

## 系外惑星雲モデルの構築と観測との比較

大野 和正 (東京工業大学大学院 理工学研究科)

### Abstract

透過スペクトルから分子の吸収線が読み取れない系外惑星が発見されつつある。その原因として、大気に存在する雲が透過光を遮ってしまっていることが示唆されている。このような現象が発生するか議論するには、系外惑星に形成される雲の光学的性質を推定することが重要となる。雲の光学的性質は雲を構成する粒子のサイズ分布、数密度分布によって決定される。しかし、従来の系外惑星雲モデルはサイズ分布や粒子成長の物理仮定をパラメーターで表現しており、環境条件に十分な制約がかけられないモデルとなっている。そこで、本研究ではパラメーターの使用を最小限に抑えた、雲形成の物理を無矛盾に計算するモデルを作成した。本モデルでは地表から見て上昇する粒子を雲粒、落下する粒子を雨粒として 2 種類の粒子のサイズ分布、数密度分布の進化を計算した。粒子成長の物理は衝突成長と凝縮成長の 2 種類を考慮し、また雲粒と雨粒の相互作用も考慮して計算を行った。作成したモデルでテスト計算を行い、地球海上の積雲観測のデータとの比較を行った。

## 1 introduction

雲は惑星大気において普遍的な存在である。雲とは惑星大気的气体成分が凝縮して形成される粒子(雲粒)の集合体であり、地球には水と氷、金星には硫酸、木星にはアンモニアの雲が存在していることが知られている (Rossow.1978)。

系外惑星の観測は視線速度法やトランジット法が主な手段として用いられており、いくつかの系外惑星では多波長の透過スペクトルが得られている。しかし、近年これらの系外惑星で透過スペクトルに吸収線を持たない系外惑星が発見されつつある (e.g., GJ436b, GJ1214b)。このような平坦なスペクトルの原因として、(1) 大気が平均分子量の高い元素で富んでいる (2) 惑星が光学的に厚い雲に覆われている、の 2 つの説が主に考えられている (Deming 2010)。平坦なスペクトルを持つ系外惑星は、その温度構造から硫化亜鉛、塩化カリウムの雲が存在している可能性が示唆されており (Kreidberg et al.2014)、系外惑星に形成される雲の光学的な性質を知ることが重要となる。

従来も多くの雲モデルが提案されてきている。例を挙げれば、雲粒の乱流拡散による移流と落下を考慮した定常雲モデル (Ackerman&Marley 2001)、凝縮と落下による雲粒の除去を考慮した定常雲モデル

(Zsom et al.2012) などがある。これらのモデルは雲形成の主要な物理の一部を抜粋、もしくは非物理的なパラメーターで物理過程を取り扱うものとなっている。このようなモデルはフィッティングに用いるときは有効であるが、惑星の環境条件に十分な制約をかけられないことから、実際にそのような雲が形成されるか議論することが難しい。

本研究では非物理パラメーターの使用を最小限に抑えた 1 次元雲モデルを開発する。雲形成の主要な物理過程である凝縮・衝突併合・落下をモデルに取り入れ、雲粒のサイズ・数密度の鉛直分布を大気物理量のみの関数として求めることを目的とする。

## 2 method

本モデルでは凝縮・衝突併合・落下の物理過程を考慮する。凝縮成長では周囲の蒸気が減少する一方で雲粒のサイズが増加し、ある程度まで成長した雲粒は衝突併合によって数密度を減少させながらサイズを増加させていく。落下速度が上昇速度を上回るほど大きく成長した雲粒は、他の雲粒を除去しながら落下していく。

図 1 は凝縮と衝突併合のタイムスケールである。図から分かるように、粒子サイズが小さい間は凝縮

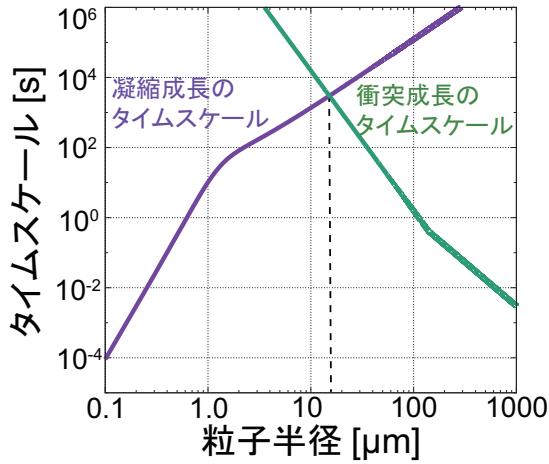


図 1: 凝縮と衝突併合のタイムスケール。過飽和率  $s = 1\%$ 、数密度  $N = 100 \text{ cm}^{-3}$  を定数として計算。

が支配的に働き、粒子半径が  $r \sim 10 \text{ μm}$  程度まで成長すると衝突併合が支配的になる。

本モデルでは粒子のサイズ分布は考えず、シングルサイズで粒子のサイズを扱う (Ormel 2014)。シングルサイズ近似は、ある高度  $z$  に存在する粒子のサイズを、分布の質量を支配する 1 つのサイズで近似して取り扱うというもので、原始惑星系円盤での粒子成長モデルにも用いられている。

## 2.1 condensation

粒子の凝縮による成長率は、蒸気拡散と凝縮に伴う潜熱解放を考慮して以下のようにして表すことができる。(Rogers&Yau 1989)

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{(S-1) - ar^{-1} + br^{-3}}{F_k + F_d} \quad (1)$$

$$F_k = \left( \frac{L}{R_v T} - 1 \right) \frac{L\rho}{KT}, \quad F_d = \frac{\rho R_v T}{DP_s}$$

$$a = \frac{2\sigma}{R_v \rho T}, \quad b = \frac{3iMm_v}{4\pi\rho T}$$

ここで  $S$  は飽和率、 $\rho$  は蒸気が液体の際の密度、 $R_v$  は蒸気の個別気体定数、 $L$  は潜熱、 $K$  は熱拡散係数、 $D$  は蒸気の拡散係数である。分子の式  $(S-1) - ar^{-1} + br^{-3}$  は飽和率  $S$  が平衡値をどれだけ超えているか表しており、 $S > 1 - ar^{-1} + br^{-3}$  なら凝縮でサイズが

増加し、 $S < 1 - ar^{-1} + br^{-3}$  なら蒸発でサイズが減少する。

## 2.2 coalescence

$\sim 10 \text{ μm}$  程度まで成長した粒子は、衝突併合がより支配的に働くようになる。衝突併合による粒子数密度の減少率は以下のように書ける。

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{1}{2}\pi N^2 r^2 \epsilon v E \quad (2)$$

ここで  $v$  は雲粒の終端速度、 $\epsilon$  はシングルサイズ粒子の相対速度を表すパラメーターで、ここでは  $\epsilon = 0.5$  と設定する。また、 $E$  は衝突確率を表しており、本モデルでは粒子間の回り込みを考慮して、通過時間  $\tau_{\text{cross}}$  と制動時間  $\tau_{\text{stop}}$  の比であるストークス数  $\text{Stk} = \tau_{\text{stop}}/\tau_{\text{cross}}$  を用いて以下のように判定する。(Rossow 1978)

$$E = 1 \quad (\text{Stk} \geq 1 \text{ のとき})$$

$$E = 0 \quad (\text{Stk} < 1 \text{ のとき})$$

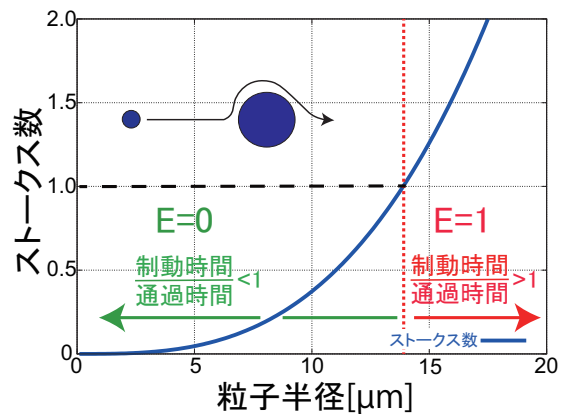


図 2: 同一サイズの粒子間のストークス数。  $r \sim 14 \text{ μm}$  以上の粒子のみが衝突成長することができる。粒子間にサイズ差がある場合、サイズ差が大きいくほど  $\text{Stk}$  の値が小さくなるため衝突が起きにくくなる。

### 2.3 precipitation

本モデルでは地表から見て上昇している粒子を雲粒、落下している粒子を雨粒として2種類の粒子のサイズ・数密度分布を計算する。2種類の粒子の区別は上昇速度  $v_g$  と粒子の終端速度  $v_t$  を用いて、 $v_t < v_g$  の粒子を雲粒、 $v_t > v_g$  の粒子を雨粒として扱う。また、本モデルでは鉛直方向に一様な  $v_g$  を設定する。

雨粒として落下する際、雨粒は雲粒を取り込むことでサイズを増加させ、一方で雲粒の数密度を減少させる。添字の d で雨粒、c で雲粒の物理量を表すとすると、雨粒と雲粒間の相互作用は以下のように表せる。

$$\frac{dm_d}{dt} = \pi(r_d + r_c)^2(v_d - v_c)m_c N_c E \quad (3)$$

$$\frac{dN_c}{dt} = -\pi(r_d + r_c)^2(v_d - v_c)N_d N_c E \quad (4)$$

### 2.4 basic equation

本モデルで計算する基礎方程式は以下のようになっている。

$$\frac{\partial N_c}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}(v_c N_c) + \text{COAL} + \text{PRE} \quad (5)$$

$$\frac{\partial N_d}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}(v_d N_d) + \text{COAL} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}(v_c \rho_c) + \text{COND} + \text{PRE} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}(v_d \rho_d) + \text{PRE} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}(v_g \rho_v) + \text{COND} + \text{PRE} \quad (9)$$

ここで COND は凝縮、COAL は同じ添字の粒子同士の衝突併合、PRE は落下に伴う雲粒除去によるソース項である。

## 3 Results

作成したモデルでテスト計算を行った。比較対象として RICO プロジェクトによる地球海上の積雲観測のデータとの比較を行った。

図 3 は観測された粒子の鉛直サイズ分布と、 $N_0$  ,  $v_g = 1.0 \text{ m/s}$  として地表湿度を変化させたときのテスト計算の結果を比較したものである。 $N_0$

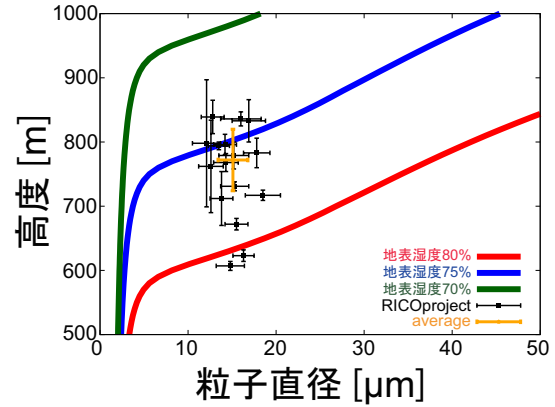


図 3: サイズの鉛直分布と湿度依存の関係

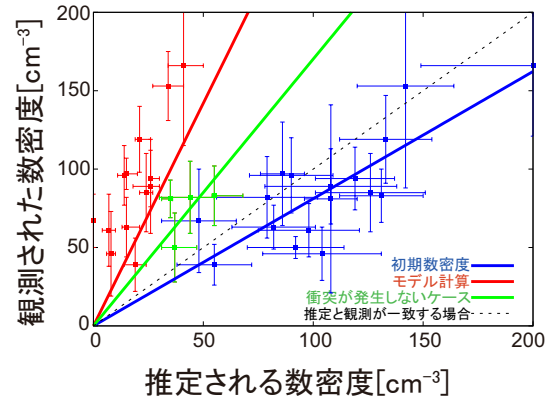


図 4: 雲底からの高度で規格化した数密度の観測との比較

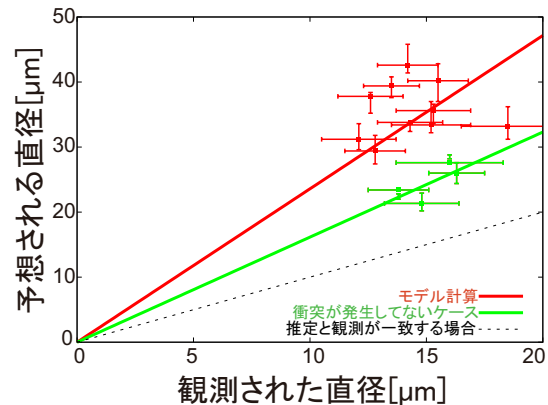


図 5: 雲底からの高度で規格化したサイズの観測との比較

と  $v_g$  は観測された平均値を用いている。図 3 から分かるように、地表湿度を 70 ~ 80 程度とすることで観測とモデルが一致することが分かる。RICO 観測がなされた場所は熱帯地方の海上で高湿度であることが予想されるため、この結果は整合的である。

図 3 を見ると、湿度の依存性が強いのは雲底の位置であり、雲底より上層の分布の傾向は湿度にほとんど依存してないことが分かる。そこで、図 4 と図 5 では各観測データ毎に初期の数密度を同じものとしてモデル計算し、湿度依存性を無視できる雲底からの距離で規格化して観測とモデルを比較した。上昇速度は図 3 と同様に観測の平均値を使用し、図 4 では数密度を、図 5 では粒子のサイズを比較している。それぞれの図から、モデル計算は実際の観測と比べて数密度が低く、サイズが大きく見積もられていることが分かる。

## 4 Discussion & Conclusion

図 4 と図 5 から、モデルでは本来衝突が発生しない場所から衝突が発生してしまっていることが予想される。そこで、観測地点で  $Stk < 1$  となるデータを緑でプロットした。衝突が発生しない場所では、モデルは観測とより近い値となるが、それでもサイズが観測より大きい値となってしまう。衝突が発生しない場所でも観測とズレが発生することから、実際の大气ではモデルで考えているほど凝縮が発生していないことが予想される。地球大气では周囲に存在する乾燥空気との混合によって、凝縮成長が抑制される現象 (エントレインメント) があることが知られており (Kumar et al.2012)、RICO で観測された地域ではエントレインメントが分布に影響を与えるほど効いていることが示唆される。

## Acknowledgement

本研究を進める上で、奥住聡先生には多くの助言と指導を頂きました。心より感謝いたします。また、京都大学基礎物理学研究所 (研究会番号: YITP-W-15-04) 及び国立天文台からのご支援に心より感謝いたします。

## Reference

- Ackerman&Marley 2001, ApJ, 556, 872  
Deming 2010, Nature, 468, 636  
Kumar et al. 2012, Fluid Dyn., 27(3-4), 361376  
Kreidberg et al. 2014, Nature, 505, 69  
Ormel 2014, ApJ, 789, 18  
Rossow 1978, Icarus, 36, 1  
Rogers&Yau 1989, Pergamon Press  
Zsom et al. 2012, Icarus, 221, 603