

惑星学要論  
宇宙の始まりから惑星形成まで

牧野淳一郎

神戸大学 惑星学専攻

# 講義概要

1. ビッグバン宇宙論: 1.5 コマ分くらい
2. 天体形成 (主に銀河): 2.5 コマ分くらい
3. 星・惑星形成: 1 コマ分くらい

# 講義の目的

- 惑星形成を、宇宙における階層的構造形成全体の中で理解する
- 同時に、惑星形成研究を天文学・天体物理学研究の中で位置付ける
- そのために宇宙の始まり、銀河等の天体形成、星形成、惑星形成の順にトップダウンで話を進める

# ビッグバン宇宙論

- 宇宙論の歴史
- 現在の描像
- 残っている問題
  - インフレーション
  - ダークマター
  - ダークエネルギー

# 天体形成

- 大規模構造・重力不安定 (ジーンズ不安定)
- 重力熱力学的不安定
- 円盤構造、軸対称不安定、スパイラルモード
- 銀河形成
- 銀河と太陽

# 星形成と惑星形成

- 星形成
  - 星形成を考えるいくつかの立場
  - 初代星
- 惑星形成の標準ないし京都/林モデル
  - minimum solar nebula model
  - シナリオ紹介
  - 理論的問題
  - わかっていないこと

# 天体形成

- とりあえず見た目を
- 重力(だけ)による天体形成

# とりあえず見た目を

## 銀河

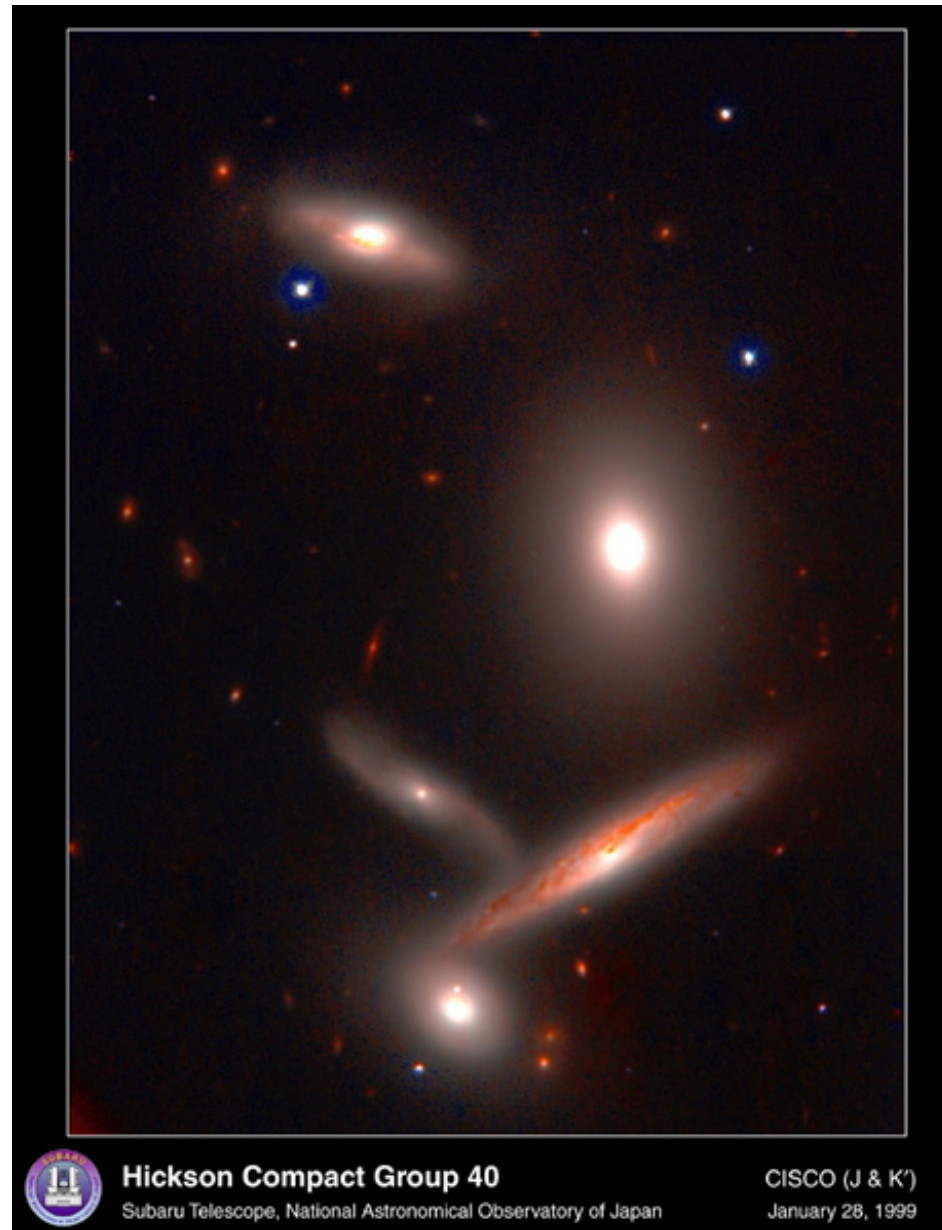


## 球状星団





# 銀河群



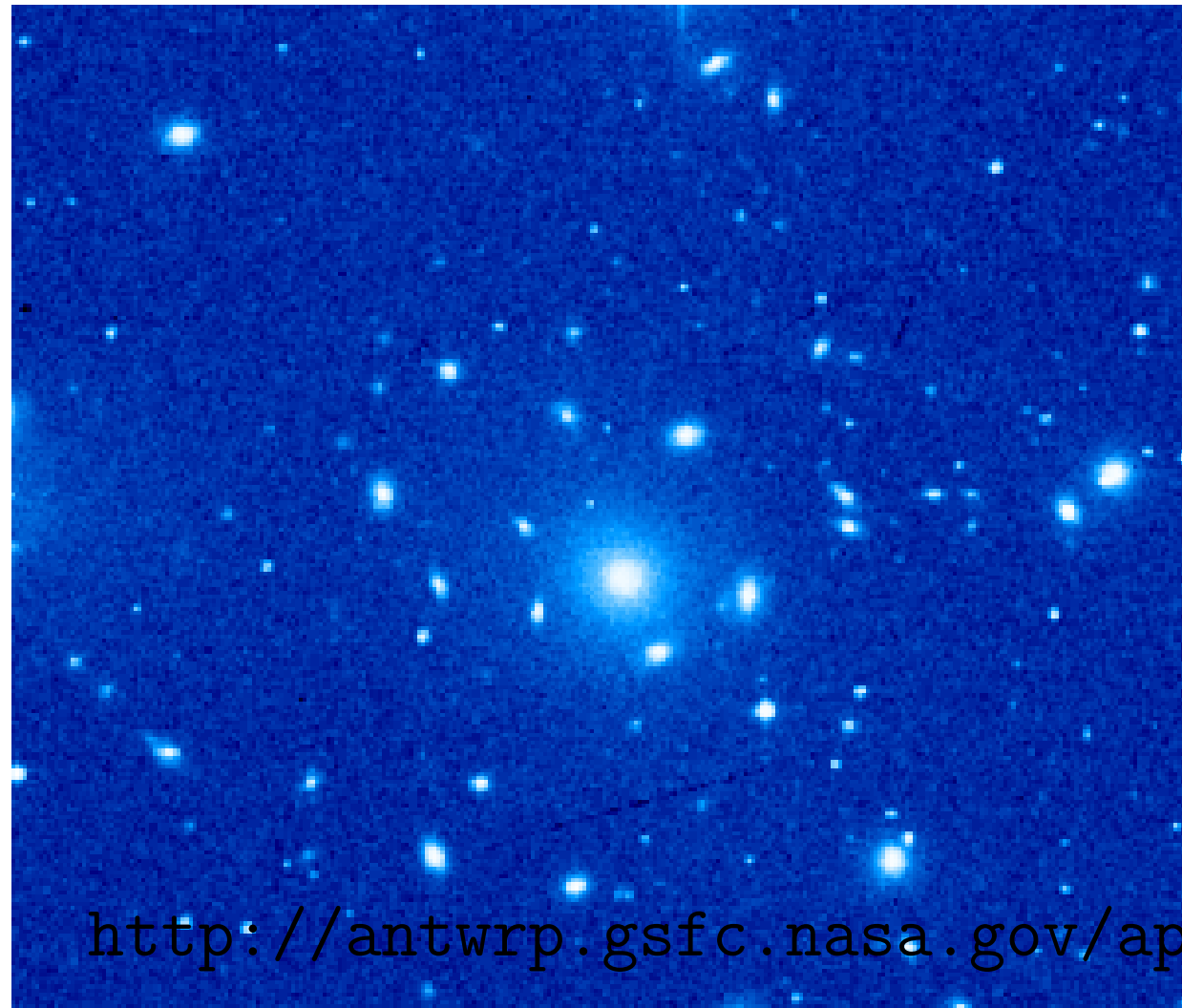
**Hickson Compact Group 40**

Subaru Telescope, National Astronomical Observatory of Japan

CISCO (J & K')

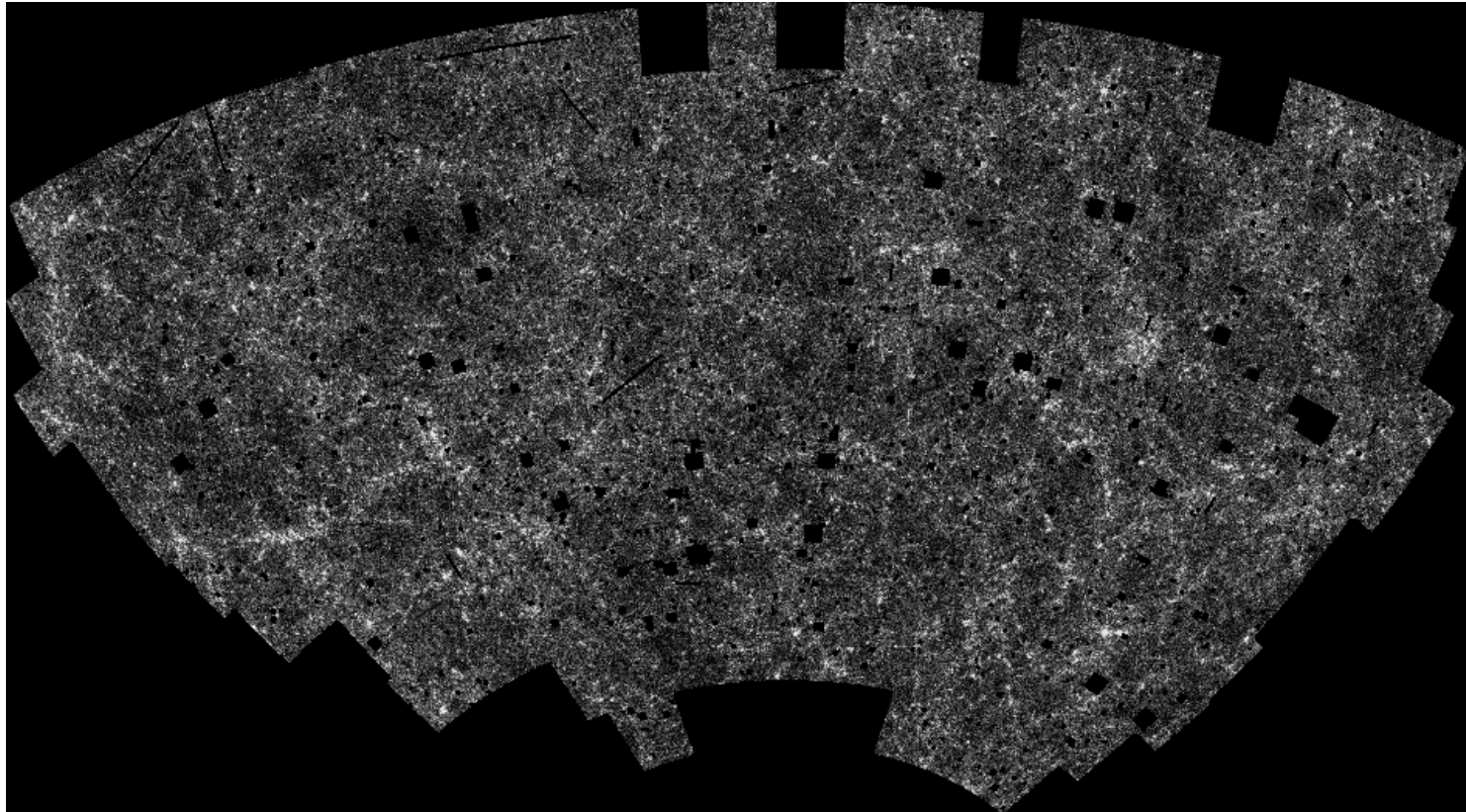
January 28, 1999

# 銀河団



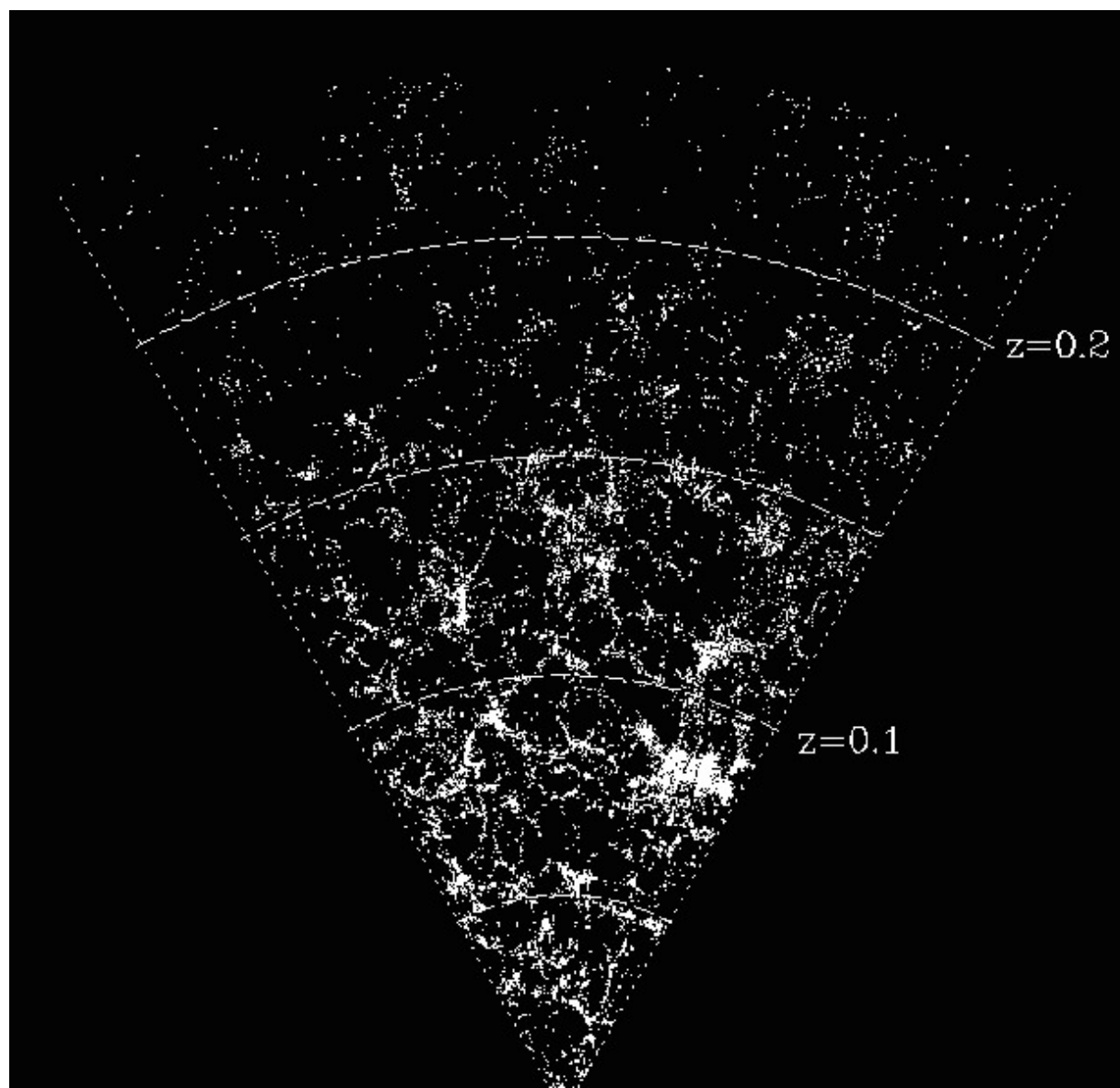
<http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap950917.html>

# 大規模構造 (天球面)



[http://www-astro.physics.ox.ac.uk/~wjs/apm\\_grey.gif](http://www-astro.physics.ox.ac.uk/~wjs/apm_grey.gif)

# 大規模構造 (距離情報あり) — SDSS スライス



# 支配方程式:

太陽系、星団、銀河、銀河団、宇宙の大規模構造などの基本方程式

$$\frac{d^2 r_i}{dt^2} = \sum_{j \neq i} -\frac{G m_j r_{ij}}{r_{ij}^3}$$

- それぞれの星（あるいは惑星）を一つの「粒子」と思った時に、ある粒子は他のすべての粒子からの重力を受ける。
- 大抵の場合に相対論的効果は考えなくていい（速度が光速にくらべてずっと小さい）

# こういう系をどうやって研究するか

- 観測する：ほとんど「ある瞬間」しかわからない。恒星の運動は最近ある程度見えるものも。
- 理論を立てる：立てた方程式が簡単には解けない、、、
- 実験する：重力が重要な系の実験は実際上不可能

「計算機実験」が割合重要。

# 計算機「実験」

実際に星や惑星をどこかにおいて実験するのは不可能

計算機で支配方程式を積分することで実験の代わりにする

= 「計算機実験」

実験そのものとはちょっと違う

- こちらが入れた物理法則以外は入ってこない（はず）
- 計算があっているとは限らない

# 重力多体系の基本的性質

惑星や星と、それ以上の大きさの構造の基本的な違い：

圧力が重力とつりあっているわけではない

では、どうして潰れてしまわないか？

— Newton 以来の疑問。

- 太陽系
- 銀河
- 宇宙全体



# 太陽系の場合

太陽の回りを各惑星が回っている。

惑星同士の重力は太陽からののに比べて 3 桁程度小さい（木星の質量は太陽のほぼ 0.1%）。従って

## ケプラー問題＋摂動

とみなせる。で、各惑星はほぼ周期的な運動をする、つまりずっと同じような軌道を回る。

といっても、これは本当にそうか？（惑星の軌道は本当に安定か？）というのは現在でもまだ完全に解決されていない大問題。

# 古典的な（19世紀くらいの）理解

「ラプラスが太陽系の安定性を証明した」

これは摂動展開したという話。

- ラプラスの頃にはまだ無限級数の収束条件はそもそも知られていなかった
- 摂動展開すればいいというものではないということをポアンカレが示した
- 冥王星、海王星などの新しい惑星がみつかった
- 単純な力学系でも「カオス」になるということがわかってきた

# 近代的な（20世紀後半の）理解

20世紀後半には太陽系が本当に安定かどうか？というのは、

「なんだかよくわからない問題」

に戻ってしまった。

# 用語の整理

安定 太陽系だと、要するに惑星がどっかにとんでいってしまうとか、2つがぶつかるとか太陽に落ちるとかそういった大きな変化はないということを定義にする。

可積分 任意の初期条件で解析的な解が求まる。(多重) 周期的なので、フーリエ級数で書ける

## 用語の整理 (続き)

カオス的 これも定義はかならずしもはっきりしない。可積分なものはカオス的ではないが、一般には可積分かどうかわかるとは限らないし、可積分でなくてもある初期条件の範囲で安定な解が求まるような力学系もある。

# ややこしい例

可積分ではないけれど安定な解がある古くて新しい問題：重力3体問題。

3個の質点がお互いの重力に引かれて運動する。

銀河、星団等のもっとも簡単なモデルともいえる。

(2体問題は可積分)

# 3体問題の性質

一般の3体問題は可積分ではない：ポアンカレによって「証明された」

が、これはどんな初期条件でも安定ではないというわけではない。

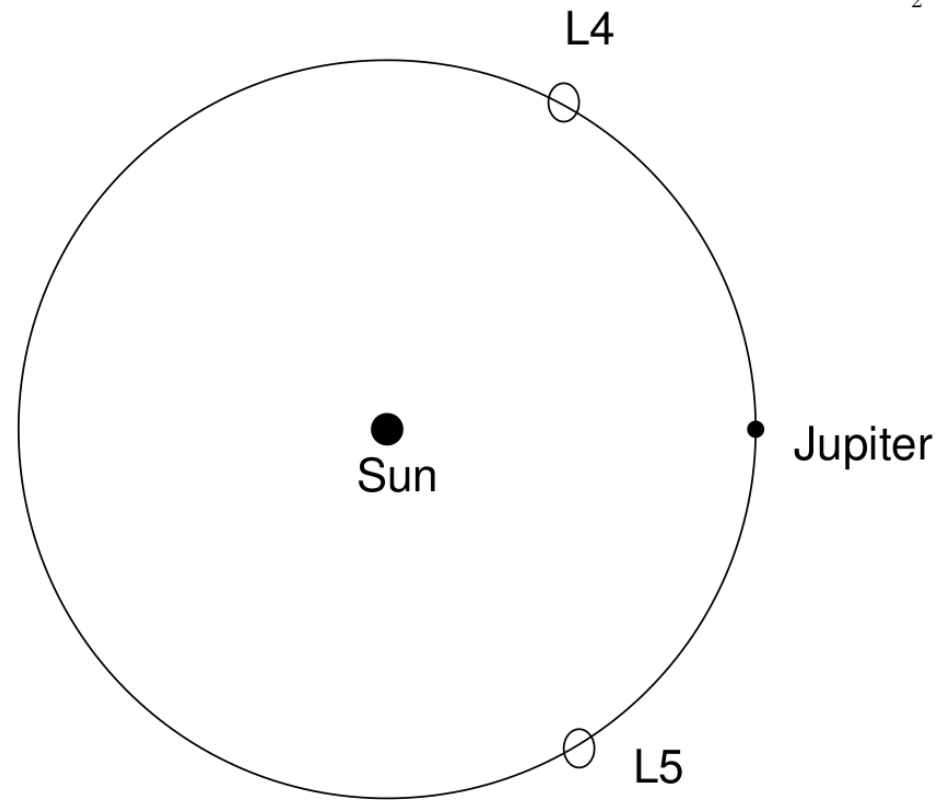
# 安定な解の例

ラグランジュ解（正3角形解）。

2,3 個めの質量が十分小さければ安定。

太陽・木星・トロヤ群の小惑星は実際にこのラグランジュ解を作っている。

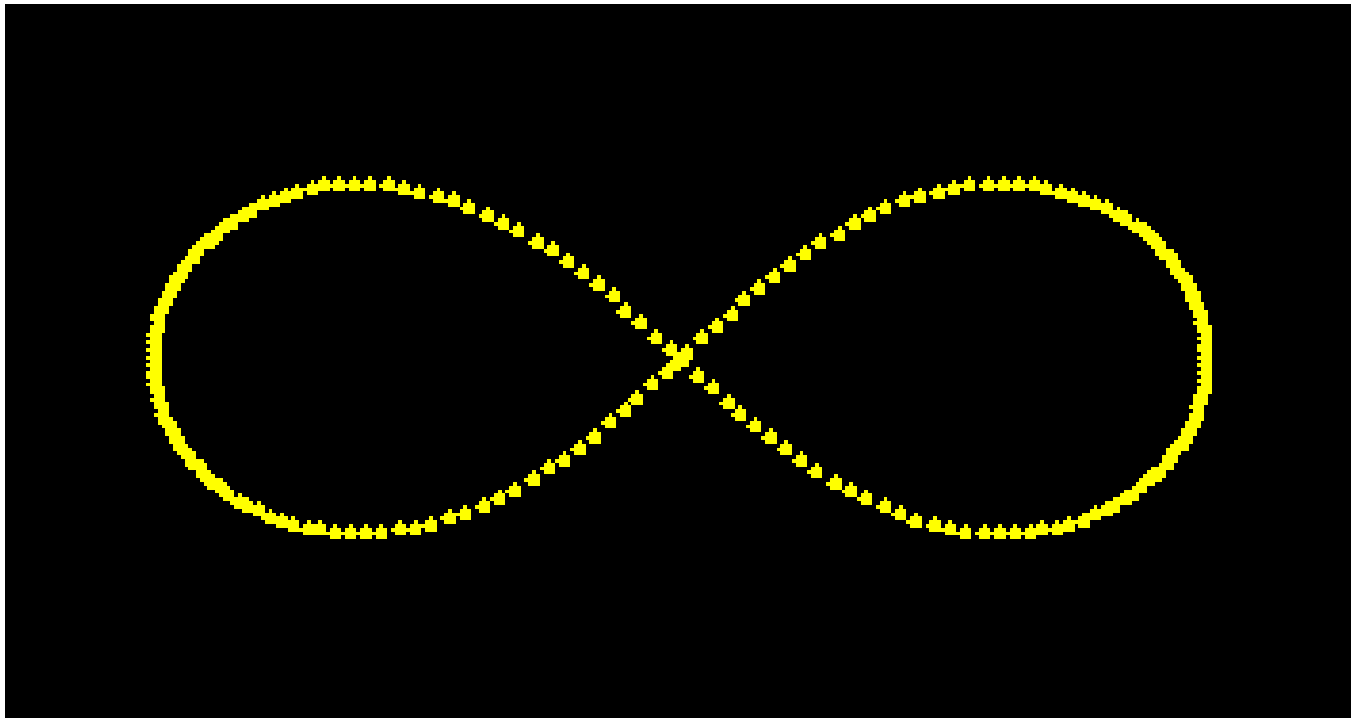
（ラグランジュではなくてオイラーによって発見されたとか、、、）





# ちょっと余談

20年くらい前に発見された新しい安定軌道 — Figure-8 Solution



アニメーション

(東京大学教養学部情報図形科学教室・船渡さん 提供)

# Figure-8 solution

- 3個の質量がほぼ等しい (0.005% 程度) の時にだけ安定 (らしい)
- 数値的に (計算機で) 周期軌道を見つける新しい方法が開発されて求まってきたもの。

# 太陽系の安定性について

結局、「計算機で長い間惑星の軌道を追いかけていって、どうなるか見る」のが唯一信用できる方法（信用できないとわかっていない方法）ということになった。

「計算機で軌道を追いかける」とはどういうことか？

# 計算機による軌道計算

ある運動方程式

$$\frac{d^2x}{dt^2} = f(x) \quad (1)$$

と初期条件

$$x(0) = x_0, \frac{dx}{dt} \Big|_{t=0} = v(0) = v_0 \quad (2)$$

が与えられたとして、そのあとの時間発展を計算機で求めること。

# 具体的な方法

基本的には、最初の位置（と速度）からちょっと後の時刻の位置を求めるというのを繰り返す。

もっとも基本的な方法：オイラー法

1変数で書くと

$dx/dt = f(x)$  に対して、

$x(t + \Delta t) = x(t) + \Delta t f(x(t))$  と近似するもの。

つまり、ある時刻での解のテイラー級数展開の1次の項までをとったもの

もっと効率の良い方法が一杯研究されている

# で、安定性はどうなったかということ

と、こういうような、いろいろな方法が出てきたこと、計算機が速くなったこともあって、

太陽系の惑星の軌道は「安定ではない」

ということが 1987 年には示された

ここでの「安定ではない」の意味は：

「非常に近い初期条件の太陽系を 2 個つくってそれぞれ別に計算すると、それぞれでの惑星の位置の差がどんどん大きくなっていく」ということ

# 不安定のタイムスケール

大きくなるタイムスケール：リアプノフ時間といわれるもの。  
軌道間の距離が  $e$  倍になる時間。

求めたリアプノフ時間： 2千万年

これ自体は 8.5 億年の計算をして求めたもの。

# 太陽系はでは 45 億年間どうして存在を続けているのか？

さらに長い時間の計算（主に国立天文台の木下・中井・伊藤らによるもの）でわかったこと：

- リアプノフ時間は確かに 2 千万年 程度と短い
- だからといって惑星がどこかに飛んでいってしまうというようなことはおこらない（らしい）

つまり、軌道の安定性ということからみるとカオス的だが、だからといって全くなんでも起こるというわけではなくてある狭い範囲（どういう範囲かはよくわからない）に軌道が収まっている（らしい）



# 冥王星は惑星じゃなくなった

だからいうわけでもないが、2009年に Nature にでた論文:

Vol 459 | 11 June 2009 | doi:10.1038/nature08096

nature

LETTERS

---

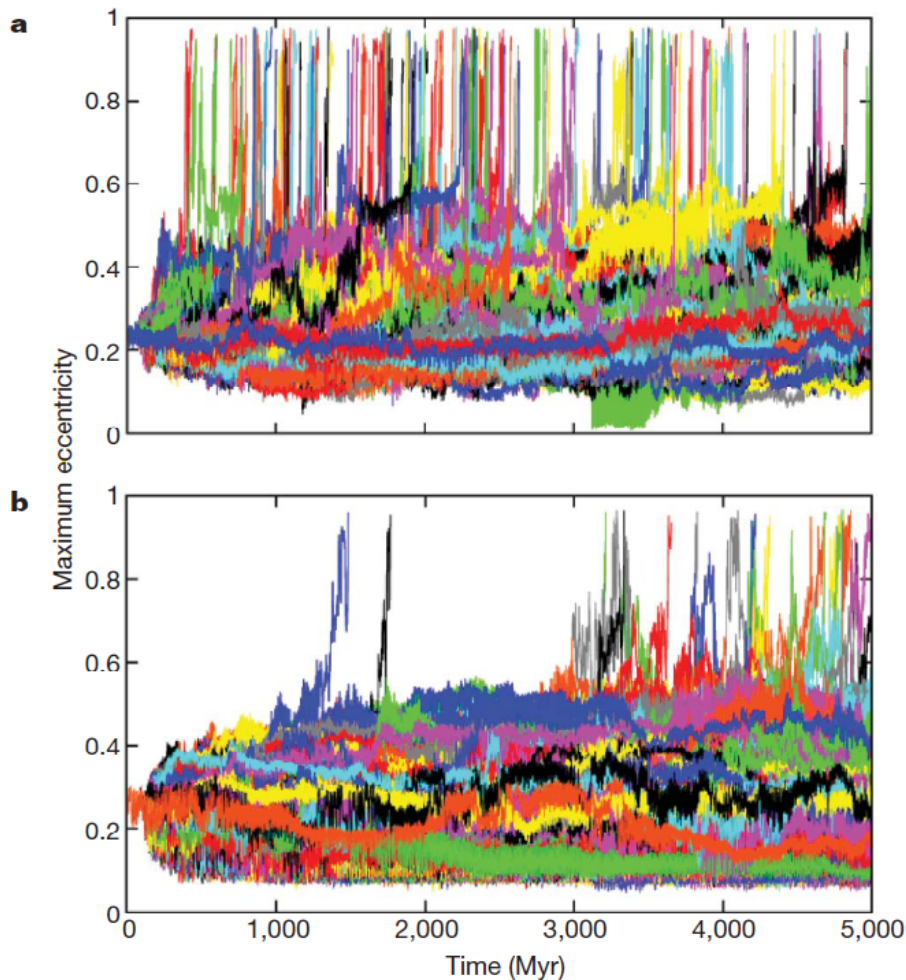
## **Existence of collisional trajectories of Mercury, Mars and Venus with the Earth**

J. Laskar<sup>1</sup> & M. Gastineau<sup>1</sup>

地球が水星や金星とぶつかる ???

# Laskar and Gastineau 2009

- 水星の初期の位置をほんのちょっとだけ ( 0.38mm) づつ変えて、沢山の「太陽系」の進化を計算した
- 結構な数の「太陽系」で、水星の離心率が大きくなって金星や地球とぶつかった
- 但し、一般相対論的効果をいれると、いれない場合より安定になった



本当に計算あってるのかどうかは？

# 結局のところ

そういうわけで安定かどうかはまだよくわかっていない。

色々な人が色々な方法で研究中。

以下、太陽系の話はしばらくおいて銀河とか星団の話に移る。

# なにが問題か？

銀河とか星団とかはそもそもどうしてそこにあるのか？

それらは安定なのか？

どうやってできたのか？

というようなことが問題。

# 銀河等はどうやってできたか？

- 宇宙全体は一様に膨張しているとする、惑星とか、太陽とか、銀河はどうやってできたのか？
- 銀河は重力で星が集まっているだけなのにどうして潰れてしまわないのか？

という問題。

まず、どうしてそれら、とりあえず銀河とか、ができたのか？ということ。

# 重力不安定による揺らぎの成長

宇宙全体としては、(非常に大きなスケールでは) 一様で密度一定であるとしても、小さなスケールになると揺らぎのために一様からずれている。

宇宙が熱い火の玉から現在まで膨張する過程で、その揺らぎが自分自身の重力のために成長して、ものが集まってできるのが銀河とか銀河団ということになる。つまりは、ニュートンが最初に心配した、「星が落ちてくるのではないか」という問題に対する答は、「おちてきちゃってる」というもの。

では、銀河はどうやって形を保っているか？

# 宇宙はなにからできているか

(復習)

そのへんにある普通の物質：バリオン（陽子、中性子）＋電子でできている。

宇宙のバリオンのほとんどは水素原子のまま（ビッグバンの最初にヘリウムやリチウムが少しできて、あとは星のなか、特に超新星爆発の時にもっと重い元素が核反応で作られる）

# ダークマター

見えるバリオンの量（星と、あとは電波や X 線でみえる水素ガスの量）：例えば銀河系の質量や、銀河団の質量のほんの一部でしかない。

銀河：回転曲線

銀河団：X線ガスの温度から質量を推定

- 重力の理論が間違っている？
- なんだかわからないものがある？



# 現在の宇宙に対する我々の基本的な理解とその「検証」

- 宇宙の物質のほとんどは、偉そうに言えば「未知の素粒子」、わかりやすくいえばなんだかわからないものである。
- 宇宙は全体としては一様だが、揺らぎがあって完全に一様なわけではない。宇宙膨張の間にその揺らぎが成長して銀河とか銀河団ができてきた。

こういった理解が正しいかどうか：本当にこういうやり方で現在の宇宙の構造ができるかどうかを計算機シミュレーションで調べることである程度はチェックできる。

# 宇宙の大規模構造形成のシミュレーション

計算の 1 例（現在千葉大准教授・石山さん提供）

ここでやっていること：

- 基本的には「一様」な宇宙を、なるべく沢山の粒子で表現する
- 理論的に「こう」と思われる揺らぎを与える
- 理論的に「こう」と思われる初期の膨張速度を与える
- あとは各粒子の軌道を数値的に積分していく。基本的には太陽系の時と同じこと

# わかること

- 宇宙全体としては膨張していく
- 最初に密度が高いところは、他に比べて相対的に密度がどんどん大きくなっていく。
- 特に密度が高いところは、そのうちに膨張しきって潰れ出す。
- （このシミュレーションでは）最初に小さいものが沢山できて、それらがだんだん集まって大きなものになる
- 大雑把にいうと、銀河とか銀河団はこのようにして潰れたもの。

# 宇宙論の問題としては：

- 観測される銀河や銀河団の性質、特に分布
- シミュレーションでできた銀河や銀河団の分布

を比べて、「どうすれば現在の宇宙ができるか」を決めることで、「宇宙の始まりはどうだったか」を逆に決めたい。

例えば宇宙の膨張速度、密度、宇宙項、初めの揺らぎの性質、ダークマターの性質

# Ill-posed problem?

つまり、、、

- 宇宙初期の揺らぎ：（銀河や銀河団になる細かいところまでは）直接には見えない
- 昔の宇宙の膨張速度：直接には見えない
- ダークマター：見えるかどうか（あるかどうか）わからない

これらを、全部同時に銀河の観測から決めたい。

そんなことは可能か？ という問題。

# 問題点

シミュレーションで出来るのは、本来はダークマターの分布だけ。

銀河になるにはそのなかでガスが収縮して星にならないといけない。

つまり、どういう条件で星ができるかが決まらなると本当には比べられない

- 銀河の数が変わる（合体するとか）
- 銀河の明るさが変わる（若い星があると明るい。古くなると暗くなる）

# 原理的には

- こういった問題点の解決: 「ガスが収縮して星になる」ところも全部シミュレーションすればいい
- そういう方向の研究ももちろん進められている
- が、まだ、シミュレーションの信頼性その他に問題が、、、

# 話を戻して、、、

なぜ銀河は潰れないか？

太陽系 太陽が圧倒的に重い — 2 体問題 + 摂動

一般の 3 体問題：不安定

安定（最終）状態：2体の連星 + もう一つ（無限遠に飛ばされる）

銀河ではなにが起きるか？



# 銀河の「分布関数」

星の数（粒子数）が無限に大きい極限：

星の「分布」を考えることができる。

$f(x, v)$  : 6次元空間のある領域に粒子がいくつあるか？つまり、

$f(x, v)dx dv$  がある「体積」  $dx dv$  の中の星の数を与えるとする。いま、簡単のために星の質量はみんな同じとする。

# 分布関数の従う方程式

運動方程式から分布関数についての偏微分方程式への書き換え：

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \nabla f - \nabla \Phi \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}} = 0, \quad (3)$$

ここで  $\Phi$  は重力ポテンシャルであり以下のポアソン方程式の解。

$$\nabla^2 \phi = -4\pi G \rho. \quad (4)$$

ここで、 $G$  は重力定数である。

# 分布関数の従う方程式（続き）

$\rho$  は空間での質量密度

$$\rho = m \int dv f, \quad (5)$$

である。

この書き換えは難しいことではないんだけど、「面倒臭い」ので導出はここでは省略。

# 力学平衡

星の数が無限に大きい極限を考えると：

一つ一つの星は動くけれど、全体としてみた

- 分布関数
- 従って、星が全体としてつくる重力場

は時間がたっても変わらないような状態というのがある  
(一般にいつでもそうというわけではもちろんない)

これを「力学平衡状態」という。

# 銀河が潰れないわけ

銀河とかがどうして潰れてしまわないかという問題にたいする形式的な答：

ほぼそのような「力学平衡状態」にあるから

まあ、これはちょっと言い換えでしかないところもある。つまり、依然として

- なぜそのような状態に到達できるか？
- 到達できるとしても、どのような初期状態から始めたらどのような平衡状態に行くのか？

はよくわからない。

# なぜ力学平衡にいくのか？

第一の問題に対する一般的な答：

初期状態が特別の条件をみたしていない限り、振動があったとすればそれは急激に減衰するので定常状態に行く。

(但し、回転があると別：渦巻銀河、棒渦巻銀河、、、)

前に見せた銀河形成のシミュレーションはその一例。

# ジーンズ不安定

良く考えると、宇宙膨張と構造形成の関係はあんまり簡単ではない。

- ビッグバン直後の宇宙は熱平衡、一様密度
- 今の宇宙は全く一様ではない(少なくとも「小さな」スケールでは。メガパーセクとか)
- 理論的にはどうやって一様でなくなったか？

理解する枠組み: 重力不安定 (ジーンズ不安定)

# ジーンズ不安定(続き)

- 「理論的」枠組み:大抵、摂動論(解けるものからの無限小のずれを扱う)
- ここでもそういう話
- で、ダークマター(無衝突ボルツマン方程式に従う)だと面倒なので断熱のガスで考える(あとで述べるが、安定性条件は同じになる)



# 流体のジーンズ不安定

流体は、連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (6)$$

オイラー方程式

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi \quad (7)$$

ポアソン方程式

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad (8)$$

で記述される。

さらに状態方程式がいる。これはいま圧力が密度だけの関数で与えられるとする。(断熱でも等温でもなんでもいい)

# 記号のリスト

$\rho$ : 密度

$t$ : 時間

$v$ : 速度

$p$ : 圧力

$\Phi$ : 重力ポテンシャル

$G$ : 重力定数

# 線型化

- 平衡状態からの無限小のずれの変化を見るため、ベースの解とずれの部分にわけると
- $\rho, p, v, \Phi$  をそれぞれ  $\rho = \rho_0 + \rho_1$  という格好
- 添字 0 がつくものはもとの方程式の平衡解であり、1 がつくものは小さい（二次以上の項を無視していい）とする。

で、方程式を書き直す。

# 線型化した方程式

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_1) + \nabla \cdot (\rho_1 \mathbf{v}_0) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{v}_0 = \frac{\rho_1}{\rho_0^2} \nabla p_0 - \frac{1}{\rho_0} \nabla p_1 - \nabla \Phi_1 \quad (10)$$

$$\nabla^2 \Phi_1 = 4\pi G \rho_1 \quad (11)$$

$$p_1 = \left( \frac{dp}{d\rho} \right)_0 \rho_1 = v_s^2 \rho_1 \quad (12)$$

ここで  $v_s$  は音速である。

# ベースが無限一様の場合

ベースは無限一様でいたるところ密度、圧力が等しく、速度も0とすると、連続の式とオイラー方程式が

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_1 \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_1) = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p_1 - \nabla \Phi_1 \quad (14)$$

となる。下2本は見かけはかわらない。

これを、 $\rho_1$  だけの式にすれば

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - v_s^2 \nabla^2 \rho_1 - 4\pi G \rho_0 \rho_1 = 0 \quad (15)$$

# この方程式の振舞いは？

- 最初の2項をみれば普通の波動方程式、
- 最後の項がポアソン方程式を通してでてくる重力の項である。
- 波長が短い極限では普通の波動方程式
- 波長が長い極限では空間2階微分の項が効かなくなるので、線形の常微分方程式になってしまう。

# 分散関係 (空間波長と時間振動数の関係) を求める

実際に分散関係を求めるために、解を

$$\rho_1 = C e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (16)$$

として代入すれば

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (17)$$

ということになる。したがって、

$$k_J^2 = \frac{4\pi G \rho_0}{v_s^2} \quad (18)$$

と書くことにする。

# 分散関係

- $k > k_J$  なら  $\omega$  は実数。この時は解は振動的（普通の音波と同じ）
- $k = k_J$  なら  $\omega = 0$  で、与えた摂動は時間発展しない（中立安定）
- $k < k_J$  なら  $\omega$  は純虚数。この時は解は減衰する解と発散する解の両方がある（不安定）。

なお、一応念のために書いておくと、式(16)の形の解だけを考えるのは任意の初期条件からの解が（連続性とかを仮定すれば）この形の解の線形結合で表現できるからである。解の線形結合が解であるのは方程式が線形だからであり、任意の解が表現できるのは要するにフーリエ変換が完全系をなすからである。



# 分散関係からいえること

- 波長が短ければ普通の音波
- 波長が  $1/k_J$  より長いと時間の指数関数で進化
- つまり、長い波長のモードは密度が上がり始めたらどんどんあがる（下がり始めたらどんどんさがる）

## いいかえると

- 十分に波長が長いと必ず不安定になる
- 重力があると無限に一様な状態というのは温度無限大でない限り必ず不安定

# ジーンズ波長

$k_J$  に対応する波長: ジーンズ波長  $\lambda_J$

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}} v_s \quad (19)$$

ジーンズ波長くらいの半径の球を考えると、

- 運動エネルギー:  $M_J v_s^2$  の程度
- 重力エネルギーは  $GM_J/\lambda_J$  の程度、
- $M_J$  はジーンズ質量で (半径  $\lambda_J$  の球の質量)

計算すると、運動エネルギーと重力エネルギーが大体等しい。  
ジーンズ波長はそういう長さ。

# ここまでの解析でごまかしたところ

- 一様密度の物質があれば、ポアソン方程式の右辺が0じゃないから重力ポテンシャルは一様な値というのは何かおかしい
- が、一様で無限にひろがっているなら、重力ポテンシャルが場所によって違うのも何か変

宇宙全体の場合：宇宙膨張に対して不変な座標系 (共動座標という) で方程式を書き換えるとこの問題は解消。但し、時間変換がはいるので、時間の指数関数的にはならない。

膨張しない定常宇宙なら宇宙項がいる。

# 初期条件と力学平衡の状態の関係

あまり役に立つことはわかっていない。初期条件と最終状態の間の関係をいろいろ調べている段階。

このへんは、基本的には前にいった数値計算でやられる。

- 1996 年頃に、宇宙論で考えるような初期条件の範囲内ではいろいろパラメータを変えてもできるものはみんな同じであるというシミュレーション結果が出た。
- が、この結果は実は間違いであったことが、より大規模なシミュレーションからわかった。

というわけで、わかっていない問題は非常に多い。

# もう一つ大きな問題

星の数は実際には無限大というわけではない。

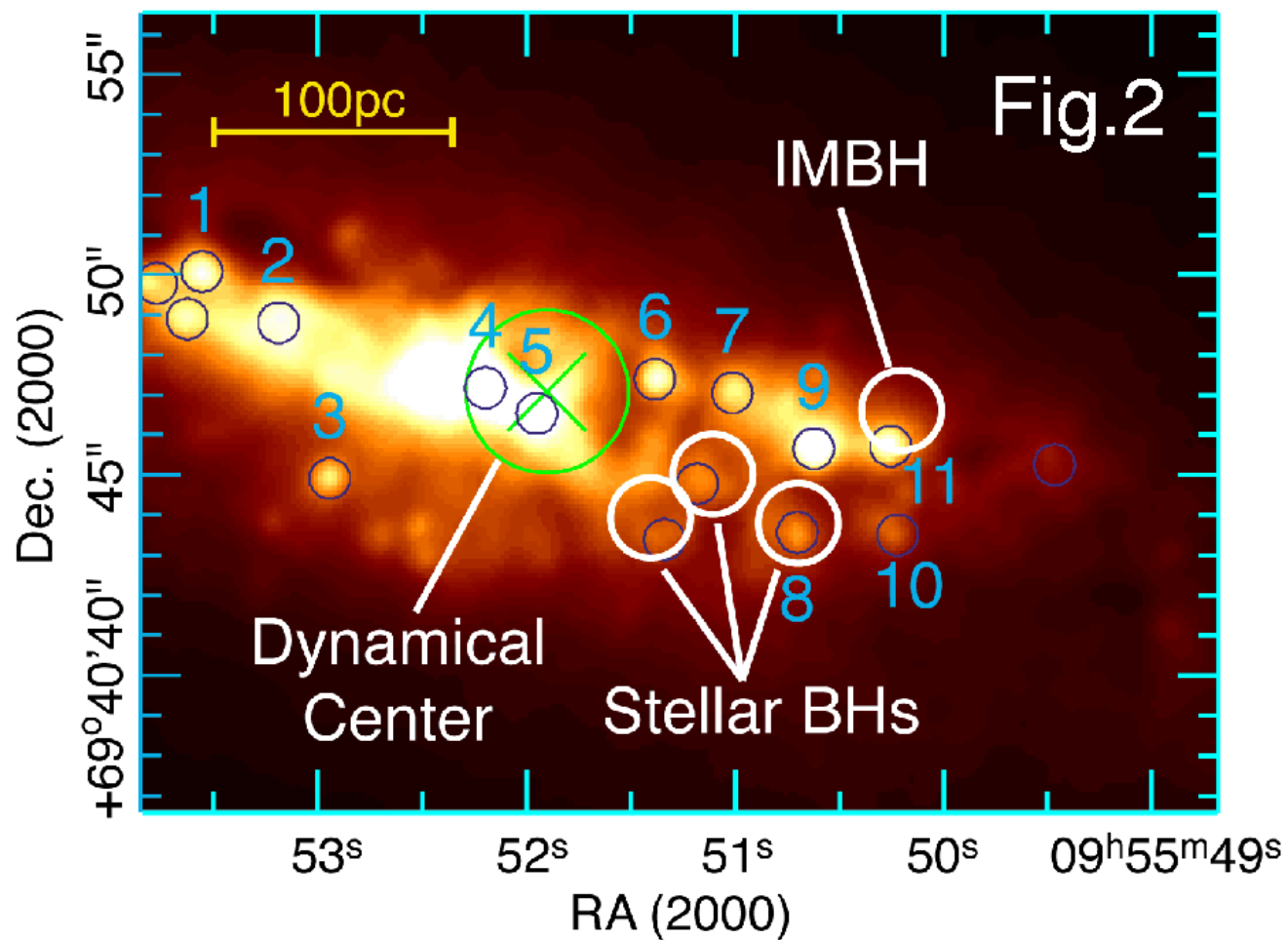
銀河：  $10^{10}$  かなり多い、

散開星団、球状星団  $10^{4\sim 6}$

銀河中心 巨大ブラックホール+ $10^7$  個程度の星

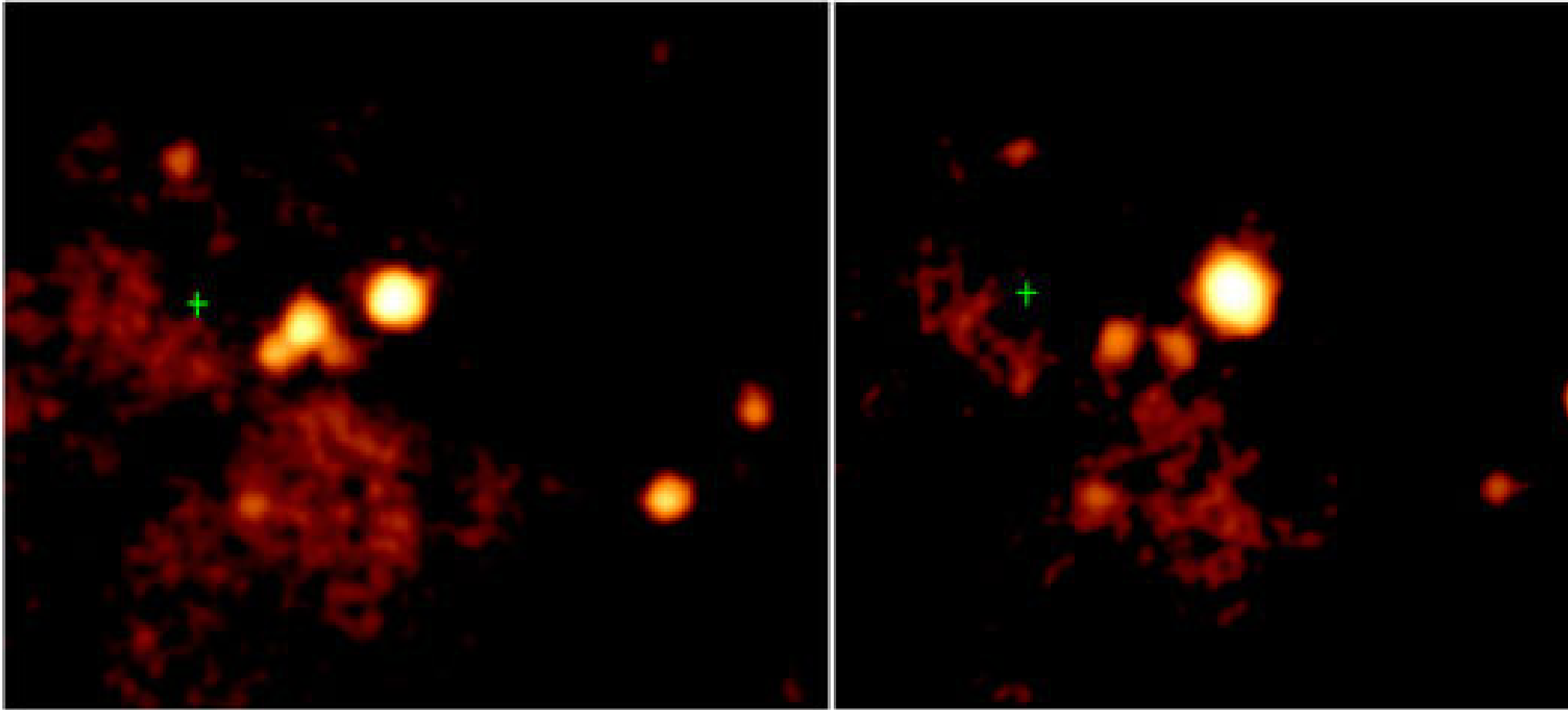
こういったところではどういことが起きるか

# 銀河中心



近傍の銀河 M82 の中心部の「すばる」望遠鏡による写真

# X線では



NASA Chandra X線衛星による写真

こういったところではいったい何がおきているか？

# 無限には星が多くない時

厳密には力学平衡にない

→ それぞれの星の軌道はだんだん変わっていく

物理的には大自由度のハミルトン力学系

→ 統計力学的（熱力学的）に振舞うはず

つまり：熱平衡状態（エントロピー最大）にむかって進化するはず。

（普通の気体なんかと同じ）



# 普通の気体との違い

- 重力のエネルギーは質量の2乗に比例
- 粒子を閉じ込めておく箱（境界）があるわけではない

2つ違うとよくわからないので、違いを一つにしてみる。

具体的には：仮想的に球形の断熱壁でかこんだなかの理想気体を考える。

重力の効果があるくらい大きいもの。

# 断熱壁の中の理想気体

温度（熱エネルギー）が重力エネルギーよりもずっと大きい状態

これはもちろん重力がない時と変わらない

温度を段々下げていく（エネルギーを抜いていく）



重力の効果が出てくる。

具体的には、中心の密度が上がって、壁のところの下がる。これは、重力と圧力勾配を釣り合わせるため。地球の大気が上にいくほど薄くなるのと同じ。

# 方程式と解析解

球対称な壁の中の、等温熱平衡なガスの方程式はこんなふう。

$$\frac{dp}{dM} = -\frac{M}{4\pi r^4}, \quad (20)$$

$$\frac{dr}{dM} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}, \quad (21)$$

$M(r)$  は半径  $r$  の中の質量、 $p$  と  $\rho$  は圧力と密度、ここでは重力定数が 1 になるような単位系だとする。

# 方程式と解析解 (続き)

座標系のとりかたが普通ではないが、恒星内部構造論では質量を座標にとる慣習がある。下の式は逆数とれば普通の式、上の式は

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{\rho M}{r^2} \quad (22)$$

で、圧力変化が重力と釣り合う、という式である。温度は、状態方程式

$$p = \rho T \quad (23)$$

# 方程式と解析解 (3)

- 一般の境界条件で解析解があるわけではないが、 $\rho \propto r^{-2}$ の形の解はある。(代入すれば解であることがわかる)
- 壁をつけた人工的な条件ではこの解は存在できるが、「自己重力系」としては存在できない(質量が無量大になる)
- 中心で有限密度の解も、 $r \rightarrow \infty$ の極限では解析解に漸近する
- そういう、解の系列を考える。

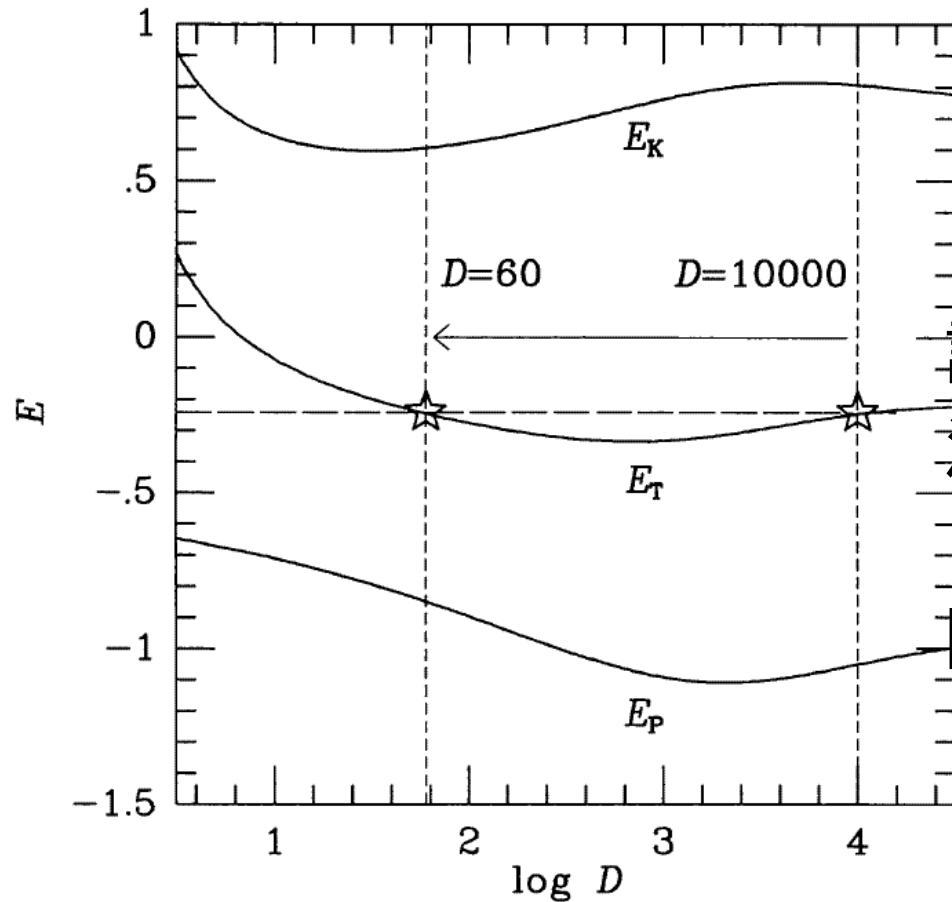
# 解の系列

- 物理的にしたいこと:ある質量のガスをある半径の球系の壁に置いて、段々温度を下げていく。そうすると、重力の効果が大きくなってきて中心と壁の密度比 ( $D$  とする) が大きくなる
- 計算機でこの解を求めるには:中心で適当な密度から始めて、外側にむかって積分していく。任意のところである  $D$  の解が求まる。これを、質量、半径を (例えば) 1 になるようにスケール変換して、温度もあわせる。

# スケール変換

- 半径  $r$ , 質量  $m$ , 温度  $t$  の解があったとする。  $G = 1$  で考える。スケール変換では半径を  $1/r$  倍、質量を  $1/m$  倍するので、重力エネルギーは  $r/m^2$  倍になる。
- 熱エネルギーを同じ比率でスケールすれば、圧力と重力がちゃんと釣り合う解になっているはずである (ビリアル定理からくる要請) ので、温度は  $t/m$  倍すればいい (はず)
- 始めからエネルギーだけ与えて、壁の中にある、という境界条件を満たす解を求めようとするとどうすればいいかわからないが、スケール変換すれば求められる。

# エネルギーの下限



計算してみるとどこまでも  
温度を下げられるわけではない。

図に結果を示す。これは横軸  
に中心と壁の密度の比、縦軸  
にエネルギーをとったもの



# 熱平衡状態

$D = 709$  でエネルギーが最小になり、それ以上エネルギーが低い平衡状態はない。

さらに、エネルギーのほうから考えてみると、あるエネルギーに対してそれに対応する平衡状態が 2 つ以上あるところがある。

- もっとエネルギーが低い状態は？
- $D$  が大きいところはいったいなにか？

# 密度比が限界より大きい状態

これは「熱力学的に不安定な平衡状態」になっている。

安定／不安定：ここでは「熱力学的」

温度が一様な平衡状態に、すこし温度差をつけてやる（熱エネルギーを移動してやる）

- もとに戻る：安定
- 戻らない：不安定

# 熱力学的安定性

普通の世の中のもの：戻るに決まっている。

熱をもらった方は温度が上がる。

とられたほうは温度が下がる。

熱い方から冷たい方に熱がながれるので、元に戻る。

ところが、、、重力が効いているとそうなるとは限らない。

# 熱力学的不安定性

条件によっては以下のようなことが起こる

中心部から熱を奪う → 温度／圧力が下がる → 圧力を釣り合わせるために収縮 → 重力が強くなる → もっと収縮 → 結果として温度が上がる。

これが起きると、熱を奪われた方が温度が上がるので、ますます熱が流れだし、いっそう温度が上がるという循環にはいる。

これを、「重力熱力学的不安定性」という。

# どうやって安定性を調べるか

「重力熱力学的不安定性」:

計算機によって安定性を調べることで初めて発見されたもの。

「計算機で安定性を調べる」というのはそもそもどういうことかという原理的な話をすこしだけしておく。

# 安定性解析の原理

ここで問題なのは適当な偏微分方程式（系）

$$\frac{\partial f}{\partial t} = A(f(x)) \quad (24)$$

ここで、 $A$  は「汎関数」。具体的には、例えば普通の熱伝導なら  $f$  の空間2階微分。 $f$  は例えば温度。

の定常解  $f_0(x)$  があったとする。

定義により  $A(f_0(x)) = 0$

少しずれた  $f = f_0 + df$ 、 $df$  の方程式を作る。

# 線形化 (1)

$df$  に何か入れればそれがどうなるかが計算できる

あらゆる可能な  $df$  について調べる？

そんなことがどうやってできるか？

これを可能にする方法が線形化して固有値問題にするということ。

## 線形化 (2)

仮定:  $df$  が  $f_0$  よりもずっと小さい

$df$  について線形な式にできる。

線形:

$$\frac{\partial df}{\partial t} = B(df(x)) \quad (25)$$

という形だったとして、

$$B(\alpha df_1(x) + \beta df_2(x)) = \alpha B(df_1(x)) + \beta B(df_2(x)) \quad (26)$$

という性質を満たすということ。



# 線形化 (3)

もうちょっとわかりやすくいうと、

$df_1$  が解なら  $df_1$  の定数倍も解

$df_1, df_2$  が解なら  $df_1 + df_2$  も解

ということ。

# 固有関数

このように線形な方程式には、固有値、固有関数というものがある。

固有関数は、

$$\lambda df = B(df) \quad (27)$$

の解。 $\lambda$  が固有値。

この時、時間発展が  $df = e^{\lambda t} df_0$  の形に書ける。

一般には任意の関数が固有関数の重ね合わせで書けるので、これら固有関数だけを調べればよいことになる。

# 固有値と安定性

この解（固有関数）は一般には無限個ある。

対応する固有値  $\lambda$  も無限個ある。

「もっとも大きい固有値」から順に求めるような計算方法があるので、求まった最大の固有値が負（実数部分が）であれば安定ということになる。

# もうちょっと具体的な計算法

まず  $f_0$  自体が必要。

空間も細かい刻みにわけて、その各点での値を近似的に計算する。

出てくるのは連立方程式になる。これを計算機を使って解く。

$f_0$  が求まると、それを使って  $df$  についての方程式を具体的に書ける。

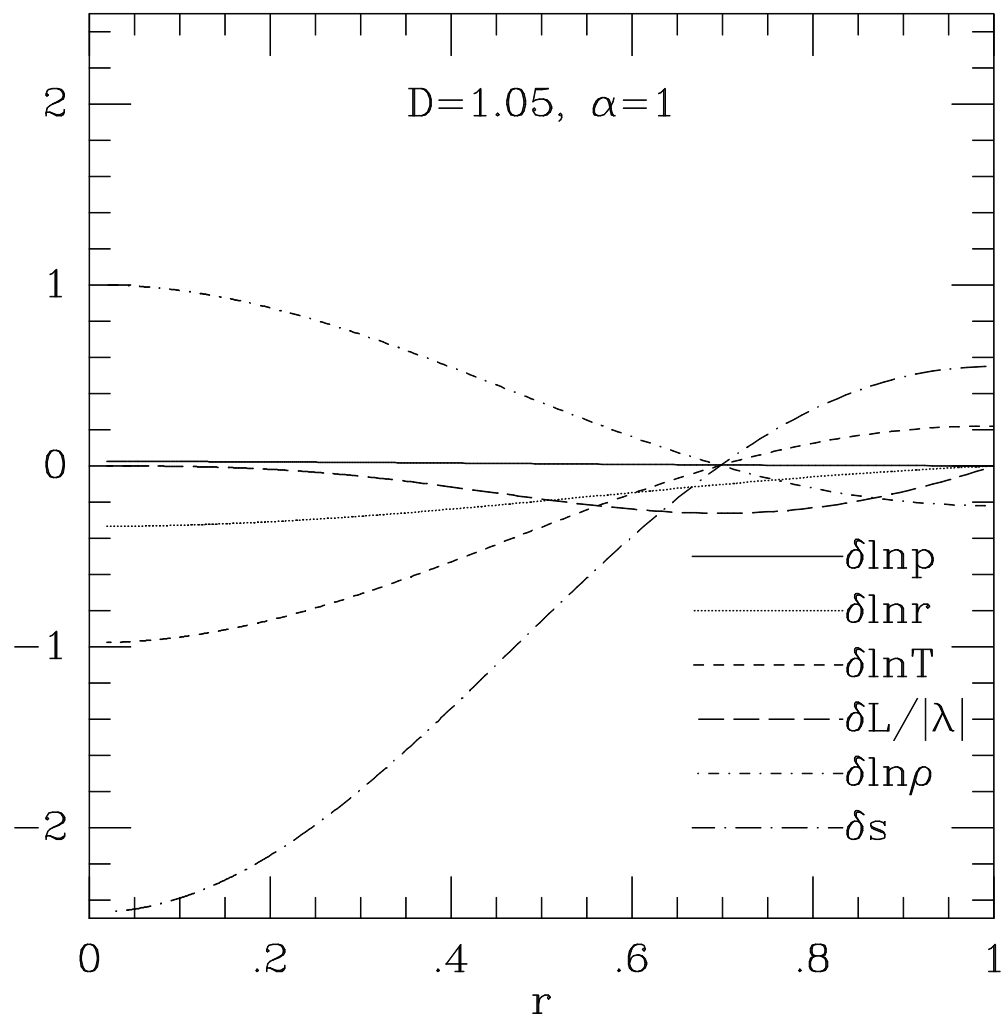
# $df$ についての方程式

これもやっぱり連立方程式になるが、線形であることから連立一次方程式になる。つまり行列でかける。

この行列の固有値、固有ベクトルを求めると、元の問題の固有値、固有関数の近似値になっている。

と、なんかややこしいが、計算機で安定性を調べるという時にはだいたいどんな分野でも同じようなことが出てくるので、ちょっと詳しく書いてみた。

# 安定な場合, $D = 1.05$

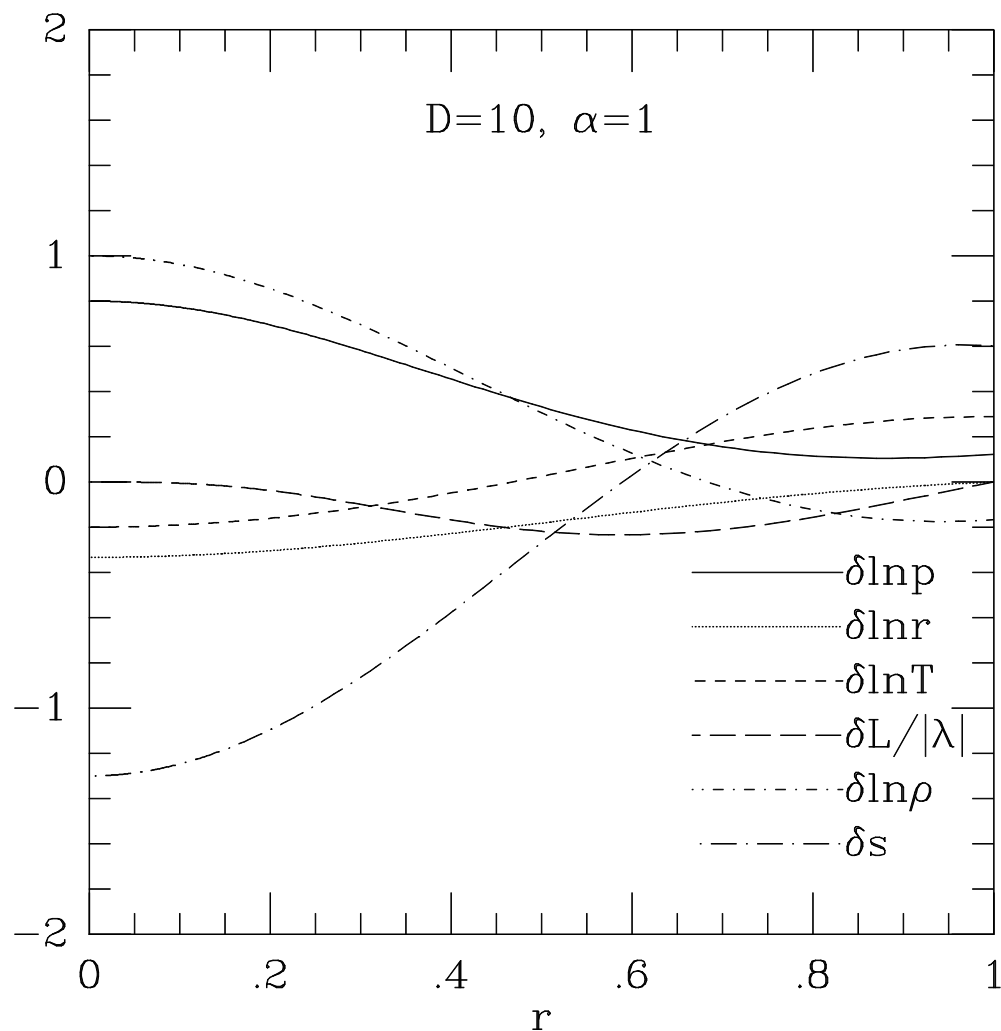


$\lambda$ : 固有値

- 圧力は変化しない
- エントロピーと温度が比例

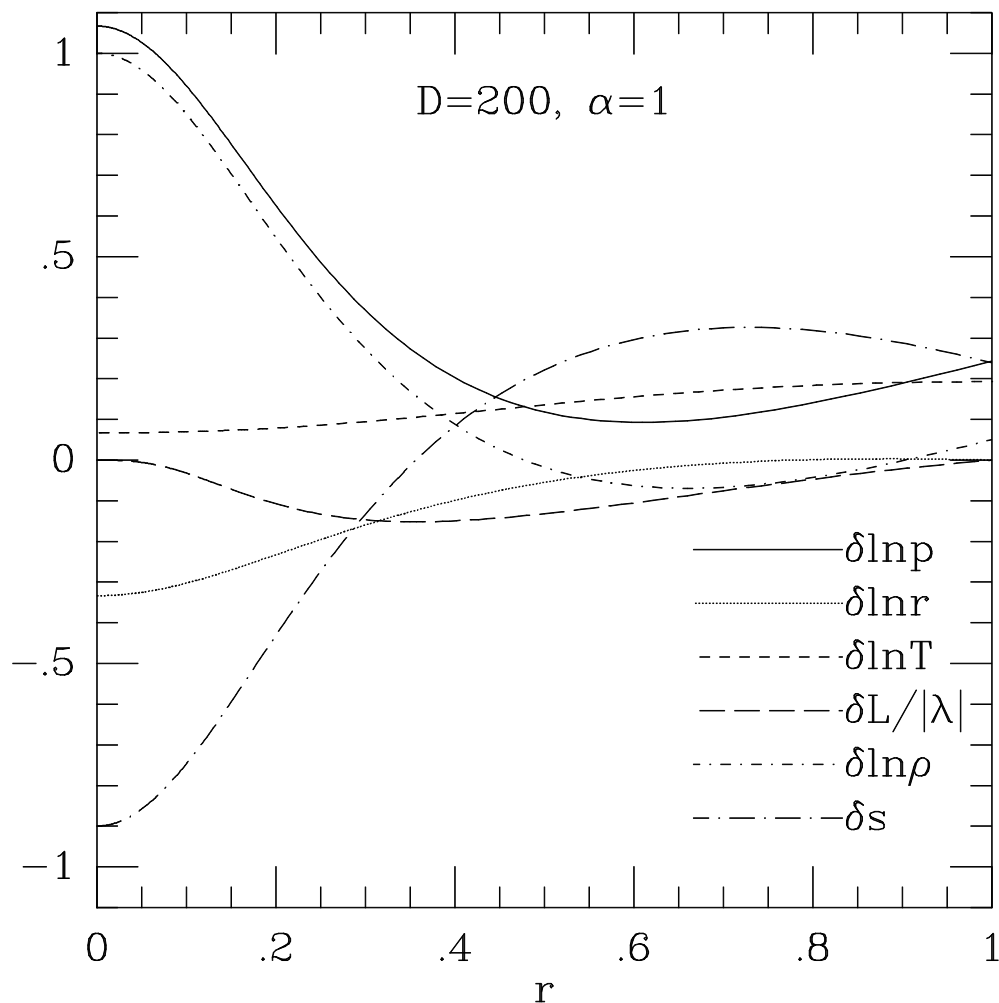
要するに、普通の断熱容器のなかのガス。

# 安定な場合 (2), $D = 10$



- 中心で圧力が上がる
- 温度は断熱変化の影響も受けるので、エントロピーとずれる

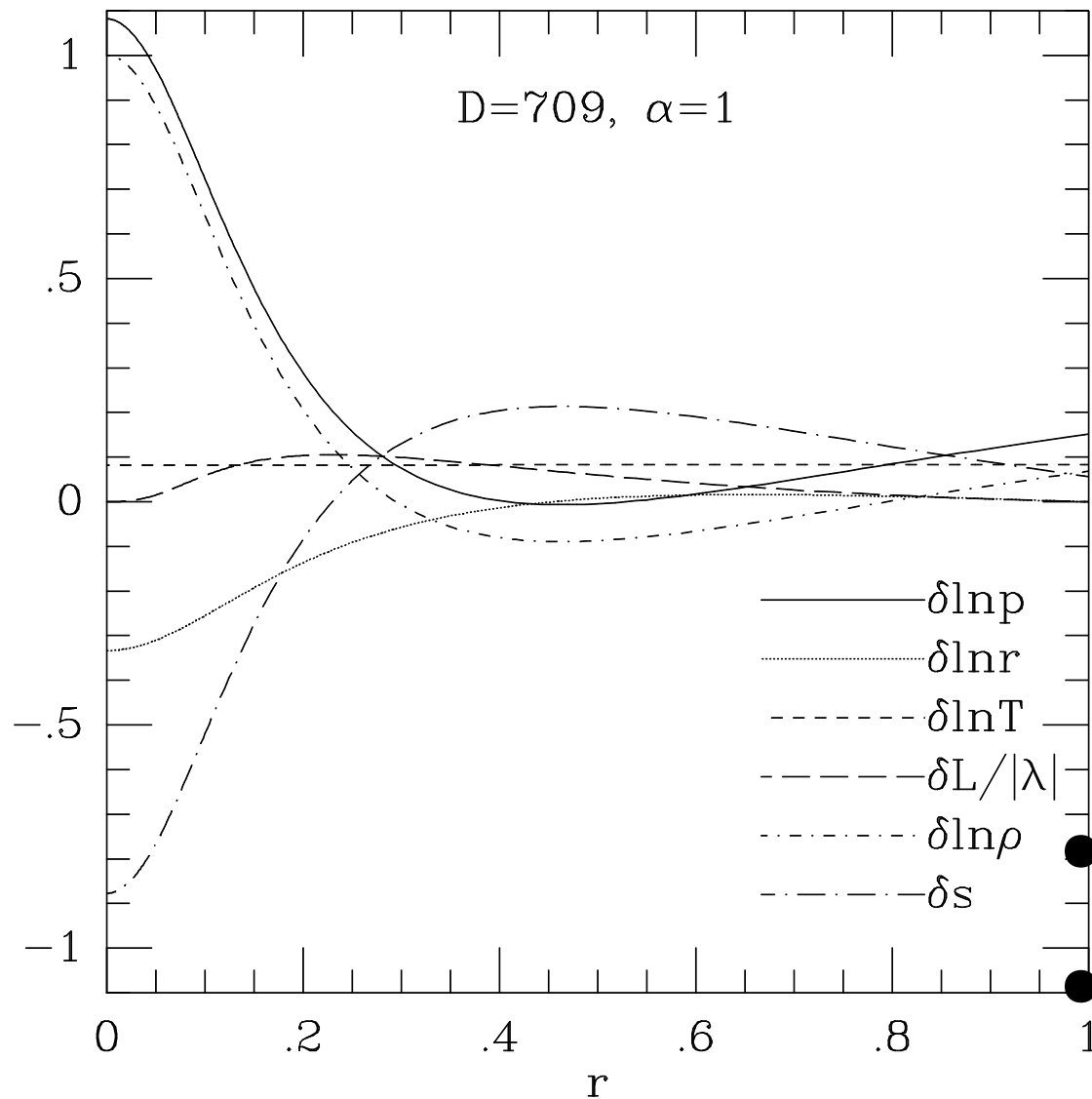
# 安定な場合 (3), $D = 100$



- 中心で温度も上がる
- 温度勾配はエントロピー変化を減らす向き（この場合中心の方が低温）
- 熱力学的には安定



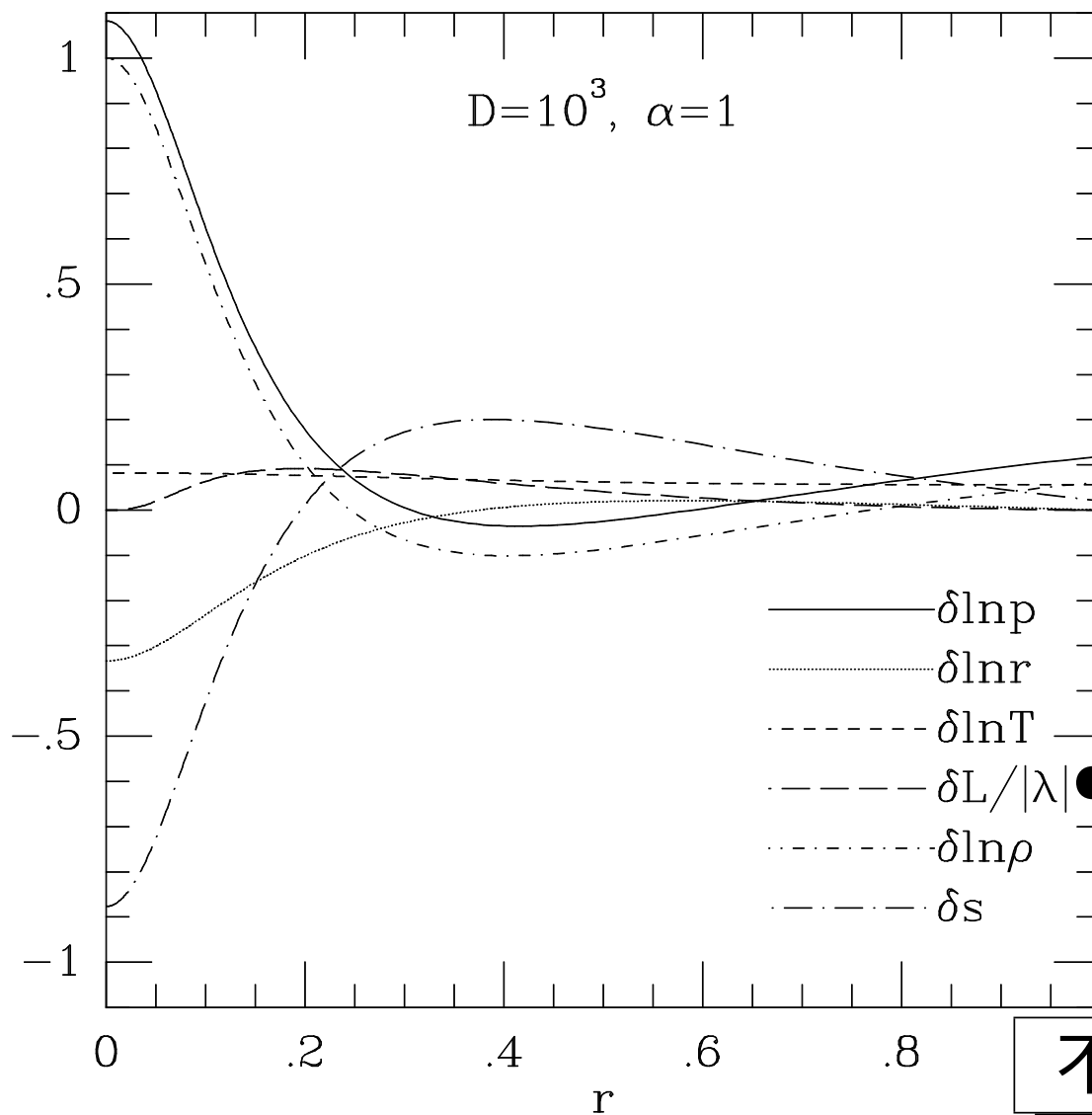
# 中立安定, $D = 709$



● 温度勾配ができない

● したがって、摂動がもとに戻らない

# 不安定, $D = 1000$



● 中心のほうで温度上昇が大きい

不安定になっている

# 重力熱力学的不安定性

というわけで、線形解析の結果：

断熱壁をつけて等温の平衡状態を作っても、重力が効いていると熱力学的に不安定

一応、「重力熱力学的不安定性」 *gravothermal instability* という名前がついている。

発見： V. Antnov (1961)

上のような安定性の明確な定式化: Hachisu & Sugimoto (1978)

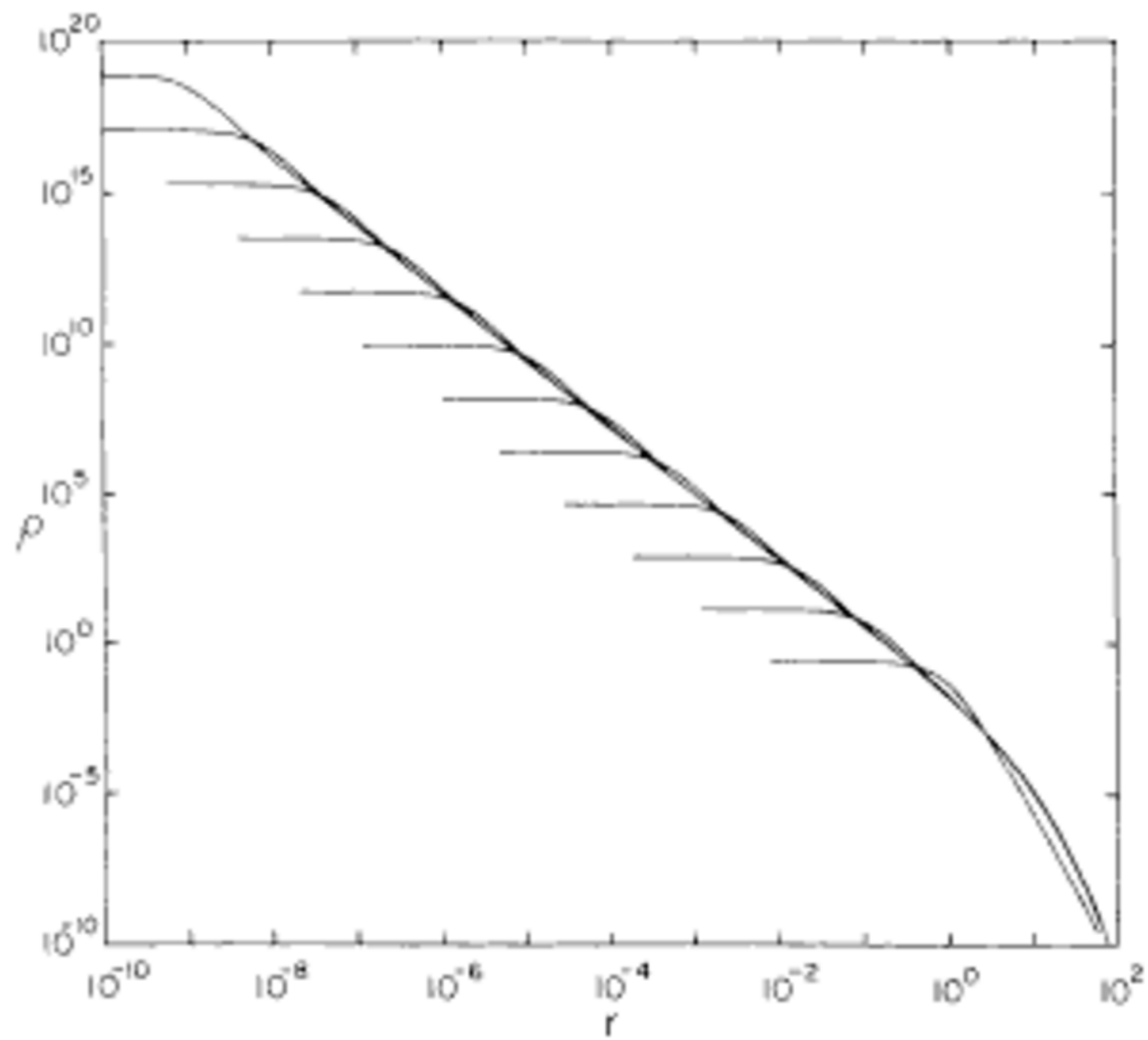
# もっと先の進化

摂動が有限振幅まで成長したあとの進化：数値計算で調べる。

Hachisu *et al.* (1978)：自己重力流体について数値計算した。

Cohn (1980)：流体近似を使わない軌道平均フォッカー・プランク方程式の数値積分から、自己相似解が実現していることを示した。

# 自己相似解



# 最終状態？

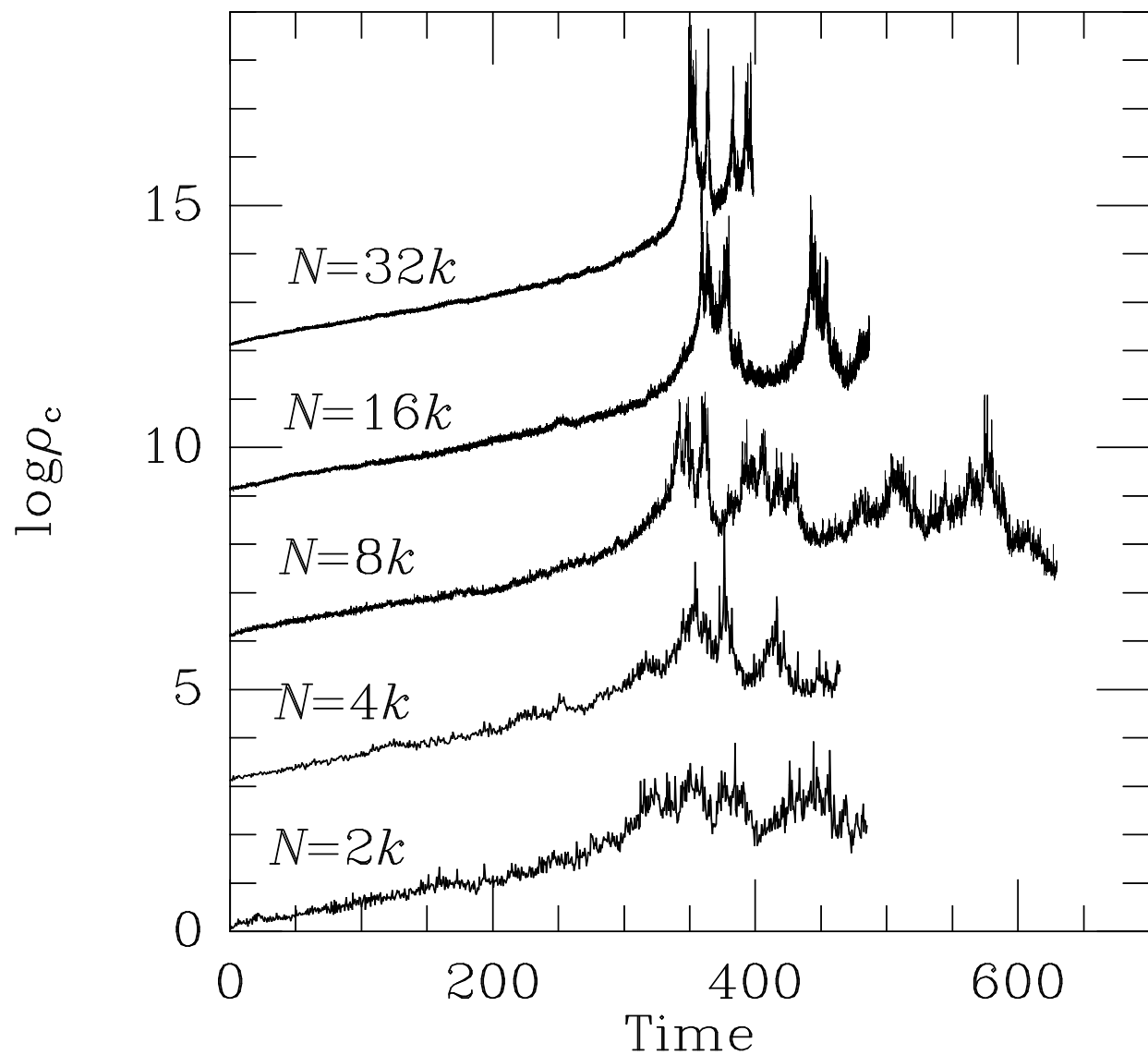
中心部の密度が非常に上がってくると、、

- 星同士の近接遭遇
- 3星が同時に近づく

連星ができる。これは「エネルギー放出反応」（核融合と同じ）

これにより、今度は中心部が膨張を始めると理論的には予測されている（重力熱力学的振動）

# 重力熱力学的振動



球状星団の中心部ではこのようなことが起こっている可能性が高い。

# 恒星円盤、スパイラル構造

ここからは円盤状の系を扱う。銀河円盤、原始惑星系円盤等で同じメカニズムが現れる。



# 円盤状の系の例

円盤に近い恒星 (とは限らない) 系の代表的な例は以下のものである

- 円盤銀河の円盤
- 原始惑星系円盤
- 惑星の周りのリング

これらは、円盤である、ということについては同じであり、物理プロセスにも共通の部分が多い。

# ではみんな同じか？

色々違う。

- 円盤の質量
- 重力ポテンシャルの形
- 円盤の粒子が物理的に衝突するかどうか

# 質量の違い

- 銀河円盤は重い、つまり、ダークマターハローやバルジの質量と、円盤の質量は同程度。自己重力の効果が大
- 惑星リング: 土星リングでもその質量は土星本体の  $10^{-9}$  程度
- 原始惑星系円盤では、太陽の質量の 1% 以下

質量の違いは、不安定モードやパターンの大きさに違いをもたらす。

# 重力ポテンシャルの違い

- 銀河円盤では円盤自身やダークマターハローが作るポテンシャルになって単純なケプラーポテンシャルではない: 軌道が閉じた楕円軌道ではない
- リング、惑星系では基本的には中心星のケプラーポテンシャル、軌道は閉じた楕円軌道

閉じた軌道の場合には平均運動共鳴や永年摂動の役割が閉じない場合よりもはるかに大きくなり、ケプラー軌道であることに固有の様々な現象が起きる。

# 衝突の効果

- 惑星リングでは典型的には1つの粒子は軌道周期程度の時間で他の粒子と衝突
- 原始惑星系では、重力相互作用と衝突・合体の双方が重要になる。またガス円盤も重要
- 銀河円盤: 恒星同士は衝突しない。重力による散乱の効果のみ。

この講義では、理論としては安定性を扱う。衝突が十分に効くなら流体と考えられるし、そうでなければ恒星系(6次元位相空間での分布関数)としては扱う。

非軸対称モードの安定性は理論的・解析的にはほとんど手がでないので、軸対称モード(リングに分裂するモード)を扱う

# 軸対称モードの安定性

式の誘導は結構大変なので、まず流体の場合に結果だけ書く。  
 $k$  を半径方向の波数、 $\omega$  を時間方向の角振動数、 $v_s$  を音速、 $\Sigma$  を面密度、 $\kappa$  をエピサイクル角振動数として、分散関係が

$$\omega^2 = \kappa^2 - 2\pi G\Sigma|k| + v_s^2 k^2 \quad (28)$$

で与えられることがわかっている。

エピサイクル角振動数:与えられた円盤ポテンシャル上での粒子の運動の、半径方向の振動の角振動数

有効ポテンシャルの概念を使って簡単に計算できる

# エピサイクル振動数の計算

今、ポテンシャルが中心からの距離  $R$  の関数として  $\Phi(R)$  で与えると、有効ポテンシャルは

$$\Phi_{eff} = \Phi + \frac{L_z^2}{2R^2} \quad (29)$$

である。 $R$ 方向の運動方程式は

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{d\Phi_{eff}}{dR} \quad (30)$$

で、これを円軌道の周りに展開して、 $R = R_0 + x$  とすると

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\kappa^2 x \quad (31)$$

で、

$$\kappa^2 = \frac{d^2\Phi}{dR^2} + \frac{3}{R_0} \frac{d\Phi}{dR} \quad (32)$$

(微分は  $R = R_0$  のところでの値) となる。



# もうちょっと変形

$\kappa$  を円軌道自体の角振動数  $\Omega$  で書き直す

$$\Omega^2 = \frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dR} \quad (33)$$

なので、

$$\kappa^2 = R_0 \frac{d\Omega^2}{dR} + 4\Omega^2 \quad (34)$$

となる。 $\kappa$  はケプラー軌道の時に  $\Omega$  に等しく、調和ポテンシャルの時に  $2\Omega$  に等しいので、普通の銀河円盤等のポテンシャルでは

$$\Omega < \kappa < 2\Omega \quad (35)$$

となる。

# 分散関係の意味

式(28)の意味を考える。まず、ジーンズ不安定の式と並べてみよう。ジーンズ不安定の分散関係は

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (36)$$

だった。これと、円盤の軸対称モードの式を比べると、

$$\omega^2 = \kappa^2 - 2\pi G \Sigma |k| + v_s^2 k^2 \quad (37)$$

# ジーンズ方程式との比較

- 音速に関する項  $v_s^2 k^2$  は普通の波動方程式になる項で、どちらでも同じ形
- 重力の項は、ジーンズ不安定では  $-4\pi G \rho_0$  だったのが、円盤では  $-2\pi G \Sigma |k|$  とここにも波数がいってくる。
  - ジーンズ不安定では重力は3次元的に無限一様に広がったもの同士=ポテンシャルは距離に比例
  - 円盤では重力は2次元的なので対数ポテンシャルになり、距離が近いほうが強い、
- $\kappa^2$  の項は、元々の重力ポテンシャル上のエピサイクル運動そのもの

# 温度0の極限

$v_s = 0$  の極限、つまり、温度0の極限では

$$k_{crit} = \frac{\kappa^2}{2\pi G\Sigma}; \quad \lambda_{crit} = \frac{2\pi}{k_{crit}} = \frac{4\pi^2 G\Sigma}{\kappa^2} \quad (38)$$

という臨界波数と臨界波長があって、これより高い波数(短い波長)は不安定

ジーンズ不安定との違い:

- エピサイクル運動が重力を抑える効果になる
- 重力が2次元的で距離が近いと強くなるために、波長が短いと不安定で、成長速度も波長が短いほど大きい

# 有限温度の場合

あらゆる波数  $k$  に対して振動数  $\omega$  が実数であるためには

$$\kappa^2 - 2\pi G\Sigma|k| + v_s^2 k^2 \geq 0 \quad (39)$$

であればよく、このためには

$$\frac{v_s \kappa}{\pi G\Sigma} > 1 \quad (40)$$

であればよい。

$$Q = \frac{v_s \kappa}{\pi G\Sigma} \quad (41)$$

のことを Toomre の  $Q$  値と呼ぶ。

# 恒星円盤の場合

(流体との違いは、星同士が衝突するかどうか)

同じような分散関係から安定性限界を導くことができる

$$Q = \frac{\sigma_R \kappa}{3.36 G \Sigma} > 1 \quad (42)$$

ここで  $\sigma_R$  は半径方向の速度分散である。ジーンズ不安定の場合と違って、係数が流体の場合と微妙に違う ( $\pi$  と 3.36)。

# 「現実の」円盤

ここまでの解析の仮定:

- ディスクが無限に薄い
- 重力場や回転の影響はローカルなポテンシャルの微分だけで書ける

従って、「波長が半径  $R$  に比べて十分小さく、なおかつディスクの厚さに比べて十分長い」場合しか正しくない。

ついてのみ適用できる。

# ディスクが厚さをもっている場合

- 十分短い波長では重力が3次元的になって普通のジーンズ不安定の表式になる
- 問題は、 $\lambda_{crit}$  とディスクの厚さの関係

$$\lambda_{crit} = \frac{4\pi^2 G \Sigma}{\kappa^2} \quad (43)$$

なので、系のトータルの質量。半径、重力定数を1程度に規格化した単位系を考えると $\lambda_{crit}$ はほぼ $\Sigma$ だけで決まる( $\kappa$ も1前後になるため)。原始惑星系円盤や惑星リングのような、 $\Sigma$ が非常に小さい場合には $\lambda_{crit}$ も系のサイズに比べて非常に小さくなる。



# 現実のディスク

- 原始惑星系円盤や惑星リングは非常に冷たくなければ安定である。
- 惑星リングの場合には実際に非常に冷たく、このために非常に小さなスケールで多様な構造が現れることが最近ではカッシーニ等の観測で明らかになっている。
- 原始惑星系円盤の場合には、円盤ガスは安定というのが京都モデル。但し観測的にはリングやスパイラルがどんどん見つかってきている。
- 円盤銀河の場合には、面密度は1まではいかにしても0.1より大きい程度になり、このために  $\lambda_{crit}$  は結構大きい。このため、普通の恒星円盤では厚さは臨界波長より小さく、 $Q$  値がそれなりに安定性を表す

# スパイラルモードの場合

- 現状の系外銀河や原始惑星系円盤では結構色々なスパイラル構造が見つまっている
- でも、解析的に計算できるのは「tight winding 近似」くらい
- なので、その話のあと、数値計算ベースの話をしする

# tight-winding 近似

tight winding の近似:要するに、ピッチアングル(スパイラルアームと円の回転方向のなす角度)が小さい=大体軸対称と同じようにあつかえる

m 本腕モードの分散関係は

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 - 2\pi G\Sigma|k| + v_s^2 k^2 \quad (44)$$

と書ける

# tight-winding 近似

- 安定・不安定の条件は  $m = 0$  のモードと全く同じ
- 不安定な時には実部に  $m\Omega$  が入る
- 不安定モードはラグランジュ的に回転にくっついて成長する

これは、tight-winding 近似してさらに半径方向に対して波長が短いという近似もしたので、 $\Omega$  の半径依存性もどこかで落として解析したような話になっている。

# グローバルなスパイラルモード



M101 銀河。スピッツァー衛星  
での赤外線画像

実際の銀河では、全く  
tight-winding も局所近似  
も成り立たないような大き  
なスケールでのスパイラル  
構造が見つかっている。  
中間赤外で見える低温のガ  
スは複雑な構造をもつ  
大きなスケールでのスパイ  
ラルアームがあるように見  
える。

多くの銀河についてそういう構造があるように見える。

# グローバルなスパイラルモードの理論的 困難

- そのような構造を定常的に維持するメカニズムはなにか
- そもそもそのようなメカニズムはあるのか

は依然未解決の問題。

- 不安定モードは基本的にローカルな角速度で回転するため、半径方向に広がったモードはどうしても差動回転の効果で時間がたつと巻き込んでしまう (巻き込みの困難)
- ある形をもったスパイラルアームが時間的に成長したり、定常状態になったりしてくれない

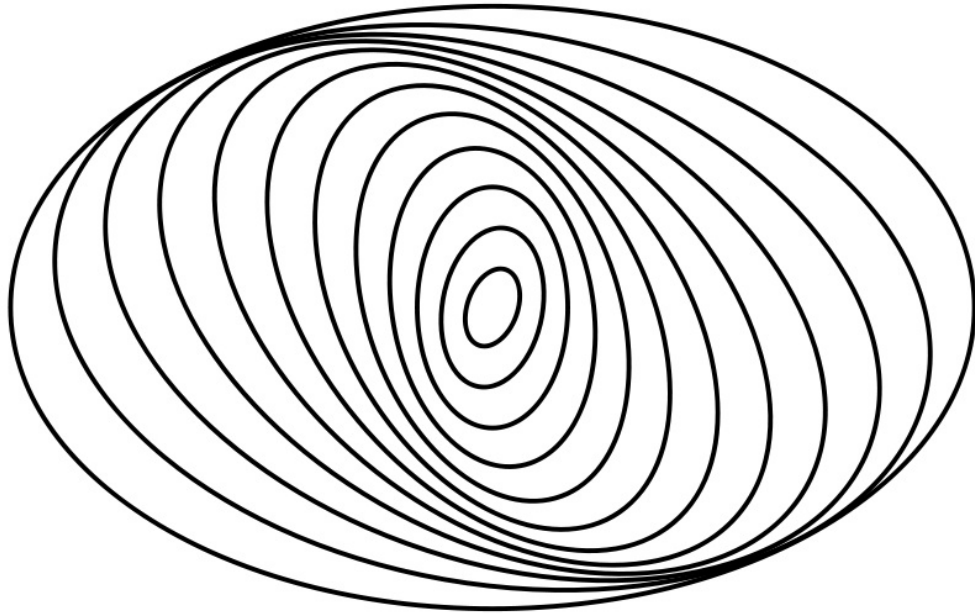
# 巻き込みの問題の回避(?)

これまで唱えられていた理論は例えば以下のようなものがある

1. 定常密度波理論 (いわゆる Lin-Shu 理論)。これは、大雑把にはスパイラルアームは実体ではなく、「密度波」だというもの
2. 非定常理論。これは要するに、アームは次々にできたり消えたりするものである、というものである。

# 定常密度波理論

これは、大雑把にはスパイラルアームは実体ではなく、



こんな感じにうまいこと軌道がずれていくことでできる見かけのパターンであるとするものである。エピサイクル周期も半径に依存するし、なぜ同じ半径では大体位相がそろうのかとか、うまいことスパイラルパターンができるようにその位相が半径によってずれるのかとかは良くわからない。



# 定常密度波理論

これで全くなにも説明できないというわけではない。アームはともかくポテンシャルが実際に非軸対称の時に、このようなパターンは確かにできる

- 棒渦巻銀河
- 相互作用銀河

但し、棒渦巻銀河の詳細なシミュレーションでは、アームはバーの先端からでていますが時間変化は結構する(定常ではない)ということもわかってきた。

# 非定常理論

- 要するに、アームは次々にできたり消えたりするものである、という考え
- 1970年代から1980年代にかけて、ディスク構造の多体計算は盛んに行われた
- れらの計算では、 $Q$  値が1より少し大きい、軸対称モードに対しては安定なはずのディスクから計算を始めると、かなり強いスパイラル構造が数回転で成長する。しかし、数十回転までいかないうちに $Q$  値が大きくなり、そのような構造は消える

# 非定常理論

- 実際の銀河では、ガスが放射冷却で温度を下げることができるので、ガスがあるうちは  $Q$  値がある程度小さくたもたれていると考えることができ、このために常に不安定性により新しいアームが作られている、と考える。
- 90年代以降この辺はあまり研究されていなかった
- 最近の大粒子数での数値計算 (Fujii et al, 2011) では、初期の  $Q$  の値や粒子数によっては、ガスによる冷却効果がなくても非常に長い時間にわたって非定常なスパイラル構造が見える、ということがわかってきた。

# Swing Amplification

上で述べたような、非定常な構造の進化を考える上で有用な概念の一つが swing amplification である。現象としては、これは、以下の図に示すようなことが起こる、というものである。

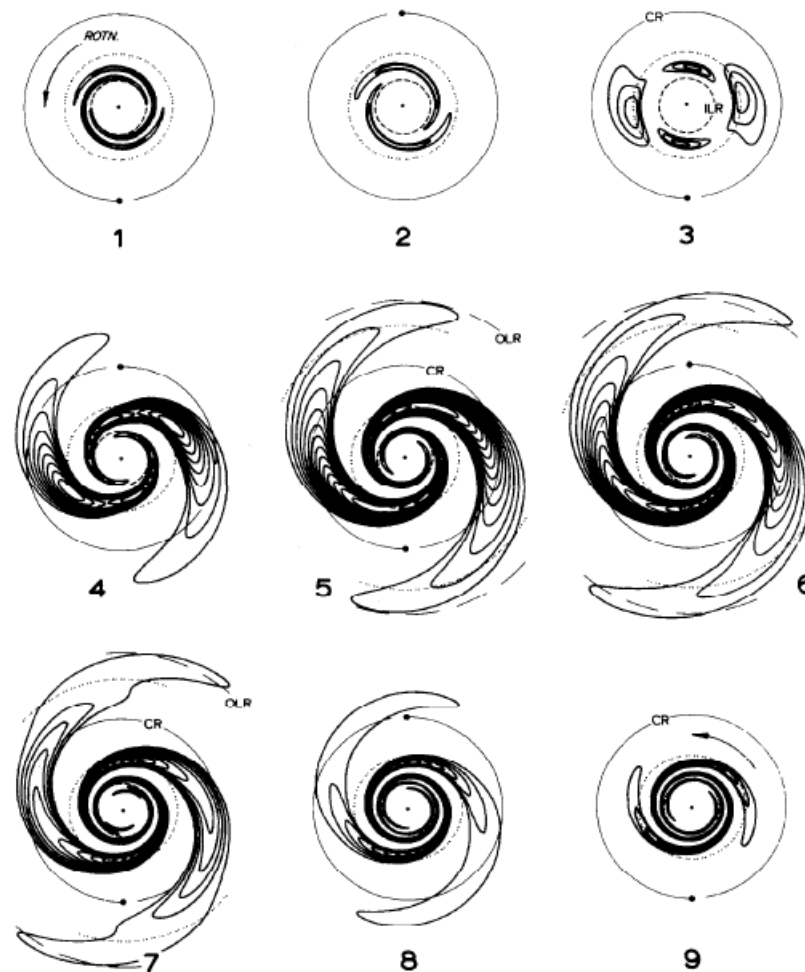


Figure 6-17. Evolution of a packet of leading waves in a stellar Mestel disk with  $Q = 1.5$  and  $f = 1$ . Contours represent fixed fractional excess surface densities; since the calculations are based on linear perturbation theory, the amplitude normalization is arbitrary. Contours in regions of depleted surface density are not shown to minimize confusion. The time interval between diagrams is one-half of a rotation period at corotation. From Toomre (1981), by permission of Cambridge University Press.

# Swing Amplification(2)

- 最初に leading arm (外側のほうが先に進んでいる) な摂動を与えると、これが最初は巻き込みがほどけていってそのうちに trailing に変化する。
- その間に、trailing で非常に振幅の大きなアームが一時的に見える。

単純に言ってしまうと、leading から trailing に変化する最中だと、モードの回転とエピサイクル運動の回転が同じ向きで、このために回転の効果がキャンセルされて普通のジーンズ不安定に近い状況になって摂動がどんどん成長できる、というような話である。

# Swing Amplification(3)

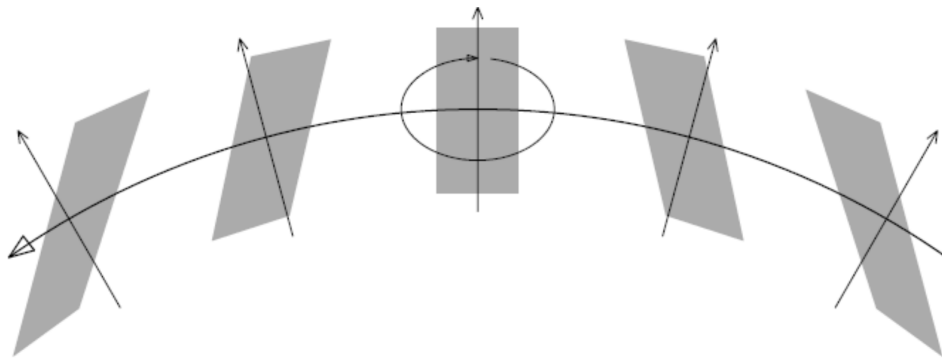


Figure 15.1: Evolution of an overdense perturbation in a shearing disk. The disk rotates counter-clockwise, as indicated by the heavy arc; a typical star moves around an elliptical epicycle in a clockwise direction. The perturbation (grey patch) initially has the form of a *leading* spiral (right), but is sheared into a *trailing* spiral (left) by the differential rotation of the disk. The epicycle and the perturbation rotate in the same direction, so stars stay in the perturbation longer than they would under other conditions.

但し、これが機能するためにはどこからか *leading arm* な摂動が供給されなければならない。 $N$ 体計算では、最初にランダムに粒子を置くと、ポアソンゆらぎからアームが成長していくが、

単純にポアソンゆらぎからの成長で、一回切りの現象だと思えば粒子数を増やせばアーム強度は小さくなるはずである。また、成長時間も粒子数に依存しないはずである。数値計算の結果は、最大のアーム強度は粒子数に依存せず、また成長は粒子数が大きいと遅い、ということを示唆している。

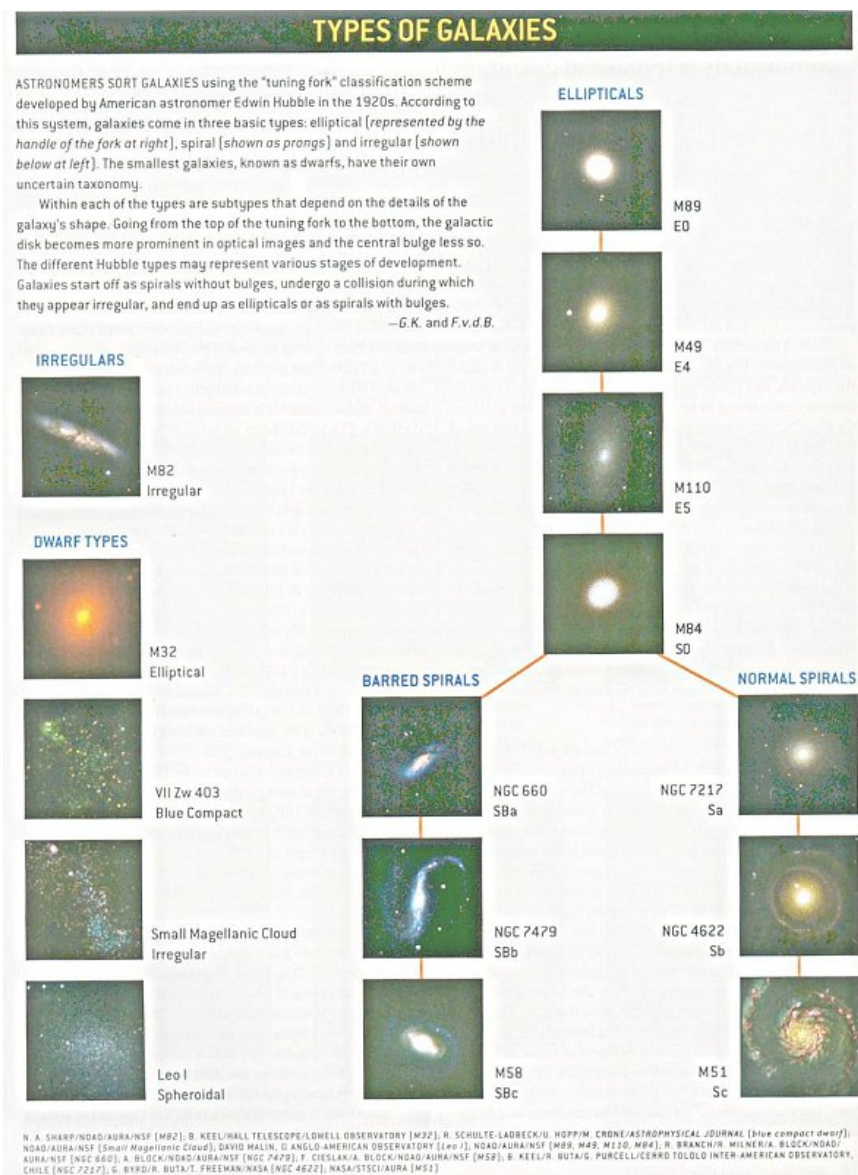
# バーとバー不安定

- 上でみたように、スパイラル構造についてはそれを定常的に維持するメカニズムが何か、そもそもそんなものがあるのか、ということが良くわかっていない。
- しかし、グローバルな非軸対称モードとしてはスパイラルの他にバー不安定があり、これについては非線型領域で定常なバー構造が存在できることは古くからわかっている。
- Q 値的には安定なディスクであっても、ディスクだけでダークマターハローやバルジがないと必ずバー不安定を起こす、ということが1970年代から知られている。但し、グローバルモードであることから安定性条件等が単純な形で得られているわけではない。

# 銀河形成シミュレーション

基本的な考え方:

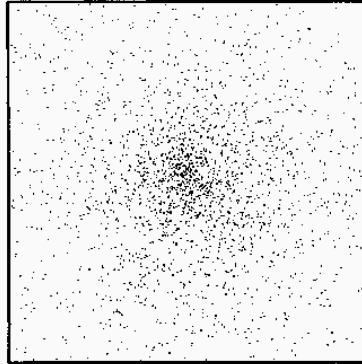
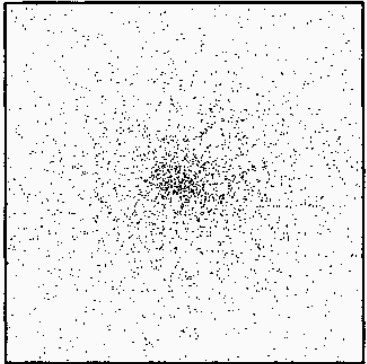
- 初期条件からの、銀河の「まるごと」シミュレーション
- 銀河の多様性の起源を理解したい



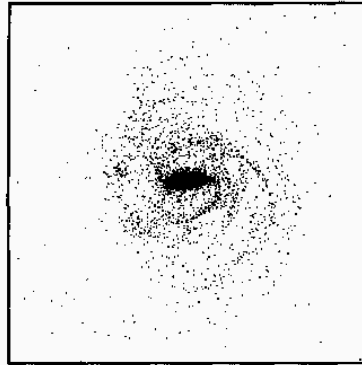
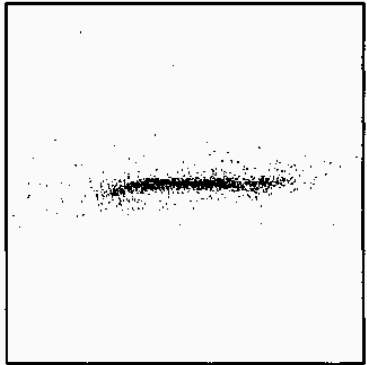


# Katz and Gunn 1992

dark particles

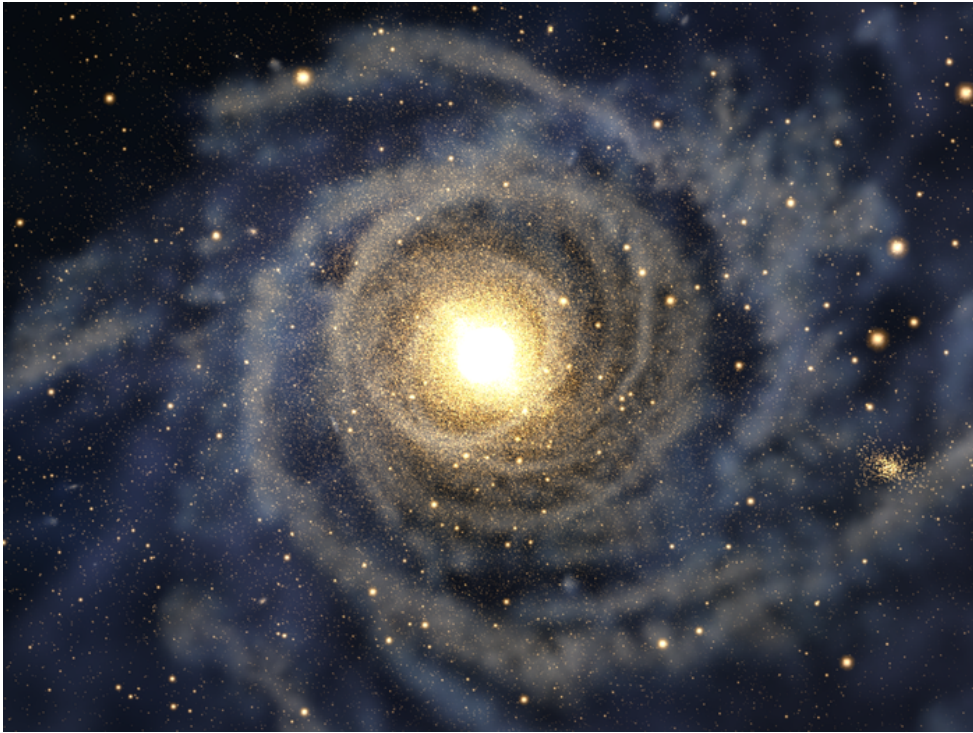


gas particles



- ダークマター+ガス+星
- 1万粒子くらい、Cray YMPで1000時間くらいの計算
- 1粒子の質量: 1000万太陽質量くらい

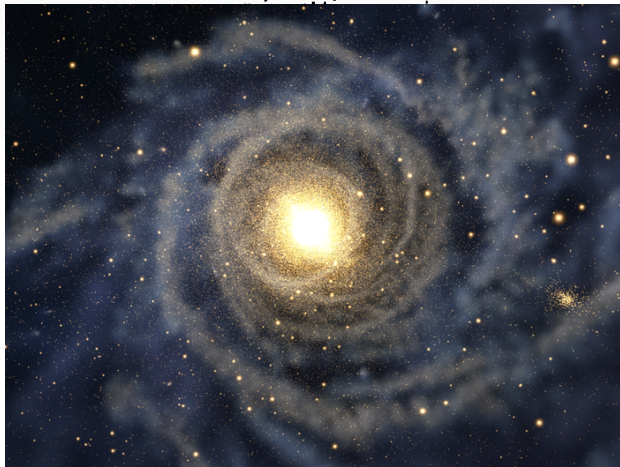
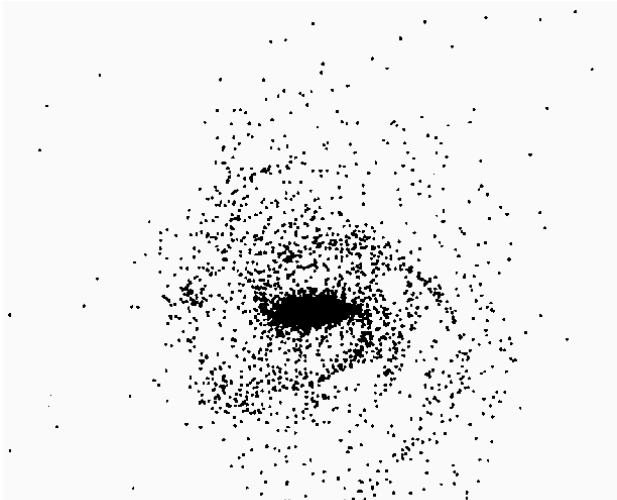
# Saitoh et al. 2005



animation

- ダークマター+ガス+星
- 200万粒子、GRAPE-5  
で1年(!)くらいの計算
- 1粒子の質量: 1万 太陽  
質量くらい

# 分解能を上げるといいことがあるか？



- そうでもない？
- 大事なこと:物理過程のより適切な扱い
  - － 星形成
  - － 超新星爆発からのエネルギーインプット

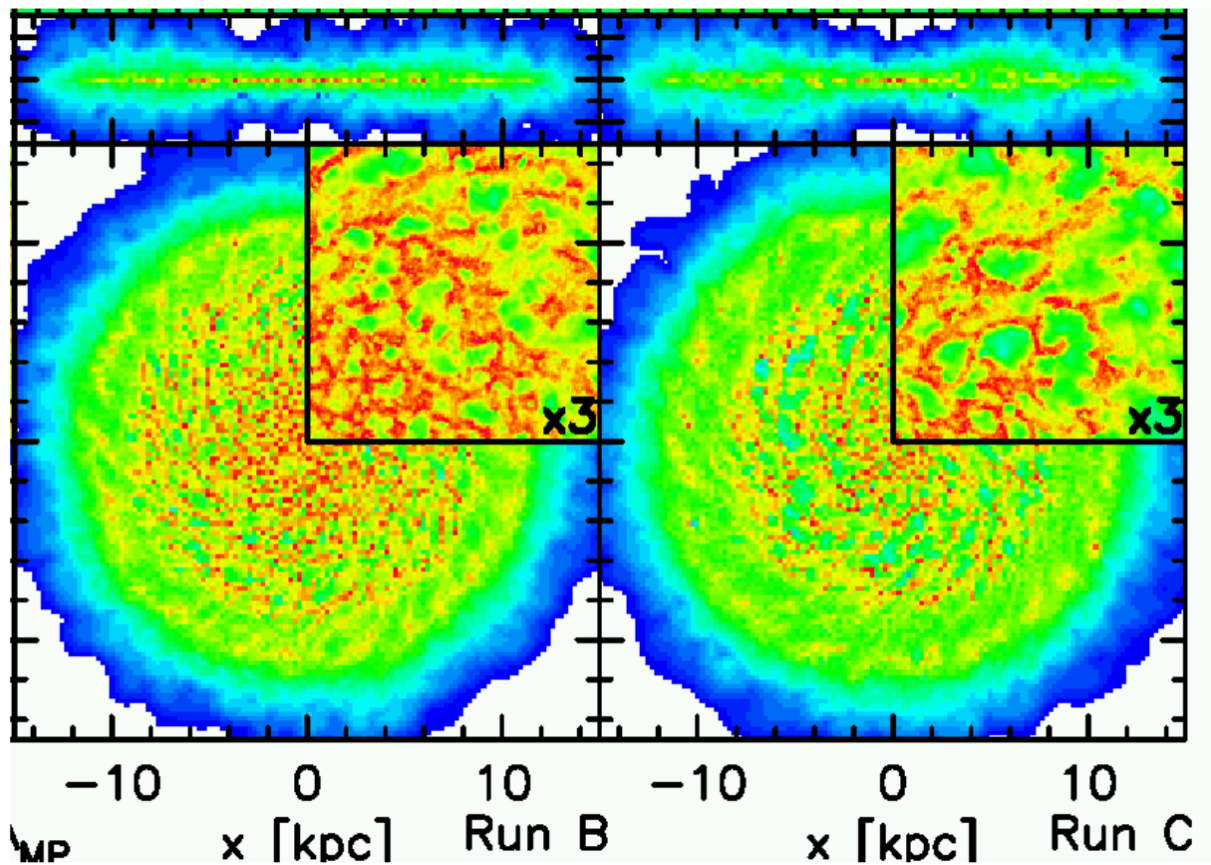
# 星形成過程のモデル

- 本当に星1つを作るシミュレーション:分解能が太陽質量より 4-5桁高い必要あり
- 現在できる限界: 粒子の質量が太陽の1000倍。8桁くらい足りない
- 星ができる過程のモデルが必要
  - ガスが十分に低温・高密度になったら、星に変わる、とする
  - いくつかフリーパラメータがある
  - できる銀河の構造がパラメータのとりかたによってしまう、、、
- 超新星の扱いにも同様な問題

# どれくらいの分解能でどうすればいいか？

- 答があうようになったらわかる？
- ガス粒子が星形成領域や分子雲より大きいようでは多分駄目
- 理論的には、十分な分解能があれば単純にガスを星に変えるだけでよくなるはず。
- そこに近付いている？
- あと 1-2 桁？

# Saitoh et al. 2007



星形成のタイムスケールを 15 倍くらい変えてみた

あんまり大きくは結果が変わらなかった分解能が低い計算では、星形成のタイムスケールを 15 倍小さくしたら銀河が爆発してしまう。

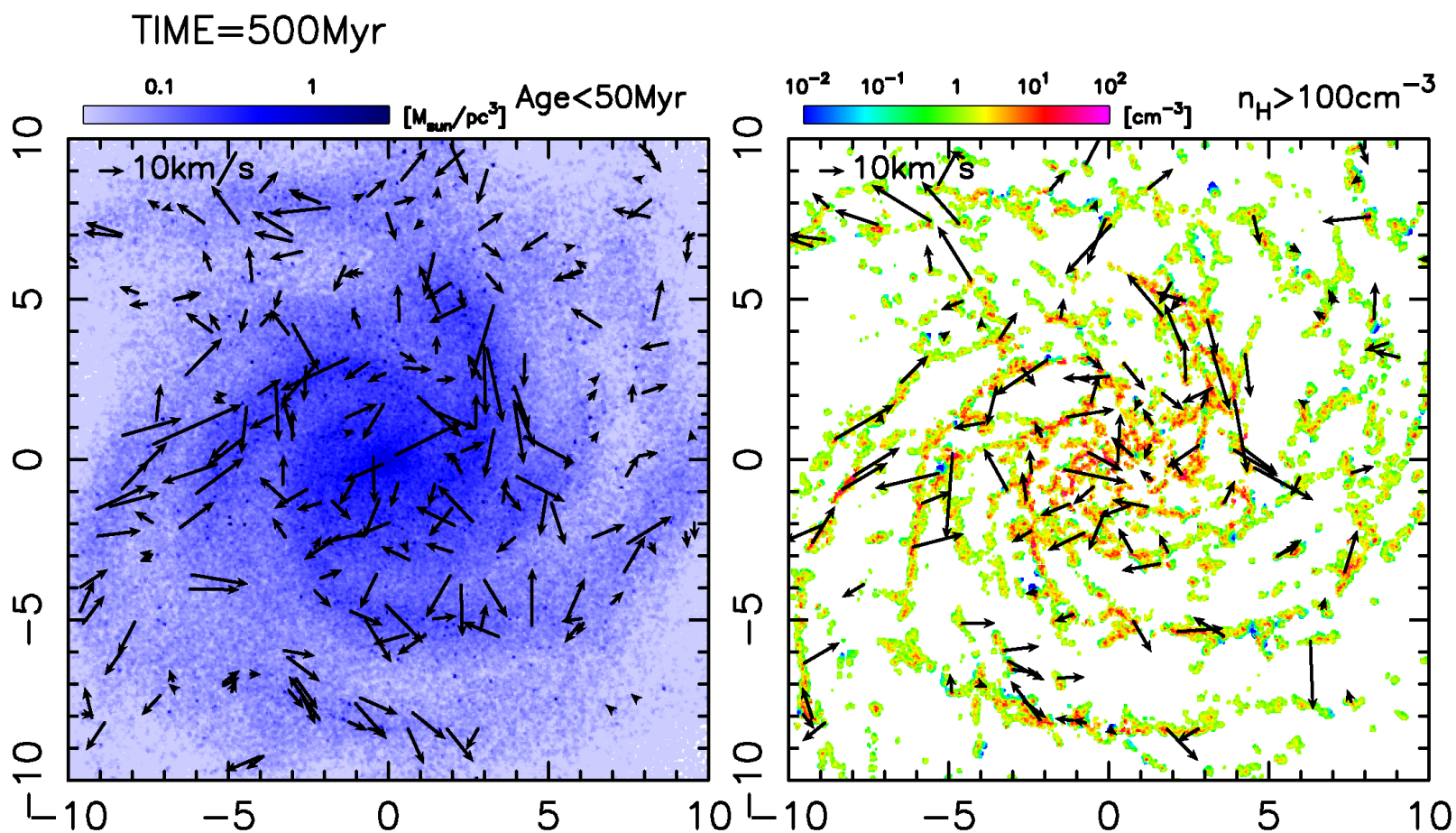
アニメーション

Star formation with SPH

Large scale structure formation with AMR

# 銀河円盤

渦巻構造と、円運動からのずれ animation (Baba et al 2009) 1 2



星の分布

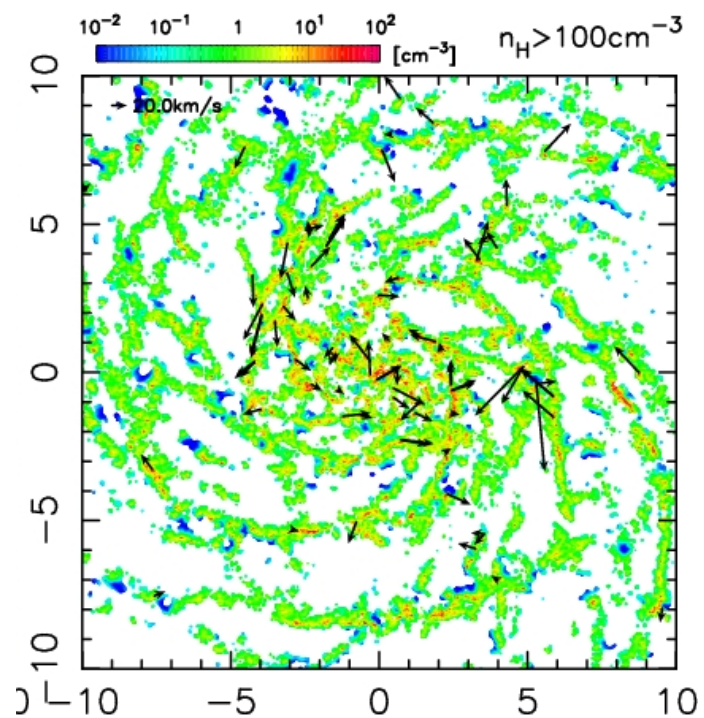
冷たいガスの分布



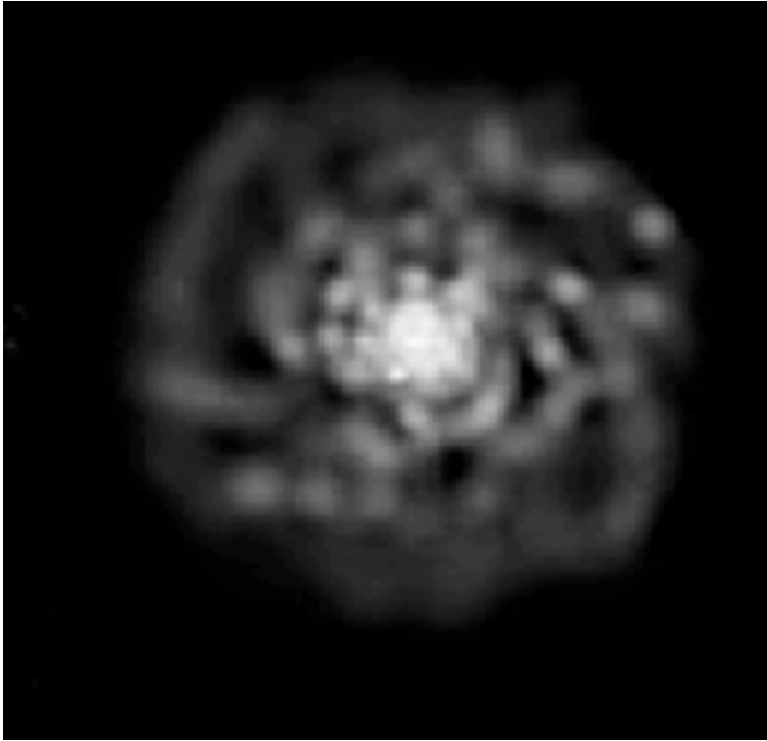
# シミュレーションの詳細

- ガスが低温・高密度になるところまで解く
- 多数の SPH 粒子で高分解能シミュレーション
- 計算機には国立天文台の Cray XT4、斎藤貴之さん開発の ASURA コード
- 10pc ソフトニング ( $\leftarrow$  500pc)
- ガスは温度 10K まで解く ( $\leftarrow$   $10^4\text{K}$  )
- 粒子質量  $3000M_{\odot}$  ( $\leftarrow$   $10^5M_{\odot}$  )

# 高分解能モデルと観測



# 低分解能モデルと観測

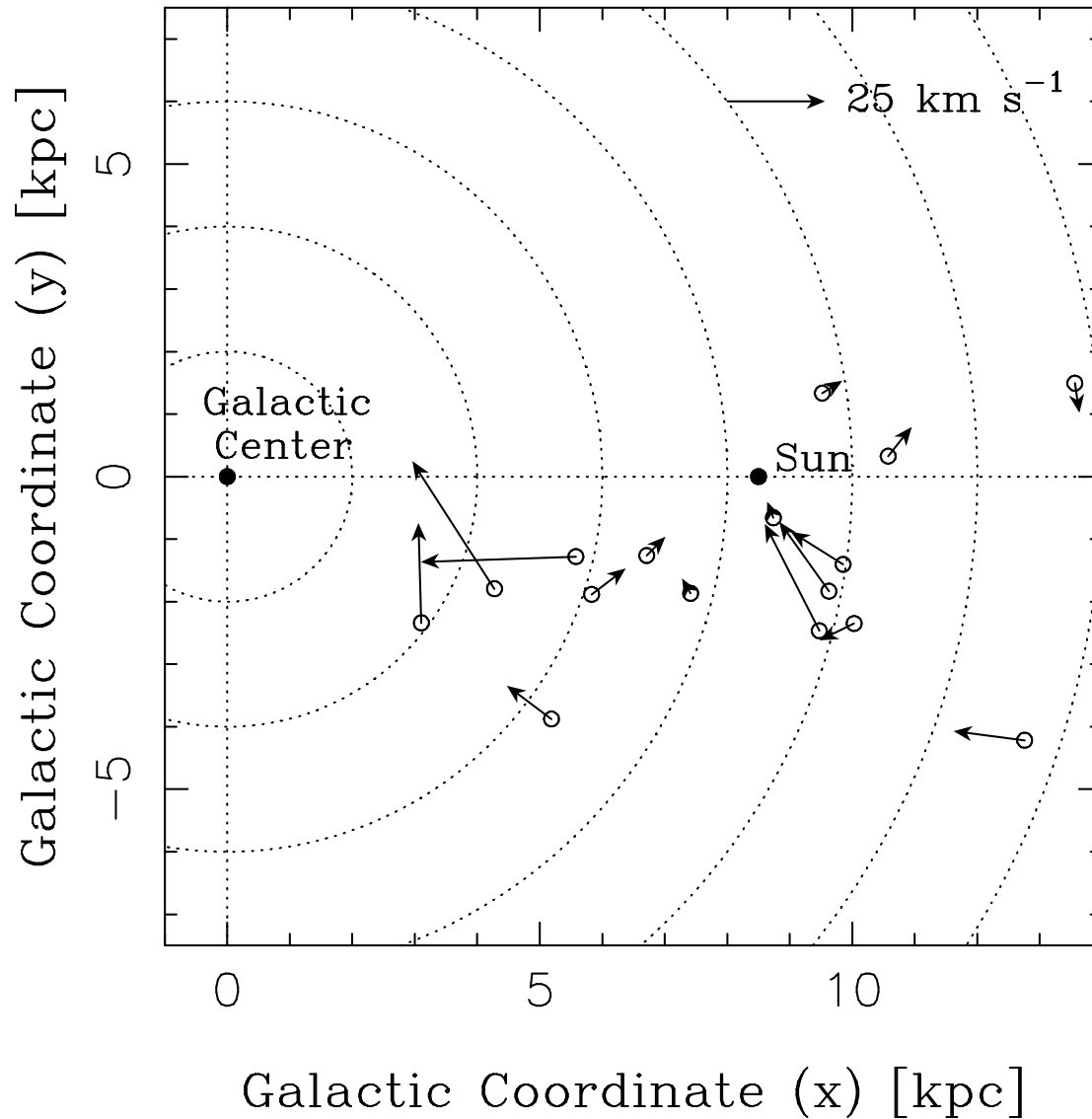


# 高分解能シミュレーションでわかってきたこと

- 星形成は大きなスケールの渦巻構造と関係
- 観測で見える複数アームがある渦巻は、定常ではなく形成・消滅を繰り返している
- この結果は、星形成のモデルの詳細にほとんど依然しない

# 電波干渉計による観測

- 2006: Xu et al, Science 311, 54
- Nov 2008: Burst of results from VLBA
- Several data from VERA

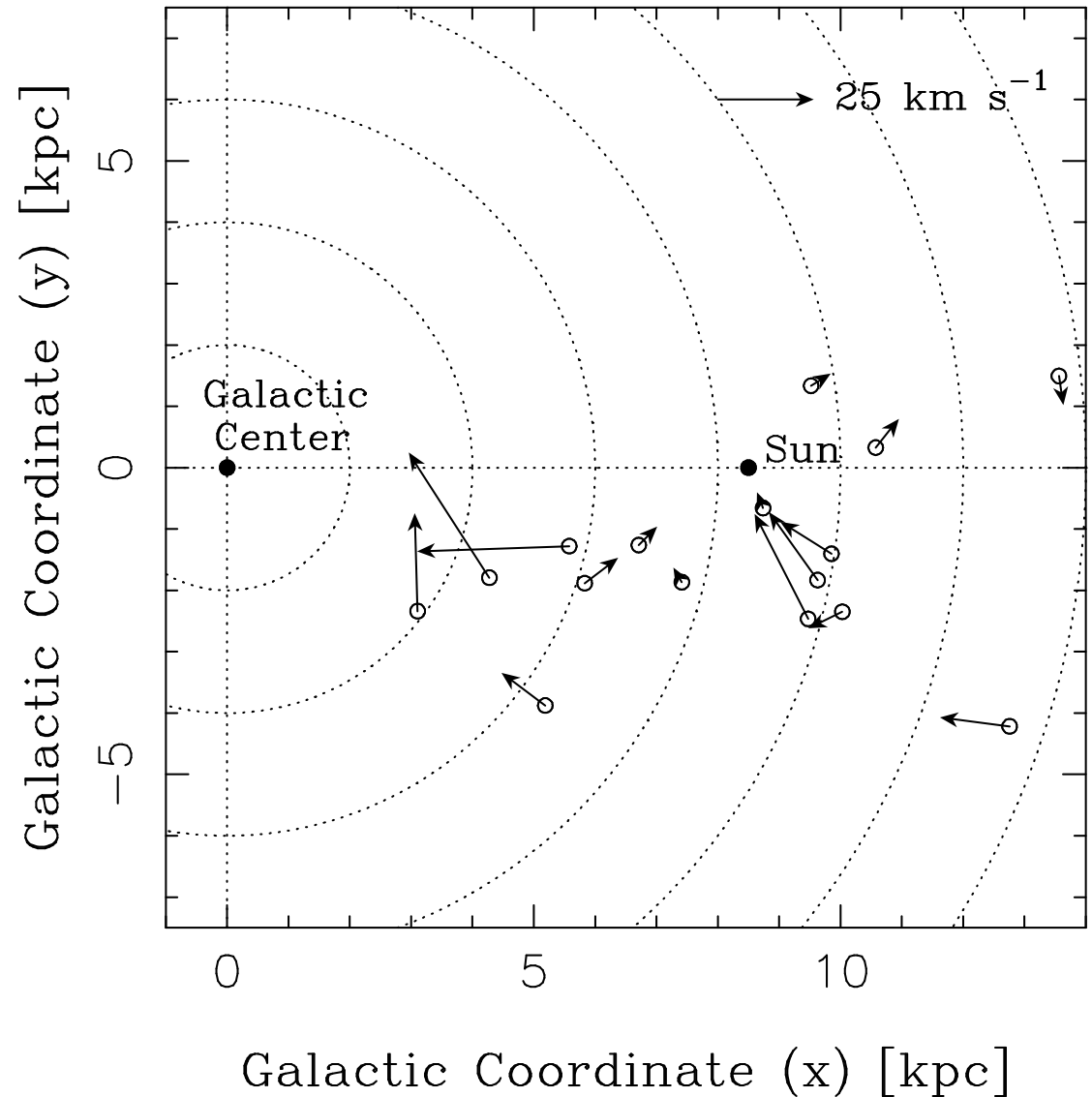


(Compiled by Dr. Asaki)

# 電波干渉計による観測

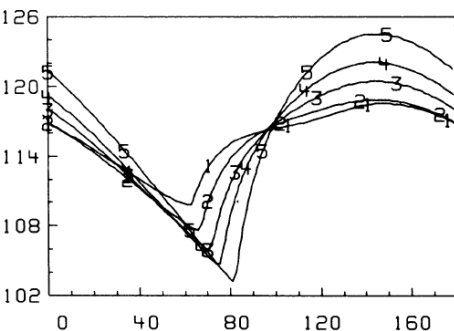
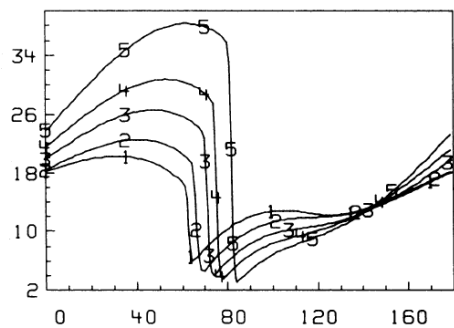
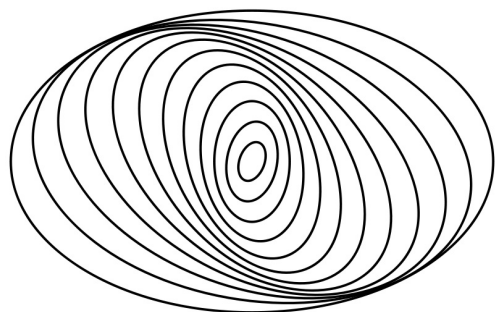
- 円運動からの大きなずれ ( $\sim 30\text{km/s}$ )
- 空間相関もあり？

このような大きな運動の起源は？



# 教科書に書いてあること

## 定常密度波



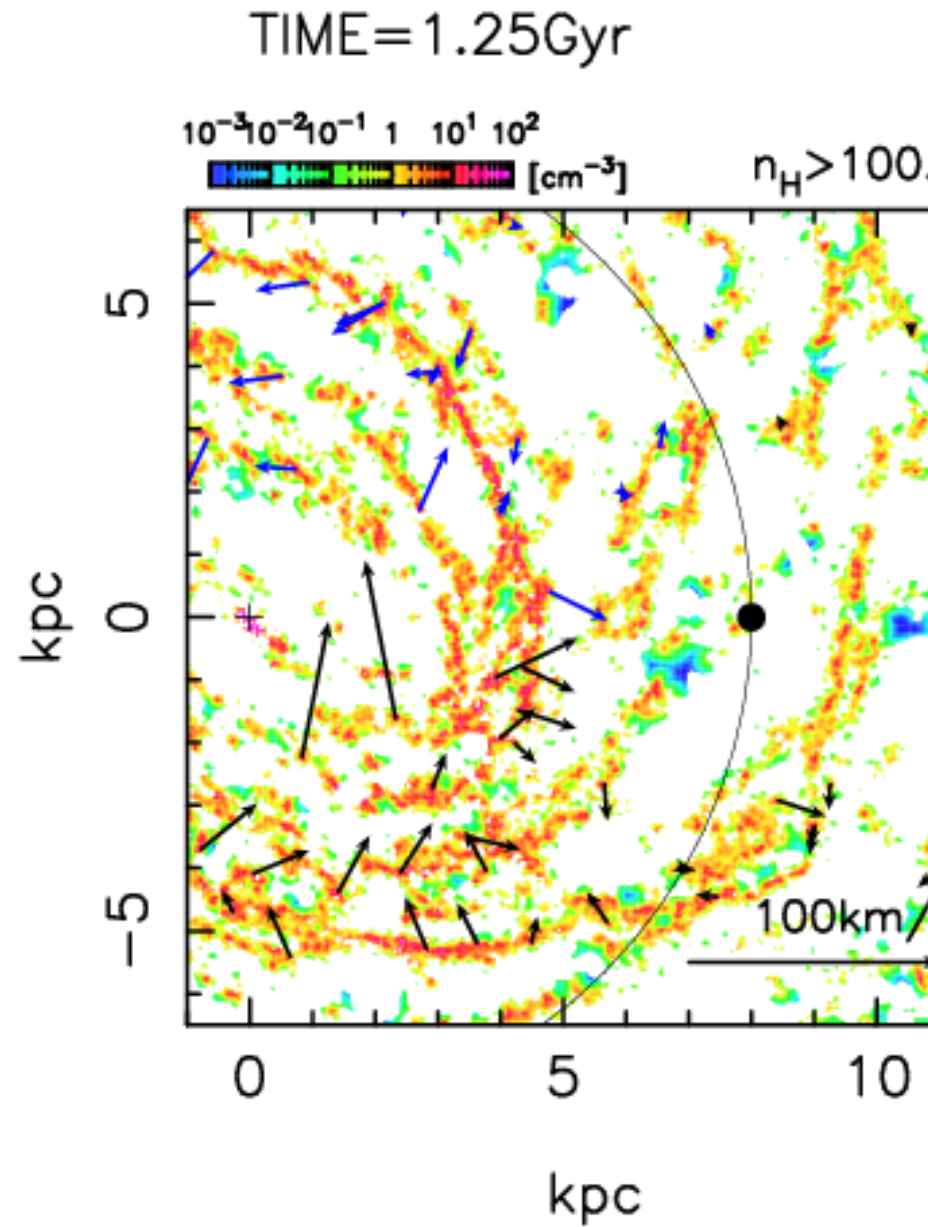
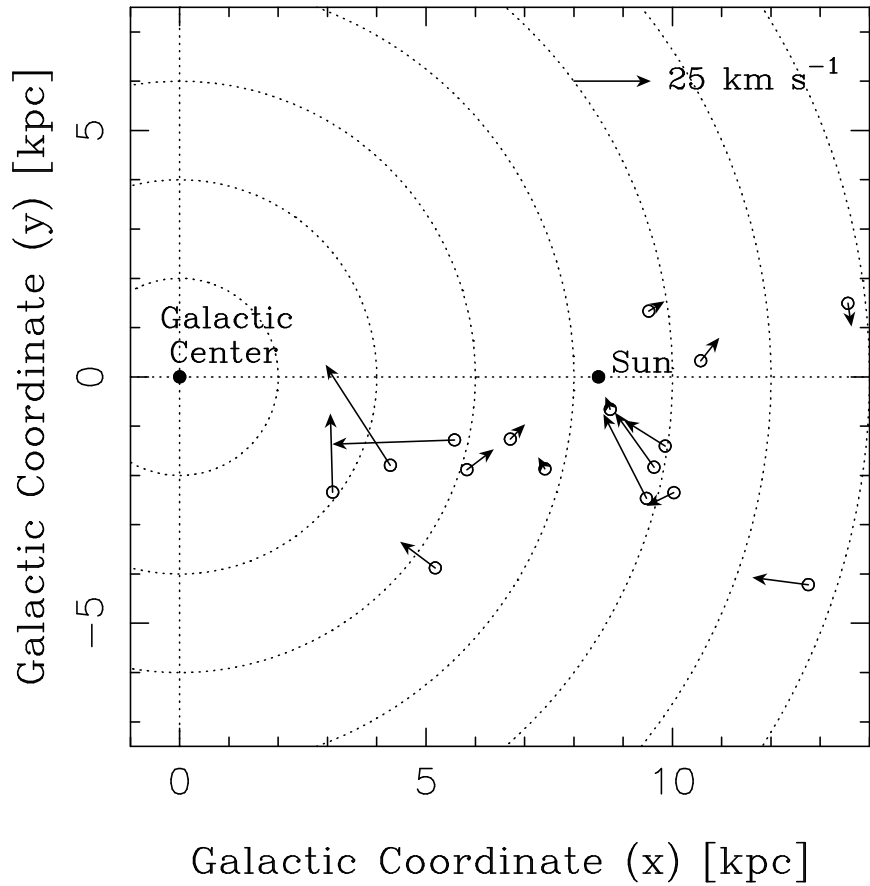
$\theta$  (deg)

- 渦巻構造は実体ではなく、密度波
- ガスは、渦巻が作るポテンシャルの底を通る時に圧縮されて、そこで星を作る
- 星やガスの円運動からのずれはごく小さい

観測ともシミュレーション結果とも全然あっていない...

# 比較

## 観測とシミュレーション



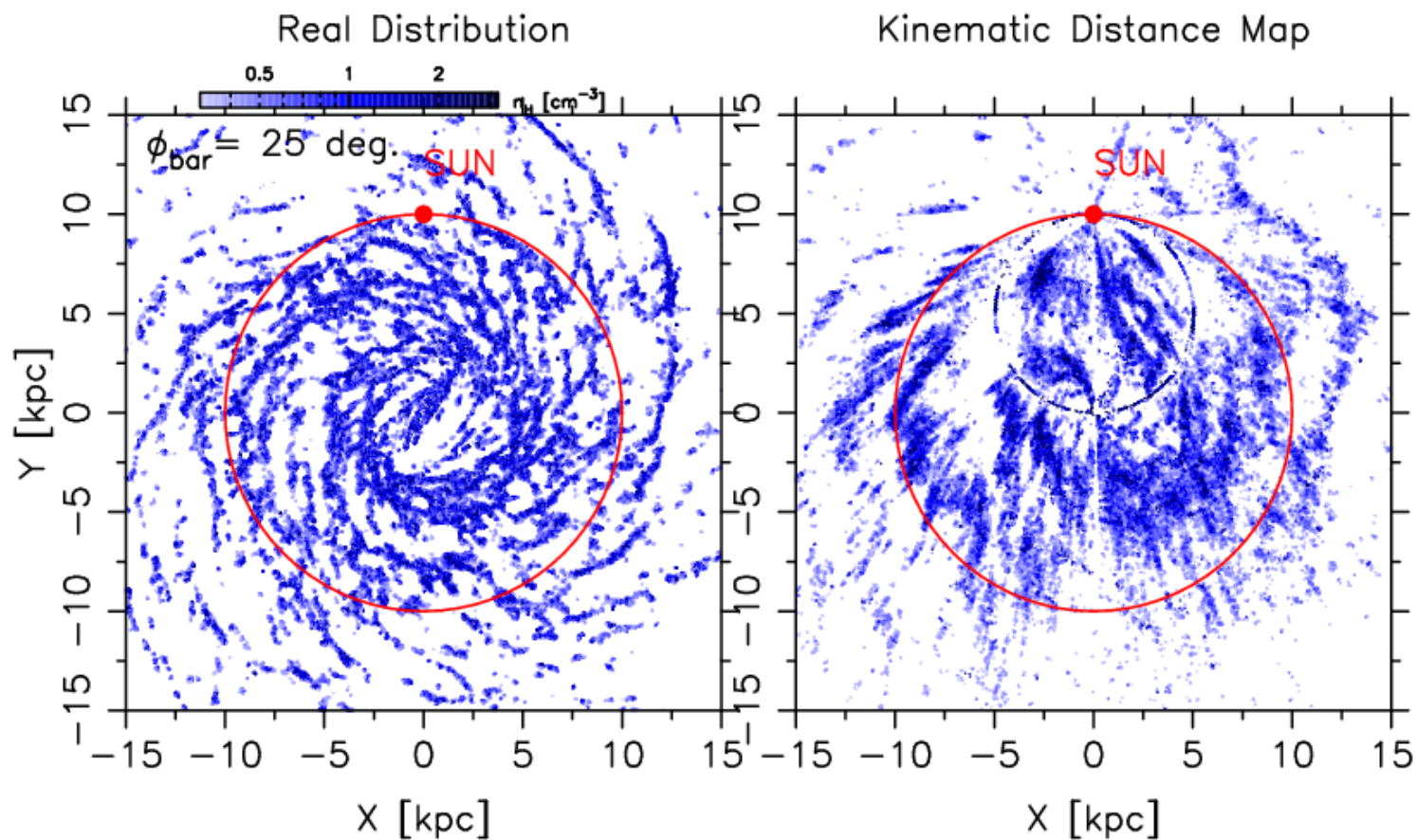
似ているような気が？



# 運動学的距離

TIME=2.00Gyr GAS ( $T=10^{1.5}-10^{2.5}K$   $n_H=10^{-0.5}-10^{0.5}cm^{-3}$ )

SUN : Pos=(0.0,10.0)[kpc] Vel=(169.5,0.0)[km/s]

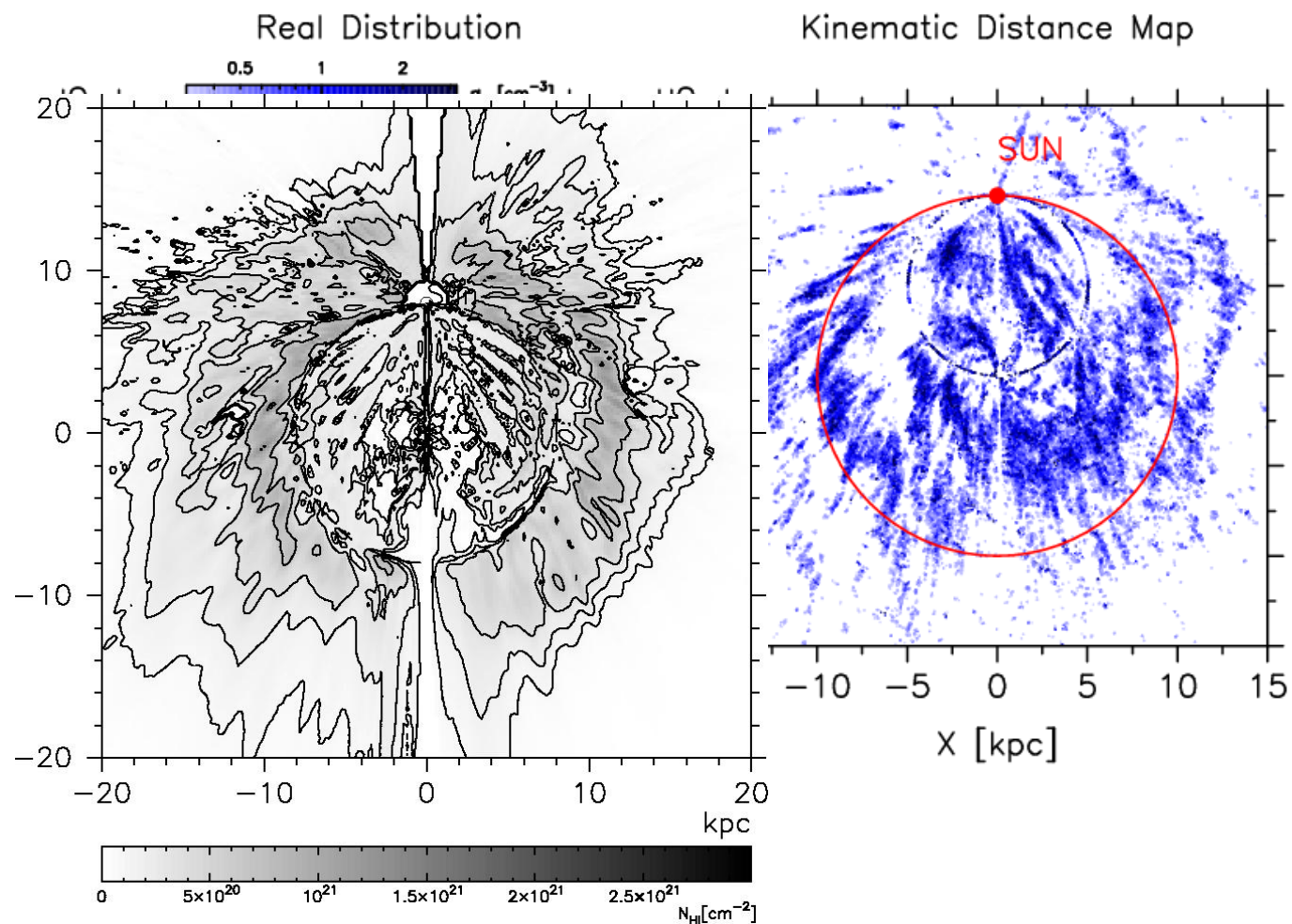


「円運動をしている」と仮定すると、速度の観測から距離が求まる  
シミュレーション結果を観測すると、.....

# 運動学的距離

TIME=2.00Gyr GAS ( $T=10^{1.5}-10^{2.5}$ K  $n_H=10^{-0.5}-10^{0.5}$ cm $^{-3}$ )

SUN : Pos=(0.0,10.0)[kpc] Vel=(169.5,0.0)[km/s]

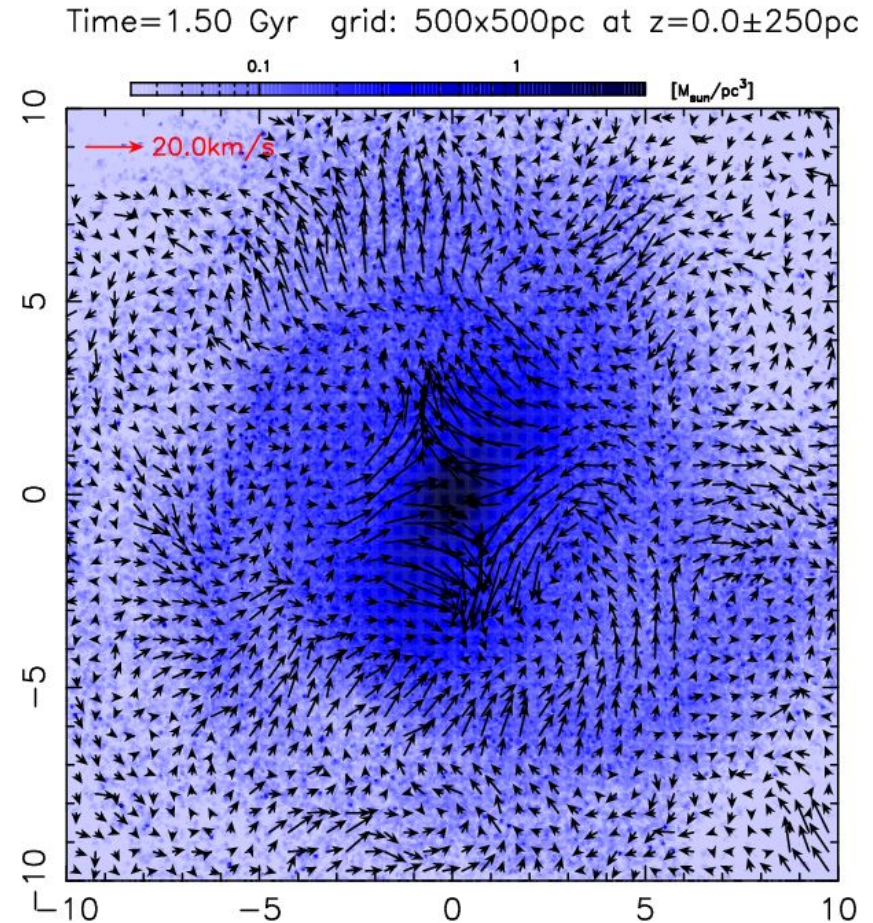


観測 (左) とシミュレーション (右) を比較すると、同じような構造

# 星のスパイラルの運動

星の運動の円運動からのずれ

- スパイラルアームは実体、密度波ではない
  - 古い星の平均の円運動からのずれも結構大きい
  - キロパーセクスケールの構造がある



# ガス+星の銀河円盤シミュレーションのまとめ

- 高分解能計算ではスパイラルアームは自然にできる
- アームは定常ではなく、常に生成消滅している
- シミュレーション結果を「観測」すると、我々の銀河系の観測の色々な特徴を再現できる

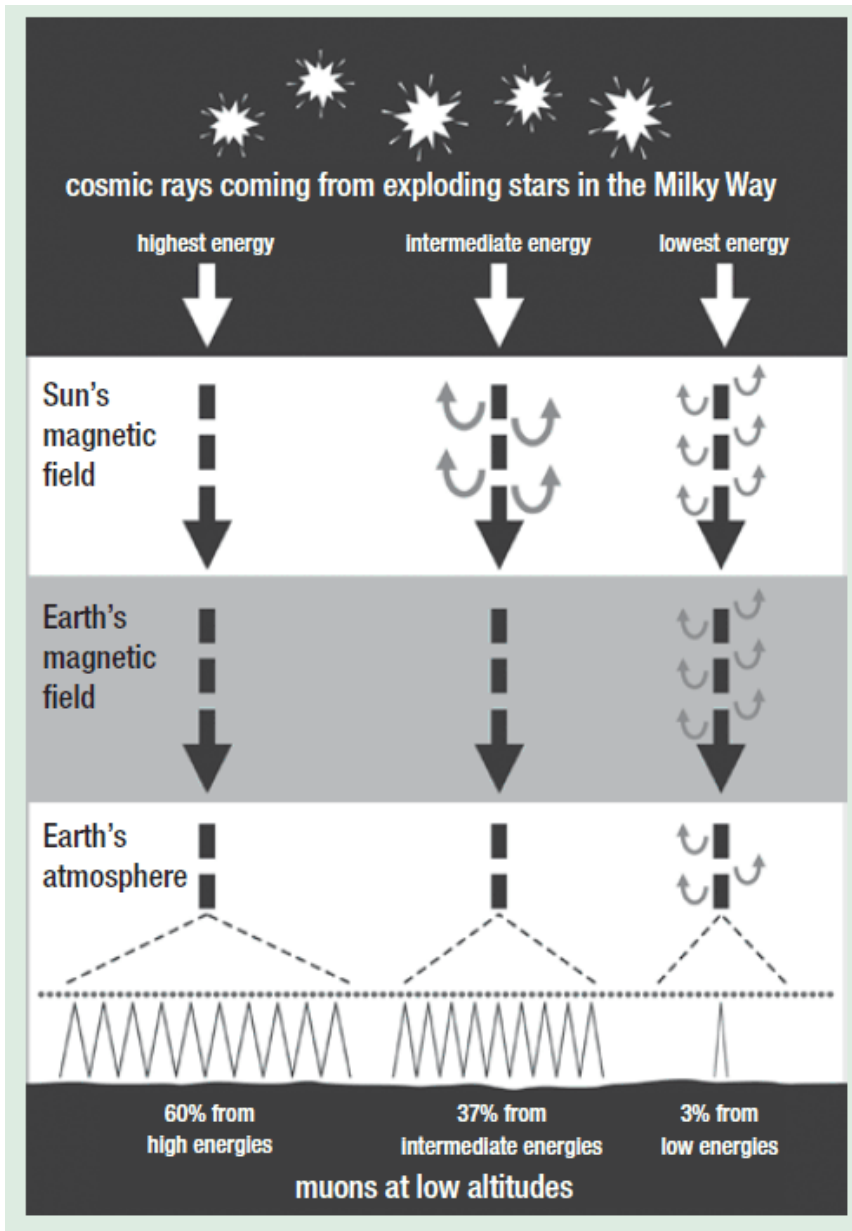
# 銀河力学と気候変動

- 導入: スベンスマーク仮説と銀河-太陽相互作用
- 太陽の銀河内運動を遡る
- まとめ

# 導入：スベンスマーク仮説と 銀河- 太陽相互作用

- スベンスマーク仮説
- 銀河渦状肢と太陽

# スベンスマーク仮説

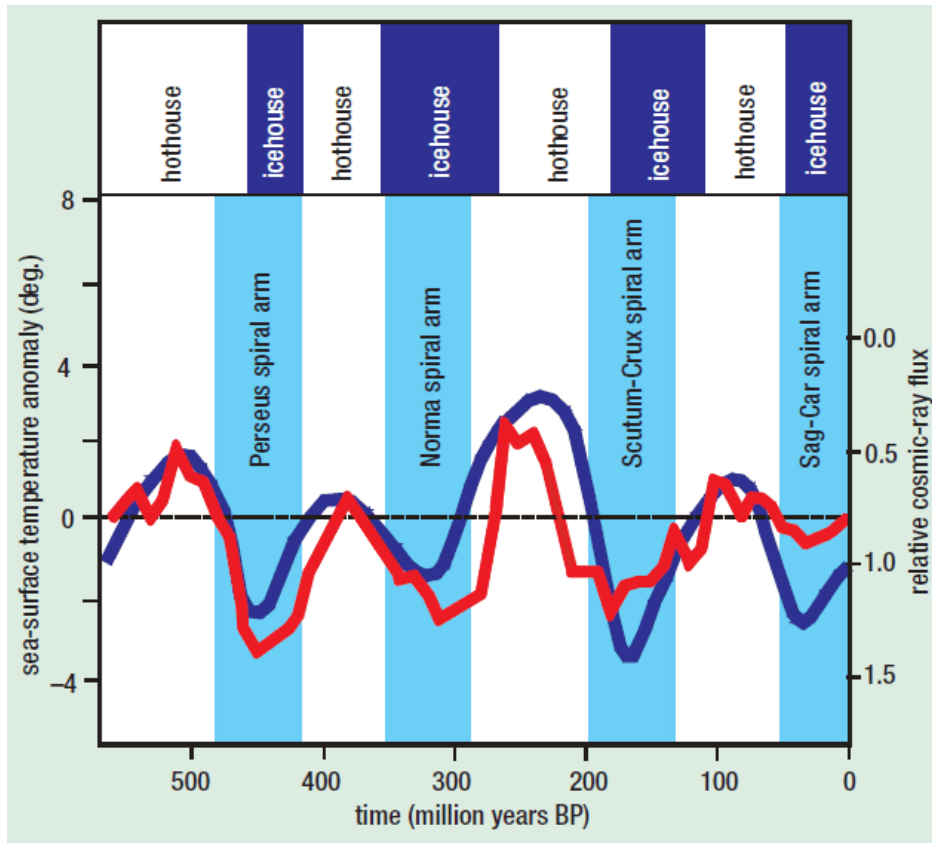


Svensmark 2007 から  
基本的には、銀河宇宙線の地球までふってくる量が増えると雲が増えて寒くなる、という話

宇宙線が増えるメカニズム

- 地球磁場の変化
- 太陽風の変化
- 銀河宇宙線自体の変化: 近傍での超新星爆発の増加とか

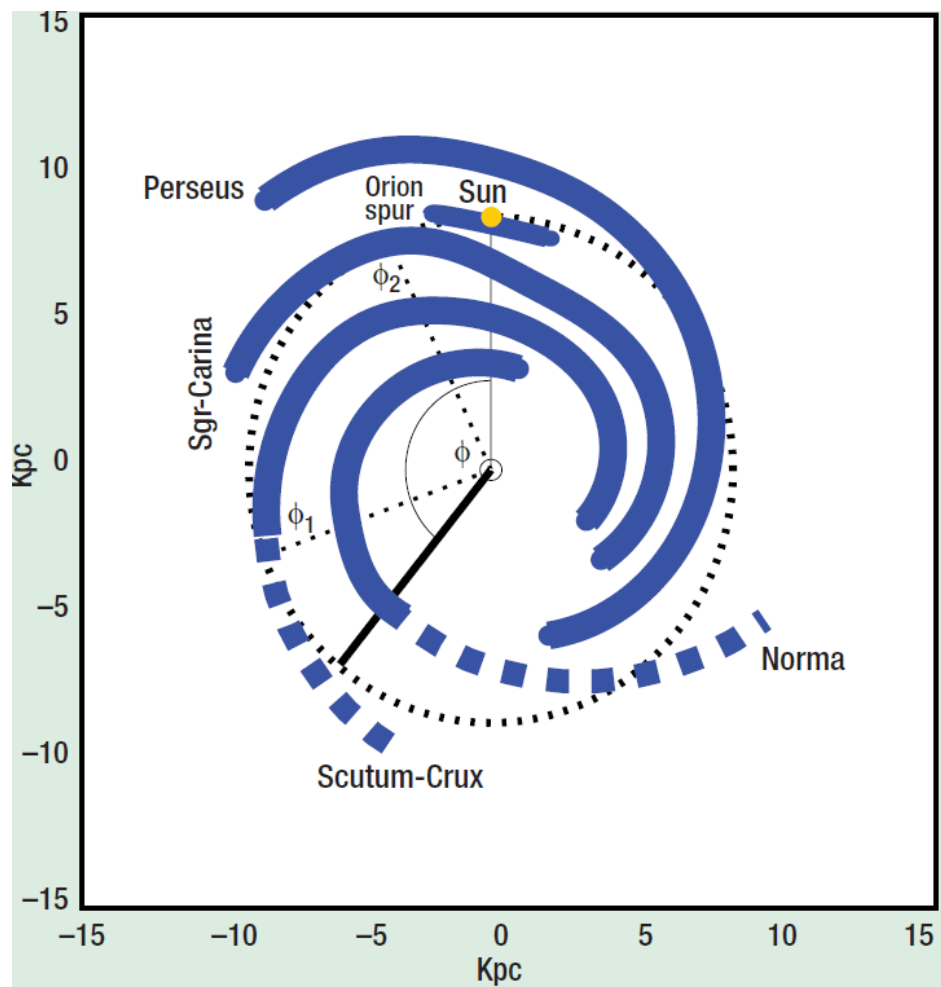
# 長周期の気候変動



- 1.4 億年くらいの周期の気候変動がある  
(牧野はよく知らないので詳しくは知っている人に聞いて下さい)
- 長周期の起源: 地球の内部や軌道運動ではなさそう(???)
- 銀河の渦状肢を通過すると宇宙線は増えるのでは?



# 銀河系と太陽



- 渦状枝は定常密度波で、太陽の位置の円運動とは違う角速度で動いている
- なので、太陽がほぼ周期的に渦状枝を横切る
- 渦状枝のところでは、星間ガスが圧縮されて活発な星形成が起きている
- 宇宙線が多くなっていて寒冷化

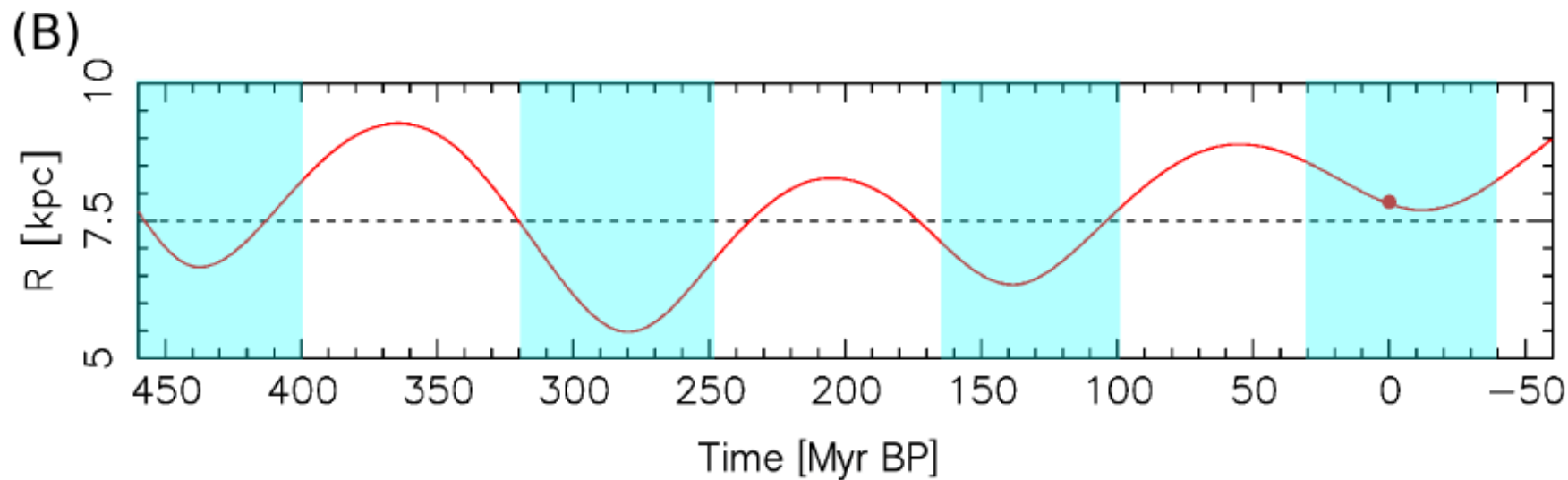
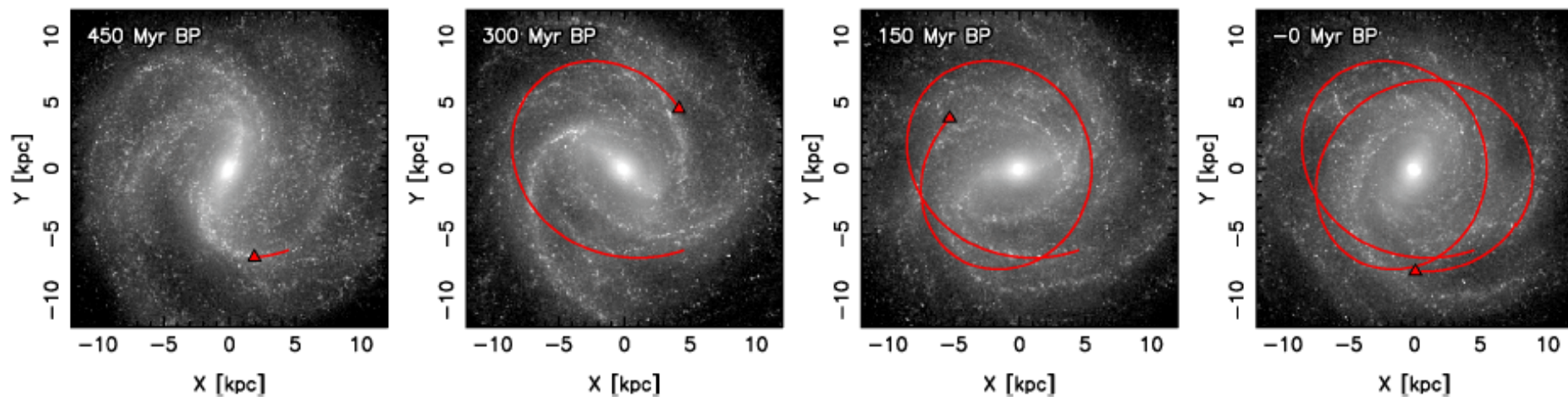
# いくつかの疑問

- そもそも星形成率が高いくらいで本当に寒冷化なんかするの？(今日はこの話はしません。すみません)
- 渦状肢って一定のパターンじゃないし
- 太陽の運動はどんなふうなのか？

# 「スベンスマーク仮説」は？

- 渦状枝は定常ではないし、ケプラー速度と違う「パターン速度」があるわけではない
- なので、「太陽と渦状枝の周期的遭遇」はない
- 本当のところはどうか、我々の銀河系に近い(「太陽」から観測すると大域構造が非常に近い)シミュレーションモデルで太陽に近い速度の星の運動を過去にさかのぼってみた。

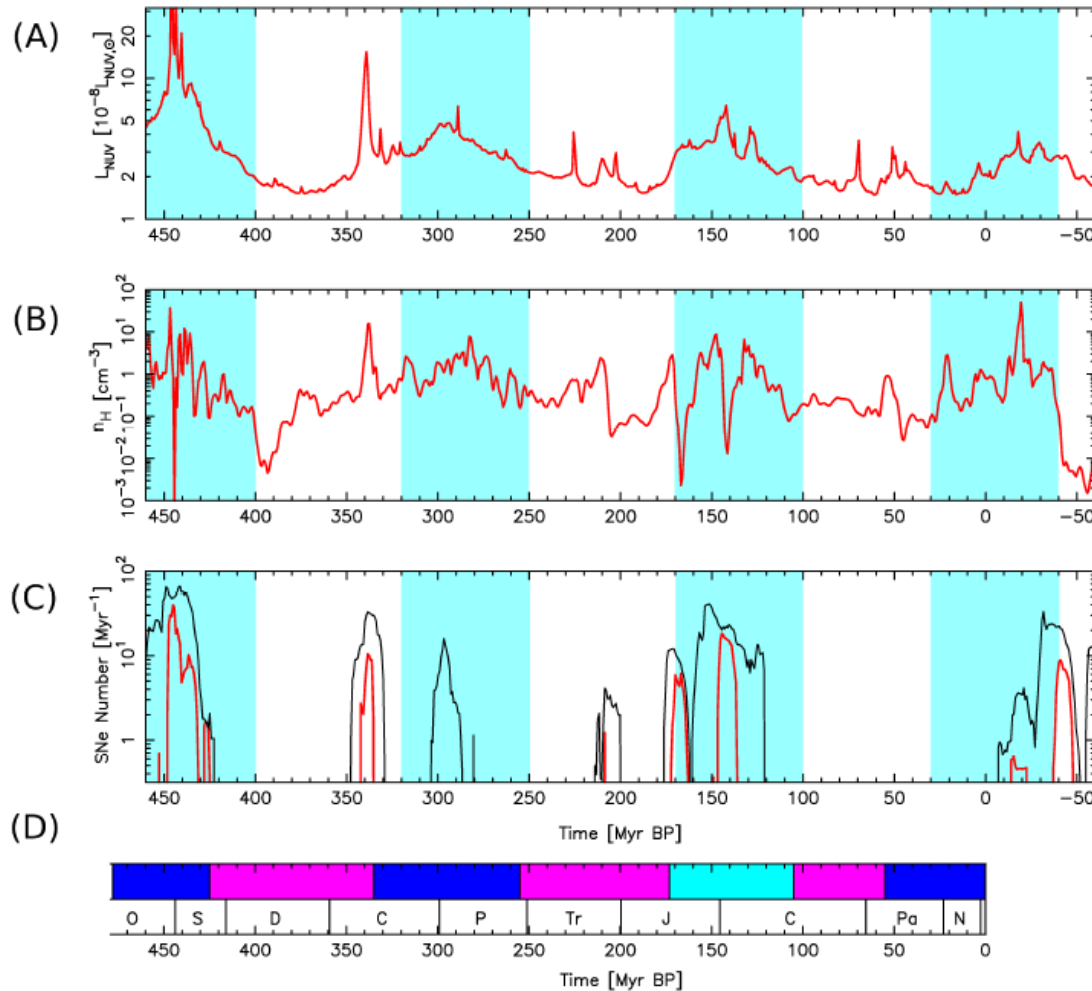
# 結果:銀河系と太陽



青:寒冷期

寒冷期には銀河中心に近い？これはフリーパラメータなしで位相まで一致。

# 太陽周りの環境変化



- 上: 紫外線での明るさ (星形成率を表す)
- 中: 星間ガスの密度
- 下: 超新星発生率
- これらが高いと寒冷期になる?

# まとめ

- スベンスマーク仮説: 銀河渦状肢との周期的遭遇で気候変動
- 現代的な銀河円盤シミュレーションではこういうことはおこらない
- が、太陽のエピサイクル運動による銀河中心からの距離変化が周期的環境変化を起こしている
- この周期は気候変動の周期と実際に一致していて、関係している可能性はある。
- バーとの相互作用も考えると6-10億年スケールでの変動もありえる
- 「銀河古気候学」みたい感じのことができるかも？

# 星だけの円盤

(Fujii et al. 2010)

animation a1

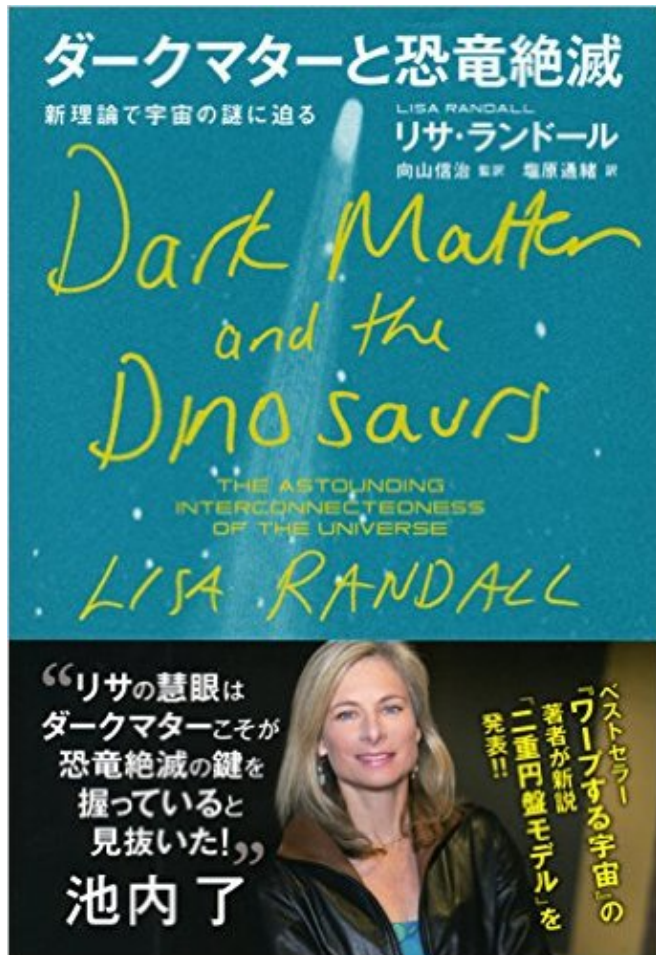
animation a2

animation b1

- Stable against radial mode (a1, a2)
- Spiral arms form
- They seem to be maintained for very long time



# 余談：ダークマターと恐竜絶滅



- こんな本が最近でていた
  - リサ・ランドールは大変有名で業績もある素粒子物理の理論家
  - これは、「未知のダークマター」が薄い銀河円盤を作っていると恐竜絶滅が説明できるという説
  - 今日議論したような円盤の安定性の検討がない(著者達の論文読んでも)。
- 検討すると強い不安定。多分間違っている。