

# 原始惑星系円盤における ガス渦の生成・性質・散逸



小野 智 弘

〈東京工業大学理学院地球惑星科学系 〒152-8551 東京都目黒区大岡山 2-12-1〉

e-mail: ono.t.ao@m.titech.ac.jp

近年の観測によって、原始惑星系円盤中にはリング・ギャップ・三日月などのサブ構造が存在することが明らかになってきた。これらのサブ構造は微惑星形成や惑星形成に重大な影響を与えることが期待される。興味深いことに、リング・ギャップ構造は普遍的であるのに対し、三日月構造は希少である。三日月構造の微惑星形成・惑星形成への影響や希少性を理解するために、三日月構造の成因として有力なガス渦について調べることが重要だ。本稿では、原始惑星系円盤上のガス渦について解説する。ガス渦の生成機構・性質・散逸機構に関して筆者の研究成果を含めつつ紹介する。

## 1. 原始惑星系円盤の多様な構造

1995年以降、これまでに約5,000個もの系外惑星が発見されてきた。太陽系に似たものから大きく異なるものまで、系外惑星系は多様性に富んでいる。しかし、その多様性を生み出す原因はよく分かっていない。これらの惑星系を包括的に説明する惑星形成論の構築が求められている。

惑星形成において重要な役割を担うと考えられているのが、惑星形成の現場である原始惑星系円盤だ。これは星の誕生に付随して形成される星周円盤であり、水素やヘリウムからなる気体成分（ガス）と氷や岩石からなる固体成分で構成される。固体成分はガスに比べて1%程度しかないが、これこそが惑星の材料だ。円盤の中で $\mu\text{m}$ - $\text{cm}$ サイズの固体微粒子（ダスト）が合体成長し、 $\text{km}$ サイズの微惑星を経て最終的に惑星まで至る。

中心星重力と遠心力の釣り合いから、ダストは円盤内でケプラー回転運動をしようとする。一方、ガス運動は圧力勾配力のためにケプラー回転則からずれる。これによって生じたガス抵抗がダストにトルクを与え、ダストをガス圧がより大き

い領域に向かって移動させる。原始惑星系円盤は大局的に見ると内側ほどガス圧が高い。そのため、円盤内にダストの落下を抑制するようなサブ構造がなければ、ダストが微惑星に成長するより早く中心星に落下してしまう [1]。これは、微惑星形成における理論的困難の1つとして知られている。ダスト進化や微惑星形成を考える上で、ダストの中心星落下を局所的に止めるような円盤サブ構造の存在が重要になると考えられている。

太陽系近傍の星形成領域をターゲットに、原始惑星系円盤の観測は昔から精力的に行われてきた。空間的に円盤を解像できなくとも電磁波強度のスペクトル分布から円盤を検出することができる。赤外線領域において、円盤ダスト輻射は中心星輻射からの超過として現れるからだ。近赤外領域での超過は円盤内側の高温ダスト、より長波域での超過は円盤外側の低温ダストが存在することを意味する。近赤外超過が弱い一方で中間・遠赤外超過は強い時、内側に穴のあいた原始惑星系円盤であると判別できる。このように穴のあいた円盤を遷移円盤と呼ぶ。これに対し、幅広い波長域で超過がある穴のない円盤をフル円盤と呼ぶ。

近年、すばる望遠鏡などの可視・近赤外望遠鏡やアルマ望遠鏡などの電波望遠鏡によって原始惑星系円盤を空間的に解像する観測が可能となった。これらの観測によって、原始惑星系円盤は多様なサブ構造を持つことが明らかになっている。円盤の特徴的な構造として、リング・ギャップ構造 (e.g. [2]), スパイラル構造 (e.g., [3]), 三日月構造 (e.g., [4, 5]) が挙げられる。

私は円盤三日月構造に注目して研究を行ってきた。三日月構造を持った円盤の観測からは、ダスト分布が強い非軸対称性を持つということが分かる。この構造を説明するモデルとして惑星が円盤中で励起するスパイラル[6]や離心円盤[7]によるものも提案されている。しかし、最も有力だと考えられているのは円盤上のガス渦[4]だ。

原始惑星系円盤上にあるガス渦は、円盤が持つ曲率の影響によって三日月形状をしている。ガス渦と共に中心星周りを回転する系から見た時、渦の内部は圧力勾配力と渦運動によるコリオリ力が釣り合った地衡風の関係にある。周りに比べ圧力が高いガス渦は渦運動と円盤の差動回転の方向が一致するため、円盤の中で長時間存在することができる[8]。また、圧力の局所的極大であるために、高気圧渦は周囲のダストを集積する[9]。

アルマ望遠鏡による高空間分解サブミリ連続光観測を用いて行われた2つの原始惑星系円盤サーベイから、三日月構造はリング・ギャップ構造に比べて希少であることが分かる。DSHARP[10]は太陽系近傍の星形成領域にある18個のフル円盤を対象としたサーベイだ。サンプルのうち83%はリング・ギャップ構造を持つものに対して、三日月構造は11%しかない。もう1つは、太陽系近傍の星形成領域にある38個の遷移円盤を対象としたサーベイである[11]。遷移円盤なので、全てのサンプルでリング・ギャップ構造が確認できる。一方、三日月構造を持つのは24%であった。

三日月構造が持つ希少性の原因を明らかにし、三日月構造が微惑星形成や惑星形成に与える影響

を明らかにすることが私の研究目標の1つである。目標達成のために、原始惑星系円盤上のガス渦を深く理解することは不可欠だ。本稿では、原始惑星系円盤におけるガス渦についてこれまでに得られた知見を紹介する。まず、ガス渦の生成機構を解説し、次にガス渦の性質を紹介する。最後にガス渦の散逸機構を説明する。

## 2. ガス渦の生成機構

原始惑星系円盤におけるガス渦生成機構として、複数の流体不安定性が提案されている。その中でも、私はロスビー波不安定性[12]に注目してきた。円盤の動径密度分布が強く上凸になる領域では、ロスビー波不安定性によってガス渦が形成される。リング・ギャップ構造は円盤において普遍的であるため、ロスビー波不安定性は原始惑星系円盤における有力なガス渦生成機構である。

本章では、ロスビー波不安定性のメカニズムと時間発展について解説する。また、ロスビー波不安定性以外のガス渦生成機構も簡単に紹介する。

### 2.1 ロスビー波不安定性のメカニズム

流体不安定性は、外力の作用によって起こる外力型と渦度分布の不均一性によって起こる内在型の2種類に大別される[13]。ロスビー波不安定性はケルビン・ヘルムホルツ不安定性などと同様の内在型だ。流体素片の運動によって説明できる外力型と異なり、内在型は波の相互作用によって不安定性のメカニズムを解釈することができる。

ロスビー波不安定性を理解する鍵は、その名の通りロスビー波[14]だ。ロスビー波は地球大気分野で有名な線形波で、その復元力は渦度に関連するラグランジュ的保存量である渦位の勾配に由来する。負の渦位動径勾配を持つ二次元円盤(動径方向を $r$ 、方位角方向を $\varphi$ とする $r-\varphi$ 平面)上で方位角方向に周期的な渦列がある状況(図1)を考え、円盤中のロスビー波について説明する。ただし、円盤回転は反時計回り(+ $\varphi$ 方向)とする。

渦列は渦位の波と言い換えることができる。

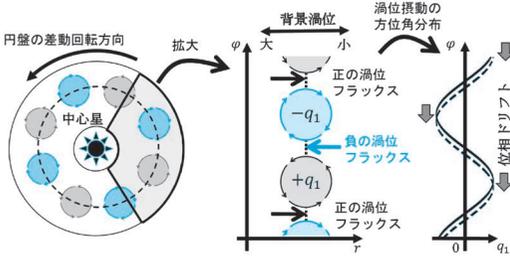


図1 円盤ロスビー波の概念図。円盤ロスビー波が持つ渦位摂動は $q_1$ で表す。自身の速度場によって背景渦位が運び込まれ、円盤ロスビー波の位相は $-\varphi$ 方向にドリフトしていく。

図1のような状況では、渦列自身が作り出す速度場によって背景渦位が動径方向から渦列に運び込まれる。その結果、振幅は変化せずに渦列の位相だけが時間と共に $-\varphi$ 方向にドリフトしていく。このように位相ドリフトをする渦列を円盤ロスビー波と呼ぶ。背景渦位の動径勾配が正の時、円盤ロスビー波の位相ドリフトは $+\varphi$ 方向になる。

背景渦位の動径分布が極小値を持つ時、極小点の内外でドリフト方向が異なる円盤ロスビー波がそれぞれ存在する。円盤の回転角速度は内側の方が速いため、位相ドリフトは円盤ロスビー波同士の位相角速度差を小さくするように働く。位相ドリフトが十分に速い時、2つの円盤ロスビー波が持つ位相角速度が等しくなる状況を実現することができる。一方、渦位極大点の周りでは位相ドリフトが円盤ロスビー波同士の位相角速度差を大きくするように働く。この時、円盤ロスビー波の位相角速度を等しくすることはできない。

円盤ロスビー波が同じ位相角速度を持つ時、その共回転系から見ると2つの円盤ロスビー波が位置関係を保ったまま静止しているように見える。ここで円盤ロスビー波が図2のように正の位相差を持つ場合について考え、内側円盤ロスビー波に注目してみよう。内側円盤ロスビー波自身が持つ速度場だけでなく、外側円盤ロスビー波の速度場によっても内側円盤ロスビー波に渦位フラックスがもたらされる。この時、内側円盤ロスビー波の

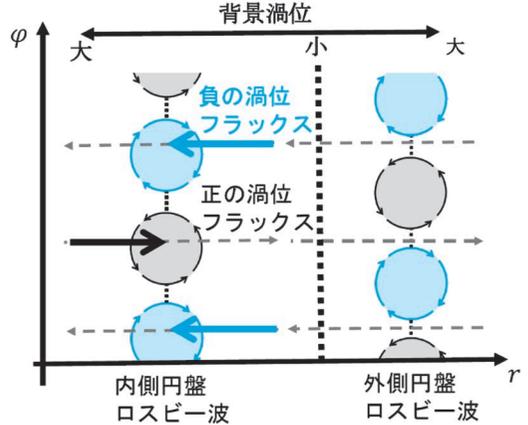


図2 渦位極小点の近傍で、外側円盤ロスビー波が作る速度場が内側円盤ロスビー波にもたらす渦位フラックスの概念図。

振幅は時間と共に指数関数的に増幅されていく。同様に、内側ロスビー波の影響によって外側ロスビー波の振幅も増幅される。これがロスビー波不安定性が成長するメカニズムである。

ロスビー波不安定性は円盤ロスビー波の相互作用によってメカニズムを説明することができる。ロスビー波不安定性が起こるための必要条件としてラプラース条件『渦位分布が局所的な極小値を持つ』が知られている [12]。これは、『密度の動径分布が鋭い上凸を持つ』と言い換えることができる。具体的には、リングの中心やギャップの縁などだ。より正確な不安定条件は、線形安定性解析によって我々が求めている [15]。

2.2 ロスビー波不安定性の時間発展

ロスビー波不安定性の時間発展を説明するために、リング構造を持つ二次元円盤を考える。リングの幅と強さ（リングがあることによる面密度の増加率）をパラメータにした時、図3が線形安定性解析の結果を表している。細くて強いリングほどロスビー波不安定が不安定で、最大成長モードも大きくなる。また、ラプラース条件の必要性についても確認することができる。

ロスビー波不安定性に対して不安定なリングの中で、摂動が最大不安定成長率で成長していく。

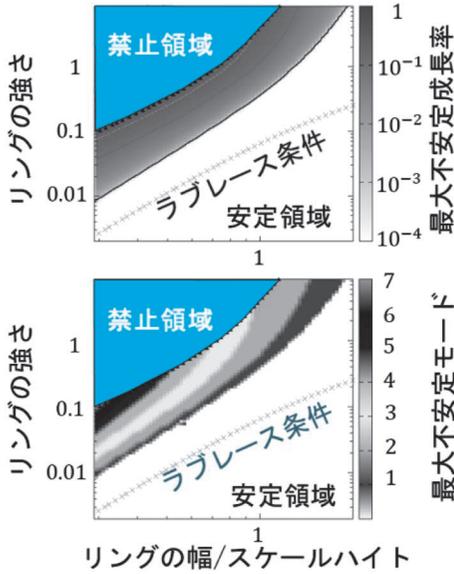


図3 リングを持つ円盤のロスビー波不安定性に対する安定性解析の結果の一例（上：最大不安定成長率，下：最大不安定モード）．禁止領域は背景場がレイリー条件を破り，回転不安定性[16]に対して不安定となる領域．

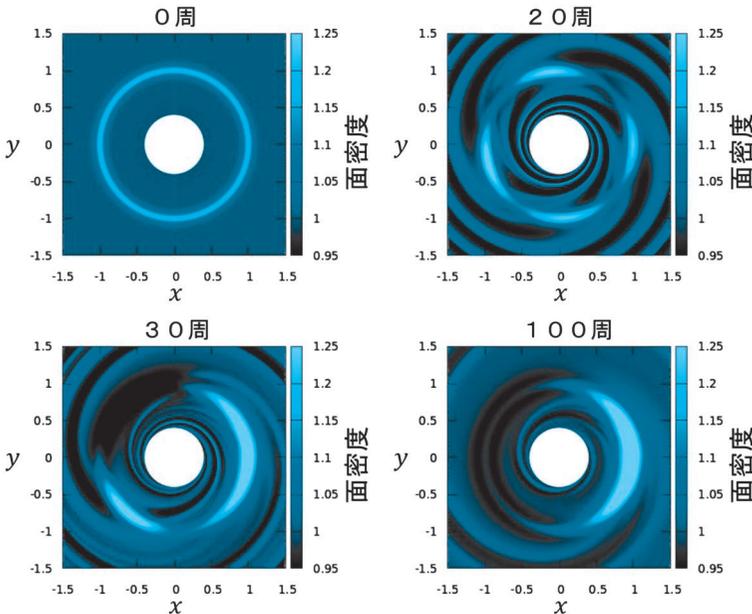


図4 ロスビー波不安定性の時間発展における円盤面密度進化の一例．それぞれ，0，20，30，100周におけるスナップショット．

リングが最大不安定モードと同じ数のガス渦に分裂すると，不安定性の成長が止まる．ガス渦は互いに衝突合体し，100周程度で一つの準定常なガス渦に至る [17] (図4)．3次元円盤であっても本質的には変わらず，鉛直方向に伸びた柱状のガス渦が形成される．ロスビー波不安定性はリング構造の中心やギャップ構造の縁などでガス渦を生成すると期待される．

### 2.3 その他のガス渦生成機構

2.1節で扱った二次元円盤における渦位は，三次元円盤では渦位ベクトルの鉛直成分だ．鉛直渦位は回転軸が鉛直方向である渦運動を記述する．圧力と密度の勾配が並行（順圧）である時，鉛直渦位はラグランジュ的保存量である．しかし，圧力と密度の等値面が交差するような状況（傾圧）では，鉛直渦位の生成・消滅が起こる．

傾圧性を用いて，原始惑星系円盤上にガス渦を生成する機構が2つ提案されている．1つは垂臨界傾圧不安定性 (e.g., [18, 19]) だ．初期に有限振幅を持つ微小ガス渦がある時，渦運動中に傾圧

項が渦を強めていく不安定性である．もう1つは対流過安定性 (e.g., [20, 21]) だ．円盤固有の振動（エピサイクリック振動）の中で，傾圧項が渦を強めていく不安定性である．どちらもガス渦のサイズが円盤スケールハイト程度になるまで渦の増幅が続く．これらの不安定性が起こるためには，適当な温度構造を持ち，渦運動のタイムスケールと冷却のタイムスケールが同程度であることが必要であることが知られている．

また，鉛直シア不安定性 (e.g., [22, 23]) やゾンビ渦不安定性 (e.g., [24]) などは，最終的にガス渦生成に繋がること

知られている。これらの不安定性によって作り出される構造が、ロスビー波不安定性・亜臨界傾圧不安定性・対流過安定性に対して不安定となる。そのため、原始惑星系円盤内で二次的にガス渦が形成される。

### 3. ガス渦の性質

原始惑星系円盤におけるガス渦の生成機構は複数提案されている。しかし、ガス渦の性質は生成機構によらないことが経験的に知られている。本章ではガス渦が持つ性質について紹介する。

#### 3.1 渦のアスペクト比

図5は、中心が  $(r_0, \varphi_0)$  にあるガス渦内における2本の流線を表している。流線は  $x$ - $y$  平面では三日月形状だが、 $r$ - $\varphi$  平面では動径方向を単軸とする楕円形状だ。楕円の長半径を短半径で割った渦アスペクト比  $\chi$  は、ガス渦の性質を決定する重要な物理量の1つである。

2つの渦モデルを紹介する。1つ目の木田モデル [25] は、非圧縮性シア一流におけるガス渦の定常解を与える。ガス渦内部の速度構造は、渦中心を軸とした剛体回転で表される。この時、円盤の回転周期で規格化した渦運動の回転周期を  $\psi$  とする。木田モデルは渦アスペクト比と回転周期の間に関係式  $(\chi - 1) = 1.5\psi$  を与える。

2つ目はGNG (Goodman-Narayan-Goldreich) モデル [26] である。これは、圧縮性シア一流中で放物型の面密度分布を持つ定常ガス渦モデル

だ。渦中の速度場は木田モデルと同様だが、新たに地衡風の関係が仮定されていることが特徴だ。GNGモデルは関係式  $(\chi^2 - 1) = 3\psi^2$  を与える。

両方のガス渦モデルにおいて、渦アスペクト比  $\chi$  が決まると渦運動の回転周期や速度場が得られる。また、GNGモデルでは圧力勾配も分かる。どちらのモデルも、渦中心付近でガス渦の構造を良く再現することが知られている [17]。

円盤上のガス渦に関する研究において、渦の強さを渦中心における渦度、渦位、ロスビー数などの物理量で評価することがある。これらの物理量は渦アスペクト比  $\chi$  から精度良く推定することができる。言い換えれば、渦アスペクト比  $\chi$  は渦の強さを表す。 $\chi$  が小さく円形に近い渦ほど強く、 $\chi$  が大きい引き伸ばされた渦ほど弱い。

渦中でレイリー条件 [16] を破る状況は非物理的であり、 $\chi/\psi < 2$  を満たさなければならない。そのため、木田モデルでは  $\chi > 4$ 、GNGモデルで  $\chi > 2$  という制限が課される。渦中心の極近傍は非圧縮的なので、渦アスペクト比は4以上である必要がある。一方、渦アスペクト比が  $\chi \rightarrow \infty$  の時、ガス渦は軸対称な背景場に漸近していく。

#### 3.2 渦のサイズ

ガス渦にとって重要なもう1つの物理量は渦のサイズだ。渦中心の近傍において定常ガス渦モデルは良い近似である。一方、ある転換点より外側では渦モデルから乖離して、背景場に馴染んでいく (図6)。ここでは、速度転換点を用いて渦のサイズを定義する。渦の動径サイズは円盤スケールハイトの2倍より大きくなれないことが知られている [17, 27, 28]。

渦の外側領域に対して木田モデルやGNGモデルを適用することはできない。この問題を解決するために、渦の面密度構造がガウシアン分布であるという仮定の下に構築されたモデルがSB (Survillé-Barge) モデルだ [29]。SBモデルは木田モデルやGNGモデルに比べ複雑であるが、渦の外側領域でも実際のガス渦構造を良く再現する。

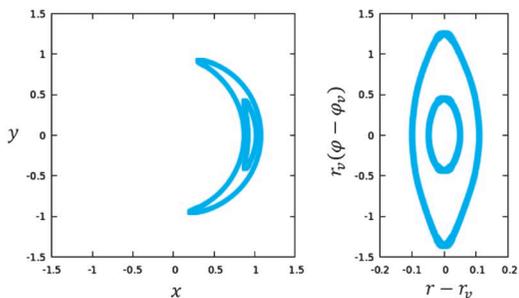


図5 中心が  $(r_0, \varphi_0)$  にあるガス渦内における流線の例 (左:  $x$ - $y$  平面, 右:  $r$ - $\varphi$  平面)。

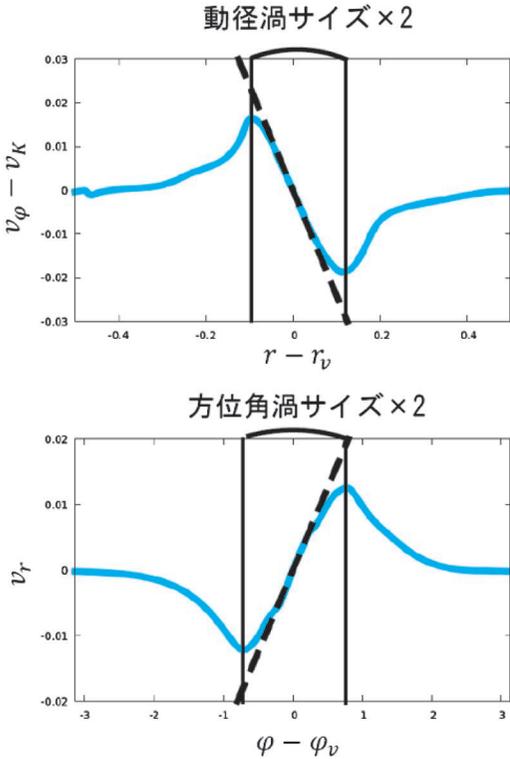


図6 渦中心が $(r_v, \phi_v)$ にあるガス渦において、渦中心を通る方位角速度の動径分布（上図）と動径速度の方位角分布（下図）。破線は定常ガス渦モデルを用いて推定した速度分布。

### 3.3 渦移動

原始惑星系円盤上のガス渦はスパイラル状の密度波を励起する。密度波は角運動量を輸送するため、ガス渦を動径方向に移動させる [17, 29]。ガス渦移動の方向は一般的に中心星の方向である。渦移動の速さは音速や渦サイズに比例し、渦アスペクト比の3乗に反比例する。渦アスペクト比が小さく、動径渦サイズが円盤スケールハイトに近い場合、百周程度でガス渦は中心星に落下する。そうでなければ、千周以上にわたってガス渦は生き残ることができる [17]。

円盤中のリング・ギャップ構造は渦移動を遅くするように働くと考えられる [29]。巨大なガス渦が長時間生き残るためには、顕著なリング・ギャップ構造を持つか遷移円盤であることが必要

だ。これは、三日月構造がフル円盤より遷移円盤で多く観測されていることと整合的である。

## 4. ガス渦の散逸機構

ロスビー波不安定性はリング構造からガス渦を生成することを考慮すると、円盤三日月構造の希少性は奇妙に思える。これを説明する鍵になると考えられているのが、ガス渦の散逸機構だ。本章では、これまでに知られている原始惑星系円盤上におけるガス渦の散逸機構について紹介する。

### 4.1 力学的不安定性

原始惑星系円盤中のガス渦は鉛直方向に伸びた柱状だ。エピサイクリック振動と渦運動が共鳴することで楕円型不安定性 [30] が起こる。楕円型不安定性が起こると渦中に小スケールの渦が続々と生成され、最終的にガス渦が崩壊する。

ガス渦は常に楕円型不安定性に対して不安定だ。不安定成長率は渦アスペクト比 $\chi$ に依存し、 $\chi \leq 4$ なら成長率が高く、 $\chi > 4$ なら成長率が低い。現実的なガス渦は $\chi > 4$ であるため、楕円型不安定性による渦破壊のタイムスケールは円盤千周程度になる。楕円型不安定性によるガス渦破壊は、円盤やガス渦の自己重力を考慮することで軽減できることも報告されている [31]。

### 4.2 粘性散逸

乱流粘性によって角運動量が輸送され、原始惑星系円盤は進化していくと考えられている。乱流粘性の強さは角運動量輸送効率を表す無次元量の $\alpha$ 値 [32] を用いて表すのが慣例だ。粘性はガス渦の運動を抑制し、渦アスペクト比を増大させる。粘性が高い円盤 ( $\alpha \geq 10^{-3}$ ) では、円盤が百周するうちにガス渦は散逸する (e.g., [33])。一方、粘性が低ければ ( $\alpha \leq 10^{-4}$ )、千周以上の長期にわたってガス渦が存在し続ける。

乱流や粘性の強さを原始惑星系円盤の観測から明らかにすることは容易ではない。しかし、近年の円盤観測によって制限が与えられ始めている [2]。粘性散逸がガス渦の主要な散逸機構だとす

れば、三日月構造の希少性は原始惑星系円盤が高い粘性を持つことを示唆するのかもしれない。

### 4.3 ダストからの反作用

原始惑星系円盤におけるダスト-ガス比は約0.01だと考えられている。その程度であれば、ダストが受けるガス抵抗の反作用がガス運動に与える影響はほとんどない。円盤上でガス渦が周囲のダストを集積すると、渦中のダスト-ガス比が増大して1に近づく。その時、ダストからの反作用を無視することはできなくなる。

ダストからの反作用はガス運動を抑制し、抑制の度合いはダストサイズに依存する。mmサイズのダストが卓越する時、ガス渦は円盤が百周する間にダストからの反作用によって破壊される(e.g., [34])。ただし、これによって破壊されるのはガス渦だけであり、ガス渦の集積によって作られたダスト構造はガス渦が破壊された後もしばらく残る。また、ダスト成長を考慮するとガス渦の破壊が軽減されることも期待されている。

### 4.4 冷却による渦散逸

我々は、冷却効果によってもガス渦が散逸することを発見した [35]。重要となるのは、冷却のタイムスケール  $t_{cool}$  と渦運動の回転周期  $t_{turn}$  ( $=\psi \times$  渦の公転周期) の比である。図7はガス渦の散逸タイムスケールを表したものだ。  $t_{cool}/t_{turn}=1/(8\pi)$  の時、冷却による渦散逸が最も効率的で散逸タイムスケールは円盤千周程度になる。一方、等温的 ( $t_{cool}/t_{turn} \ll 1$ ) か断熱的 ( $t_{cool}/t_{turn} \gg 1$ ) の場合にはほとんど渦の散逸は起こらない。

冷却による渦散逸は、言い換えれば傾圧性による渦の消滅である。冷却と渦運動のタイムスケールが同程度になることで、ガス渦内における鉛直渦位の生成と消滅のバランスが崩れることが原因だ。2.3節で紹介した傾圧性による渦生成と真反対の現象であり、さらなる研究が期待される。

## 5. おわりに

本稿では、原始惑星系円盤上におけるガス渦の

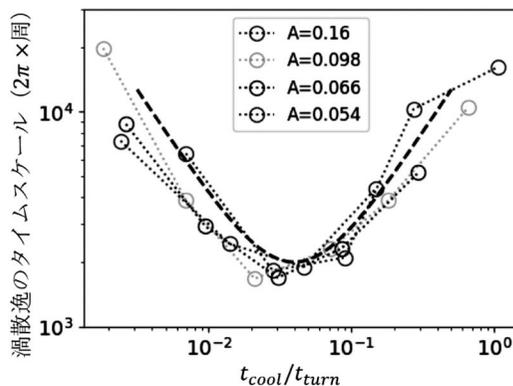


図7 冷却による渦散逸のタイムスケールの ( $t_{cool}/t_{turn}$ ) に対する依存性。Aは初期におけるガス渦の強さに対応するパラメータ。

生成機構・性質・散逸機構について紹介した。この内容は、円盤上のガス渦に対して普遍的に適用することができる。従来、円盤三日月構造を説明する大スケールのガス渦に注目が集まっていたが、微惑星形成への影響という観点では小スケールのガス渦も重要になってくるのかもしれない。

三日月構造の希少である理由を明らかにするためには、解決しなくてはいけない疑問が複数ある。『リング・ギャップ構造からのガス渦生成が普遍的であるのか?』という問いもその1つだ。これに答えるために、リング・ギャップ構造の生成メカニズムを明らかにする必要がある。また、『どの散逸機構が実際にガス渦の寿命を決定するのか?』という問いは本質的だ。円盤の乱流構造・温度構造・ダスト進化を観測・理論の両面からより詳細に明らかにしなくてはならない。

渦運動はせいぜい音速程度の速さしかなく、ガス渦を直接的に観測することは困難だと考えられている。そのため、ダスト連続光の観測と理論モデルを比較するといった間接的な手法を使う他ない。そういった点こそが、円盤ガス渦の研究が難しい点でありまた面白い点であると、私は思う。

## 謝辞

本稿は、国際学術誌の査読論文 [17, 20] と投稿

中の論文 [35] に基づいています。共著者の方々にはこの場を借りて深く御礼申し上げます。これらの研究は国立天文台シミュレーションプロジェクトの Cray CX50 および CX30 を用いて行いました。執筆にあたって多くの助言をいただいた編集委員の富田賢吾氏・岩井一正氏に感謝します。

参考文献

[1] Adachi, I., et al., 1976, Prog. Theor. Phys. 56, 1756  
 [2] ALMA Partnership, et al., 2015, ApJ, 808, L3  
 [3] Pérez, L. M., et al., 2016, Science, 353, 1519  
 [4] van der Marel, N., et al., 2013, Science, 340, 1199  
 [5] Fukagawa, M., et al., 2013, PASJ, 65, L14  
 [6] Tang, Y.-W., et al., 2017, ApJ, 840, 32  
 [7] Ragusa, E., et al., 2017, MNRAS, 464, 1449  
 [8] Godon, P., & Livio, M., 2000, ApJ, 537, 396  
 [9] Barge, P., & Sommeria, J., 1995, A&A, 295, L1  
 [10] Andrews, S. M., et al., 2018, ApJ, 869, L41  
 [11] Francis, L., & van der Marel, N., 2020, ApJ, 892, 111  
 [12] Lovelace, R. V. E., et al., 1999, ApJ, 513, 805  
 [13] 巽友正, 後藤金英, 1976, 流れの安定性理論 (産業図書)  
 [14] Rossby, C. G., 1939, JMR, 2, 15  
 [15] Ono, T., et al., 2016, ApJ, 823, 84  
 [16] Chandrasekhar, S., 1961, Hydrodynamic and Hydro-magnetic Stability (Oxford:Clarendon)  
 [17] Ono, T., et al., 2018, ApJ, 864, 70  
 [18] Klahr, H. H., & Bodenheimer, P., 2003, ApJ, 582, 869  
 [19] Lesur, G., & Papaloizou, J. C. B., 2010, A&A, 513, A60  
 [20] Klahr, H., & Hubbard, A., 2014, ApJ, 788, 21  
 [21] Lyra, W., 2014, ApJ, 789, 77  
 [22] Goldreich, P., Schubert, G., 1967, ApJ, 150, 571  
 [23] Urpin, V., 2003, A&A, 404, 397  
 [24] Marcus, P. S., et al., 2013, Phys. Rev. Letters, 111,

084501  
 [25] Kida, S., 1981, J. Phys. Soc. Jpn., 50, 3517  
 [26] Goodman, J., et al., 1987, MNRAS, 225, 695  
 [27] Li, H., et al., 2001, ApJ, 551, 874  
 [28] Surville, C., & Barge, P., 2015, A&A, 579, A100  
 [29] Paardekooper, S.-J., et al., 2010, ApJ, 725, 146  
 [30] Lesur, G., & Papaloizou, J. C. B., 2009, A&A, 498, 1  
 [31] Lin, M.-K., & Pierens, A., 2018, MNRAS, 478, 575  
 [32] Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A., 1973, A&A, 24, 337  
 [33] Lin, M.-K., 2014, MNRAS, 437, 575  
 [34] Fu, W., et al., 2014, ApJ, 795, L39  
 [35] Fung, J., & Ono, T., ApJ, in press

**Birth, Life and Death of Gas Vortices in Protoplanetary Disks**

**Tomohiro Ono**

*Department of Earth and Planetary Sciences, Tokyo Institute of Technology, 2-12-1, Ookayama, Meguro, Tokyo 152-8551, Japan*

Abstract: Recent observations of protoplanetary disks have revealed that ring and gap structures are common, but crescent structures are rare. A plausible candidate to explain the crescent structure is a gas vortex. We need to investigate gas vortices on protoplanetary disks to clarify how the crescent structure forms and affects the planet formation and why the crescent structure is rare. In this article, I explain the formation mechanisms, properties, and dissipation processes of gas vortices.