

コンピューター・シミュレーションが切り拓く天文学——星から宇宙の果てへ—— (9)

自己重力多体系の進化

—球状星団、銀河集団化—

牧野淳一郎*・伊藤誠**

自己重力系は天文学特有の物理系と言ってよく、地球や、太陽がその形を保っていられるのも自己重力が働いているからである。自己重力系の中には、その構成要素を質点と見なすことのできる多体系子系がある。その代表的なものが球状星団、銀河、銀河集団である。最初の 2 つの構成要素は星であり、最後は銀河である。自己重力多体系のシミュレーションは、粒子間の重力をすべてたし合わせて、各粒子に働く力を計算する必要があり、これには超高速計算機が必要である。ここでは代表的な計算例として、球状星団の合体と、銀河集団化のシミュレーションを紹介しよう。

I. 球状星団の進化

1. イントロダクション

銀河系の中の球状星団はその名通りどれもほとんど球形で、年齢も同じくらいのものが多い。しかし最近になってマゼラン雲の球状星団の観測が急速に進み、その性質が我々の銀河系の中の球状星団とはかなり違うものであることが分かってきている。まず大きく違うのは年齢であり、銀河系の中の球状星団は 10^{10} 年程度であるのに対し、マゼラン雲の中のものは 10^8 年程度のものが多く、中には 10^6 年、すなわちわずか 100 万年程度のものさえある。形状も銀河系のはほとんど球形であるのに対しマゼラン雲のものでは長軸と短軸の比が 1 : 0.7 とかなり潰れたものもみつかっている。さらには銀河系のなかにはみつかっていない連球状星団系、つまり 2 つの球状星団がお互いのまわりをまわっているもののがかなりの割り合いでいることが分かっている。

このように銀河系とマゼラン雲で球状星団の様子が大きく違っているのはなぜだろうか。もちろん生まれたときから違っていたということを考えられるが、マゼラン雲のものの方が年齢が若いということから考えて、銀河系の球状星団も生まれたときはマゼラン雲のもののように多様なかたちをしていて、それが 10^{10} 年にわたる進化の過程で同じような形になったと考えるほうが自然である。以下では球状星団の形成後の進化のモデルを簡単に説明する。

2. 連球状星団系の進化

球状星団は基本的には星や銀河と同じようにガス雲が重力収縮してできたものと考えられる。したがって本連載 3 回目の観山の記事にもあるように、収縮の過程で分

裂し、連星団系になるのが自然な道筋である。実際、マゼラン雲の若い球状星団の中には連星団系をつくっているもののがかなりある。これに対し銀河系の中の古い球状星団には連星団系を作っているものはない。これは、多くの球状星団は連星団系として生まれるが、比較的短い時間 (10^7 ないし 10^8 年程度) でそれらは合体して 1 つの星団になってしまふと考えれば説明できる。そこで合体までの時間はどの程度であり、合体後の星団の性質はどのようなものであるかを調べるために合体過程の数値実験を行った¹⁾。計算法は重力多体系計算で、計算機の中に数千個から数万个の星からなる星団を作り、その星ひとつひとつの運動を数値積分しておいかけるという原理的には単純な方法である。

図 1 に計算結果の 1 例を示す。これはもともとは球対称な 2 つの同じ構造を持った星団が円軌道を描いて回っていたときに最終的に合体してできた星団の回転軸に平行な面での密度等高線図である。いくつかの初期条件で数値実験を行った結果、この密度分布のような合体後の星団の構造は最初に球状星団が持っていた軌道には無関係にいつでもほとんど同じであることが分かった。もちろん 2 つの星団が正面衝突に近い軌道でぶつかる場合にはかなり違ったものとなるが、連球状星団系の場合はその様な軌道は考えにくい。また合体までのタイムスケー

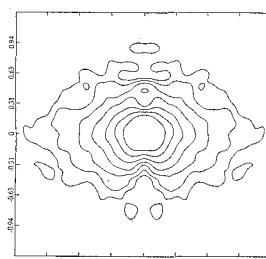


図 1 合体後の星団の密度分布。Sugimoto and Makino¹⁾による。

* 東大教養 Junichiro Makino, ** 京大理 Makoto Itoh:
The Evolution of Self-gravitating Systems—Globular Clusters and Clustering of Galaxies

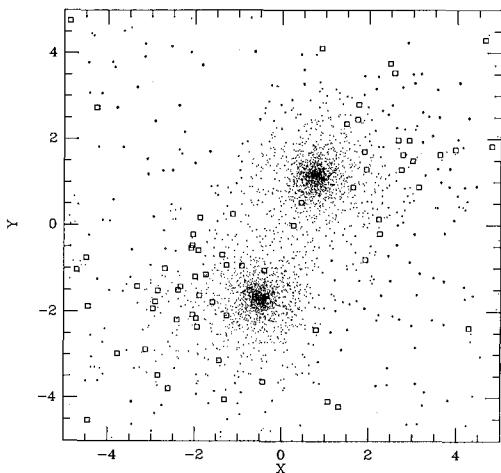


図 2 合体途中の星団のスナップショット。軌道運動の回転軸に垂直な平面への投影図である。星団は反時計回りに回転している。四角形で示したものは最終的に星団から逃げていった星である。Sugimoto and Makino¹⁾による。

ルは初期の軌道周期の数倍程度とかなり短いものであることも確認された。

合体後の星団の構造が初期の軌道によらない理由は、合体過程には“synchronization instability”とよばれる不安定性があり、その不安定性の臨界距離よりも2つの星団の間の距離が短くなると合体過程がカタストロフィックに進むためである¹⁾。この臨界点までは、それぞれの星団から潮汐力によってゆっくりと星がはぎとられ、それらがエネルギーと角運動量をもらって逃げる所以で軌道が次第に縮んでいく(図2)。このとき星団の自転も軌道運動について回ろうとする。従って角運動量はどちらにも流れる。臨界点ではこの角運動量輸送が不安定になる。つまり、星団自身の回転を加速するために軌道運動の角運動量が減ると、軌道自体は小さくなりより速く回転するようになる。もしもこの速くなりかたが星団の回転速度の速くなりかたよりも大きいと、回転速度の差がますます大きくなり星団の回転速度がいくら速くなってしまって軌道運動に追い付けなくなってしまう。こうなると合体があっという間にすんなりしまうわけである。

3. 回転している球状星団の進化

前節で述べたように、連球状星団系が合体してできた星団はかなり偏平なものである。またマゼラン雲で観測されている若い球状星団にも偏平なものがおおい。これに対し銀河系で観測されている古い球状星団はほとんど球形である。これは進化の過程で角運動量を失って丸くなつたということである。この過程を調べるために重力多体計算によって回転している星団がどう進化するかを調べた²⁾。

N 体計算で調べるのは2節の話と同じだが、進化をドライブするメカニズムが違い、このために追いかけなければいけないタイムスパン、さらには計算法自体が変わってくる。難しい言葉を使うと2節の話はviolent relaxationであるのにたいしこでの話はtwo-body relaxationであるということになる。べつの言い方をすれば2つの星団が合体する話はコーヒーにミルクを入れてかき混ぜたときにどうやって混ざっていくかということであるのに対し、その後の進化はコーヒーをそっとおいておいた時に熱伝導で冷めていく過程を追いかけることに相当している。コーヒーならばだんだん冷めていくだけだが、自己重力の働く恒星系では自然に空間構造ができる。詳しくは例えれば稻垣³⁾を参照されたい。

計算の結果があるが、これはどの程度早く回っているかによってかなり答えが違う。しかし基本的にいえることは2体緩和、つまりは熱伝導のタイムスケールで星団の中心部から外側に向かって角運動量が流れるということである。この熱伝導のタイムスケールは10⁹年程度なので、外側の粒子の角運動量を取り除くメカニズムがあれば銀河系の球状星団が丸いという事実を説明できることになる。この角運動量を取り除くメカニズムは親銀河の潮汐力であると考えられる。この効果を取り入れた計算をすることが次の目標となるであろう。

4. 今後の問題

球状星団のその後の進化については稻垣³⁾の詳しい解説がある。現状では次の段階に進むためには進化をモンテカルロ法やフォックカーブランク近似を使って解くのではなく、重力多体問題として直接おいかけることが必要になってきている。しかし、そのためには必要な計算量はまさに天文学的であり、計算コードにもよるが10万体程度の計算には100 Gflopsないしは1 Tflops(現在のスーパーコンピュータの1000倍)程度の計算機を数週間使う必要がある。このために球状星団の研究は「留守番時代」にはいったというのが稻垣の結論であった。汎用のスーパーコンピュータを使っているかぎり確かに彼のいう通りかも知れない。しかしこの程度の計算速度は、本連載前回の戎崎の記事にあるGRAPEのような専用計算機をもってすれば現在のスーパーコンピュータよりもずっと安価に実現できる程度のものである。球状星団の進化の研究において数値実験は本質的な役割を果たしてきた。計算能力の飛躍的な進歩により「留守番時代」を終わらせることができそうである。

(牧野淳一郎)

参考文献

- 1) D. Sugimoto and J. Makino, 1989; *Publ. Astron. Soc. J.*, 41, 1171.

- 2) K. Akiyama and D. Sugimoto, 1989, *Publ. Astron. Soc. J.*, 41, 991.
 3) 稲垣省五, 1989, 天文月報, 82, No. 10, 252.

II. 膨張宇宙における銀河の重力的集団化

1. はじめに

自己重力によって系の進化が支配されるものとして、数多くの恒星が集まつた球状星団や銀河などがある。また、数多くの恒星の集まりである銀河が、さらに集まつた銀河の集団をあげることができる。

観測から得られた銀河の分布は、多くの銀河が集まり銀河団を形成していたり、フィラメント状に集まっている。逆にこれらの集団の間には殆ど銀河のないボイドも存在している。膨張する宇宙の中の銀河の集団が、どの様な初期条件の下で、現在観測されるような構造を形成してきたのであろうか。この問題を解明することは、宇宙論の重要なテーマの一つになっている。

問題解決の手段として、これらの銀河を重力相互作用をする質点の集まりとみなし、宇宙膨張を考慮した上で、これらの質点がどの様に運動するのかをコンピューターで数値的に追いかける方法がある。この方法は計算機の進歩にともない急速な進展をみせている。例えば 10 年ほど前 Aarseth らの行なった 4000 体の数値計算は、当時数十時間かかったが、現在のスーパーコンピューターでは、わずか 10 分~20 分程度で行なうことができる。この様な計算機の進歩や、新しい N 体コードの開発により現在では 20 万体を越える数値計算が行なわれるようになってきた。前半の牧野氏の記事にあるよう

に、球状星団の計算では星と星の衝突の効果が系の進化に大きな影響を及ぼすため、現在のスーパーコンピューターをもってしても 10 万体を越す計算は不可能である。しかし銀河の集団のような無衝突系は、衝突の過程を正確に計算する必要がないため、このように多くの粒子数を用いた計算が可能なのである。

図 1 にツリーコードによる 32,768 体の計算結果を示す¹⁾。この計算は初期の密度ゆらぎの power spectrum が $|\delta_k|^2 \propto k^n$ ($n = -2, -1, 0, 1$) となるようにしてある。一見して分かるように n の値が小さいほど大きな銀河の集団が形成されていることが分かる。さて、これらの結果を観測の結果などと比べるにはどうしたら良いであろうか。観測結果の図と、図 1 を両手に持って「ウム、この図が一番似ている！」と「心眼」をもって結論を下して良いものであろうか。2つ以上のものを相互に比較する場合、この一見して分かる違いを客観的な方法で数値的、定量的に表すことが重要となってくる。効率的な N 体コードの開発の重要さもさることながら、結果を定量的に解析することは研究を進め上でさらに重要な位置を占めるのである。

2. 分布の定量化

定量化の代表的な方法として、東辻・木原 (1969)²⁾によって導入された 2 体相関関数 $\xi(r)$ というものがある。これはある銀河から距離 r だけ離れた体積 δV の中に、別の銀河を見いだす確率 δP を用いて次のように定義される:

$$\delta P = \bar{n} \delta V [1 + \xi(r)]. \quad (1)$$

ここで \bar{n} は銀河の平均数密度である。東辻らは Lick 天

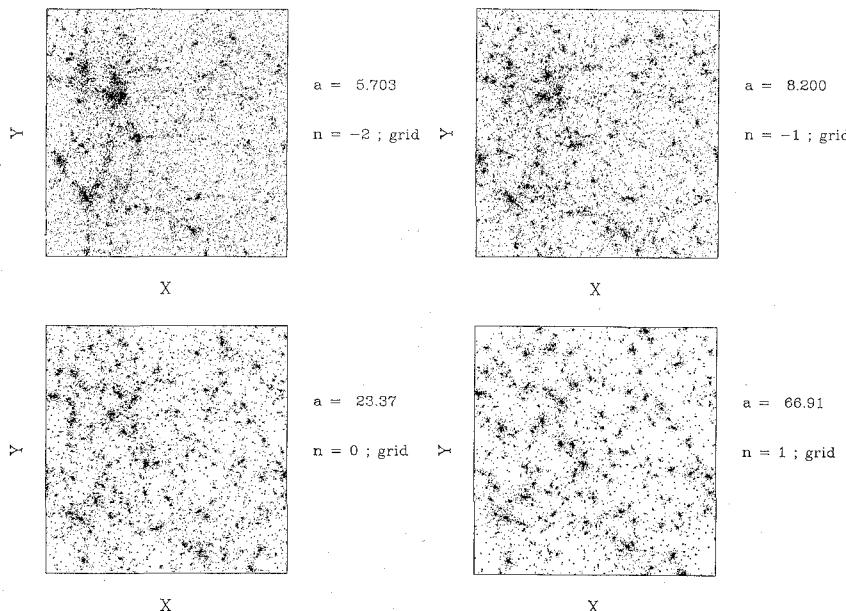


図 1 銀河の分布を平面に投影したもの。 a はスケールファクターを表す。

文台の観測結果を解析したところ、この2体相関関数が次のようなべき乗法則に従うことを見いだした：

$$\xi(r) = (r_0/r)^{1.8}, \quad r_0 \sim 5h^{-1} \text{Mpc}. \quad (2)$$

この結果は大変‘好ましいもの’であった。なぜなら、銀河の分布が重力という典型的なスケールのない力によって作り出されたものならば、その分布も典型的なスケールを持たないべき乗法則に従うべきだと考えられるからである。その後2体相関関数は銀河の分布を表すほとんど唯一のものとなった。

しかし2体相関関数は本来分布に関する限られた情報しか含んでいない。これに代わるものとして近年 $f(N)$ 統計というものが提唱されている。ここで $f(N)$ とはある体積 V のなかに N 個の銀河を見いだす確率である。 $f(N)$ の関数形はべき乗法則のような簡単な形をしていないが、SaslawとHamilton(1984)³⁾によってこの $f(N)$ の関数形が重力熱力学を用いて理論的に導かれている。

$$f(N) = e^{-\bar{N}(1-b)-Nb} \frac{\bar{N}(1-b)}{N!} [\bar{N}(1-b)+Nb]^{N-1} \quad (3)$$

ここで $\bar{N} = \bar{n}V$ である。また

$$b = -\frac{W}{2K} = \frac{2\pi G m^2 \bar{n}}{3T} \int_0^\infty r \xi(r) dr$$

である。この理論の、銀河の分布は熱力学的準平衡状態にあるという仮定は受け入れ難いものであるが、その結論は正しく、観測や N 体計算から得られた結果と非常に良く一致している^{1), 3), 4)}。例として図2に、図1の分布から得られた $f(N)$ (ヒストグラム) と理論(破線)との比較を行なった結果の一部を示す¹⁾。ここで b という値は(3)式を N 体計算から得られた結果に対し fitting する際に fitting parameter として用いている。

では、図1で見た一見して分かる違いはこの $f(N)$ 統計でどのように表現できるのであろうか。熱力学的理論と、密度ゆらぎの線形成長を記述する linear perturbation theory を組み合わせると、 $f(N)$ の中に含まれる b という値が

$$1 - b(R) \propto R^{n/2} \quad (R \text{ は体積 } V \text{ (球) の半径}) \quad (4)$$

というスケール依存性を持つことが導かれる。図3に fitting から得られた $1 - b(R)$ の値のスケール依存性を示す¹⁾。この図から分かるように線形な領域 ($R \geq 0.1$) で(4)式の関係が明確に成立していることが分かる。このことから、観測結果を $f(N)$ 統計を用いて詳しく解析することによって、宇宙初期の密度ゆらぎに対する手がかりが得られることが期待される。しかし残念なことに、 $f(N)$ 統計を用いた観測面の研究は殆どなされていない。

その他の定量化の方法としてはフラクタル次元というものが最近良く用いられるようになってきた。また今まで銀河の分布の解析がおもに行なわれてきたが、観測から銀河の速度場の情報がある程度解明されてきたため、これからは N 体計算の分野でも速度場に関する研究が今後急速に進展するものと考えられる。

N 体計算を用いた研究は、コンピューターの発展に負うところが大きい。GRAPEのような専用計算機が本格的に稼働を始めればさらに多くの粒子数を用いた計算が可能となり、その結果を解析するための計算量も飛躍的に増大するであろう。自己重力系の研究におけるコンピューターの占める役割は、今後ともその重要さを増していくであろう。

(伊藤 誠)

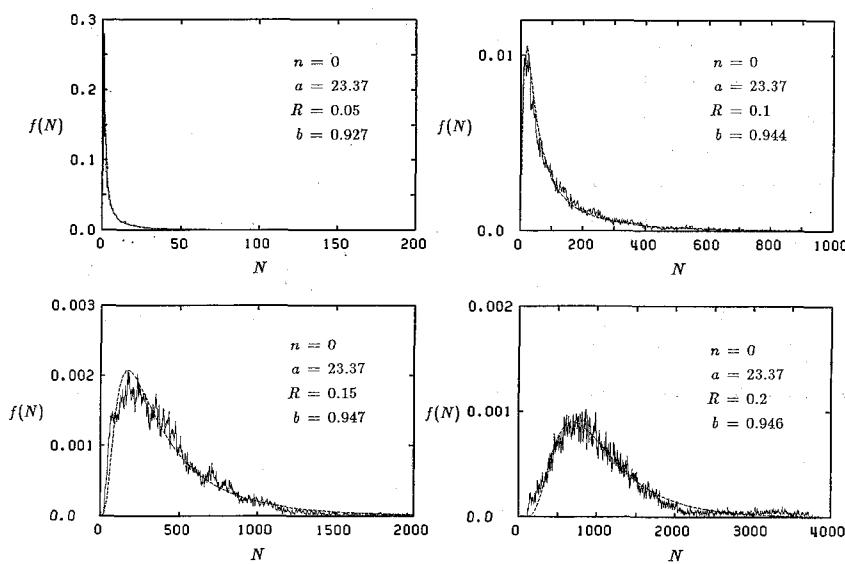


図2 N 体計算から得られた $f(N)$ (ヒストグラム) に理論から得られた式を fitting したもの(破線)。
 R は体積 V (球) の半径。

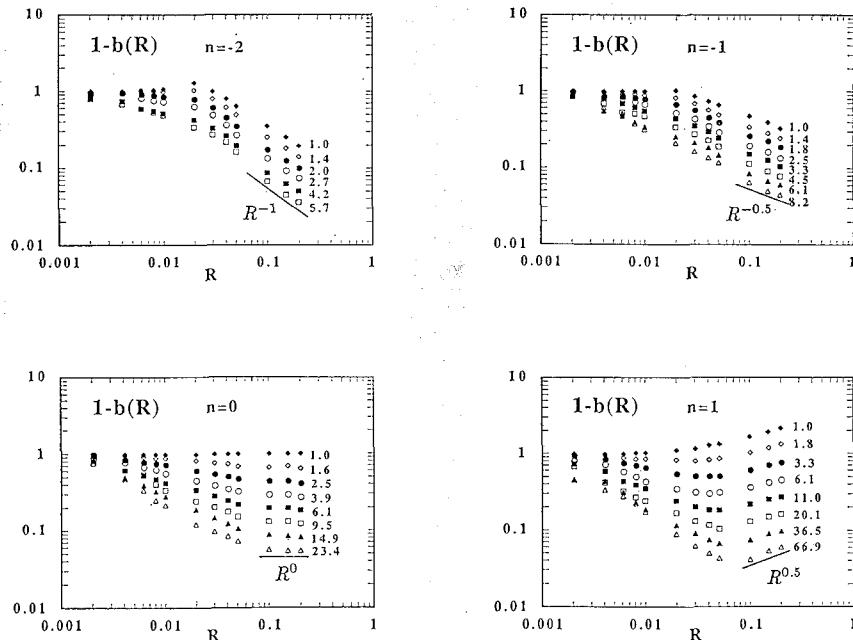


図3 $1-b(R)$ のスケール依存性。直線は(4)式の関係を表している。右端の値はスケールファクターである。

参考文献

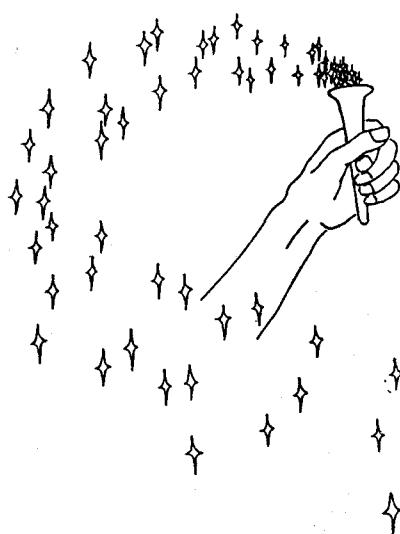
- 1) Y. Suto, M. Itoh and S. Inagaki, 1990, *Astrophys. J.*, **350**, 429.
 2) H. Totuji and T. Kihara, 1969, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **21**, 221.
 3) W. C. Saslaw and A. J. S. Hamilton, 1984, *Astrophys. J.*, **276**, 13.
 4) P. Crane and W. C. Saslaw, 1986, *Astrophys. J.*, **301**, 1.
 M. Itoh, S. Inagaki and W. C. Saslaw, 1988, *Astrophys. J.*, **331**, 45.
 M. Itoh, S. Inagaki and W. C. Saslaw, 1990, *Astrophys. J.*, June 20.

学会だより

研究奨励賞メダルデザインについて

本誌、昨年8月号で、日本天文学会研究奨励賞メダルのデザインを募集しましたところ、12名17件の応募がありました。秋・春の年会会場などで全作品を展示し、折りにふれ作品についてのご意見などを聞き、「若さ」、「未来への発展性」などのテーマをもとに理事会で検討した結果、本会員の杵鞭充千男（きねむちみちお）氏の作品を基本デザインとして採用しました。関係各位のご協力をお礼申上げます。

今回応募された方々は長谷川一郎、古谷賢一、梅村雅之、半田利弘、片見宗吾、花村亜沙貴、藤本剛二、織田智則、杵鞭充千男、土田嘉直、萩町洋一、福長明子（到着順）の各氏でした。



図はメダルの基本デザインとして採用したもの