と他の一様に無秩序運動している field particles との衝突は、統計的に見ると非等方的に行われ、その結果として力学的摩擦が生じることを示す。

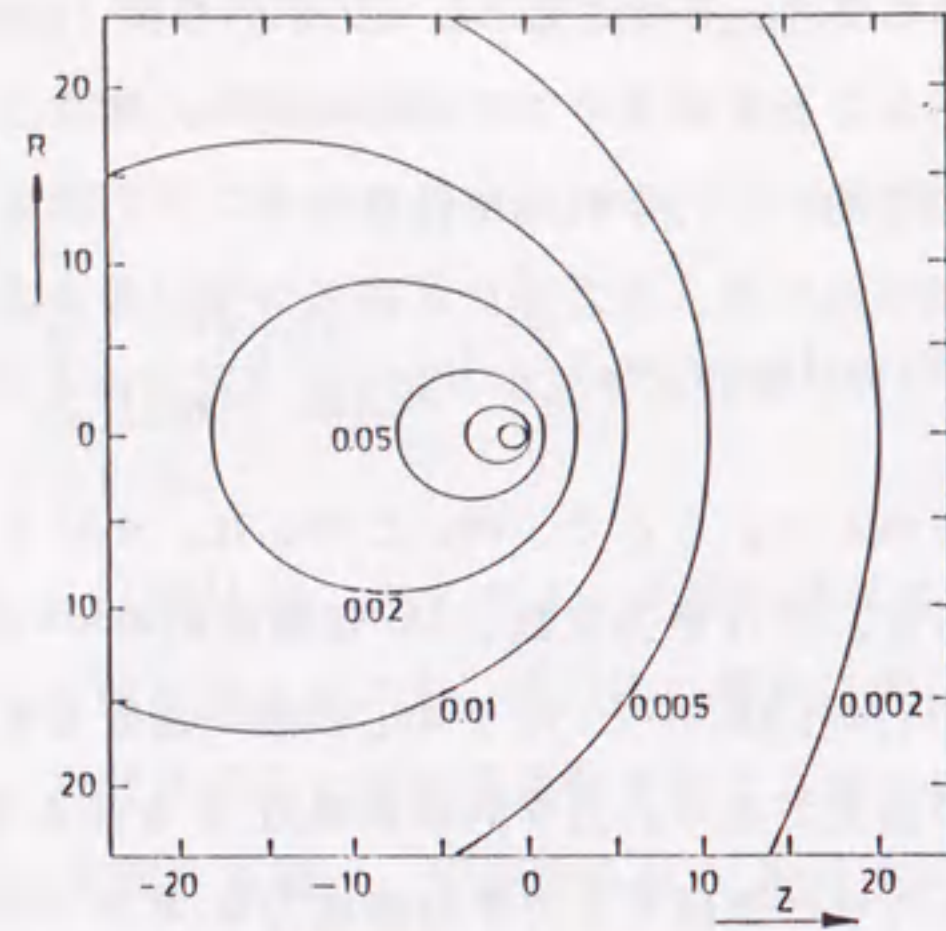


図 3.2.1 運動物体による field particles の相対密度変化の分布 (Mulder 1983)

3.2.1 力学的摩擦の発生機構

2次元平面上で互いに重力的に相互作用しながら運動している2つの質点を考え、それらの質量、位置、および速度を、それぞれ $(m_1, \mathbf{r}_1, \mathbf{v}_1)$ および $(m_2, \mathbf{r}_2, \mathbf{v}_2)$ とする。一般性を失うことなく、衝突直前において質点 m_2 は極座標 (r, θ) の原点に位置し $\theta = 0$ の方向に速さ v_{20} で運動していたと仮定することができる。極座標と原点を共有し $\theta = 0$ の方向を x 軸とする直交座標 (x, y) を採用すると、この時の質点 m_2 の位置ベクトル \mathbf{r}_{20} および速度ベクトル \mathbf{v}_{20} は、それぞれ、

$$\mathbf{r}_{20} = (0, 0); \quad \mathbf{v}_{20} = (v_{20}, 0), \quad (3.2.3)$$

で与えられる。中心が質点 m_2 とともに動く半径 D の円を考え、質点 m_1 はその円周上の $\theta = \theta_0$ の方向から速度 \mathbf{v}_{10} をもってその円内に入射してくるものとする。速度ベクトル \mathbf{v}_{10} の大きさを v_{10} とし、 x 軸となす角を ϕ_0 とすると、この時の位置ベクトル \mathbf{r}_{10} および速度ベクトル \mathbf{v}_{10} は (x, y) 成分で表わすと、

$$\mathbf{r}_{10} = (D \cos \theta_0, D \sin \theta_0); \quad \mathbf{v}_{10} = (v_{10} \cos \phi_0, v_{10} \sin \phi_0), \quad (3.2.4)$$

とかける。2つの粒子は、質点 m_1 がその円内にいる間だけ互いに重力的に相互作用し、円外にでた時点でこの衝突は完了したものとみなす (図 3.2.2)。

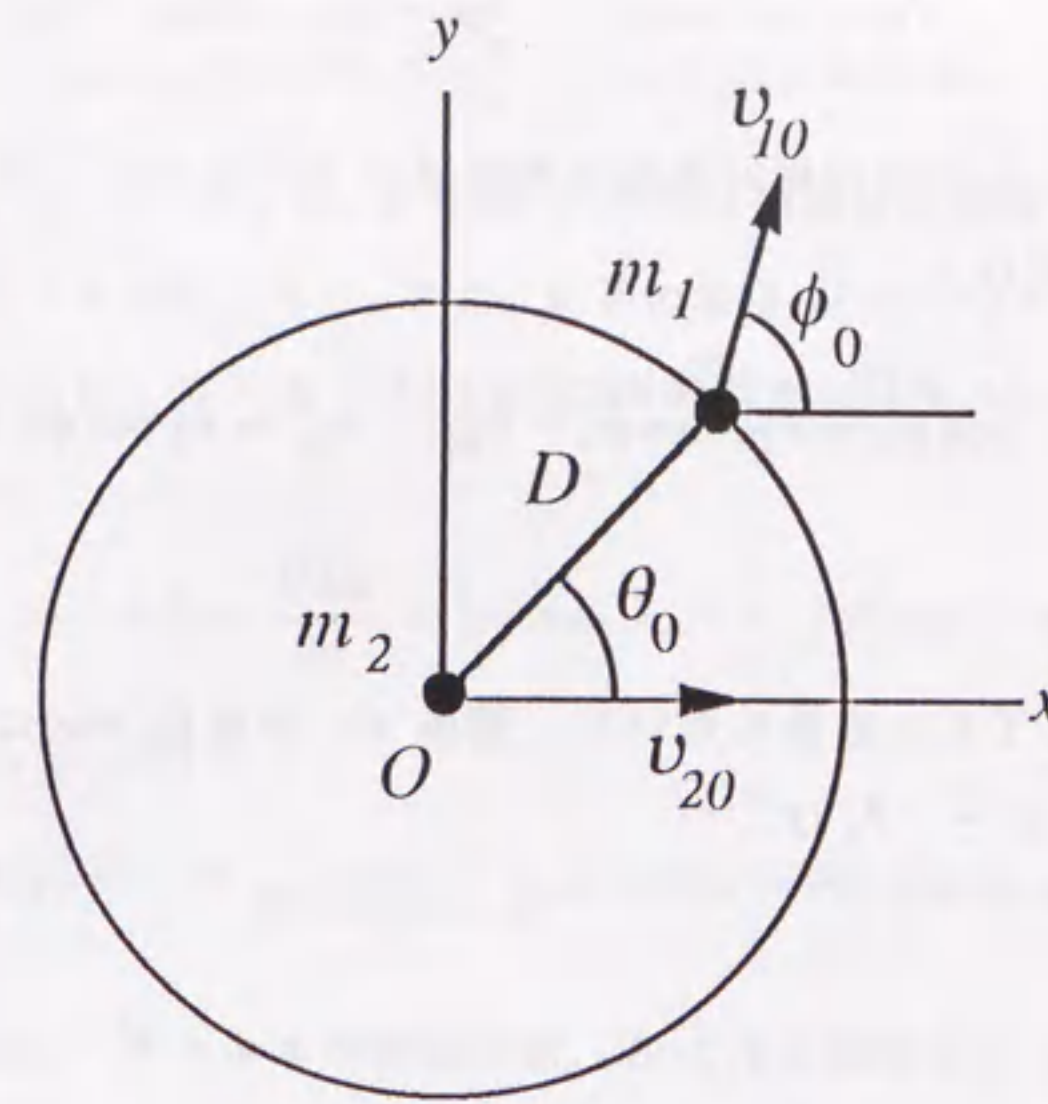


図 3.2.2 test particle m_2 と典型的な field particle m_1 の衝突

質点 m_2 に相対的な質点 m_1 の運動方程式を極座標 (r, θ) で表わすと、

$$\ddot{r} = r\dot{\theta}^2 - \frac{\lambda}{r^2}; \quad \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = 0, \quad (3.2.5)$$

とかける。ここで、 $\lambda = G(m_1 + m_2)$ である。方程式 (3.2.5) の一般解は、

$$r = [\beta \cos(\theta - \alpha) + \frac{\lambda}{h^2}]^{-1}; \quad r^2\dot{\theta} = h, \quad (3.2.6)$$

とかける。ここで、 h 、 α および β は、初期条件 (3.2.3) および (3.2.4) で決まる積分定数であり、それぞれ、

$$h = D[v_{10} \sin(\phi_0 - \theta_0) + v_{20} \sin \theta_0];$$

$$\beta \sin \delta = -\frac{\dot{r}_0}{h}; \quad \beta \cos \delta = \frac{1}{D} - \frac{\lambda}{h^2}, \quad (3.2.7)$$

で与えられる。ここで、 $\delta = \alpha - \theta_0$ であり、衝突直前における相対運動の動径方向の速度 \dot{r}_0 および角速度 $\dot{\theta}_0$ は、それぞれ、

$$\dot{r}_0 = v_{10} \cos(\phi_0 - \theta_0) - v_{20} \cos \theta_0; \quad \dot{\theta}_0 = \frac{h}{D^2}, \quad (3.2.8)$$

で与えられる。この時の相対速度を極座標で $\mathbf{v}_0(v_0, \psi_0)$ と表わすと、その x および y 成分は、それぞれ、

$$v_{0x} = v_0 \cos \psi_0 = v_{10} \cos \phi_0 - v_{20}; \quad v_{0y} = v_0 \sin \psi_0 = v_{10} \sin \phi_0, \quad (3.2.9)$$

で与えられる。

衝突が完了した直後において、質点 m_1 の質点 m_2 に相対的な座標を極座標で (D, θ_e) と表わすと、 θ_e は、

$$\theta_e = \theta_0 + 2\delta, \quad (3.2.10)$$

で与えられることが容易にわかる。相対運動のエネルギーと角運動量の保存則から、衝突直後の動径方向の速度と角速度は、それぞれ、

$$\dot{r}_e = -\dot{r}_0; \quad \dot{\theta}_e = \dot{\theta}_0, \quad (3.2.11)$$

で与えられる。従って、 (x, y) 座標に対する相対速度 $\mathbf{v}_e(v_{ex}, v_{ey})$ は、

$$v_{ex} = -\dot{r}_0 \cos \theta_e - \frac{h}{D} \sin \theta_e; \quad v_{ey} = -\dot{r}_0 \sin \theta_e + \frac{h}{D} \cos \theta_e, \quad (3.2.12)$$

で与えられる。

このような衝突の結果、質点 m_2 が受ける速度変化 $\Delta \mathbf{v}_2$ は、角運動量の保存則より、

$$\Delta \mathbf{v}_2 = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_0), \quad (3.2.13)$$

で与えられる。その x 成分は、

$$\Delta v_{2x} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} (\dot{r}_0 \cos \theta_e + \frac{h}{D} \sin \theta_e + v_{10} \cos \phi_0 - v_{20}), \quad (3.2.14)$$

で与えられる。

ここからは、質量 m_1 の多数の field particles と質量 m_2 の一つの test particle を考える。速度が $(v_{10}, \phi_0) - (v_{10} + dv_{10}, \phi_0 + d\phi_0)$ の範囲にある単位面積あたりの field particles の数は、

$$f(v_{10})v_{10}dv_{10}d\phi_0 = \frac{\Sigma_*}{2\pi} \delta(v_{10} - v_*) dv_{10}d\phi_0, \quad (3.2.15)$$

で与えられると仮定する。ここで、 Σ_* は field particles の個数面密度であり、 v_* は定数、そして δ は Dirac のデルタ関数である。また、前述の半径 D の円の内部に $\theta_0 - (\theta_0 + d\theta_0)$ の方向から単位時間に入射してくる field particles の数を $N(\theta_0, v_{10}, \phi_0)d\theta_0dv_{10}d\phi_0$ と表わす。ただし、 N は、

$$N(\theta_0, v_{10}, \phi_0) = \frac{D\Sigma_*}{2\pi} v_0 [-\cos(\psi_0 - \theta_0)] \delta(v_{10} - v_*), \quad (3.2.16)$$

であるとする。方程式 (3.2.9) から、

$$v_0 [-\cos(\psi_0 - \theta_0)] = -(v_{10} \cos \phi_0 - v_{20}) \cos \theta_0 - v_{10} \sin \phi_0 \sin \theta_0, \quad (3.2.17)$$

が得られる。

衝突数は正でなければならない。この条件は、field particles の相対速度 $\mathbf{v}_{10} - \mathbf{v}_{20}$ が円 D の内部を向いている場合に限って満たされることが、式 (3.2.16) と (3.2.17) からわかる。例えば、test particle の速度より小さい速度をもった field particles は、test particle に追突されることはあっても、決して追突することはあり得ない。前者では式 (3.2.16) の N は正となるが、後者では N は負になる。このようにして式 (3.2.16) と (3.2.17) から、運動している test particle は一様に無秩序な速度で運動している field particles と非等方的に衝突することがわかる (図 3.2.3)。以下においては、このような field particles との非等方的な衝突が、test particle が受ける力学的摩擦の原因となっていることを示す。

方程式 (3.2.14) と (3.2.16) を使えば、test particle が受ける力学的摩擦の係数 η は、

$$\eta = -\frac{1}{v_{20}} \iint \Delta v_{2x} N(\theta_0, v_{10}, \phi_0) d\theta_0 dv_{10} d\phi_0, \quad (3.2.18)$$

で与えられる。ここで積分は、 v_{10} に関しては $0 - \infty$ の範囲でおこなわれるものとし、 θ_0 と ϕ_0 に関しては $N > 0$ の領域でなされるものとする。 θ_0 に関する η の導関数は、

$$\frac{d\eta}{d\theta_0} = -\frac{1}{v_{20}} \iint \Delta v_{2x} N(\theta_0, v_{10}, \phi_0) dv_{10} d\phi_0, \quad (3.2.19)$$

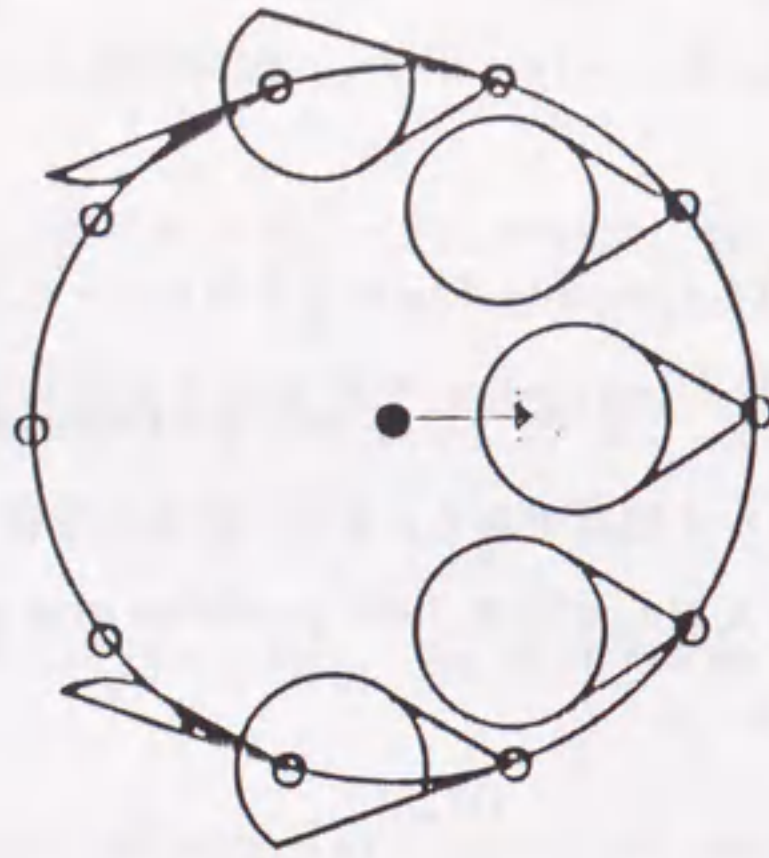


図 3.2.3 運動している test particle (中心の黒丸) と一様に無秩序な速度で運動している field particles (半径 D の円周上の小さい丸印) との非等方的な衝突。中型の円および円弧は、円 D の内部を向いている相対速度ベクトル $\mathbf{v}_{10} - \mathbf{v}_{20}$ の終点を示している。

で与えられるが、それを θ_0 の関数として図 3.2.4 に示した。ここで、式 (3.2.19) に陰に含まれるパラメータの値としては以下のように設定した; $m_1 = 1 M_\odot$ 、 $m_2 = 10^6 M_\odot$ 、 $v_{20} = 14.5 \text{ km s}^{-1}$ 、 $v_* = 79.1 \text{ km s}^{-1}$ 、 $\Sigma_* = 1.56 \times 10^8 \text{ kpc}^{-2}$ 、そして最後に $D = 0.2 \text{ kpc}$ 。これらは、後で述べる我々の銀河系モデルの太陽近傍で得られる値である。図 3.2.4 からわかるように、導関数 $d\eta/d\theta_0$ は、だいたい $|\theta_0| < \pi/2$ の領域では正であるが、 $|\theta_0| > \pi/2$ のときは負となっている。このことから、test particle は field particles に次々と追突するときは運動方向に減速されるが、逆に追突されれば加速されることがわかる。式 (3.2.16) と (3.2.17) から、前者のタイプの衝突は後者よりも頻繁に起きることがわかる。このことが力学的摩擦係数を正にしているのである。このようにして、test particle が受ける力学的摩擦は、一様な無秩序運動している field particles と非等方的に衝突することによって生じていることがわかる。なお、力学的摩擦係数は D が十分大きいときには D にほとんど依存しないことを付け加えておく。

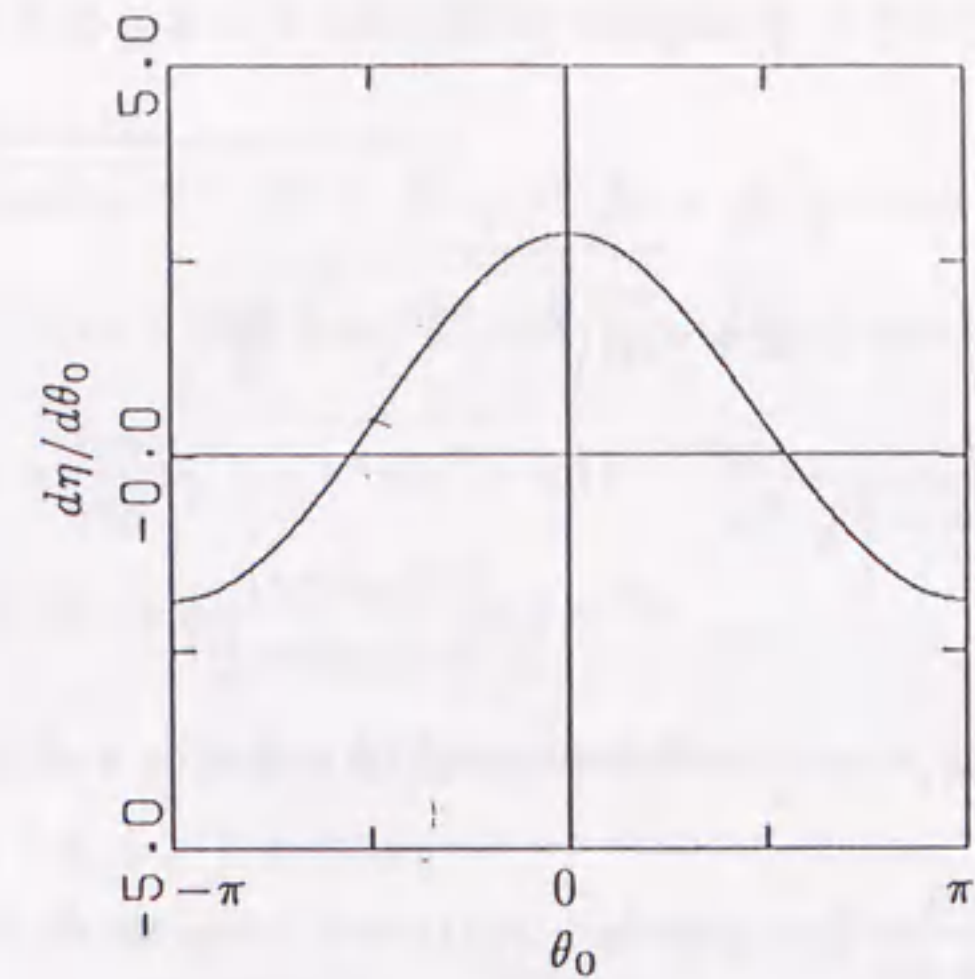


図 3.2.4 θ_0 の関数としての導関数 $d\eta/d\theta_0$

3.2.2 力学的摩擦係数

式 (3.2.18) は、力学的摩擦の発生機構についての直観的理解を得るためには有益であるが、その係数 η の値を求める上では実用的ではない。それで、この節では Chandrasekhar (1943) の方法に従って、 η を求めるためのもっと実用的な式を導くことにする。

前節と同様に、衝突直前における典型的な field particle m_1 と test particle m_2 の速度は、それぞれ、

$$\mathbf{v}_{10}(v_{10x}, v_{10y}) = (v_{10} \cos \phi_0, v_{10} \sin \phi_0); \quad \mathbf{v}_{20}(v_{20x}, v_{20y}) = (v_{20}, 0), \quad (3.2.20)$$

であるとする。式 (3.2.20) より、相対的な初速度 $\mathbf{v}_0 = \mathbf{v}_{10} - \mathbf{v}_{20}$ は、

$$\mathbf{v}_0(v_{0x}, v_{0y}) = (v_{10} \cos \phi_0 - v_{20}, v_{10} \sin \phi_0), \quad (3.2.21)$$

で与えられる。衝突直後において、相対速度の方向は $(\pi - 2\psi)$ だけ曲げられる、ただし ψ は、

$$\tan \psi = \frac{v_0^2}{\lambda} L, \quad (3.2.22)$$

で与えられる。ここで、 L は impact parameter である。また相対速度の大きさ v_0 は、

$$\begin{aligned} v_0 &= \sqrt{v_{0x}^2 + v_{0y}^2} = \sqrt{v_{10}^2 + v_{20}^2 - 2v_{10}v_{20}\cos\phi_0} \\ &= (v_{10} + v_{20})\sqrt{1 - k^2\cos^2\frac{\phi_0}{2}}, \end{aligned} \quad (3.2.23)$$

とかける、ここで、

$$k^2 = \frac{4(v_{10}/v_{20})}{[1 + (v_{10}/v_{20})]^2}, \quad (3.2.24)$$

とする。衝突の結果、test particle m_2 が受ける速度の x 成分の変化量 Δv_{2x} は、

$$\Delta v_{2x} = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} [(v_{10}\cos\phi_0 - v_{20})\cos\psi + v_{10}\sin\phi_0\sin\psi] \cos\psi, \quad (3.2.25)$$

で与えられる。

パラメータが $(L, v_{10}, \phi_0) - (L + dL, v_{10} + dv_{10}, \phi_0 + d\phi_0)$ の範囲にあるような衝突の単位時間あたりの回数を $N(L, v_{10}, \phi_0) dL dv_{10} d\phi_0$ と記すことにする。式 (3.2.15) で定義される速度 v_{10} に関する分布関数を使うと、 N は

$$N(L, v_{10}, \phi_0) = \frac{\Sigma_*}{2\pi} v_0 \delta(v_{10} - v_*), \quad (3.2.26)$$

で与えられる。このようにして、test particle が受ける力学的摩擦係数は、

$$\eta = -\frac{1}{v_{20}} \int_{-\infty}^{\infty} dL \int_0^{\infty} dv_{10} \int_0^{2\pi} d\phi_0 \Delta v_{2x} N(L, v_{10}, \phi_0), \quad (3.2.27)$$

で与えられる。式 (3.2.27) を積分するために、式 (3.2.22) を使って独立変数として L の代わりに ψ を採用する。この変数変換を施すと、 $\phi_0 = \pi$ に関して反対称な関数 $\sin\phi_0/v_0$ が式 (3.2.27) に被積分関数として現れる。これは、 ϕ_0 に関して積分すると次のように消えてしまう、

$$\int_0^{2\pi} d\phi_0 \frac{\sin\phi_0}{v_0} = 0. \quad (3.2.28)$$

式 (3.2.28) を使って式 (3.2.27) を ψ に関して積分すると、

$$\eta = -\frac{Gm_1\Sigma_*}{v_{20}} \int_0^{\infty} dv_{10} \delta(v_{10} - v_*) \int_0^{2\pi} d\phi_0 \frac{v_{10}\cos\phi_0 - v_{20}}{v_0}, \quad (3.2.29)$$

を得る。式 (3.2.23) を使って、式 (3.2.29) の ϕ_0 に関する積分は次のようになされる、

$$\begin{aligned} &\int_0^{2\pi} d\phi_0 \frac{v_{10}\cos\phi_0 - v_{20}}{v_0} \\ &= \int_0^{2\pi} d\phi_0 \frac{1}{2v_{20}} [-(v_{10} + v_{20})\sqrt{1 - k^2\cos^2\frac{\phi_0}{2}} + (v_{10} - v_{20})(1 - k^2\cos^2\frac{\phi_0}{2})^{-1/2}] \\ &= -2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\chi \left[\left(1 + \frac{v_{10}}{v_{20}}\right)\sqrt{1 - k^2\sin^2\chi} + \left(1 - \frac{v_{10}}{v_{20}}\right)\frac{1}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\chi}} \right] \\ &= -2 \left[\left(1 + \frac{v_{10}}{v_{20}}\right)E(k) + \left(1 - \frac{v_{10}}{v_{20}}\right)K(k) \right], \end{aligned} \quad (3.2.30)$$

ここで、 $\chi = \phi_0/2$ であり、また、 $K(k)$ および $E(k)$ は、それぞれ、第一種および第二種の完全楕円積分である。これらは、

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1 - k^2\sin^2\chi}} d\chi; \quad E(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2\sin^2\chi} d\chi, \quad (3.2.31)$$

で定義される。式 (3.2.30) を式 (3.2.29) に代入して v_{10} について積分すると、力学的摩擦係数 η は最終的に、

$$\eta = \frac{2Gm_1\Sigma_*}{v_{20}} \left[\left(1 + \frac{v_{10}}{v_{20}}\right)E(k) + \left(1 - \frac{v_{10}}{v_{20}}\right)K(k) \right], \quad (3.2.32)$$

で与えられる。ここで、 v_* を v_{10} に書き換えた。当然のことながら、十分大きな D に対しては、式 (3.2.32) から求めた η は、式 (3.2.18) を使って求めたものと一致する。 η の主な力学量 m_1, Σ_*, v_{20} への依存性に関しては、1.3.3 節で述べた手法を 2 次元平面に適用して、式 (3.2.2) を使えばたやすく理解できる。

3.3 巨大分子雲の運動方程式

我々の銀河円盤は、中心近傍を除けば幾何学的に非常に薄い構造をしているので、円盤に垂直な z 軸方向の運動は無視することにする。座標系としては、銀河中心を原点とする極座標 (r, θ) を銀河面にとることにする。銀河の重力ポテンシャル Ψ は時間に依存しないとし、巨大分子雲系は円盤恒星系からの力学的摩擦を受けながらそのポテンシャル内を運動するものとする。この場合、個々の巨大分子雲の運動方程式は、

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 + \frac{d\Psi}{dr} = -\eta\dot{r}; \quad \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = -\eta r^2(\dot{\theta} - \omega), \quad (3.3.1)$$

で与えられる。ここで、 η は恒星系が巨大分子雲系に及ぼす力学的摩擦の係数であり、 ω は恒星系の局所的に平均化された角速度である。ただし、巨大分子雲系の自己重力

は無視することにする。銀河モデルとしては SM の三次元の “Model A” を使って二次元化したモデルを構築し、それに基づいて Ψ , ω , および η を求めることにする。

3.3.1 銀河の二次元モデル

銀河の二次元モデルのポテンシャル $\Psi(r)$ は、式 (1.3.1) の $\Phi(r, z)$ を使って、

$$\Psi(r) = \Phi(r, 0), \quad (3.3.2)$$

で与えられるとする。また、恒星系の個数面密度 $\Sigma(r)$ は、

$$\Sigma(r) = \frac{1}{m_1} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(r, z) dz, \quad (3.3.3)$$

で与えられるとする。ただし、恒星の質量はすべて m_1 であるとし、被積分関数 $\rho(r, z)$ は式 (1.3.2) で与えられるものとする。

Model A では、銀河面上での z 軸方向の速度分散は、

$$\sigma_{z0} = \frac{G}{8\pi\rho(r, 0)} \left\{ \sum_{j=1}^2 \frac{M_j(a_j + b_j)}{[r^2 + (a_j + b_j)^2]^{3/2}} \right\}^2, \quad (3.3.4)$$

で与えられている。二次元モデルの r 方向の速度分散は SM にならって

$$\sigma_r = \left\{ 1 + c \exp\left[-\left(\frac{r_*}{r}\right)^2\right] \right\} \sigma_{z0}, \quad (3.3.5)$$

で与えられると仮定する。ここで、 $c = 5.69$ および $r_* = 8.0$ kpc である。また、 θ 方向の速度分散についても、

$$\sigma_\theta = \frac{B}{B-A} \sigma_r, \quad (3.3.6)$$

で与えられるとする。ここで、 A と B は Oort の定数であり、

$$A(r) = \frac{1}{2} \left[\Omega(r) - \frac{dr\Omega(r)}{dr} \right]; \quad B(r) = -\frac{1}{2} \left[\Omega(r) + \frac{dr\Omega(r)}{dr} \right], \quad (3.3.7)$$

で与えられる。ここで、 $\Omega(r)$ は銀河面上での円運動の角速度であり、

$$\frac{d\Psi}{dr} = r\Omega^2(r), \quad (3.3.8)$$

で与えられる。二次元モデルにおける恒星系の全速度分散 σ は

$$\sigma^2 = \sigma_r^2 + \sigma_\theta^2, \quad (3.3.9)$$

で定義されたとする。

3.3.2 恒星系の局所平均回転角速度

SM らは恒星系を流体静力学的平衡にあるガスとみなして局所的な平均回転角速度を求めたが、ここでは、恒星系を速度分散 σ をもって非線形 epicyclic 運動している質点系として取り扱うことにする。非線形 epicyclic 運動の epicenter $r = r_e$ を

$$\dot{\theta}(r_e) = \Omega(r_e), \quad (3.3.10)$$

で定義し、 $r = r_e$ における動径方向の速度を

$$\dot{r}(r_e) = \sigma(r_e) (1 + \varepsilon_\sigma), \quad (3.3.11)$$

と置くことにする。ここで、 ε_σ は 1 より非常に小さい数である。epicenter の個数面密度 Σ_e は

$$\Sigma_e(r_e) = \Sigma(r_e) (1 + \varepsilon_\Sigma), \quad (3.3.12)$$

と書ける。ここで、 ε_Σ は 1 より非常に小さい数である。 ε_σ と ε_Σ の値については後で求めることにする。epicenter r_e を有する epicyclic 運動の周期を $T(r_e)$ で表わし、一周期の内で領域 $r_0 < r < r_0 + \Delta r_0$ 内に滞在する時間を $\Delta t(r_e, r_0)$ で表わすと、このような星がこの領域内に存在する確率は

$$f(r_e, r_0) = \frac{\Delta t(r_e, r_0)}{T(r_e)}, \quad (3.3.13)$$

で与えられる。したがって、領域 $r_0 < r < r_0 + \Delta r_0$ 内に滞在している恒星について、epicenter が $r_e - (r_e + dr_e)$ の範囲内にあるような恒星の数は

$$2\pi r_0 n(r_e, r_0) dr_e \Delta r_0 = 2\pi \Sigma_e(r_e) f(r_e, r_0) r_e dr_e, \quad (3.3.14)$$

で与えられる。ここで、 $n(r_e, r_0)$ はパラメータ r_e 及び r_0 で特徴づけられる恒星の個数面密度である。角運動量保存則より epicenter r_e を有する恒星の $r = r_0$ における角速度は

$$\dot{\theta}(r_e, r_0) = \frac{r_e^2}{r_0^2} \Omega(r_e), \quad (3.3.15)$$

で与えられる。異なる epicenter をもつ全ての恒星について、その角速度を $r = r_0$ で平均したものは

$$\omega(r_0) = \frac{\int_0^\infty \dot{\theta}(r_e, r_0) \Sigma_e(r_e) f(r_e, r_0) r_e dr_e}{\int_0^\infty \Sigma_e(r_e) f(r_e, r_0) r_e dr_e}, \quad (3.3.16)$$

と書ける。

ところで、我々のモデルが self-consistent であるためには、恒星系の個数面密度および全速度分散の分布に関する次の 2 式

$$\Sigma(r) = \int_0^\infty n(r_e, r) dr_e \quad (3.3.17)$$

および

$$\sigma^2(r) = \sigma_r'^2(r) + \sigma_\theta'^2(r), \quad (3.3.18)$$

が満たされなければならない。ただし、

$$\sigma_r'^2(r) = \frac{\int_0^\infty \dot{r}^2(r_e, r) \Sigma_e(r_e) f(r_e, r) r_e dr_e}{\int_0^\infty \Sigma_e(r_e) f(r_e, r) r_e dr_e}, \quad (3.3.19)$$

および

$$\sigma_\theta'^2(r) = \frac{r^2 \int_0^\infty [\dot{\theta}(r_e, r) - \omega(r)]^2 \Sigma_e(r_e) f(r_e, r) r_e dr_e}{\int_0^\infty \Sigma_e(r_e) f(r_e, r) r_e dr_e}, \quad (3.3.20)$$

とする。ここで、 $\dot{r}(r_e, r)$ は epicenter r_e を有する恒星の r における動径方向の速度である。 ϵ_σ と ϵ_Σ は式 (3.3.17) および (3.3.18) を満たすようにして求められる。

恒星系の局所平均回転角速度 $\omega(r)$ は、式 (3.3.16) を数値的に積分して求められる。非線形 epicyclic 運動している恒星系が銀河中心の周りに回転する局所平均速度は円運動している場合に較べると遅くなる。そのずれの速度 $r[\Omega(r) - \omega(r)]$ を r の関数として図 3.3.1 に示した。そのずれの大きさは $r \sim 5$ kpc で最も小さく、SM の結果ともよく一致している。また、 $\omega(r) < \Omega(r)$ なる関係は銀河面上のいたるところで成り立っている。こうなる理由については次のようにして理解することができる。

- (a) 非線形 epicyclic 運動においては、常に $r_{\max} - r_e > r_e - r_{\min}$ なる関係式が成り立つ。ここで、 r_{\max} と r_{\min} は、それぞれ、epicyclic 運動の銀河中心からの距離の最大値と最小値である。このような性質は、恒星系の速度分散が大きくなるほど著しくなる。

- (b) 角運動量保存則より恒星の回転速度は $r < r_e$ のときは速くなり $r > r_e$ のときは遅くなるのがわかる。これと (a) から、恒星は $r < r_e$ の領域よりも $r > r_e$ なる領域に長時間滞在することがわかる。
- (c) 恒星系の個数面密度は銀河中心に近づくに連れて単調に増加する。
- (d) 通常、恒星系の速度分散は銀河中心に近づくにつれて増加するが、 $4 < r < 7$ kpc (図 3.3.2) なる領域では逆に減少している。

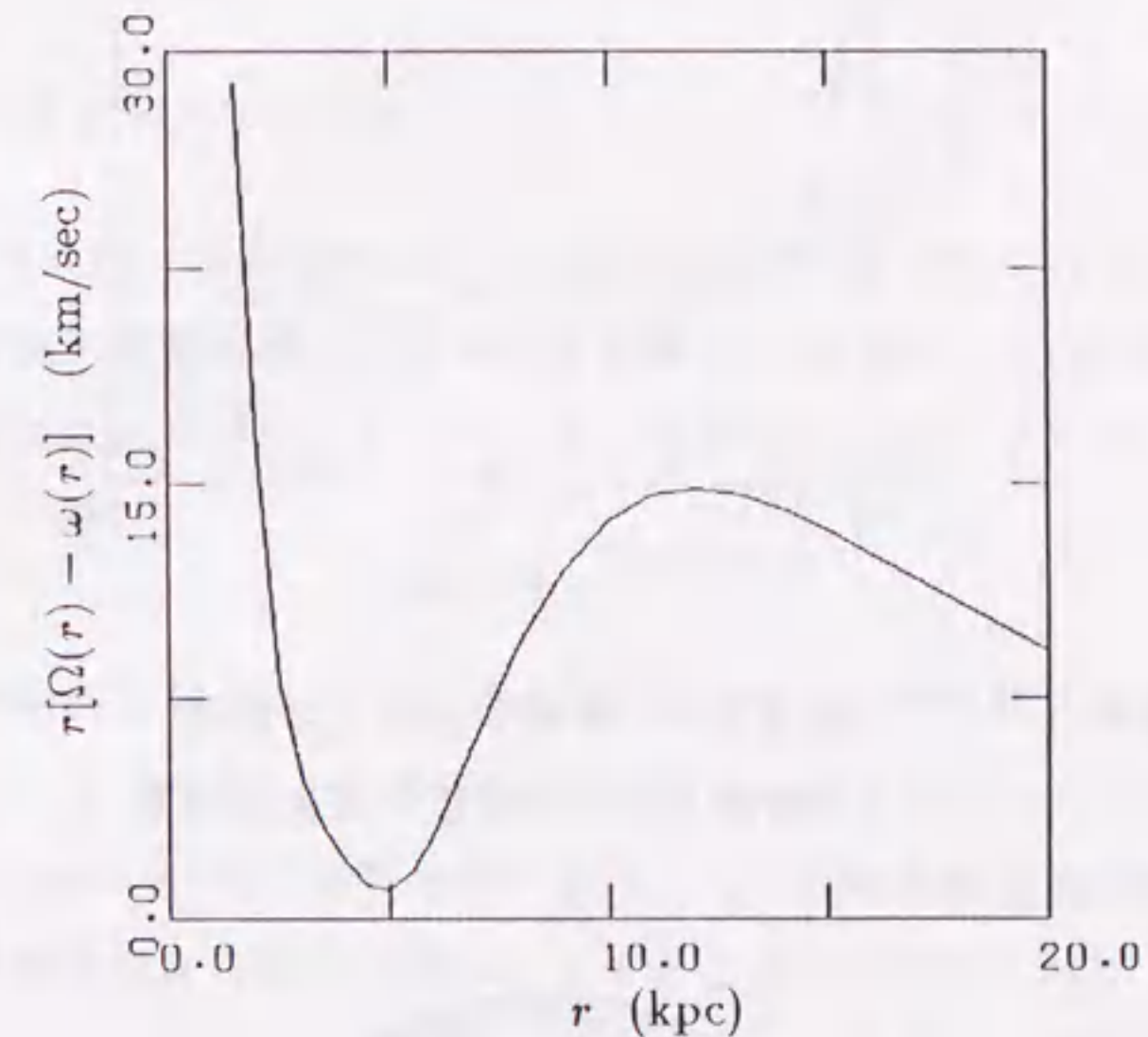


図 3.3.1 非線形 epicyclic 運動している恒星系の銀河回転速度からのずれ $r[\Omega(r) - \omega(r)]$

図 3.3.3 に示したように、銀河中心からの距離が r の領域 (陰影部分) における平均の回転速度に寄与する恒星系は、A と B の 2 つのタイプの epicyclic 運動に分けることができる。軌道 A の epicenter は銀河中心から見て陰影領域よりも遠方にあるために、角運動量の保存則より、その回転速度は陰影領域では銀河回転より速いが、軌道 B の場合は逆に遅い。どのタイプの恒星系の寄与が大であるかは、恒星系の密度分布、速度分散、および epicyclic 運動の振幅の分布で決まる。恒星系の密度は銀河中心に近づくにつれて単調に増大するために、通常はタイプ B の恒星系の寄与が大であ

る。しかし、 $r \sim 5$ kpc においては、速度分散の分布が $4 < r < 7$ kpc の領域で反転しているために (図 3.3.2)、タイプ A の恒星系が大きな振幅をもって遠方から陰影領域に進入してくるので、平均の回転速度への A の寄与は他の領域に比べて大となる。これが、 $r \sim 5$ kpc で回転速度差が最も小さくなる理由である。

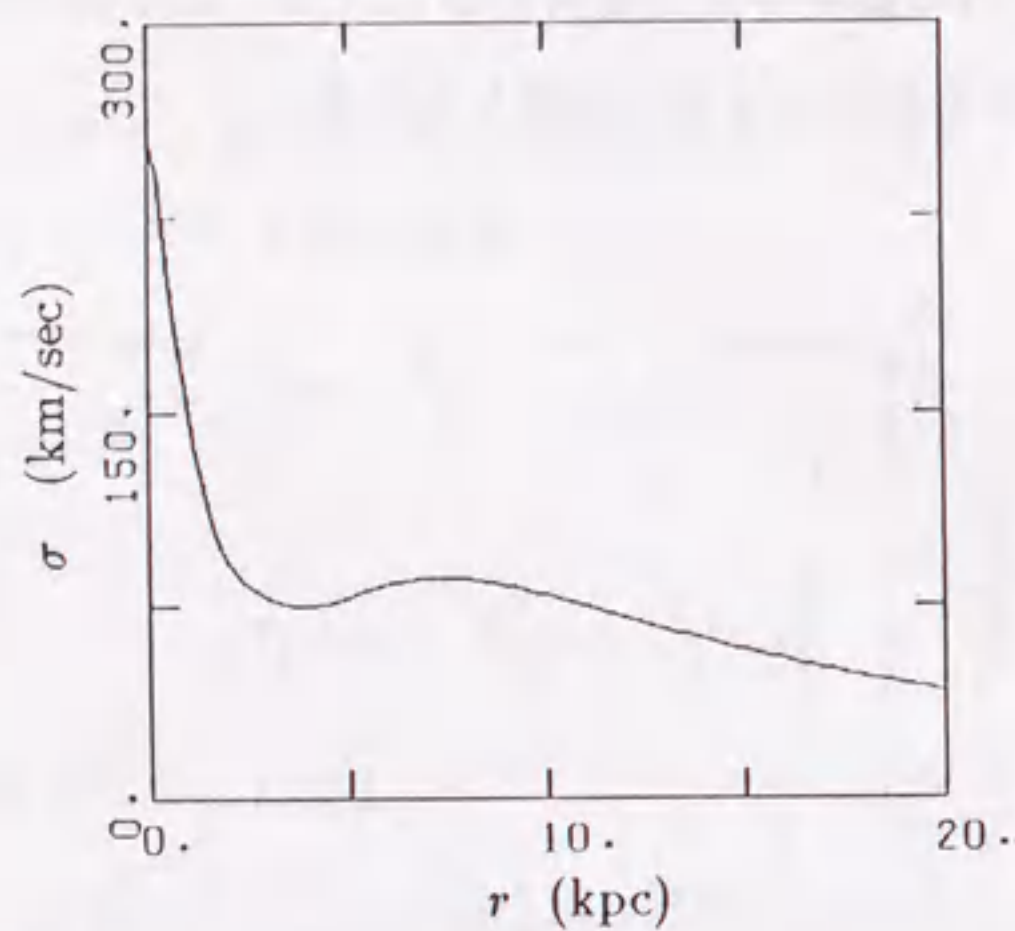


図 3.3.2 銀河中心からの距離 r の関数としての恒星系の速度分散

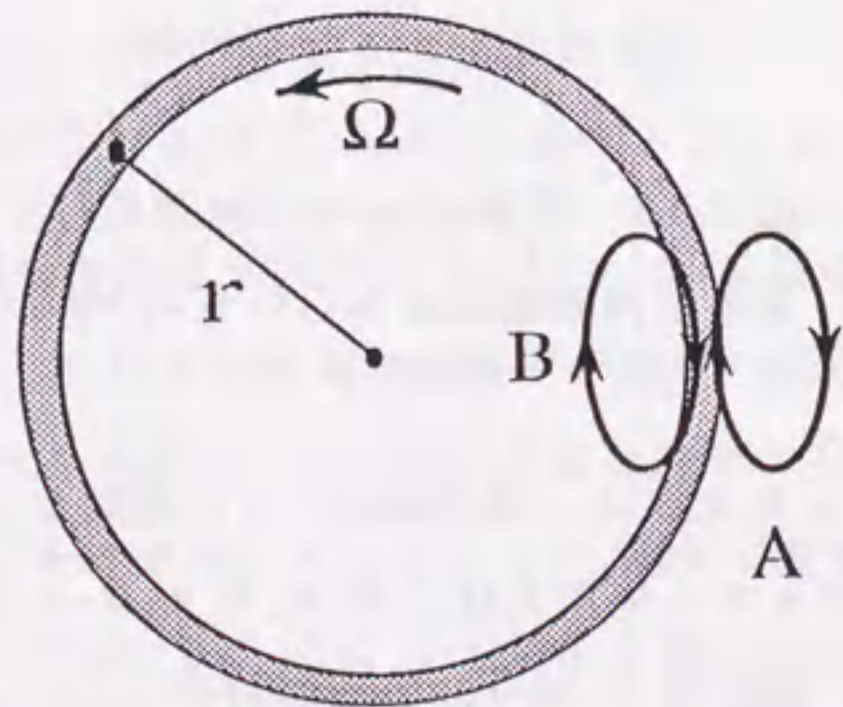


図 3.3.3 陰影領域の恒星系の平均の回転速度に寄与する 2 つのタイプの epicyclic 運動を回転系から見た模式図。

3.3.3 力学的摩擦

巨大分子雲が恒星系から受ける力学的摩擦の係数 η は式 (3.2.32) を使って求めることにする。このために、 $\Sigma_* = \Sigma(r)$ と置き換え、また個々の恒星の質量はすべて等しく $m_1 = 1 M_\odot$ であると仮定する。さらに、恒星系は大きさ $v_{10} = \sigma(r)$ なる無秩序な速度をもって銀河中心の周りを角速度 $\omega(r)$ で回転しているものと仮定する。このとき、角速度 $\dot{\theta}$ をもつ巨大分子雲は恒星系と相対速度 $r[\dot{\theta}(r) - \omega(r)]$ で衝突することになる。したがって、 $v_{20} = r(\dot{\theta} - \omega)$ と置くことができる。

3.4 巨大分子雲系の力学的進化

この節では実際に運動方程式 (3.3.1) を数値的に解いて、はじめは銀河円盤上に一様に分布して銀河回転していた巨大分子雲系が $r \sim 5$ kpc にリングを形成した後、銀河中心に落下することを示す。そこで、まず手始めに $r = 7, 12, 17, 22$ kpc および

$$\dot{r}(r) = 0; \quad \dot{\theta}(r) = \Omega(r), \quad (3.4.1)$$

で指定される初期条件をもつ 4 つの巨大分子雲を考え、その落下速度を r の関数として求めることにする (図 3.4.1 の実線)。図からわかるようにいずれの場合においても落下速度は短い time scale で初期条件に依存しない終端速度 (terminal velocity) に達している。その終端速度は銀河円盤のいたるところで常に正であり、しかも $r \sim 5$ kpc で最小となっていることから、巨大分子雲系のリングがそこに形成された後、銀河中心に落下することは容易に期待できる。

終端落下速度が $r \sim 5$ kpc で最小となる理由を理解するために、ほぼ円運動している巨大分子雲を考えることにする。この巨大分子雲の単位質量あたりの角運動量 $h = r^2 \Omega$ は、恒星系からの力学的摩擦を受けると、式 (3.3.1) の第 2 式に従って減少するので、その落下速度は

$$\dot{r} = -\frac{\eta r (\Omega - \omega)}{2\Omega + r d\Omega/dr} \quad (3.4.2)$$

で与えられる。この落下速度は図 3.4.1 に破線で示したように変化するが、実線で示した実際の終端落下速度にはほぼ一致している。このことから、終端落下速度を $r \sim 5$ kpc で最小にしているのは、3.3.2 節で説明した巨大分子雲系と恒星系の間回転速度の差 $r(\Omega - \omega)$ であることがわかる。

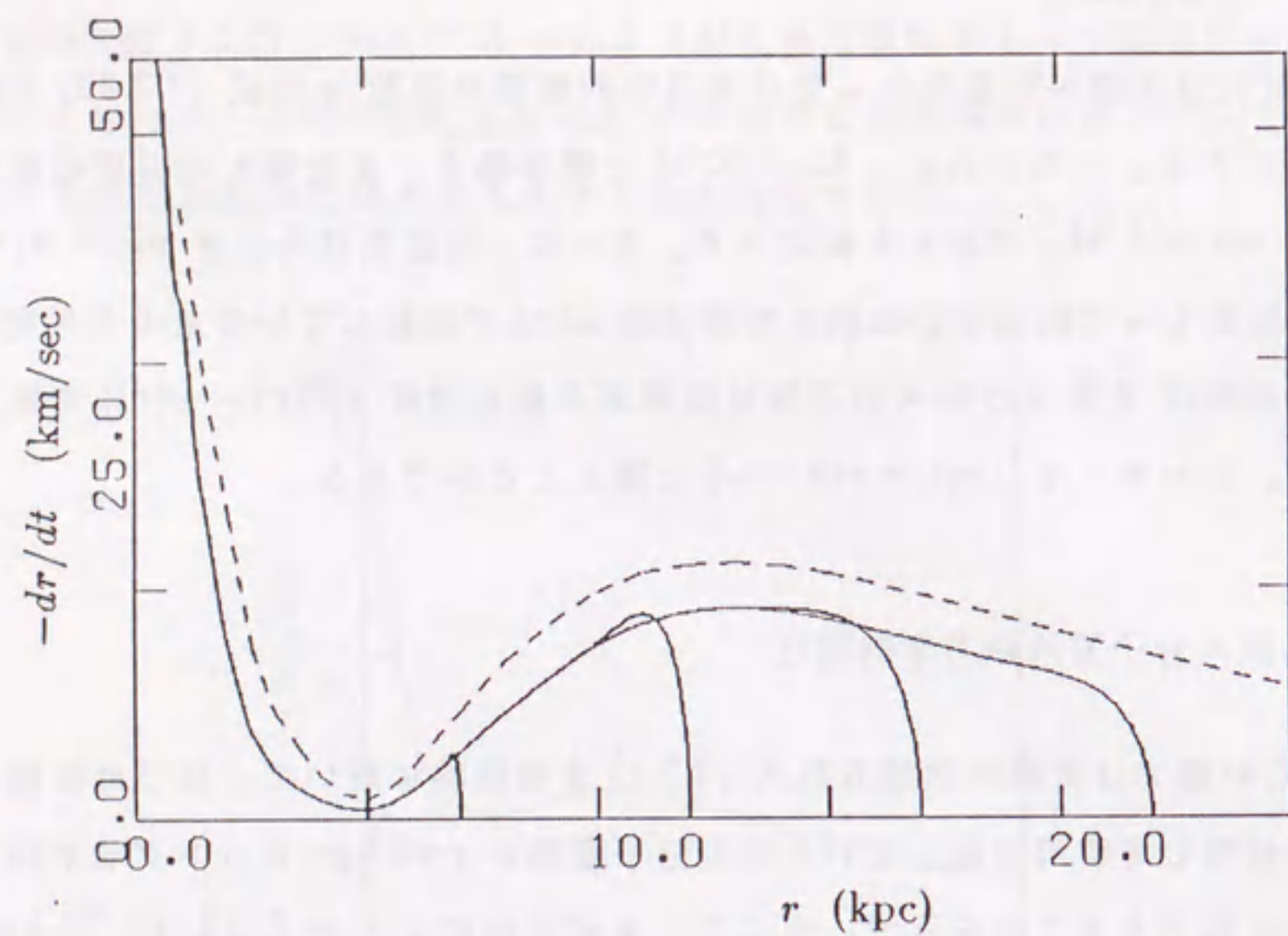


図 3.4.1 銀河中心からの距離 r の関数としての巨大分子雲の落下速度

終端落下速度に対する連続の式は

$$\frac{\partial \Sigma_m}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{r} \Sigma_m) = 0, \quad (3.4.3)$$

の形に書ける。ここで、 Σ_m は巨大分子雲系の個数面密度であり、 \dot{r} は終端落下速度である。その定常解 $\Sigma_m(r) \propto (r \dot{r})^{-1}$ を図 3.4.2 に示してある。ただし、縦軸の scale は任意に取ってある。上の議論から容易に期待できるように、巨大分子雲系のリング分布が $r \sim 5$ kpc に形成されている。

次に、時刻 $t = 0$ において巨大分子雲系は $10 < r < 20$ kpc なる領域に一様に分布していたとして、その後の分布の時間変化 $\Sigma_m(r, t)$ を図 3.4.3 に示した。ただし、縦軸の scale は任意に取ってある。巨大分子雲系は 10^9 年ほどの time scale で銀河の外側から $r \sim 5$ kpc の領域に集まってリングを形成し、そこに $10^9 < t < 3 \times 10^9$ 年の間滞在した後、銀河中心に落ち込むことがわかる。

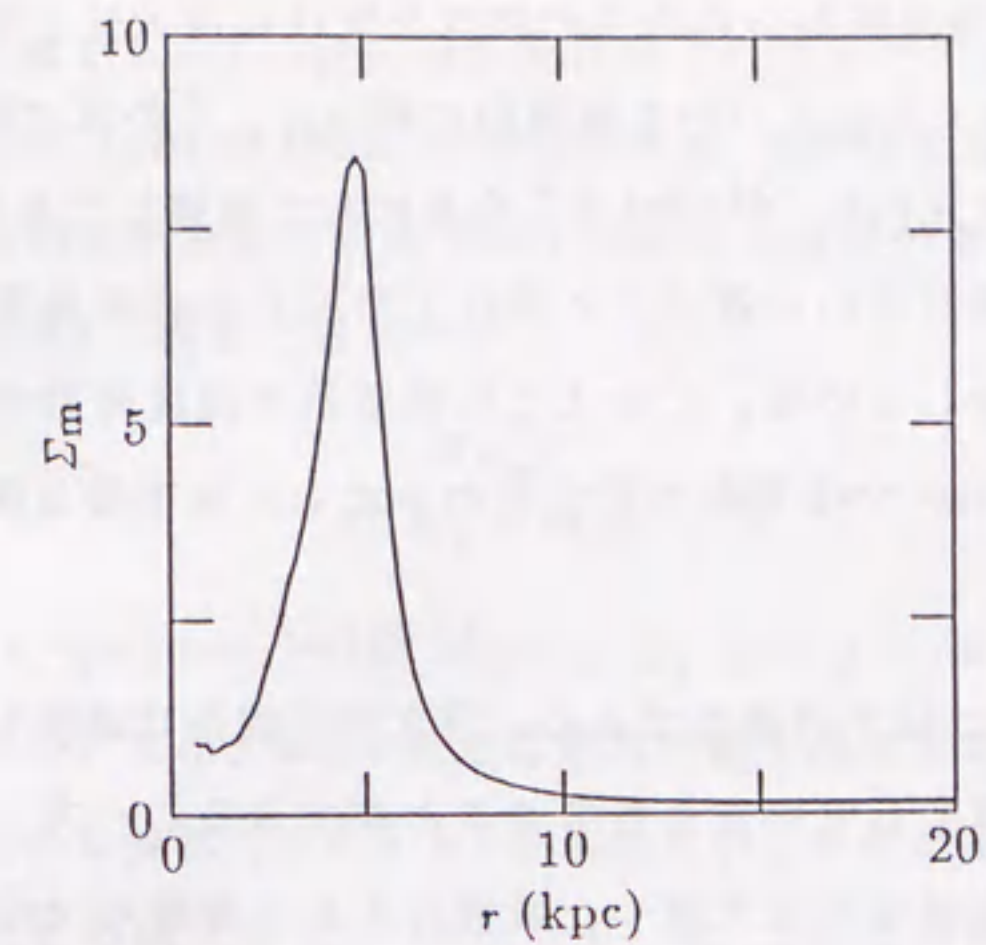


図 3.4.2 巨大分子雲系の分布の定常解

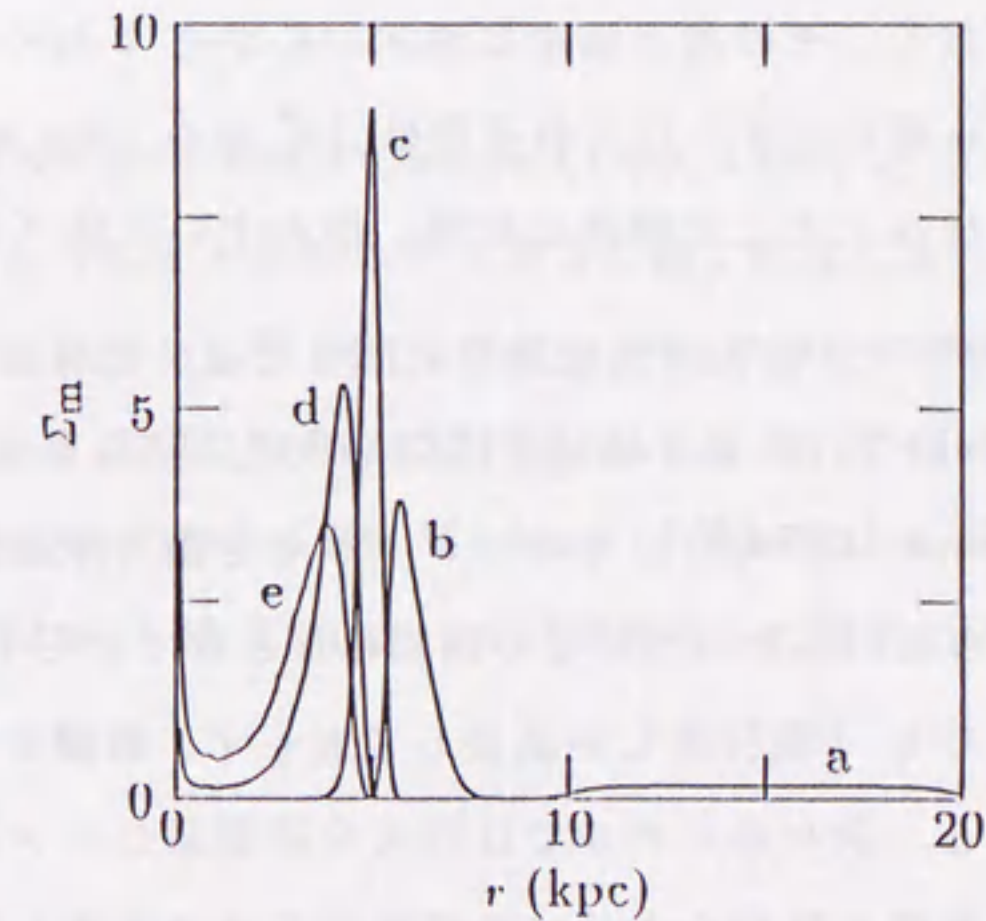


図 3.4.3 巨大分子雲系の分布の時間変化。各曲線に付けた記号 a, b, c, d, e は、それぞれ、時刻 $t = 0.0, 12.1, 22.1, 32.1, 36.2 \times 10^8$ 年を示している。

3.5 まとめと Discussion

この章では、恒星系からの力学的摩擦を受けた巨大分子雲系が、銀河面上でどのような力学的進化をするかについて数値的に調べた。この章で取り扱った銀河の二次元モデルは SM の三次元的な "Model A" を基にして構築してある。このモデルでは、恒星系の速度分散は銀河中心に近づくに連れて増加するのが通常であるが、 $4 < r < 7$ kpc の領域では逆に減少している。このような恒星系の速度分散の分布の様子と、巨大分子雲系のリング分布が $r \sim 5$ kpc に形成されることとは密接な関連があることについて議論した。

得られた結論は以下の通りである。巨大分子雲系は速度分散が小さいので銀河中心の周りをほぼ円運動しているとみなすことができる。一方、恒星系は速度分散が大きいため円軌道からのずれは大きく、振幅の大きな非線形 epicyclic 運動をしている。このような恒星系について、銀河中心の周りの局所平均回転速度を求めると円運動している巨大分子雲系より遅いことがわかる。その回転速度のずれは $r \sim 5$ kpc で最も小さくなっている。このような状況のもとでは、巨大分子雲は次々と恒星に追突して行き、力学的摩擦を通じてエネルギーと角運動量を失い、螺旋運動をしながら銀河中心に向かって落下して行く。その落下速度は銀河中心から 5 kpc のところで最小となっているので、外側から落ちてきた巨大分子雲は 10^9 年の time scale でそこに集まってリングを形成し、しばらくそこに滞在した後、銀河中心に落下して行く。

巨大分子雲系のリング分布の形成過程に関しては、これまでに幾つかのモデルが提唱されているが (Icke 1979; Fukunaga 1983, 1984, 1986; Fukunaga and Tosa 1989; Sil'chenko and Lipunov 1987a,b)、そのリングがなぜ銀河中心から 5 kpc のところに形成されなければならないのかについての説明はなされておらず、その上、形成されたリングは初期分布よりも 3 割程度しか成長しておらず、観測と較べるとかなり貧弱である。それに較べると、我々のモデルでは巨大分子雲系のリングは必然的に $r \sim 5$ kpc に形成され、その成長度も観測を十分に説明できるほど大きくなっている。この 2 点に関して我々のモデルは他のモデルよりも優れているといえる。

この章では銀河円盤を無限に薄い円盤として取り扱ってきたが、実際の円盤は有限の厚さをもっており、銀河中心核にいたっては spheroidal な形状をしている (Becklin and Neugebauer 1968, Sanders and Lowinger 1972, Matsumoto et al. 1982)。した

がって、ここで得られた計算結果を現実の我々の銀河系にそのまま適用することはできない。しかしながら、我々の銀河円盤は銀河中心の近くを除けば十分に薄いので、我々はこの章で論じた機構をもって、巨大分子雲系の 5 kpc リングの形成過程と銀河中心核の活動性 (Genzel and Townes 1987, Koyama et al. 1989) を説明できるものと信じている。実際に、星の円盤の垂直方向の scale height と速度分散は、それぞれ、 $H \sim 100$ pc および $\sigma_w \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ 程度であるので

$$\frac{H\sigma_w^2}{G(m_1+m_2)} \sim 1,$$

が成り立つ。ここで、 $(m_1+m_2) \sim 10^6 M_\odot$ である。これは thin-disk 近似が十分成り立つことを意味している。また、2.3.2 節では銀河円盤の厚さを考慮した三次元モデルを使って恒星系の平均的な流れ (ドリフト) を求めたが、その結果から推定した巨大分子雲系の 5 kpc リングの形成に要する time scale は、この章で得られた結果と大体一致している。Sil'chenko and Lipunov (1987a) は、力学的摩擦によるリング形成にはここで得られた time scale よりはるかに大きい値が必要であるとしているが、これは彼らが銀河円盤は十分薄いということをまったく考慮しなかったからである。

本論文は、Yasutomi and Fujimoto (1989, 1990) と Yasutomi and Tatematsu (1990) の論文をひとつにまとめたものである。論文作成にあたって、御指導して下さいました藤本教授と観測的側面から批評して下さいました隈井博士に感謝の意を表わします。数値計算は名古屋大学および京都大学の大型計算センターで行った。この研究の一部は [the Scientific Research Fund of the Ministry of Education, Science, and Culture (K. Kawabata 63420003 and M. Fujimoto 01460009)] の援助のもとで行った。

参考文献

- Arnold, V. I. 1978, *Mathematical Methods of Classical Mechanics*, (New York: Springer).
- Barbanis, B., and Woltjer, L. 1967, *Astrophys. J.*, **150**, 461.
- Becklin, E. E., and Neugebauer, G. 1968, *Astrophys. J.*, **151**, 145.
- Binney, J., and Lacey, C. 1988, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **230**, 597.
- Binney, J. J., and Tremaine, S. D. 1987, *Galactic Dynamics*, (Princeton: Princeton University Press).
- Burton, W. B., and Gordon, M. A. 1978, *Astron. Astrophys.*, **63**, 7.
- Caldwell, J. A. R., and Ostriker, J. P. 1981, *Astrophys. J.*, **251**, 61 (O/C).
- Carlberg, R. G., and Sellwood, J. A. 1985, *Astrophys. J.*, **292**, 79.
- Carr, B. J., and Lacey, C. G. 1987, *Astrophys. J.*, **316**, 23.
- Chandrasekhar, S. 1942, *Principles of Stellar Dynamics* (rev. ed. 1960; New York: Dover Publications).
- Chandrasekhar, S. 1943, *Astrophys. J.*, **97**, 255.
- Clutton-Brock, M., Innanen, K. A., and Papp, K. A. 1977, *Astrophys. Space Sci.*, **47**, 299 (CIP).
- de Vaucouleurs, G. 1963, *Astrophys. J. Suppl.*, **8**, 31.
- Fich, M., Blitz, L., and Stark, A. A. 1989, *Astrophys. J.*, **342**, 272.
- Fujimoto, M. 1980, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **32**, 89.
- Fukunaga, M. 1983, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **35**, 173.
- Fukunaga, M. 1984, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **36**, 457.
- Fukunaga, M. 1986, *Astrophys. Space Sci.*, **119**, 143.
- Fukunaga, M., and Tosa, M. 1989, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **41**, 975.
- Genzel, R., and Townes, C. H. 1987, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **25**, 377.
- Gordon, M. A., and Burton, W. B. 1976 *Astrophys. J.*, **208**, 346.
- Hockney, R. W., and Brownrigg, D. R. K. 1974, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **167**, 351.
- Icke, V. 1979, *Astron. Astrophys.*, **78**, 21.
- Icke, V. 1982, *Astrophys. J.*, **254**, 517.
- Ipsier, J. R., and Semenzato, R. 1985, *Astron. Astrophys.*, **149**, 408.
- Jog, C. J., and Solomon, P. M. 1984, *Astrophys. J.*, **276**, 114.
- Kamahori, H., and Fujimoto, M. 1987, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **39**, 201.
- Kato, S. 1968, *Astrophysics and Space Science*, **2**, 37.
- Kato, S. 1970, *Publ. Astron. Soc. Japan.*, **22**, 285.
- Koyama, K., Awaki, H., Kunieda, H., Takano, S., Tawara, Y., Yamauchi, S., Hattokade, I., and Nagase, F. 1989, *Nature*, **339**, 603.
- Lacey, C. G. 1984, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **208**, 687.
- Lacey, C. G., and Ostriker, J. P. 1985, *Astrophys. J.*, **299**, 633.
- Lynden-Bell, D. 1962, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **124**, 1.
- Liszt, H. S., Xiang, D., and Burton, W. B. 1981, *Astrophys. J.*, **249**, 532.
- Matsumoto, T., Hayakawa, S., Koizumi, H., Murakami, H., Uyama, K., Yamagami, T., and Thomas, J. A. 1982, in *The Galactic Center, AIP Conf. Proc. No. 83*, ed. G. R. Riegler and R. D. Blandford (California Institute of Technology), p.48.
- Mayor, M. 1970, *Astron. Astrophys.*, **6**, 60.
- Mayor, M. 1972, *Astron. Astrophys.*, **18**, 97.
- Mihalas, D., and Binney, J. 1981, *Galactic Astronomy* (W. H. Freeman and Company, San Francisco), p. 422.
- Miyamoto, M., and Nagai, R. 1975, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **27**, 533 (M/T:C).
- Miyamoto, M., Satoh, C., and Ohashi, M. 1980, *Astron. Astrophys.*, **90**, 215 (M/T:A).
- Mulder, W. A. 1983, *Astron. Astrophys.*, **117**, 9.
- Sanders, R. H., and Lowinger, T. 1972, *Astrophys. J.*, **77**, 292.
- Sanders, D. B., Scoville, N. Z., and Solomon, P. M. 1985, *Astrophys. J.*, **289**, 373.
- Satoh, C., and Miyamoto, M. 1976, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **28**, 599 (SM).
- Sellwood, J. A., and James, R. A. 1979, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **187**, 485.
- Semenzato, R. 1987, *Astron. Astrophys.*, **175**, 50.
- Sil'chenko, O. K., and Lipunov, V. M. 1987a, *Astrophysics*, **26**, 220.
- Sil'chenko, O. K., and Lipunov, V. M. 1987b, *Astrophysics*, **26**, 267.
- Solomon, P. M., Sanders, D. B., and Scoville, N. Z. 1979, in *IAU Symposium 84, The Large Scale Characteristics of the Galaxy*, ed. W. B. Burton (Dordrecht: Reidel), p. 35.
- Spitzer, L., and Schwarzschild, M. 1951, *Astrophys. J.*, **114**, 385.
- Spitzer, L., and Schwarzschild, M. 1953, *Astrophys. J.*, **118**, 106.

- Stark, A. A. 1979, Ph. D. thesis, Princeton University.
- Villumsen, J. V. 1985, *Astrophys. J.*, **290**, 75.
- Wielen, R. 1977, *Astron. Astrophys.*, **60**, 263.
- Woolley, R., Martin, W. L., Penston, M. J., Sinclair, J. E., and Aslan, S. 1977, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **179**, 81.
- Woolley, S. R., and Candy, M. P. 1969, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **141**, 277.
- Yasutomi, M., and Fujimoto, M. 1989, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **41**, 823.
- Yasutomi, M., and Fujimoto, M. 1990, submitted to *Publ. Astron. Soc. Japan*.
- Yasutomi, M., and Tatematsu, Y. 1990, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **42**, 517.

A Ring of Giant Molecular Clouds and Their Spiraling into the Galactic Nucleus

Makoto YASUTOMI and Yoshinori TATEMATSU

*Department of Astrophysics, School of Science, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-01*

(Received 1989 August 30; accepted 1990 May 16)

Abstract

The dynamical evolution of giant molecular clouds (GMCs) in our galactic disk was numerically studied based upon the assumption that the disk is infinitesimally thin. It has been found that the GMCs lose energy and angular momentum through dynamical friction due to disk stars in nonlinear epicyclic motion, causing the GMCs to spiral into the galactic nucleus. Their infall velocities have a minimum value at a galactocentric distance of ~ 5 kpc. GMCs thus assemble from the outer regions, form a ring distribution within a time scale of 10^9 yr, and remain for a long time within that region. After the GMCs pass through this region very slowly, they fall into the galactic nucleus with relatively high velocities.

Key words: Dynamical friction; Galactic nucleus; Galaxy; Giant molecular clouds; Ring distribution.

1. Introduction

Recent surveys of CO millimeter line emission in our Galaxy have revealed that a large fraction of all molecules are contained within enormous giant molecular clouds (GMCs) with a total mass $> 10^5 M_{\odot}$; the GMCs have a ring-like concentration within the region of galactocentric radii ($4 < r < 8$ kpc) on the galactic disk (Sanders et al. 1985). The annular distribution of molecular gas has also been found in other spiral galaxies (Verter 1985). Moreover, observations with infrared, radio, X-ray, and γ -ray bands have shown that our galactic nucleus is very active (Genzel and Townes 1987; Koyama et al. 1989). This suggests an accretion of matter into the galactic nucleus. Theoretical studies of the driving mechanisms of the ring-shaped distribution of the GMCs and the mass accretion into the galactic nucleus have frequently been made.

Young and Scoville (1982) have suggested that the annular concentration of the GMCs in our Galaxy could be explained either by the action of an inner Lindblad resonance or by a depletion of gas within the inner regions of the Galaxy through the formation of bulge stars; however, actual estimates and models have not been made.