

宇宙惑星科学

牧野淳一郎

惑星学専攻

事務連絡

- 今日はおテストあり。

事務連絡

- 評価は小テスト (初回はなし) (レポートはなし)
- 連絡は **BEEF** か状況によって **Google Classroom** を使うので、**Gsuite** のアカウントを有効にしておくこと。「宇宙惑星科学1」の招待がいつているはずである。

講義概要

1. ビッグバン宇宙論: **2**コマ分くらい
2. 天体形成 (主に銀河): **2**コマ分くらい
3. 星形成・進化、惑星形成: **3**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
- 恒星進化
 - 星の一生
 - 中性子星・ブラックホール・重力波
- 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

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：

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla f - \nabla \Phi \cdot \frac{\partial f}{\partial v} = 0, \quad (1)$$

ここで Φ は重力ポテンシャルであり以下のポアソン方程式の解。

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

ここで、 G は重力定数である。

分布関数の従う方程式（続き）

ρ は空間での質量密度

$$\rho = m \int dv f, \quad (3)$$

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。

なぜ力学平衡に行くのか？

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

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (4)$$

オイラー方程式

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nabla \Phi \quad (5)$$

ポアソン方程式

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho \quad (6)$$

で記述される。

さらに状態方程式がある。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

ρ : 密度

t : 時間

v : 速度

p : 圧力

Φ : 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
- ρ, p, v, Φ 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

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 v_1) + \nabla \cdot (\rho_1 v_0) = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + (v_0 \cdot \nabla) v_1 + (v_1 \cdot \nabla) v_0 = \frac{\rho_1}{\rho_0^2} \nabla p_0 - \frac{1}{\rho_0} \nabla p_1 - \nabla \Phi_1 \quad (8)$$

$$\nabla^2 \Phi_1 = 4\pi G \rho_1 \quad (9)$$

$$p_1 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_0 \rho_1 = v_s^2 \rho_1 \quad (10)$$

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

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_1 \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{v}_1) = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p_1 - \nabla \Phi_1 \quad (12)$$

となる。下**2**本は見かけはかわらない。

これを、 ρ_1 だけの式にすれば

$$\frac{\partial^2 \rho_1}{\partial t^2} - v_s^2 \nabla^2 \rho_1 - 4\pi G \rho_0 \rho_1 = 0 \quad (13)$$

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

$$\rho_1 = C e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (14)$$

として代入すれば

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (15)$$

ということになる。したがって、

$$k_J^2 = \frac{4\pi G \rho_0}{v_s^2} \quad (16)$$

と書くことにする。

分散関係

- $k > k_J$ なら ω 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 ω 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(14)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 λ_J

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}} v_s \quad (17)$$

ジーンズ波長くらい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/λ_J の程度、
- M_J はジーンズ質量で (半径 λ_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。

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。

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。

そもそもなぜ円盤になるか？

- 自己重力的なガス雲を考える。
- 基本的は輻射でどんどん冷える=エネルギーを失う。
- もしも自分が球対称で周りから力も受けてなければ、そのまま1点に集まれるが、実際には自分が球対称ではなく、周りの構造も一様ではないので、トルクをうける。このため、角運動量がゼロにはならない。
- エネルギーは輻射でどんどん抜けて収縮するが、角運動量はなかなかそうはいかないので、最終的には回転による遠心力と重力がつりあう

円盤銀河はこういう説明がもっともらしいが、惑星系とかだとではほとんどの質量は星に行くのは何故か？というのはそれほど自明ではない。

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。

平均運動共鳴・永年摂動

- 平均運動共鳴

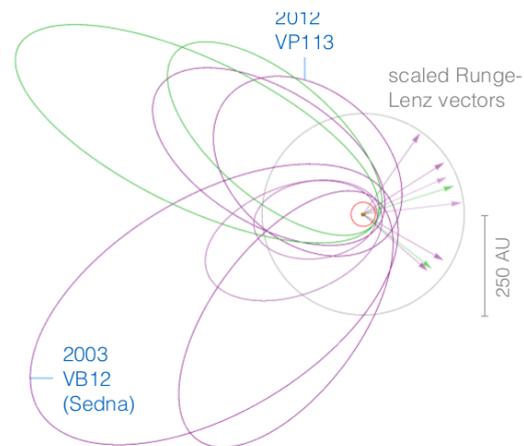
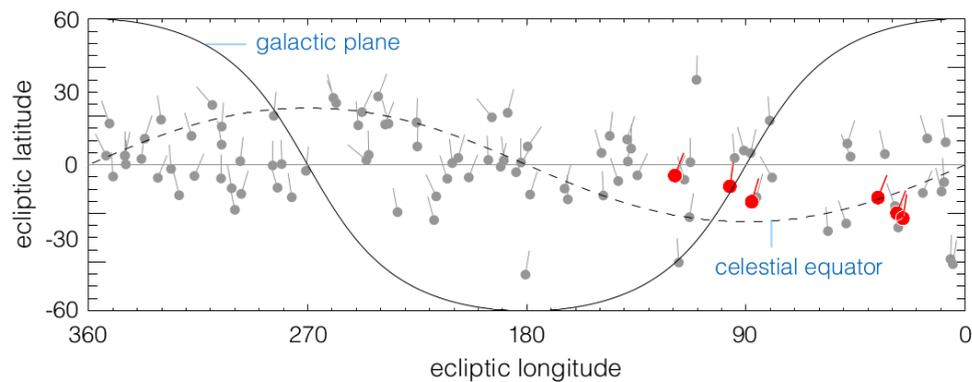
- **2**つの惑星の軌道周期の比が整数の時に起こる。多くの場合惑星をトラップする効果
- 海王星と冥王星の **2:3** 共鳴: 軌道は交差しているがぶつからないように回る

- 永年摂動

- 共鳴関係になくても起こる効果。惑星を、軌道の形のリングに置き換えて、それからの重力の効果、ともいえる。
- 惑星軌道は近点が止まっていたりゆっくり動く楕円なので、一般のポテンシャルとは違って複雑な永年摂動が働く。

永年摂動

「第9惑星」という話も理論はこれに基づいている



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、 ω を時間方向の角振動数、 v_s を音速、 Σ を面密度、 κ をエピサイクル角振動数として、分散関係が

$$\omega^2 = \kappa^2 - 2\pi G \Sigma |k| + v_s^2 k^2 \quad (18)$$

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

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

$$\Phi_{eff} = \Phi + \frac{L_z^2}{2R^2} \quad (19)$$

である。 R 方向の運動方程式は

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{d\Phi_{eff}}{dR} \quad (20)$$

で、これを円軌道の周りに展開して、 $R = R_0 + x$ とすると

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\kappa^2 x \quad (21)$$

$$\kappa^2 = \frac{d^2 \Phi}{dR^2} + \frac{3}{R_0} \frac{d\Phi}{dR} \quad (22)$$

もうちょっと変形

κ を円軌道自体の角振動数 Ω で書き直す

$$\Omega^2 = \frac{1}{R} \frac{d\Phi}{dR} \quad (23)$$

なので、

$$\kappa^2 = R_0 \frac{d\Omega^2}{dR} + 4\Omega^2 \quad (24)$$

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

$$\Omega < \kappa < 2\Omega \quad (25)$$

となる。

分散関係の意味

式(18)の意味を考える。まず、ジーンズ不安定の式と並べてみる。ジーンズ不安定の分散関係は

$$\omega^2 = v_s^2 k^2 - 4\pi G \rho_0 \quad (26)$$

だった。これと、円盤の軸対称モードの式を比べると、

$$\omega^2 = \kappa^2 - 2\pi G \Sigma |k| + v_s^2 k^2 \quad (27)$$

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 $-2\pi G\Sigma|k|$ ところにも波数が入ってくる。
 - 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、
- κ^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の効果

温度0の極限

$v_s = 0$ の極限、つまり、温度0の極限では

$$k_{crit} = \frac{\kappa^2}{2\pi G\Sigma}; \quad \lambda_{crit} = \frac{2\pi}{k_{crit}} = \frac{4\pi^2 G\Sigma}{\kappa^2} \quad (28)$$

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 ω が実数であるためには

$$\kappa^2 - 2\pi G\Sigma|k| + v_s^2 k^2 \geq 0 \quad (29)$$

であればよく、このためには

$$\frac{v_s \kappa}{\pi G \Sigma} > 1 \quad (30)$$

であればよい。

$$Q = \frac{v_s \kappa}{\pi G \Sigma} \quad (31)$$

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

$$Q = \frac{\sigma_R \kappa}{3.36 G \Sigma} > 1 \quad (32)$$

ここで σ_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 (π 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。

ついでのみ適用できる。

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、 λ_{crit} とディスクの厚さの関係

$$\lambda_{crit} = \frac{4\pi^2 G \Sigma}{\kappa^2} \quad (33)$$

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 λ_{crit} はほぼ Σ だけで決まる (κ 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、 Σ が非常に小さい場合には λ_{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 λ_{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少しする

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

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 - 2\pi G\Sigma|k| + v_s^2 k^2 \quad (34)$$

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、 Ω 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

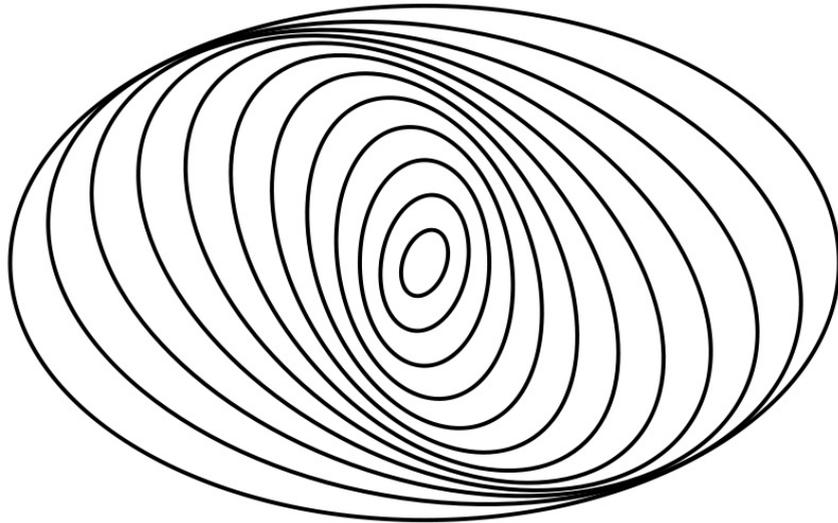
巻き込みの問題の回避(?)

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」だということのもの
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、ということのである。

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。

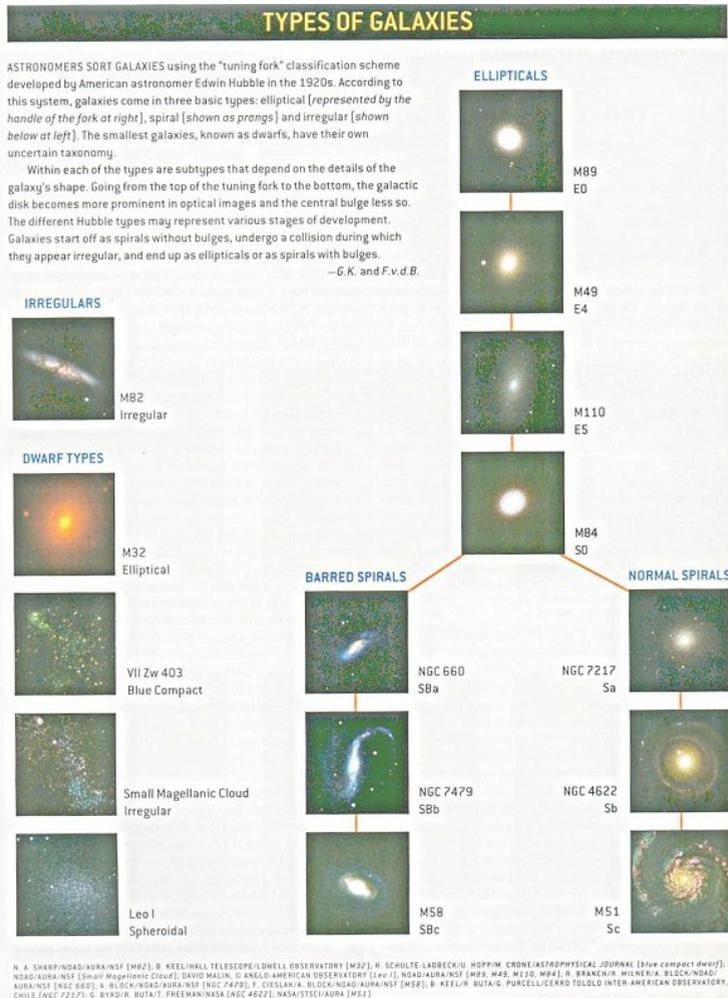
非定常理論

- 実際の銀河では、ガスが放射冷却で温度を下げる事ができるので、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。

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。

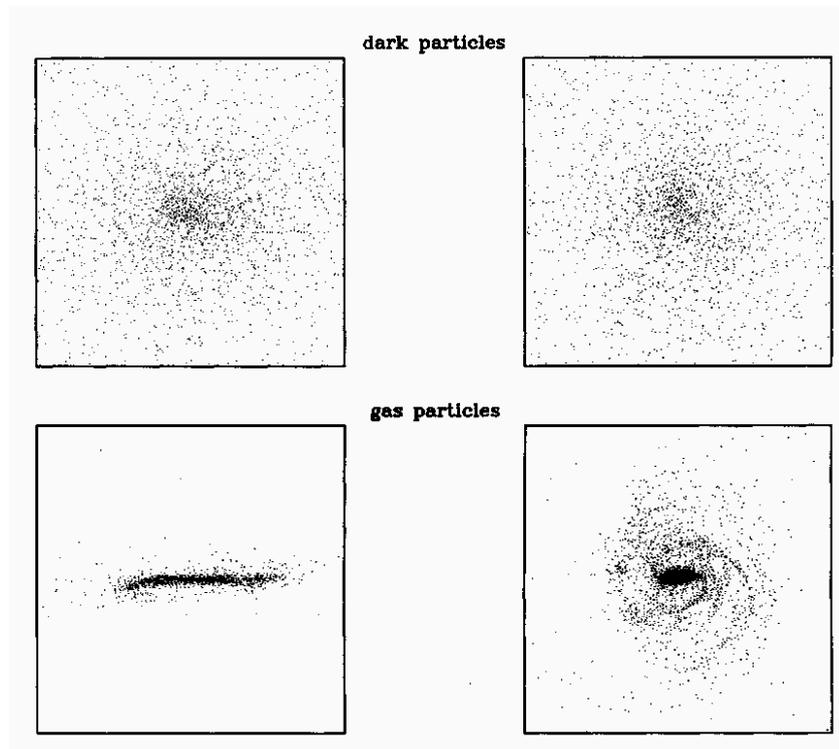
銀河形成シミュレーション



基本的な考え方:

- 初期条件からの、銀河の「まると」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



- 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

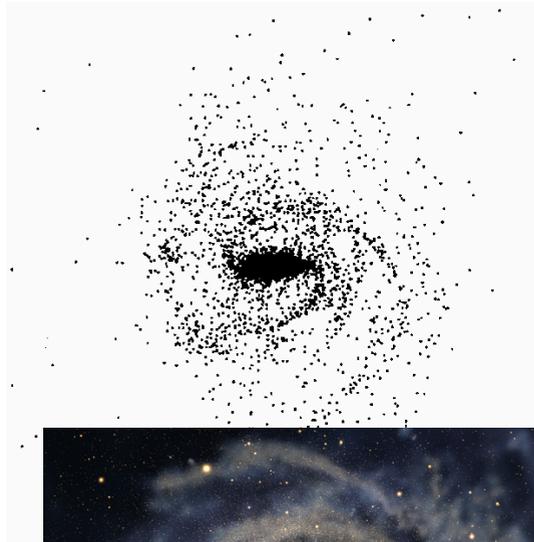
Saitoh et al. 2005



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？

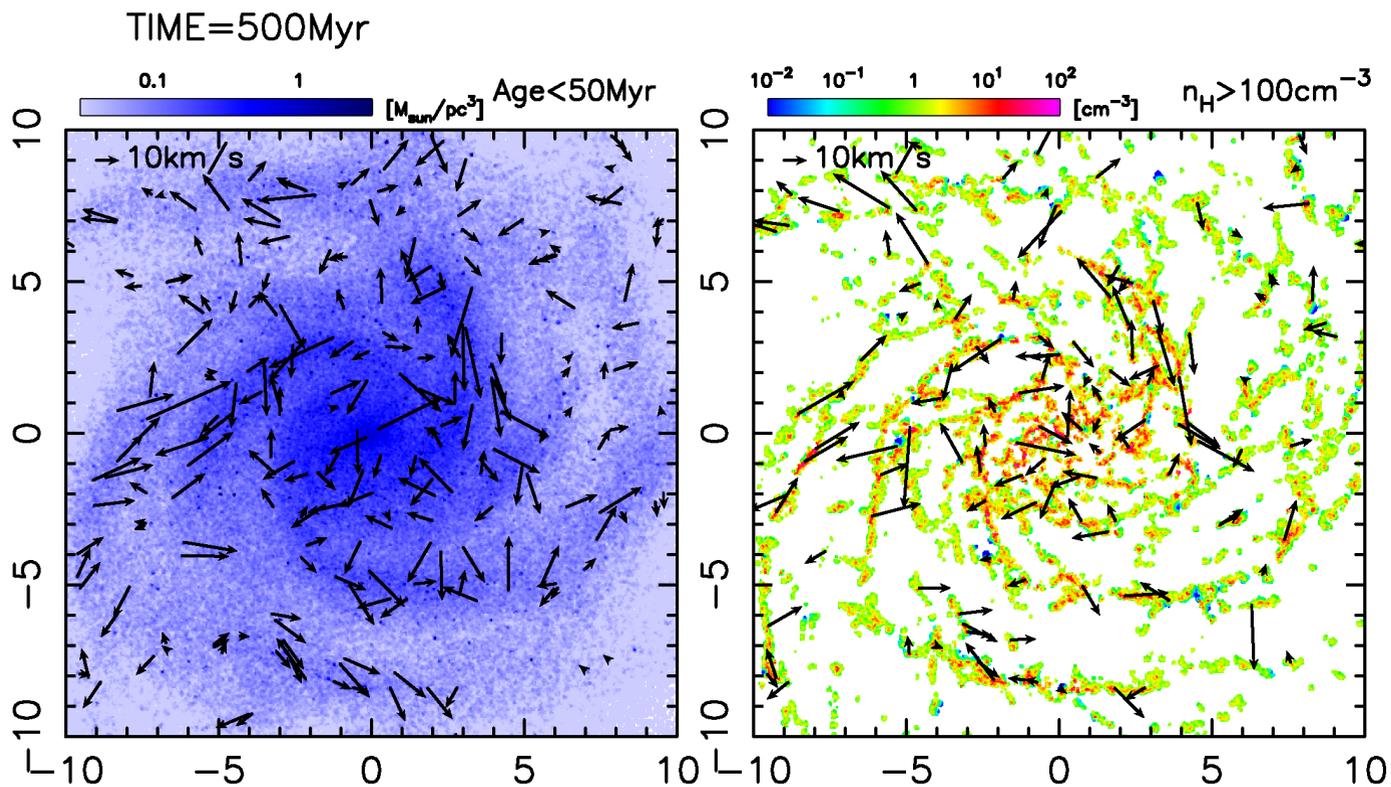
アニメーション

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



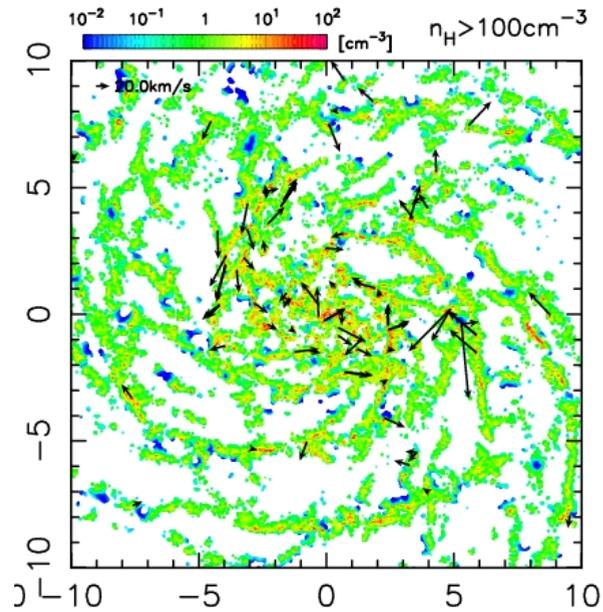
星の分布

冷たいガスの分布

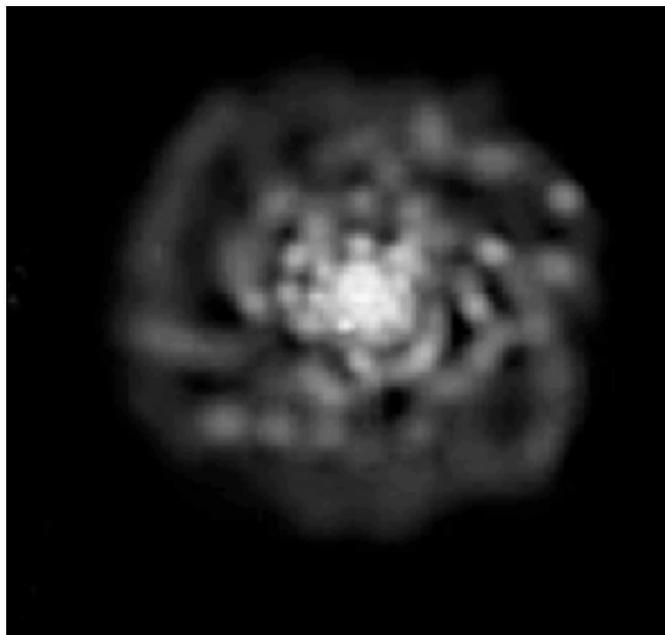
シミュレーションの詳細

- 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 (← **500pc**)
- ガスは温度 **10K** まで解く (← 10^4K)
- 粒子質量 $3000M_{\odot}$ (← 10^5M_{\odot})

高分解能モデルと観測



低分解能モデルと観測

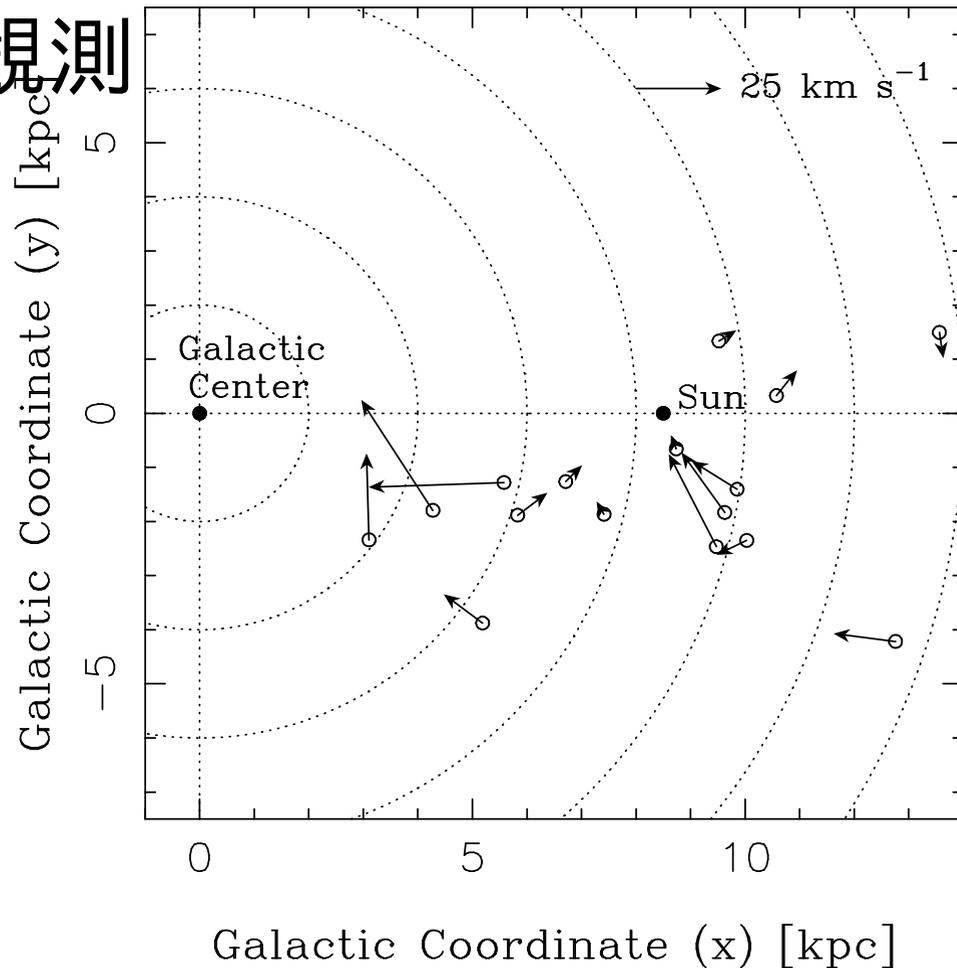


高分解能シミュレーションでわかってきたこと

- 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

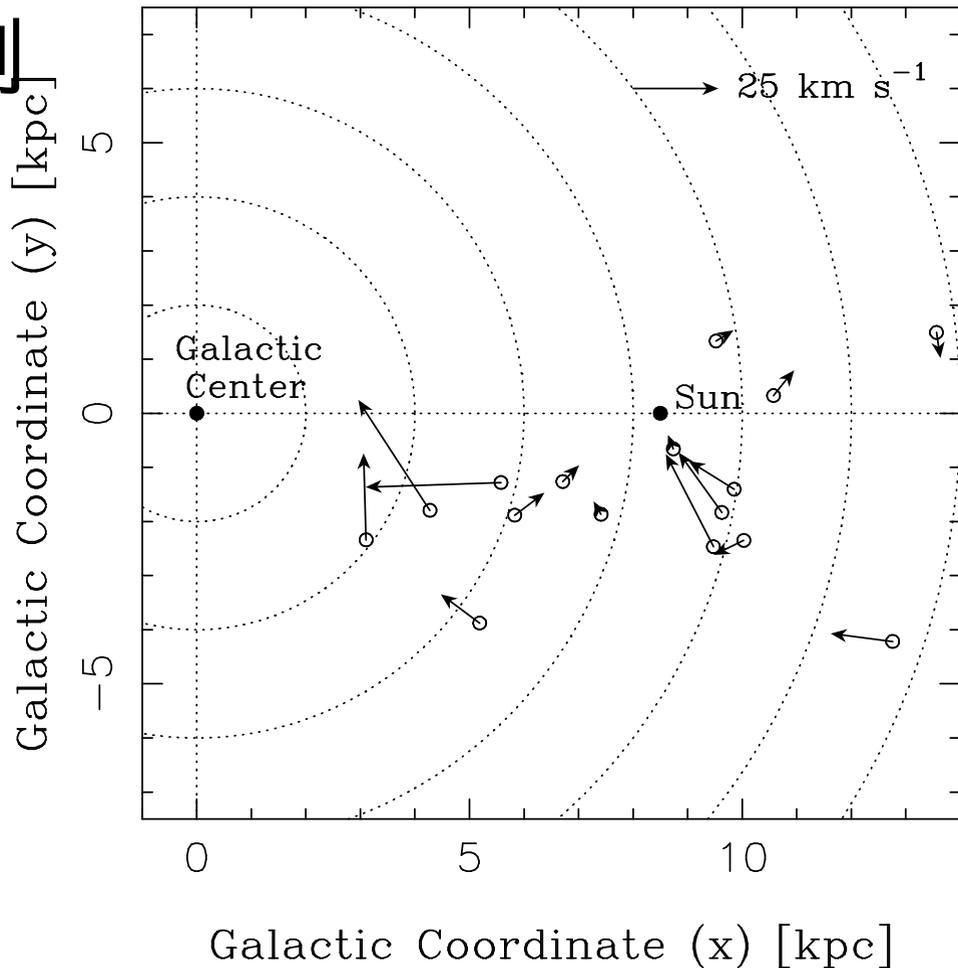


(Compiled by Dr. Asaki)

電波干渉計による観測

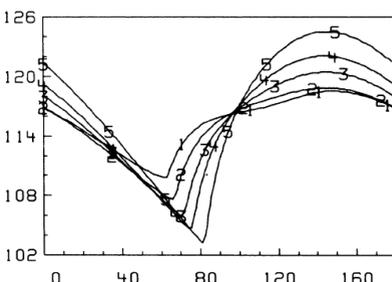
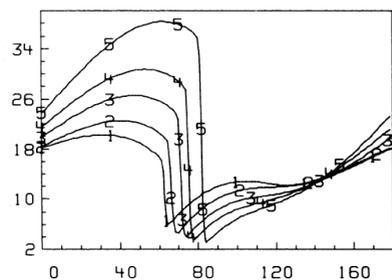
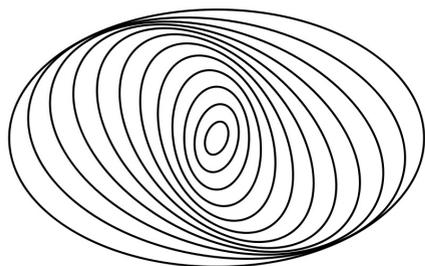
- 円運動からの大きなずれ ($\sim 30\text{km/s}$)
- 空間相関もあり？

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



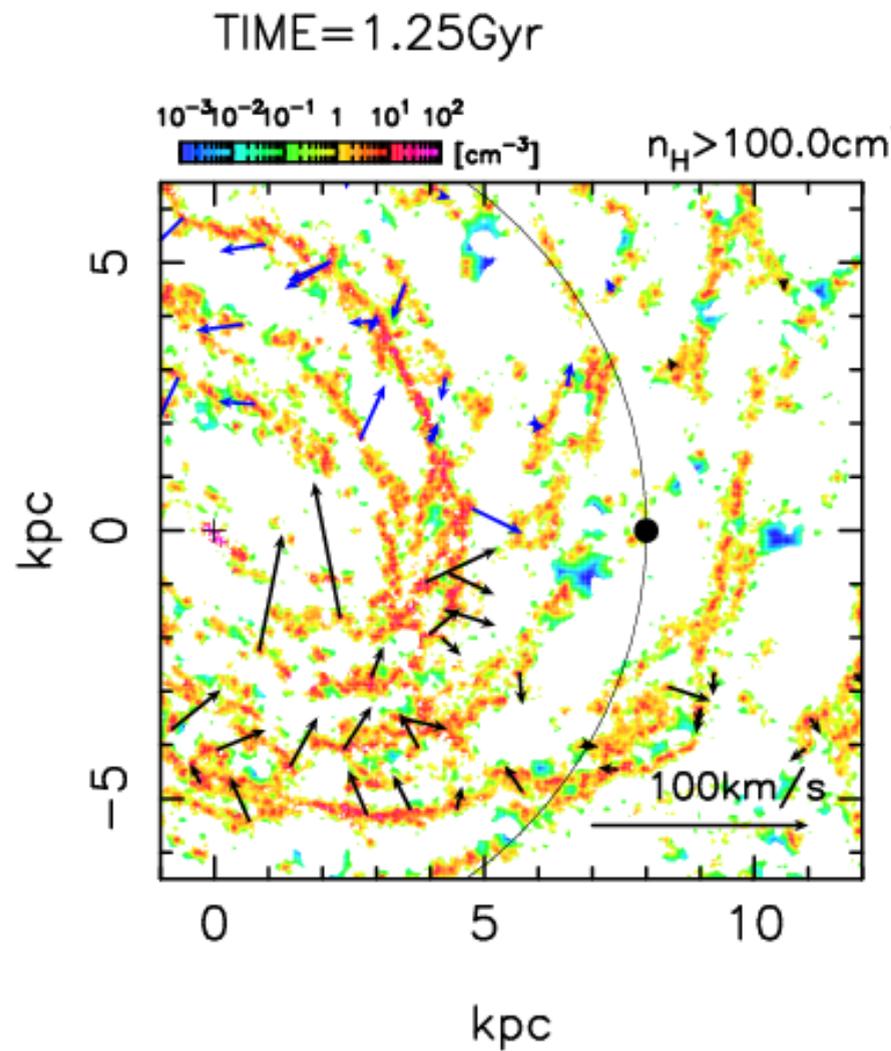
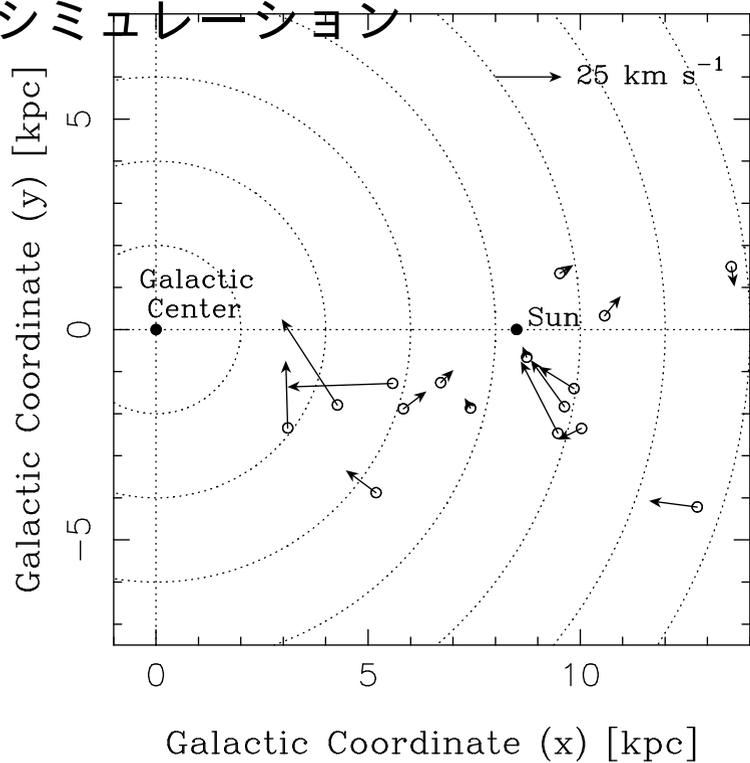
θ (deg)

- 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

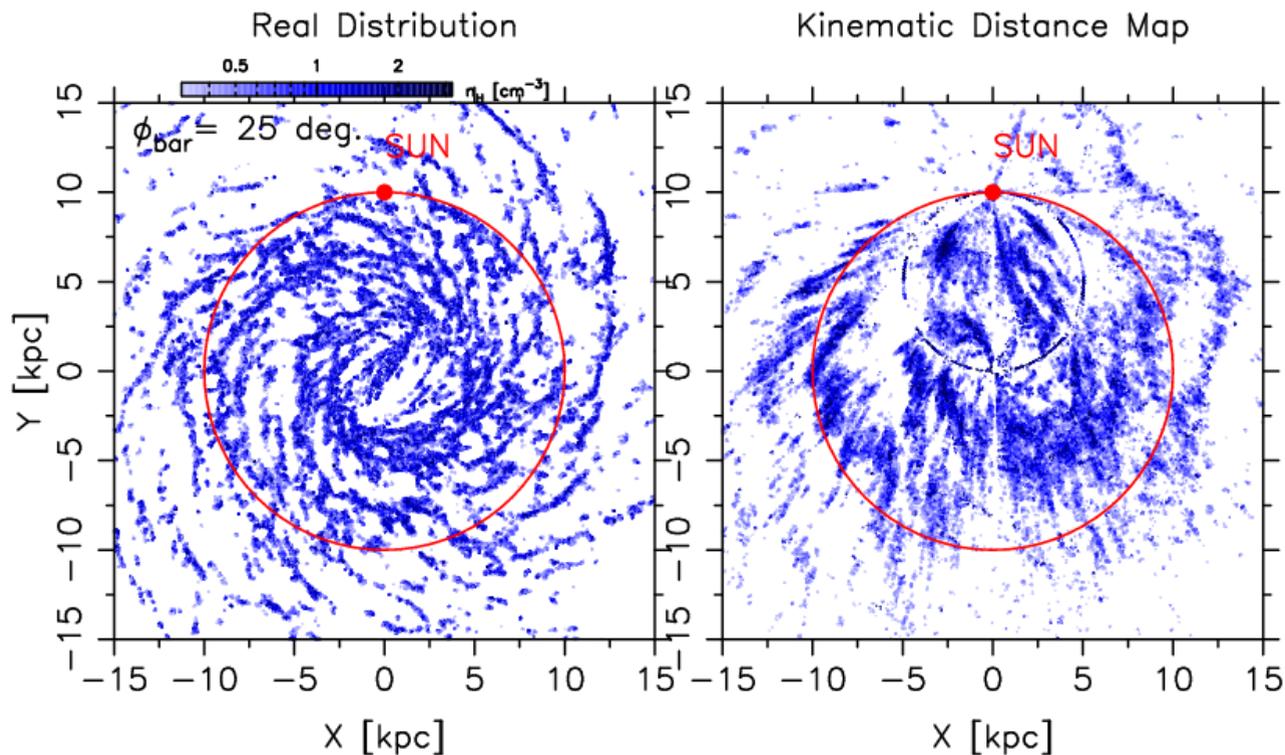


似ているような気が？

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]

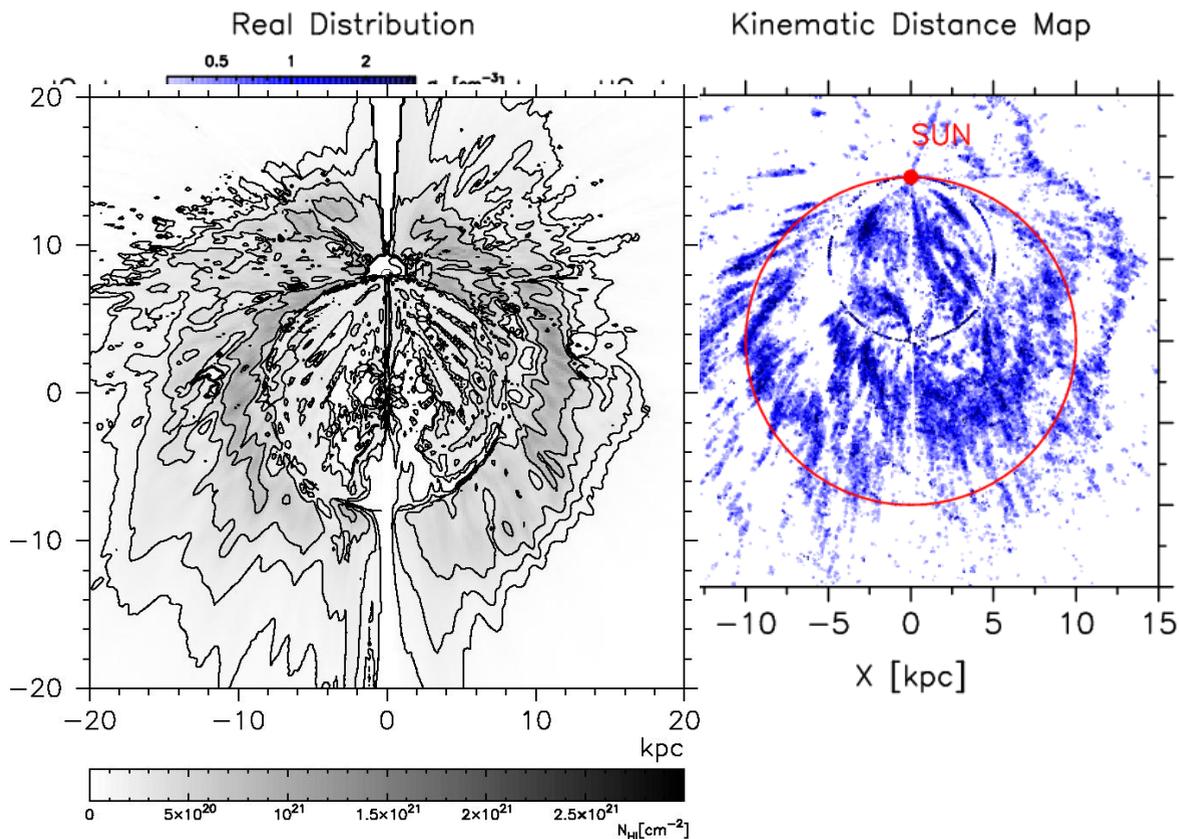


「円運動をしている」と仮定すると、速度の観測から距離が求まる
シミュレーション結果を観測すると、、、、

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]

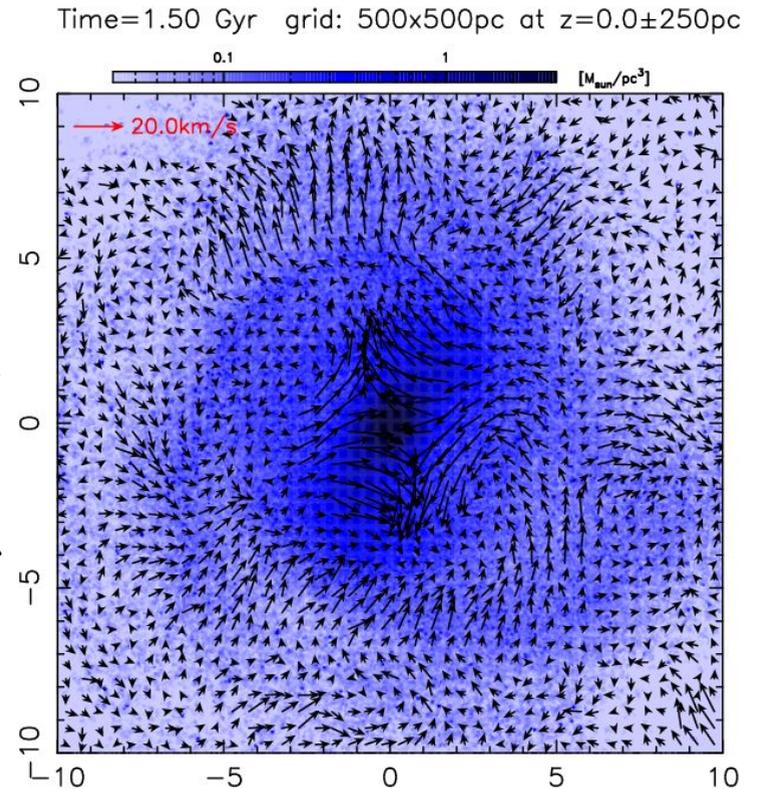


観測 (左) とシミュレーション (右) を比較すると、同じような構造

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

星だけの円盤

(Fujii et al. 2010)

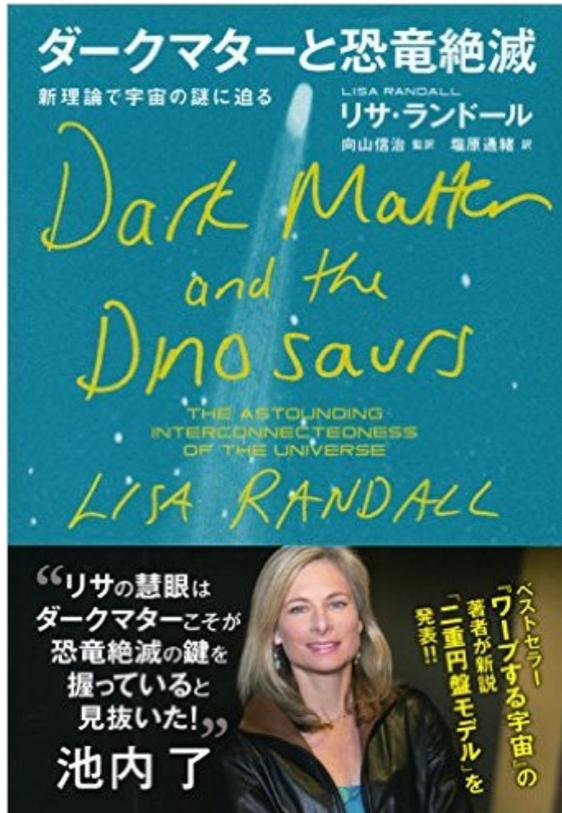
animation a1

animation a2

animation b1

- 軸対称モードに対しては安定 (**a1, a2**)
- スパイラルアームはできる
- 非常に長時間アームは消えない

余談：ダークマターと恐竜絶滅



- こんな本が去年でていた
 - 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
 - 講義で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。