

## 天体現象における Rayleigh-Taylor 不安定性

松本達矢 (京都大学 理学研究科 天体核研究室 M1)

### Abstract

重力場中で密度の小さな流体層の上に密度の大きな流体層が存在するとき、Rayleigh-Taylor 不安定性と呼ばれる流体の不安定性が生じる。宇宙では、大質量星や活動銀河核などの大光度をもつ天体からの輻射圧により、このような流体の配位が数多く存在することが知られている。本発表では、輻射流体の基礎方程式に対して線形摂動解析を行い、流体の配位の安定性条件について議論する。特に optically thin な場合では、大きな輻射圧にさらされた HII 領域が不安定性をもつこと、また、optically thick な場合でも不安定化が起こり、[2] での大質量星形成のシュミレーションにみられるような bubble の不安定化を説明することがわかった。これらの特性は例えば、30 Doradus における HII 領域の構造や大質量星形成における物質の降着を説明することができる。本発表は [1] のレビューである。

### 1 Introduction

重力場中で密度の小さな流体層の上に密度の大きな流体層が存在するとき、流体には不安定性が生じ、境界面で生じた摂動は指数関数的に増大することが知られている。これを Rayleigh-Taylor 不安定性という。このような流体の配位は超新星残骸の膨張や赤色巨星の内部、銀河面より押し出された星間ガスなど、宇宙には数多く存在することが知られている。例えば、図 1 は [2] の大質量星形成のシュミレーションにおいて現れる bubble が不安定化する様子である。このような状況での解析で重要なのは、重力に加えて、恒星などから受ける輻射圧を考慮しなければならないという点である。輻射圧の効果はその流体の熱力学的性質や opacity などの物性に大きく左右されるため、物理的状況に合わせてそれらを反映させねばならない。本発表でレビューする論文では、特に optically thin な場合として近傍天体の輻射にさらされた HII 領域の不安定性、また optically thick な場合として大質量星形成期における bubble での不安定性を考慮して輻射流体の基礎方程式に線形摂動解析を行い、その安定性の条件を考察した。

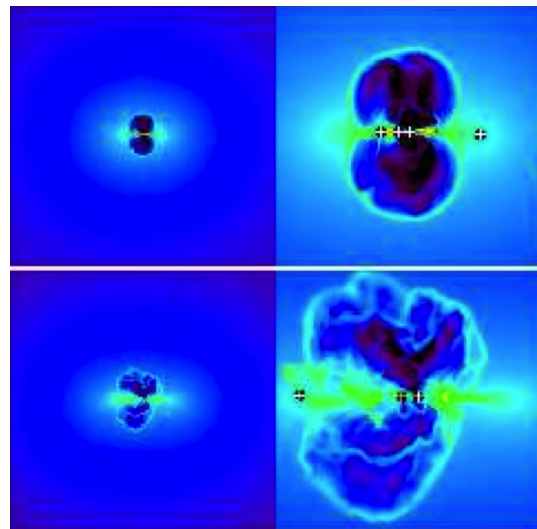


図 1: [2] の大質量星形成シュミレーションに現れる bubble が不安定化する様子 ([2] より転載)。上右図は形成中の星の回転軸に平行な面を見たもので、disk の上下に bubble が形成されている。色は物質の密度を表しており、黒色ほど小さく、黄緑色ほど大きい。特に bubble の表面では密度が逆転しており、Rayleigh-Taylor 不安定性を起こす配位になっている。右下図はその後の時間発展で bubble が実際に不安定化していることがわかる。また、各々の図の左の図はそれぞれをより遠方からみたものである。

### 2 Methods

解析の手法に関して、次のような系を考える。 $z = 0$  面を境界面として流体が二層にわたって分布しており、 $z > 0$  の流体を流体 1、 $z < 0$  の流体を流体 2 とする。重力は  $z$  の負の方向を向いて作用しており、輻

射は  $z = -\infty$  より伝播してくるとする。本解析で用いる輻射流体の基礎方程式は主に次の連続の方程式と運動方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \vec{G} - \vec{\nabla} p_g + \rho \vec{g} \quad (2)$$

ここで  $\rho$ 、 $\vec{v}$ 、 $p$  はそれぞれ流体の密度、速度、圧力であり、 $\vec{G}$ 、 $\vec{g}$  は輻射圧、および重力加速度である。また微分  $\frac{D}{Dt}$  は Lagrange 微分を表す。これらの方程式は流体 1、2 において成立しており、特に無摂動状態では静水圧平衡が実現して各物理量は  $z$  方向のみの依存性をもっている。

この境界面に摂動を加え、以下の手順で分散関係を導く。摂動量  $\delta Q$  は  $y$  方向に一様で  $x$  方向に伝播する平面波として

$$\delta Q(x, z, t) = \delta \hat{Q}(z) e^{i(kx - \omega t)} \quad (3)$$

と展開する。すると上の方程式は次のような摂動量に関する  $z$  についての常微分方程式系に帰着される。

$$\frac{d\delta \vec{Q}}{dz} = A(z) \delta \vec{Q} \quad (4)$$

ここで  $\delta \vec{Q}$  は摂動量を並べて構成されるベクトルで、 $A(z)$  は行列である。特に以下で考察するように  $A(z)$  が  $z$  に依存しないとき、摂動量はこの行列の特性根を用いて指数関数の線型結合で記述される。摂動量に対する境界条件は、 $z \leq 0$  では摂動はそれぞれ  $z \rightarrow \pm\infty$  で減衰するような特性根を考える。また、境界面では境界面の変位を考慮した適当な条件を課す。これらを用いて摂動として与えた平面波の分散関係を導く。

### 3 Results

Optically thin な場合と optically thick な場合の極限的な状況について線型解析を行った結果を示す。

#### 3.1 Optically thin な場合

まず、optically thin な状況では輻射はいたるところ減衰せず、一定としてよい。これに加えて、等温

であるという条件を課す。つまり、流体は HII 領域のように十分に電離しており、温度が一定に保たれている。境界面での不連続性は流体の物質的な違いにより生じている。このような場合、opacity は流体の密度に依らないとして、輻射圧を effective な重力  $\vec{g}_{eff}$  に繰り込める。

$$\rho \vec{g} + \vec{G} = \rho \left( \vec{g} + \frac{\kappa_F}{c} \vec{F} \right) = \rho \vec{g}_{eff} \quad (5)$$

ここで  $\kappa_F$ 、 $\vec{F}$  は流体の opacity、および flux である。これをもとに線形摂動の計算を行うと、(4) は次のように書ける。

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \xi_z \\ \frac{\delta \rho}{\rho} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{g_{eff}}{a^2} & \left( \frac{ka}{\omega} \right)^2 - 1 \\ \left( \frac{ka}{\omega} \right)^2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_z \\ \frac{\delta \rho}{\rho} \end{pmatrix} \quad (6)$$

$\xi_z$  は摂動による流体の Lagrange displacement の  $z$  成分である。 $a$ 、 $g_{eff}$  は各流体での音速と effective な重力加速度で、特にこれは  $z$  に依らない。これを用いて以下の分散関係を得る。

$$\omega^8 - 2(ka)^2 \omega^6 + [(ka)^4 + g_1 g_2 k^2] \omega^4 + k^4 (g_1 - g_2) h \omega^2 - k^6 h^2 = 0 \quad (7)$$

ここに  $h \equiv g_1 a_2^2 - g_2 a_1^2$  であり、 $g_{1,2}$ 、 $a_{1,2}$  はそれぞれ  $z \leq 0$  での流体の effective な重力加速度、音速である。図 2 は分散関係 (7) の解のうち、Rayleigh-Taylor 不安定性を起こすものを選び、成長率  $s(\equiv \Im \omega)$  と波数  $k$  の対応を各パラメータについて plot したものである。

特に、ここで考えた状況は 30 Doradus のような HII 領域が近傍天体の輻射にさらされているときに実現されていると考えられる。上で求めた分散関係で短波長の領域を考え、さらに HII 領域に相当する流体 2 の音速、および effective な重力加速度が大きい場合には、分散関係は

$$\omega^2 \approx -\frac{hk}{a_1^2 + a_2^2} \approx -\frac{a_1^2}{a_2^2} |g_2| k \quad (8)$$

となる。これに 30 Doradus で実現していると思われる数値を代入すると HII 領域の不安定性の成長率はおおよそ数 Myr であることがわかる。これは 30 Doradus において小さなスケールの構造がみられることを説明しているといえる。

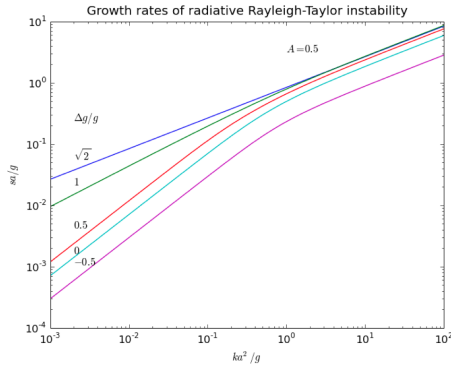


図 2: optically thin での Rayleigh-Taylor 不安定性を起こす mode の成長率と波数の関係 ([1] より転載)。  $a \equiv \sqrt{a_1^2 + a_2^2}$ ,  $g \equiv \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$ ,  $A \equiv (\rho_1 - \rho_2)/(\rho_1 + \rho_2) = 0.5$  とし、パラメータ  $\Delta g/g \equiv (g_1 - g_2)/g$  を変化させたものをそれぞれ plot している。

### 3.2 Optically thick な場合

次に optically thick の場合を考察する。このような状況では輻射が熱平衡に達しているので等方的として扱ってよい。つまり輻射圧の効果は

$$\vec{G} = -\vec{\nabla} p_r \quad (9)$$

と書いて、effective なガスの圧力  $p_{eff}$  に繰り込める。また、系の変化が断熱的である場合を考えると (4) は次のように書ける。

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \xi_z \\ \delta p_{eff} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{g}{a^2} C & \frac{1}{\rho} \left( \left( \frac{k}{\omega} \right)^2 - \frac{C}{a^2} \right) \\ \rho \left( \omega^2 + B \left( \frac{g}{a} \right)^2 \right) & -\frac{g}{a^2} C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \xi_z \\ \delta p_{eff} \end{pmatrix} \quad (10)$$

$a$ ,  $\rho$  は各流体の音速と密度であり、 $B$ ,  $C$  は各流体の background から決まる量である。ここで摂動が流体の境界面近傍に十分に局所化されているとする。この時、(10) の行列  $A(z)$  は  $z$  に依らないとすることができ、optically thin な場合と同様な計算を経て次のような分散関係を得る。

$$\rho_1 \frac{\lambda_1 \left( \frac{\omega}{k} \right)^2 - g_1}{1 - C_1 \left( \frac{\omega}{ka_1} \right)^2} = \rho_2 \frac{\lambda_2 \left( \frac{\omega}{k} \right)^2 - g_2}{1 - C_2 \left( \frac{\omega}{ka_2} \right)^2} \quad (11)$$

ここで  $\lambda_{1,2}$  は各流体での行列  $A(z)$  の特性根である。図 3 は図 2 と同様に、この分散関係 (11) から得られる成長率  $s$  と波数  $k$  の関係を様々な background で plot したものである。

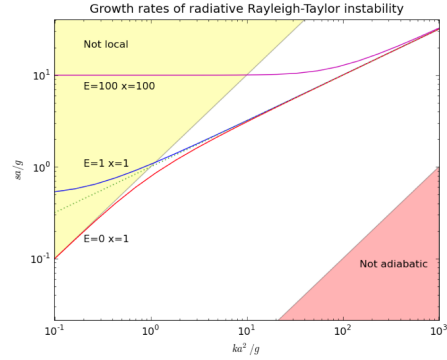


図 3: optically thick での Rayleigh-Taylor 不安定性を起こす mode の成長率と波数の関係 ([1] より転載)。黄色い領域は摂動が局所化されているという条件が成り立たない領域で、赤い領域は断熱的であるという近似が成り立たない領域を示している。各パラメータはそれぞれ  $E \equiv \kappa_F |\vec{F}|/gc$ ,  $x \equiv p_r/p$  で定義される。 $E$  は輻射圧と重力の比、 $x$  は effective な圧力のうち、流体の圧力の寄与を定量化したものである。なお、点線で描かれているのは古典的な Rayleigh-Taylor 不安定性から得られる関係である。

特に、流体 1 の密度が流体 2 の密度よりも十分大きいとき、 $\rho_2 \ll \rho_1$  では流体 1 の物理量を用いて以下の式に帰着される。

$$\omega^2 = g \left( -\frac{Bg}{2a^2} - \sqrt{k^2 + \left( \frac{Bg}{2a^2} \right)^2} \right) \quad (12)$$

短波長極限では摂動は不安定化して、[2] のシュミレーションで現れる bubble で得られる数値を代入すると、 $\sim 1\text{kyr}$  のスケールで成長することがわかる。これは星形成の代表的なタイムスケールが  $\sim 100\text{kyr}$  であることを考えると、大質量星形成における物質の降着は bubble の不安定性が原因であることを示唆している。

## 4 Conclusion

本発表では Rayleigh-Taylor 不安定性を起こしそのような系について等温条件は断熱条件など比較的理想的な仮定を設けて摂動の安定性を解析した。その結果、不安定性の成長するタイムスケールはおおむね観測結果やシュミレーション結果にみられる結果と

符合したといえる。基礎的な流体の計算で不安定性の定量的評価を与えられたことの意義は大きい。また今後はこのような不安定性により、その後どのような物理現象が生じるか、また非線形領域での摂動の性質についても考察することが重要になると考えられる。

## Acknowledgement

本発表に臨むにあたり、京都大学理学研究科天体核研究室の皆様にはさまざまな助言をいただきましたので感謝の意をこの場を借りて申し上げたいと思います。

## Reference

- [1] Jacquet, E and Krumholz, M. R. 2011 *Radiative Rayleigh-Taylor Instabilities*,ApJ,730,116
- [2] Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Offner, S. S. R., and Cunningham, A. J. 2009 *The Formation of Massive Star System by Accretion*, Science,323,754