

3 凝結過程

核形成が生じた後の雲粒の成長を記述するモデルとして、ここでは Toon *et al.* (1989) のモデルを用いる。Toon *et al.* (1989) のモデルを改良したものとして Young (1993) があるが、このモデルは地球科学分野においてはあまり用いられてはおらず、Young (1993) 自身も Toon *et al.* (1989) のモデルとの違いを分かりやすく説明してはいない。

核形成後の雲粒成長は、凝結核とそれを取り巻く大気との間の凝結成分気体および熱輸送によって決められる。凝結過程を左右するパラメータとして、クヌーセン数

$$K_n \equiv \frac{\lambda}{2r_d}$$

がある。ここで λ は凝結成分気体の平均自由行程、 r_d は雲粒の半径である。雲粒成長のレジームは K_n の大きさによって異なる。

- $K_n \ll 1$ の場合、雲粒の成長率は凝結成分気体の拡散率に左右される。このとき雲粒の周囲では凝結成分気体の濃度勾配が生じ、それにとまなう拡散によって凝結成分気体および熱輸送が生じる。このような雲粒成長のレジームを連続体レジーム (continuum regime) または拡散レジームと呼ぶ。地球大気のパラメータは、このレジームの範囲にある。
- $K_n \sim 1$ または $K_n \gg 1$ の場合、凝結成分気体および熱輸送は、拡散ではなく凝結成分気体の分子運動論的な輸送によって決まる。このような雲粒成長のレジームを運動論的レジーム (kinetic regime) と呼ぶ。現在の火星大気のパラメータは、このレジームの範囲にある。

凝結核のサイズが平均自由行程よりも小さく、時間とともに平均自由行程よりも大きな雲粒へと成長する場合、雲粒の成長初期においては分子運動論的な輸送効果が無視できない。その場合、雲粒の表面から距離 λ 程度までの範囲では分子運動論的な輸送が生じ、それより遠方では拡散により輸送が生じると考え、モデル化する。雲粒の表面から距離 λ 程度までの領域はクヌーセン層と呼ばれる。Wood (1999) は雲粒表面での運動論的な輸送を考慮すると、 CO_2 氷雲の成長率は低下すると指摘している。

3.1 モデル

雲粒の半径 r の時間発展は以下の式で与える (Toon *et al.*, 1989).

$$\frac{dr}{dt} = g_0 n_{vap} \left[\frac{(S+1) - A_k(1 + g_1 g_2 Q_{rad})}{1 + g_1 g_0 n_\infty} \right].$$

ここで,

n_{vap}	凝結核表面での凝結成分気体数密度
n_∞	凝結核表面から十分遠方での凝結成分気体数密度
Q_{rad}	放射加熱率

である. A_k は曲率による蒸気圧の変化を表すケルビン補正項で,

$$A_k = \exp\left(\frac{2M\sigma}{\rho r RT}\right)$$

と表される. g_0, g_1, g_2 はそれぞれ

$$g_0 = \frac{D' F_v M}{\rho r A}, \quad (7)$$

$$g_1 = \frac{L_e^2 M \rho r}{RT^2 K' F_t}, \quad (8)$$

$$g_2 = \frac{1}{L_e 4\pi r^2 \rho} \quad (9)$$

である. g_0 は凝結成分気体の拡散輸送に関連する項, g_1 は熱の拡散に関連する項, g_2 は放射冷却に関連する項である. ここで

A	アボガドロ数
L_e	潜熱
F_v	分子拡散に対する通風係数
F_t	熱拡散に対する通風係数

である. F_v, F_t は経験的に与えられる. D', K' は運動論的な輸送と雲粒の形状による補正を加えた凝結成分気体の拡散係数および熱伝導係数で, 以下のように与える

$$D' = \frac{DC}{r + f_c CK_{nd}/\phi_0}, \quad (10)$$

$$K' = \frac{KC}{r + f_t CK_{nt}/\phi_0}.$$

ここで,

D	気体の拡散係数
K	熱伝導係数
f_c	質量輸送に対する運動論的な補正
f_t	熱輸送に対する運動論的な補正
C	氷雲粒に対する電気容量
ϕ_0	同体積を持つ球の断面に対する雲粒断面の比
K_{n_d}	クヌーセン数
K_{n_t}	熱クヌーセン数

である。雲粒の形状は球と仮定し、 $C = r$, $\phi_0 = 1$ とする。 f_c , f_t は以下のように与える。

$$f_c = \frac{1.33 + 0.71/K_{n_d}}{1 + 1/K_{n_d}} + 1.33 \frac{1 - \alpha_\alpha}{\alpha_\alpha}, \quad (11)$$

$$f_c = \frac{1.33 + 0.71/K_{n_t}}{1 + 1/K_{n_t}} + 1.33 \frac{1 - \alpha_t}{\alpha_t}.$$

ここで、

α_α	凝結係数 (sticking/condensation coefficient)
α_t	調節係数 (accommodation coefficient)

α_α , α_t は雲粒表面に衝突した凝結成分気体分子数に対する実際に質量輸送および熱輸送に寄与した分子数の比である。ここではそれぞれ 1 とする。

K_{n_d} , K_{n_t} は以下のように定義される。

$$K_{n_d} \equiv \frac{3D}{vr}, \quad (12)$$

$$K_{n_t} \equiv \frac{3K}{\rho vr(C_p - 0.5R)}.$$

ここで、 v は気体分子の熱速度、 C_p は空気の比熱である。

大気にはわずかに非凝結成分気体が含まれるとし、拡散係数は 2 成分系での表現

$$D = \frac{n_1 \lambda_1 v_1 + n_2 \lambda_2 v_2}{n_1 + n_2}, \quad (13)$$

を用いる。ここで、

$$\lambda_{1,2} = \frac{2\eta_{1,2}}{\rho_{1,2} v_{1,2}},$$

(14)

$$v_{1,2} = \sqrt{\frac{2kT}{m_{1,2}}}$$

である。火星大気における非凝結成分気体の割合は 5% で、そのほとんどは N_2 である。現在までの N_2 の散逸量は 8 mbar 程度と予想されているため、初期火星の大気中の CO_2 量を 2 bar とした場合、非凝結成分気体の割合は約 1% である。以下の計算では非凝結成分気体の割合を 5% とする。

3.2 計算例 1: 凝結率

図 4 に雲粒のサイズを $1\mu m$ 、過飽和度を 20% として計算した凝結率を、クヌーゼン数の関数として表したものを示す⁶。

- クヌーゼン数を増加させるにつれて凝結率は小さくなる。これはクヌーゼン数が増加すると、実効的な拡散係数の値が小さくなることによる。
- 熱輸送を無視 ($g_1 = 0$) として計算すると凝結率は大きくなる。

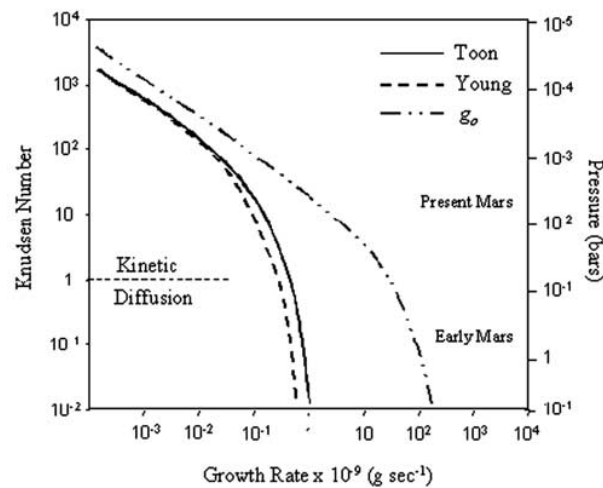


図 4: 雲粒のサイズを $1\mu m$ 、過飽和度を 20% として計算した凝結率。実線は Toon *et al.* (1989) のモデル、破線は Young (1993) のモデル、 g_0 Toon *et al.* (1989) のモデルで $g_1 = 0$ とした場合の結果。

⁶ Q_{rad} の値については何も言及されていないので、 $Q_{rad} = 0$ として計算したと思われる。

3.3 計算例 2: 室内実験による凝結率との比較

図 5 に平面上での凝結率の計算結果と, Glandorf *et al.* (2002) の室内実験による凝結率の見積り結果との比較を示す。ただし, Glandorf *et al.* (2002) の実験では凝結潜熱を試資台に接した熱浴を用いて除去しているため, g_1 だけを考慮して計算した⁷。

- Toon *et al.* (1989) のモデルによる計算結果と Young (1993) のモデルによる計算結果との間には, 大きな違いは見られない。
- モデル計算結果と Glandorf *et al.* (2002) の実験結果との違いは, 実験では凝結潜熱を熱浴で除去しきれていないため

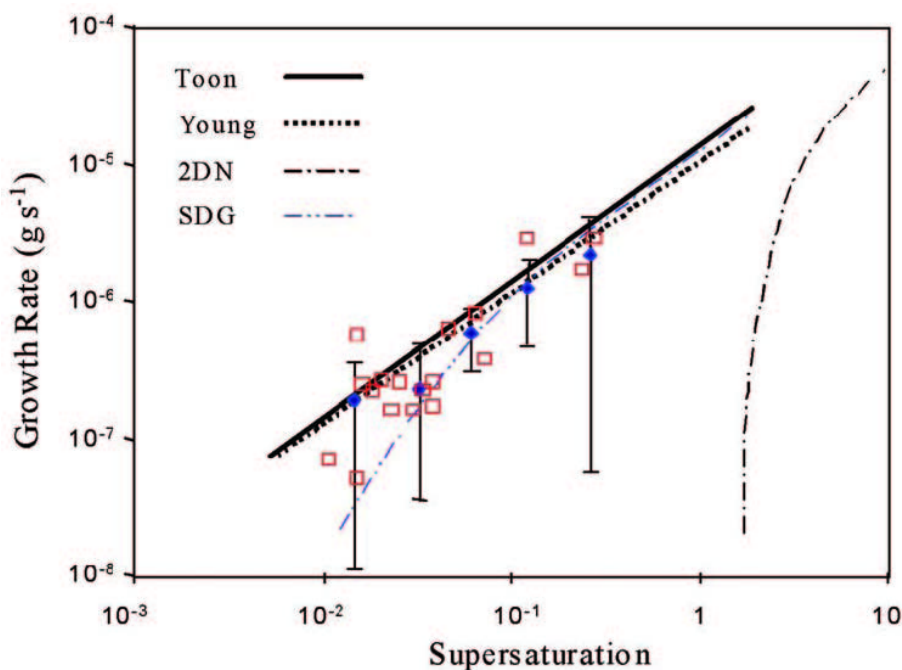


図 5: モデル計算による凝結率と Glandorf *et al.* (2002) の室内実験による凝結率の見積り結果との比較。実線は Toon *et al.* (1989) のモデル, 点線は Young (1993) のモデル, 一点鎖線はと二点鎖線はそれぞれ Toon *et al.* (1989) のモデルに 2 通りの分子運動論的輸送を考慮した場合。白抜き四角は Glandorf *et al.* (2002) の実験結果, 菱形はその平均値。

⁷ g_0 の誤りではないだろうか?

3.4 計算例 3: 雲粒の成長時間

図 6 に雲粒のサイズによる雲粒の成長時間の変化を示す.

- 雲粒の成長が運動論的レジームから拡散レジームへと変化するとグラフの傾きは大きくなる. これは拡散レジームでの成長時間は

$$\tau_g = \int \frac{dr}{g_0} \propto r^2 \quad (15)$$

であるのに対し, 運動論的レジームでは

$$\tau_g \approx \frac{r}{g_0} n_{vap} (S - 1) \propto r \quad (16)$$

であることによる.

- 同じサイズの雲粒に対する成長時間は大気圧を大きくしてもあまり変わらない. これに対し, 雲粒の落下時間は大気圧を大きくすると長くなる.

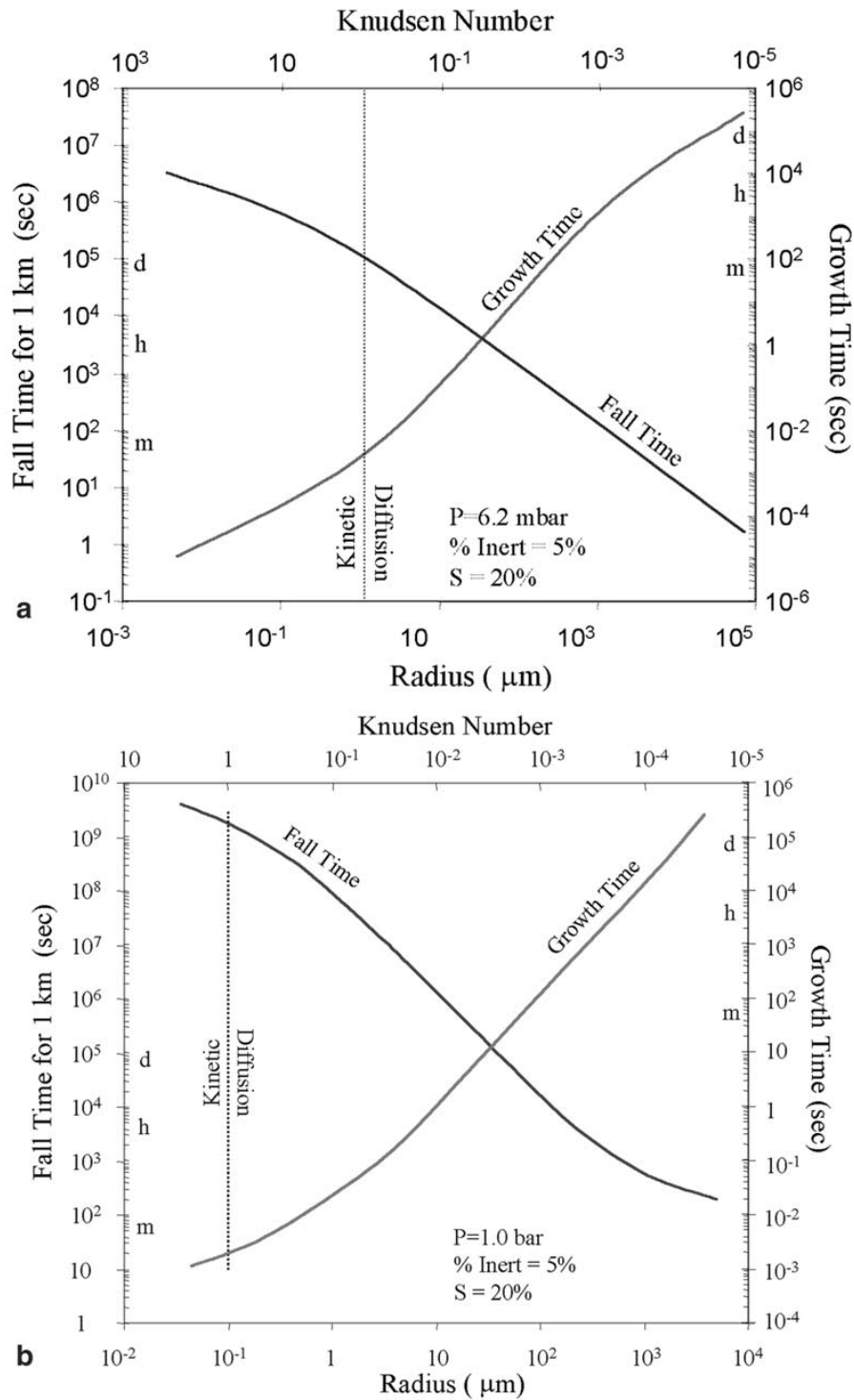


図 6: 雲粒のサイズによる雲粒の成長時間の変化. (上) $p_s = 6.2$ mbar (下) $p_s = 1$ bar の場合. 非凝結成分気体の割合は 5%, 過飽和度は 20% としている.