

銀河の散逸構造 (II)

野 桜 俊 也*・池 内 了*

5. 空間構造——その3つの型

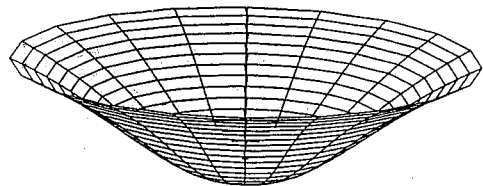
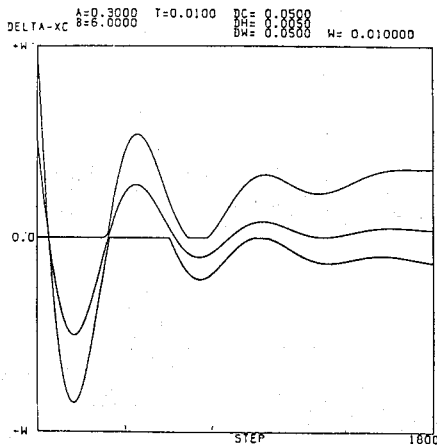
上のような時間構造を持つ系に空間伝搬項を導入すると、どのような空間構造が出現するのだろうか。やはり具体例の式(2)に従って進もう。前節の(b), (c), (d)の解に対応して、次の3つの型の構造が期待される。

5.1 Symmetry Breaking 型

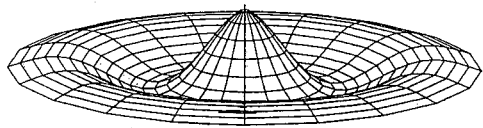
前節(b)の様な定常状態がある時、空間伝搬項がなければ、空間の各点 r で密度は独立に時間変化し、やがて一様な定常状態 $X_c(r, t) = (1-A)/(1+BA)$, $X_h(r, t) = A$, $X_w = 1 - X_c(r, t) - X_h(r, t)$ に達する。しかし伝搬があると、その係数 D_c, D_h, D_w の値によっては一様定常状態が不安定化することがある。即ち、何らかの初期摂動分布を与え、その後の時間発展を数値計算してやると、不安定モードが成長を始め、非線型項と拡散項がつり合うようなところで定常分布に達し、その後それを維持する。元の一様状態からみて対称性の低い何らかの構造が出現するので、Symmetry Breaking 型と呼ばれる。この場合、出現する構造は A, B, D_c, D_h, D_w 及び境界条件によって決まるのであるが、初期条件の記憶が消えてしまう点の特徴である。つまり、系は局所的物理過程 (A, B, D_c, D_h, D_w) で決まる大域的空間構造を持つ。

一様定常状態が拡散項を入れることにより不安定化するというのは奇妙に思われるかもしれない。何故なら、拡散項は分布を一様化するという効果を持つものだから

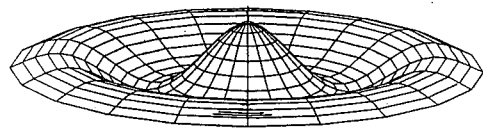
である。しかしこれは次のように理解される。例えば式(2)に於て、局所的に密度が増えるような摂動が与えられたとする。 $-X_c X_h^2$ 項は蒸発によって H I 雲 X_c の増大を妨げている項であるが、もし熱いガスの方が H I 雲よりも拡散しやすいと、 X_c の増加を押さえる X_h が周囲へ逃げてしまうのでそこでの X_c はさらに増え、一方周囲では流れてきた X_h のための X_c 増大は押さえられむしろ減少する。この様にして非一様分布は成長する。従ってこの型の構造の出現には (i) 2つ以上の成分が相互作用していて、(ii) それらの拡散係数が等しくないことが最低限の必要条件である。方程式(2)は3成分を含み、拡散係数 D_c, D_h, D_w が異なることは自明であるから、これらの条件は満たされている。図7に、円盤上での Symmetry Breaking 型の空間構造の発生の数値計算例を示している。(a) で時間的に振幅が一定に近づく様子、(b) で最終的に F^2 の固有モード $\cos m\theta \times J_m(k_m r)$ が現れているのがわかる。このような計算例は境界条件に依存するという点で現実的でないかもしれない。しかし、非一様分布成長の上述のメカニズムは境界条件に関係なく適用されるはずである。



t=2.1



t=18.0



ベッセル関数 $J_0(8.65 \frac{r}{R})$ の分布

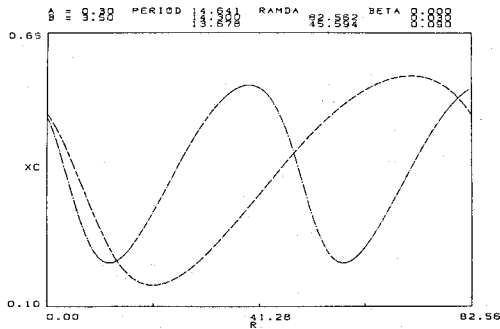
図7 Symmetry Breaking 型の例

* 北大理 Toshiya Nozakura, Satoru Ikeuchi: Self-Organized Structures in Galaxies

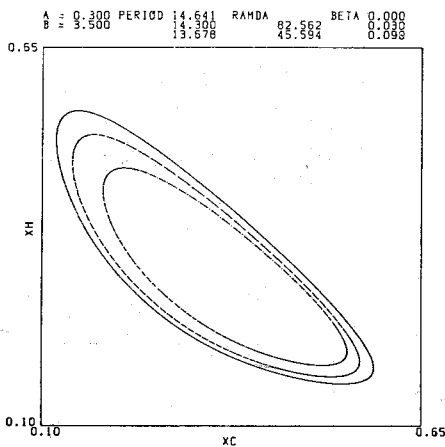
左図: 円盤上での X_c の最大値・平均値・最小値。横軸は時間
右図: 高さは Cold 成分の密度 ($X_c(r, \theta, t)$) を表わす

5.2 Phase Wave 型

これは、空間の各点では前節(c)の様にリミット・サイクル的に振舞っているのであるが、その位相が場所によって異なり、位相のずれが伝搬項のため波動として伝わる、という構造である。この型の一般例として「時間構造として、安定なリミット・サイクルを持っているならば、周期解のワン・パラメーター・ファミリーが存在する」ということが解析的に証明されている。つまり、 $X_i = X_i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ 型の周期解のファミリーで、例えば波数 \mathbf{k} を決めると振動数 ω 、振幅も決まるのである。Symmetry Breaking 型では、方程式系のパラメーター (A, B, D_o, D_h, D_w) 及び境界条件が与えられた時点で空間構造が完全に決まるのだが、この点で Phase Wave 型の構造と異なる。このファミリーの長波長極限 ($k \rightarrow 0$) が一様安定リミット・サイクル解に相当する。安定性については、振幅の十分小さい(波長の短い)解は不安定であることがわかっている。図8にこのようなファミリーの例を示した。これは方程式系(2)が $X_i = X_i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ 型の周期解を持っていると仮定して方程式を解



(a)



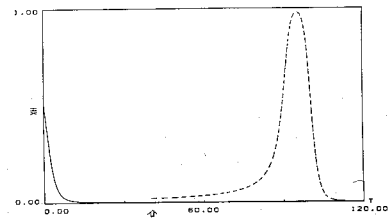
(b)

図8 Phase Wave の例 (本文参照)
点線; $\beta=0.03$ 一点鎖線; $\beta=0.09$

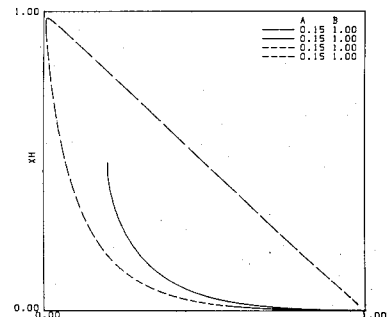
き、その波形を求めたものである。ここでは $D_o = D_h = D_w \equiv D$ と仮定し、パラメーター β は、 $\beta = Dk^2/\omega^2$ である。(a)は横軸に空間座標 \mathbf{r} をとって2つの波長の異なる波を示しており、(b)はそれらの1波長分を $X_o - X_h$ 面上に射影したものである。このように、周期解を仮定して解を求めることはできるが、数値シミュレーションでは任意の初期摂動から Phase Wave が得られるというわけではなさそうである。

5.3 Trigger Wave 型

前節(d)の時間構造を t に対して描いてみると図9の



(a)



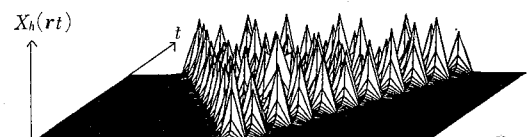
(b)

図9 興奮系の時間構造

実線: 摂動なし
点線: 摂動に対する反応。矢印は摂動が与えられた時点を示す。



(a)



(b)

図10 Trigger Wave の例

(a) $D_o = D_h = D_w = 1.0E-6$
(b) $D_o = D_h = D_w = 1.0E-3$

実線のようになり、Cold Phase に実際上無限に長く滞在する。この時、ある閾値以上の摂動を与えると、図9の点線のように大きく反応して、再び Cold Phase に戻ってくる。従って、もし伝搬項がなければ、摂動分布を与えても十分な時間の後には図10(a)のように空間的に一様な Cold Phase に戻ってきているであろう(興奮系の性質)。しかし、空間伝搬項がある場合には、図10の摂動が与えられると、次々に隣の地点を trigger して Cold Phase から脱出させることになり、両側へ Trigger Wave が伝わっていく(図10(b))。この場合、波の速度は D_c, D_h, D_w に依存しているが、これらの値があまり大きくない限り、振幅は元の‘興奮系’自体で決まっている。又、明らかに初期摂動を与える個数、地点、形(2次元以上)によって、広がっていく構造は異なるが、ひとたび全空間に広がってしまうとその後各点で Relaxation Oscillation をくり返す一種の定在波のような空間構造を持つことになる。この Trigger Wave 型が、確率による伝搬と拡散による伝搬という違いはあるが、モデル(III)のSSPSFの伝搬と同一であることは明らかであろう(SSPSFとの比較は後で行なう)。従って「モデル方程式による散逸構造」という方法は、上記3種の空間構造の型を含んでいる点で、単純であるにもかかわらず多様な内容を持っている。尚、これら3つのタイプの空間構造の発生について、方程式系(2)に従って示してきたが、重要な点は前節で示した時間構造の性質——「定常状態」「リミット・サイクル」「興奮系」——であって、式(2)そのものではないので、当然、同様の性質を持つ他の系にも適用される。

以上、我々のモデルから星間物質の3つのタイプの空間構造が得られることがわかった。星形成領域の渦状構造とは次のようにつながる。方程式系(2)では星間ガスの密度しか含まれていないが、超新星を駆動力として含むということは Cold Cloud から星の形成へ至る過程を暗黙のうちに入れているのであり、星の形成領域も上述と同様の構造を示すことになる。さらに、銀河の微分回転を考慮すれば、渦状構造になることは明らかである。

6. モデル(III)(SSPSF)との比較

以上述べてきたことからわかるように我々の考えは、局所的物理過程が伝搬して大域的構造をつくる、という基本的なところでは SSPSF と似た性質を持つが、その取り扱い方は、確率過程のシミュレーションと決定論的方程式系というように極めて対照的である。その他、これら2つの比較を表1に示した。例えば空間伝搬については SSPSF では sequential S.F. に関わる全ての物理過程を‘確率’ P_{st} に押し込めているのに対し、モデル方程式の方法では一様な拡散係数をもつ‘拡散

表1 SSPSF(モデル(III))とモデル方程式による方法との対照表

SSPSF(モデル(III))の方法	Model 方程式の方法
局所的物理過程+伝搬+微分回転	
確率過程のシミュレーション	非線形発展方程式
確率的伝搬	拡散項による伝搬
星の形式の伝搬	星間物質の循環的相変化の伝搬
不規則渦状腕 Dwarf galaxies の Burst 的星形成	種々の空間構造の発現
Percolation Theory での予想は困難	構造の型予想できる。特に5.1, 5.2の解は摂動法で構成できる

項’としている。SSPSF では discrete cell と stochastic という2つの主要因により、不規則、不均一な渦状腕を出すことに成功したが、2本腕のグラント・デザインを出すには、モデル方程式の方法の方が可能性がある。実際、Symmetry Breaking 型の場合、「不安定モードの成長による構造の発生」という観点に立てば、モデル(I)の密度波理論と共通点を持っている。

SSPSF と我々の方法の一番の違いは SSPSF では与えられたパラメーターの下で、星形成領域が死に絶えてしまわないかどうか、ぐらいいか予想できないのに対し、モデル方程式の方法では、解の解析的な構成が可能であり(5.1, 5.2の場合)、そうでなくても5.3のように、時間構造の特性が知られていればある程度空間構造の予想がつく、という点であろう。但し、これまでの図では微分回転は考慮していない。

7. 結 論

「非線形モデル方程式による散逸構造」という考え方で、銀河の大域的な空間構造が作り出せることを示した。このモデルの主要な特徴は、

- (1) 局所的物理過程+空間伝搬という考え方。
- (2) 物理過程をモデル方程式で表すと、出現する空間構造についてある程度予想がつくこと。
- (3) 得られる空間構造の種類は、定常分布型と伝搬波動型という両極端を含み、それらを統一的に考慮できること。

である。さらに、この方法が SSPSF(モデル(III))と対照的であり、それ故相補的に進展させるべきであるという点については前節で示唆した。

ここではさらに、このモデルが、重力を主要な原因と

するモデル (I), (II) と決して矛盾せず、共存し得るものであるという事実を指摘しておく。たしかに、きれいな2本腕のグランド・デザイン形成には重力ポテンシャルが本質的であるかもしれない。しかし、渦状腕は必ずしも斉一ではなく、ブリッジ、フィラメント、のような乱れや、サブ・アームのような余分な成分も存在しているし、大マゼラン雲のようにアームを持っているとも持っていないとも言える銀河も多い。重力ポテンシャルによるグランド・デザインと、局所的物理過程の伝搬による空間構造が一般には重なり合っており、密度波の影響を受けるタイム・スケールが、局所的物理過程のタイムスケールより短いとモデル (I), (II) のようなグランド・デザインを持つ銀河に見え、逆の場合には我々のモデルが適当になると思われる。このように、複合的な原因であると考えれば、諸種の銀河の多様な大域的空間構造を統一的に理解することができよう。最後に、我々のモデルをより発展性のあるものにするためには

① より ECPCE に近い方程式系を探ること。

② 微分回転する系での空間パターンの取り扱い法を開発すること。

が必要である。図 11 には ② の第1歩の結果を示して



図 11 微分回転する円盤上での Trigger Wave による構造

いる。初期に、微分回転する円盤上の2点に摂動を与え Trigger Wave を引き起こし、ある時刻で HI 雲成分 (X_0) の等高線を描いた。今後、より現実的な銀河モデルへと発展させたい。

雑 報

1983年へび座新星=Nova Serpentis 1983

静岡県浜松市の和久田氏は、1983年2月22日19時15分(世界的)に撮影したフィルム上に、約7.7等級の新星状天体を発見した。和久田氏によると前日の限界等級11等までのフィルム上では見つけられない由であった。本田氏に聞き合せたところ、本田氏のフィルム上でも確認され、さらに前日には13等級以下であるという情報も得た。

早速、国際天文学連合天文電報中央局へ連絡したが、何分にも明け方の東南天に低く、確認のための観測が容易でなかったらしい。東京天文台では、1983年3月11日4時(世界時)に木曾観測所の105cmシュミット望遠鏡で直接写真を撮影し、位置は、

赤経=17^h53^m02^s.51, 赤緯=-14°00'52"0 (1950.0)
青光度は12.3等級であった。

それより前、3月4日と8日に4度プリズムによるスペクトルが撮影されたが、月明りのため、H α の輝線だけしか確認できず、連続光までの情報は得られなかった。その後、IUEによる短波長域のスペクトルが得られ、新星と確認された。(香西洋樹)

オリオン座の新変光星=菅野天体

兵庫県加古川市の菅野松男氏(明石天文学館)は、1982年12月に、それまでに撮りためたオリオン座の写真を検査していて、ゆっくり増光している星を発見した。トライ X を使用したフィルム上で光度が見積られて、1982年10月30日:16等, 12月12日:14等, 12月17日:14等であった。東京天文台木曾観測所の105cmシュミット望遠鏡で直接写真が1983年1月11.43日に撮影され、その位置は、

赤経=5^h35^m35^s.07, 赤緯=-4°18'23".5 (1950.0)
で、青色での光度は14.2等級であった。

その後、古畑正秋氏によって光度の追跡観測が行なわれたり、岡山天体物理観測所や、アジアゴ天文台、リック天文台で分光観測が行なわれた結果、T Tau型に属する変光星のスペクトルと酷似していることがわかった。T Tau型変光星は、星雲を併う誕生間もない星と考えられている。オリオン座には、恒星の母体となる分子雲が多く、このたびの菅野天体は、誕生間もない星が、それを取り巻く分子雲が晴れ上って来たために見えだしたと理解されるようである。(香西洋樹)