

大気水蒸気の凝結による雲粒の競合的成長 と雲粒の平衡半径

COMPETITIVE GROWTH OF CLOUD DROPLET DUE TO CONDENSATION OF ATMOSPHERIC WATER VAPOR AND ITS EQUILIBRIUM RADIUS

芝 定孝¹・平田雄志²・八木俊策³

Sadataka SHIBA, Yushi HIRATA and Shunsaku YAGI

¹正会員 工博 大阪大学助手 大学院基礎工学研究科化学工学分野 (〒560-8531 豊中市待兼山町 1-3)

²工博 大阪大学教授 大学院基礎工学研究科化学工学分野 (〒560-8531 豊中市待兼山町 1-3)

³正会員 工博 摂南大学教授 工学部経営工学科 (〒572-8508 寝屋川市池田中町 17-8)

Cloud droplets grow on cloud condensation nuclei (CCN) with condensing the ambient water vapor in the atmospheric air parcel. The size of the cloud droplet in the equilibrium state is estimated usually by Köhler Equation. However, Köhler Equation is based on the assumption that the cloud droplet grows in an infinitely large reservoir of water vapor at constant pressure, i.e., at constant saturation ratio. This assumption causes some erroneous results in the estimation of real size in the air parcel, although the assumption makes the calculation easy. There are two apparent deficiencies in Köhler Equation. One is that the equilibrium size cannot be decided in case of the larger saturation ratio than the critical ratio. The other is that the variation of the size with the number density of CCN, i.e., the competitive growth, cannot be considered in the estimation of the size. In order to improve these deficiencies, the conventional Köhler Equation has been modified using the mass conservation of the water contained in the air parcel.

Key Words: Cloud droplet, Competitive growth, Condensation of water vapor, Equilibrium radius, Mathematical model.

1. 緒論

大気中に存在する水蒸気は気体から液体へとその相を変え雲粒を経て降水となり、地上に移動する。逆に、地表の水は蒸発散により、液体から気体へとその相を変え水蒸気として大気中に移動する。すなわち、大気中の水分と地上の水分とは水蒸気や雲粒や雨滴などその態様を様々に変化させながら大気と地上の間の水を絶えず循環している。この様な大気と地上の間の水循環における水文現象、特に降雨に関連して、雨滴や雲のレベルにまで踏み込んだ従来に見られないミクロな降水の取り扱いが重要視され始めている。中川ら^{1,2)}の雨滴径分布の高度依存性に関する研究や、大石ら³⁾の洪水制御に対流雲からの降雨に関する知識を利用する研究などがその例である。

一方、地上から大気中に放出された種々の物質(い

わゆる大気汚染物質)は雲中で雲粒に、あるいは、雲底下で雨滴に吸収され降水中に移動する。したがって、表流水や地下水の源となる降水水質は大気中で取り込んだ大気汚染物質に支配される。大気汚染と水質汚濁とは統合的に取り扱うべきであるとする所以である。大気汚染物質の降水中への移動に関連しては、実際の大気中(流れ場)における雲の生成と雨滴への成長とが重要な役割を演じる。高橋⁴⁾の一次元非定常モデルによる雲と雨滴の成長に関する研究は、降雨強度のみならず雲粒や雨滴の塩分濃度の変化にも及んでおり、汚染物質の大気降水間移動の問題への応用という面から地球環境問題を包含する水工学上きわめて注目すべき研究である。しかし、前述の水循環における水量に関する新しいミクロな取り扱いに比して、水循環における大気降水間の汚染物質移動に関するミクロな扱いは、かなり遅

れていると言わざるを得ない。わずかに積雲の数値シミュレーションに水質を組み込んだ松井ら⁵⁾の研究(ただし化学物質の反応は無視)が見られる程度である。

大気汚染物質の取り込みによる降水の汚染(例えば酸性雨生成^{6,7)})のプロセスは、大別するとレインアウト(雲中での雲粒による取り込み)とウオッシュアウト(雲底下での雨滴による取り込み)に分類される。これらのプロセス、特にレインアウトについては未知の部分が多い。

レインアウトは雲粒の大きさに依存する。雲粒の大きさの評価には平衡半径(成長停止)を与える Köhler 方程式が利用される。しかし、この雲物理学における伝統的な Köhler 方程式が実場面において雲粒の適切な平衡半径を与えるのか否かの吟味をする必要がある。なぜなら Köhler 方程式が仮定する基本条件は無限空間における単一の雲粒成長であり、無限量の大気水蒸気存在だからである。水蒸気が雲粒の凝結成長にともなって消費されても、大気の水蒸気圧は不変と仮定する。雲粒凝結核の個数が少ない場合には、この仮定はある程度あてはまるかもしれない。しかし、実際の大气中の様に雲粒凝結核の個数が増加すると、多数の雲粒の競合的な成長となる為に水蒸気の消費量は無視できず、このような水蒸気圧一定という仮定の成立が困難な事は明らかである。高橋⁸⁾は凝結核の数が多いと過飽和度が下がり、水滴の成長が遅れると指摘している。しかし、汚染問題における未開拓な分野のせいか、Köhler 方程式のこのような欠陥を補う理論式も実験式も、現在のところ皆無と言える。そこで、雲粒の競合的な成長を考慮した雲粒平衡半径を求める数式モデルを新たに組み立て、平衡半径について新たなモデルによる若干の検討を加えた。

2. 雲粒の競合的な成長による平衡半径

従来の Köhler 方程式が基礎とするところのケミカルポテンシャルの平衡という条件のほかに、雲粒を含む空気塊に対する水分(雲粒と水蒸気)の質量保存式を新たに加えることにより、平衡半径の評価における雲粒の競合的な成長の影響を考慮している。

(1) 雲粒凝結核

通常は、大気の水蒸気圧が過飽和状態になれば水蒸気がすぐに凝結すると言うわけではなく、多くの

場合水蒸気は過飽和のまま気体として存在する。大気中の水蒸気が自発的に凝結して微小な水滴が生成するドライビングフォースを得る為には水蒸気圧がかなりの高い過飽和状態になる必要がある。従って、そのままでは水滴は生成しにくい。しかし、大気汚染粒子などの雲粒凝結核(CCN)となる粒子が大気中に存在すれば、CCN 上への水滴の形成は水蒸気のみ自発的な凝結の場合よりも低い過飽和(あるいは不飽和)水蒸気圧の場合でも可能となる。雲粒の成長可能な大気水蒸気圧は CCN の種類と大きさに依存する。本研究では大気エアロゾルとして最も一般的な硫酸アンモニウムを CCN とする雲粒の平衡半径の数値計算を行った。

(2) Köhler モデルによる雲粒の平衡半径

大気中の水蒸気が雲粒凝結核上に凝結して雲粒が成長していく非定常な過程は、大気中のある一定の空気塊に含まれる水分(雲粒と水蒸気)に対して、質量保存則と熱エネルギー保存則とを適用して組み立てた支配方程式系(連立常微分方程式)を、時間について積分する事により、数値シミュレーションする事が出来る。実際、空気塊の水分を雲粒のみとした近似計算ではあるが、雲粒の成長過程が数値シミュレーションされている^{9,10)}。また、雲粒平衡半径ではないが、高橋⁴⁾は円筒状の流れ場における雨滴成長の次元非定常モデル計算の過程で、粒径分布を有する雲粒凝結核からの雲粒成長における粒径分布および個数の時間変化を種々の高度に対して計算している。雲粒の平衡半径はこの非定常過程を時間積分していき時間的に変化しなくなった半径として求める事が可能であるが、通常はより単純な Köhler の式¹¹⁾により求められる。この式は曲面を気液界面とする雲粒とその周囲の大気中の水蒸気のケミカルポテンシャルが平衡状態にあるとして導かれる。Köhler の式は単一の代数方程式であり、Newton-Raphson 法などにより容易に精度の高い数値解を求めることが出来る。したがって、物理化学的な問題はともかく、連立常微分方程式を数値積分して平衡半径を求める場合よりも数値計算上の問題は少ない。

Köhler 方程式は Pruppacher and Klett¹¹⁾ によると次ぎの様に与えられる。

$$\ln\{S(0)\} = \frac{A_1}{a} - \frac{A_2}{a^3} \quad (1)$$

ただし、 a = 雲粒の半径(cm)、 $S(0)$ = 大気水蒸気の初期の飽和比(-)で、次ぎの式(2)で与えられる。

$$S(0) = \frac{e(0)}{e_{\text{sat}}} \quad (2)$$

ただし、 $e(0)$ =大気の初期水蒸気圧(atm)、 e_{sat} =大気の飽和水蒸気圧(atm)である。また、係数 A_1 と係数 A_2 とは次ぎの式(3)と式(4)で与えられる。

$$A_1 = \frac{2M_w \sigma}{R_3 T \rho_w} \quad (3)$$

$$A_2 = \frac{3v m_s M_w}{4\pi M_s \rho_w} \quad (4)$$

ただし、 R_3 =ガス定数($8.31 \times 10^7 \text{ erg K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$)、 T =雲粒の温度(K)、 M_w =水の分子量(g/mol)、 M_s =雲粒凝結核の分子量(g/mol)、 m_s =雲粒凝結核一個の質量(g)、 ρ_w =水の密度(g/cm³)、 v =雲粒の Han't Hoff 係数である。 $S(0)-1$ の値が小さいときは、式(1)の左辺は次式の様に過飽和比 $s(0)$ で近似する事が出来る。

$$\ln\{S(0)\} \approx S(0) - 1 = s(0) \quad (5)$$

したがって、Köhler の式は平衡半径を図上で求めるのに便利な次式で表される事が多い。

$$s(0) = \frac{A_1}{a} - \frac{A_2}{a^3} \quad \text{for small } s(0) \quad (6)$$

しかし、Köhler の式は前述のごとく無限量の水蒸気の存在する大気空間(一定の水蒸気圧)を仮定して導かれている為に次の様な欠点を有する。すなわち、(i) 大気中には多数の雲粒凝結核が存在し、成長する際にお互いに大気中の水蒸気を奪い合う為に、雲粒の成長は競合するが、これを考慮する事が出来ない(すなわち、雲粒の個数密度を考慮する事が出来ない)。(ii) 飽和比が Köhler 曲線上で臨界値より大きくなると、雲粒の平衡半径が求められない(雲物理学ではこの解の存在しない事に対して、水蒸気圧が高いので無限に成長し続けるからと説明している^{11,12)}が、これは現実的ではない)。

(3) 雲粒平衡半径に対する新しいモデル

大気中で一定体積の空気塊 (air parcel) における水蒸気の存在量は有限であるという事より、空気塊における水分(雲粒と水蒸気)に対する質量保存則をモデルの条件として新たに加える。空気塊中の雲粒と水蒸気に対する質量保存則より(雲粒凝結核一個当たり)、次式を得る。

$$m_w(t) + m_v(t) = m_v(0) \quad (7)$$

$$m_v(t) = \rho_v(t) V_v(t) \quad (8)$$

ただし、 t =時間(sec)、 $m_w(t)$ =雲粒の質量(g)、 $m_v(t)$ =水蒸気の質量(g)、 $\rho_v(t)$ =水蒸気の密度(g/cm³)、 $V_v(t)$ =一定容積の空気塊中の水蒸気の内容積(cm³)である。 $T(t) \approx T(0)$ と仮定して、水蒸気に理想気体の状態方程式を適用すれば、水蒸気の密度は次式で与えられる。

$$\rho_v = \frac{e(t) M_w}{x_v(t) T(0) R_1} \quad (9)$$

ただし、 $x_v(t)$ =空気塊中の水蒸気のマール分率($=V_v(t)/V(t)$)、 $V(t)$ =雲粒凝結核一個当たりの空気塊の体積(cm³)である。したがって、 N を雲粒凝結核の個数密度とすれば、雲粒凝結核一個当たりの空気塊の初期容積は $V(0) = 1/N$ で与えられる。

一方、大気水蒸気の飽和比は 1.01 程度より小さい場合が多いので、空気塊中の水蒸気分圧は空気分圧に比べて非常に低く、水蒸気と空気の合計マール数はほぼ空気のマール数に等しいと仮定できる。すなわち、合計マール数は時間的に殆ど変化しない。したがって、気体の総マール数は初期状態から平衡状態まで変化しないものと仮定して、式(7)から式(9)を式(1)に代入して次式を得る。

$$\ln\{S(0)[1 - \frac{4\pi\rho_w R_1 T(0)}{3M_w e(0)} Na^3]\} = \frac{A_1}{a} - \frac{A_2}{a^3} \quad (10)$$

上式で雲粒凝結核の個数密度を $N=0$ とおけば、従来の Köhler モデルの場合に帰着する。上式左辺の自然対数の中の第二項は雲粒の成長による空気塊中の水蒸気の減少に対応しており、雲粒の競合的成長を加味するものである。

3. 平衡半径の数値シミュレーション

式(10)を支配方程式とする新しい数式モデルを用いて、雲粒の競合的な凝結成長およびその場合の雲粒の平衡半径の特性を調べる為に、若干の数値シミュレーションを行った。

数値計算のアルゴリズムは次のとおりである。

(a) 平衡半径の近似値を仮定し(例えば、Köhler 方程式で飽和比を $S(0)=1$ とおいた場合の解、すなわち、Potential Radius¹¹⁾を平衡半径の出発値とすれば良い)、式(10)の左辺を評価し、Newton-Raphson 法で第一近似解 a を求める。

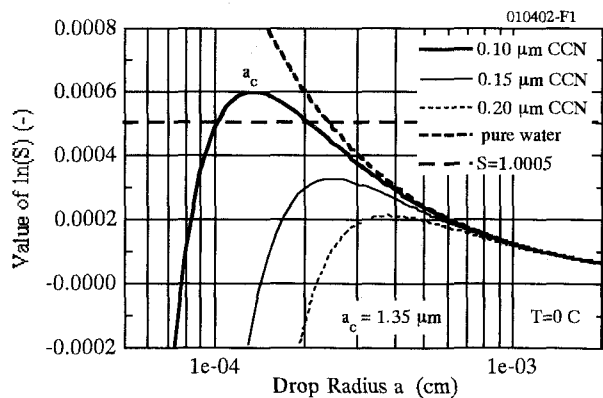


図-1. 平衡半径と飽和比の関係[式(1)]

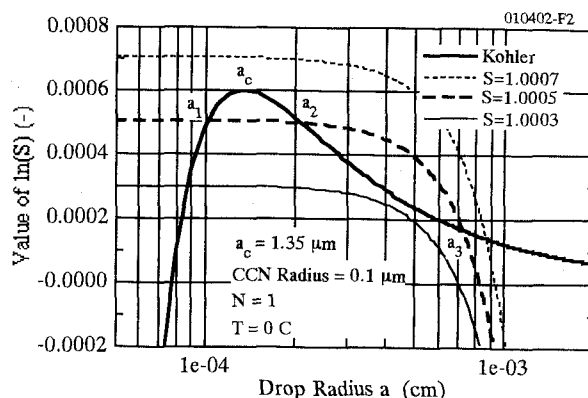


図-2. 平衡半径と飽和比の関係[式(10)]

- (b) 得られた第一近似解 a を用いて、式(10)の左辺を評価し、第二近似解 a を求める。
- (c) 以上で求めた二つの近似解を比較して近似解が所定の精度で収束していると思なせれば、第二近似解 a を求める解として計算を終了する。
- (d) 収束していなければ、第二近似解 a をあらためて第一近似解として、再び(b)から計算を繰り返す。

計算に用いた物性値は表-1 と表-2 にまとめて示す。雲粒凝結核の硫酸アンモニウムの水溶液はほぼ完全にイオンに解離するので、雲粒の van't Hoff 係数は $\nu=3$ となる。また、雲粒凝結核（固体）の初期半径は $0.1 \mu\text{m}$ と仮定している。

表-1. 0°C における物性値 (1)

R_1	R_3	ν	σ
82.0	8.31×10^7	3	75.67
atm cm ³ /(molK)	erg/(molK)	-	dyn/cm

表-2. 0°C における物性値 (2)

ρ_w	ρ_s	M_w	M_s	e_{sat}	$T(0)$
1.001	1.769	18	132	6.108	273.15
g/cm ³	g/cm ³	g/mol	g/mol	mb	K

(1) Köhler モデルと新しいモデルの比較

式(1)で与えられる、従来の Köhler 方程式を用いて計算した雲粒の平衡半径を図-1 に示す。図の縦軸は 式(1)の左辺の量、すなわち、飽和比の自然対数 $\ln\{S(0)\}$ であり、横軸は雲粒の半径 a である。雲粒の平衡半径は式(1)の左辺の $\ln\{S(0)\}$ の値に対応する水平な直線と、凝結核の初期半径の値に対応した式(1)の右辺の山形の Köhler 曲線との交点として与えられる。一般に、水平な直線と Köhler

の曲線とは二点で交わり、根は二つある。ただし、物理的に安定な解は小さい方の根であり、これが求める雲粒の平衡半径となる。図中の山形の曲線群のパラメータは CCN の初期半径である。凝結核の初期半径が大きい程、山形の Köhler 曲線は低くなり、水平な直線とは下方で交わるので、大気水蒸気が低く小さい飽和比であっても大きい平衡半径に達し得る事を示している。以下に述べる新しいモデルとの比較、あるいは凝結核の個数密度の影響を検討する場合は、特に、図中で一番高い Köhler 曲線、すなわち、凝結核の初期半径が $0.1 \mu\text{m}$ の場合を一例として取り上げている。水平な破線は大気の飽和比が $S(0)=1.0005$ の場合、即ち、 $\ln\{S(0)\} \approx 0.0005$ の場合で、一番高い山形の曲線とは二点で交わっている。

一方、図からも明らかな様に、飽和比の自然対数とその臨界値 $\ln\{S(0)\} \approx 5.94 \times 10^{-4}$ より大きくなると、Köhler 曲線は $\ln\{S(0)\}$ と交点を持たなくなり、根は存在せず、したがって雲粒の平衡半径は求められない事になる。水平な直線と曲線とが接するときには根はただ一つで、このときの雲粒半径を臨界半径と称している。雲物理学では、十分な水蒸気圧でも根を持たなくなる様な結果は大気水蒸気の飽和比が大きい為に雲粒が限り無く成長し続ける事を示すものであると説明している^{11,12)}。しかし、これは大気水蒸気存在量が無限大でなければならず、非現実的な事は明らかである。また雲粒凝結核の個数、すなわち成長する雲粒の個数が一箇でも多数でも図-1 は変わらない。言い換えると雲粒凝結核の個数密度を雲粒の平衡半径に反映する事は出来ない。

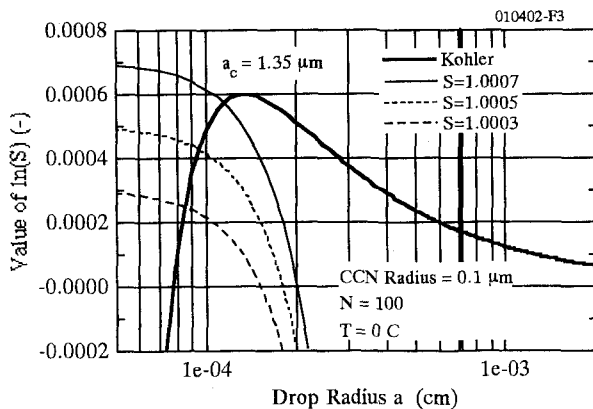


図-3. 平衡半径と飽和比の関係[式(10)]

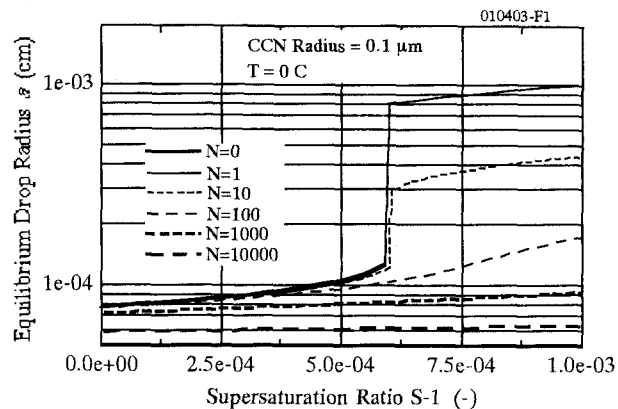


図-4. 凝結核個数密度の影響

(2) 競合的成長のモデル

次に、式(10)を支配方程式とする新しい競合的成長のモデルの場合について、前述の図-1と同様の数値計算の結果を図-2と図-3とに示す。図-2（雲粒凝結核の個数密度： $N=1$ ）および図-3（雲粒凝結核の個数密度： $N=100$ ）における実線の山形の曲線はいずれも式(10)の右辺の量であり、図-2の場合も図-3の場合も同一の曲線である。図-1では式(1)の左辺の量が水平な直線で表現されるのに対して、図-2 [空気塊の単位体積（ 1 cm^3 ）当たりの凝結核の個数が一個であり図-1（ $N=0$ ）の場合にはほぼ近い] では、式(10)の左辺の量は水平に近い状態から次第に右下がりの度合いが増加する曲線で表現される。これは雲粒の成長につれ、空気塊中の水蒸気が次第に消費され減少する事に対応しており、雲粒の競合的な成長を記述し得る事を示している。したがって、図-2の場合、すなわち新しいモデルでは、根の個数は一個、二個、三個と初期飽和比の値によって変化はあるものの、必ず一個は根が存在する事は明らかである。よって、Köhler モデルにおいて生じる根の求められない様な場合は新しモデルでは生じない。そして、根が複数存在する場合でも安定な根だけが求める解である事より雲粒の平衡半径は一つだけ確定する。山形の曲線の前半の増加部分の交点が求める解となる。山形の曲線の後半の減少部分での交点が解となるのは、初期の飽和比 $S(0)$ が臨界飽和比より高い場合で、山形曲線の最大値（臨界飽和比）より上方を通過する場合である。

この様に、新しい数式モデルはより現実に近い雲粒の平衡半径を求め得るモデルであると言える。

凝結核の個数が増えると図-3に見られるごと

く、根はただ一つだけとなる。これは式(10)の左辺の量が雲粒半径の増加とともに急激に減少し、山形曲線の前半部分の下方で交わる為である。この場合は、雲粒群の成長にともなう空気塊中の水蒸気の消費量が多く、図で示す初期飽和比 $S(0)$ では山形曲線の最大値（臨界飽和比）より上方を通過する事が出来ないからである。この傾向は、雲粒凝結核の個数密度 N が大きくなればなる程、顕著となり、雲粒の平衡半径もより小さくなる。理にかなった計算結果と言えよう。

(3) 雲粒平衡半径に及ぼす凝結核個数密度の影響

雲粒凝結核の個数密度 N が雲粒の平衡半径に及ぼす影響を過飽和比に対してプロットしたものが次ぎの図-4 である。図の縦軸は雲粒の平衡半径で、横軸は過飽和比 $s(0) = S(0) - 1$ である。凝結核の個数密度 N をパラメータとして、プロットしてある。当然予想されることではあるが、初期の過飽和比 $s(0)$ が大きくなる程、いずれの個数密度に対しても雲粒の平衡半径は大きくなっている。

過飽和比 $s(0)$ が大きくなる程雲粒の平衡半径が大きくなるという傾向は、凝結核の個数密度 N の小さい場合ほど（特に $N=1, 10, 100$ の場合について）、顕著となっている。図-4の曲線は、特に、 $s(0) = S(0) - 1 \geq 0$ の領域だけを描いている。なぜなら、 $S(0) < 1$ の領域では N の雲粒平衡半径に及ぼす影響が小さいからである。図の $N=0$ の場合は Köhler モデルに対応するもので、曲線は臨界過飽和比以下の領域、即ち、 $S-1=5.94 \times 10^{-4}$ 以下の領域でしか定義（プロット）されない。

CCN の個数密度が小さい $N=1$ と $N=10$ の場合

CCN の個数密度が小さい $N=1$ と $N=10$ の場合は $S-1=6 \times 10^{-4}$ 付近で雲粒の平衡半径が急激に増大 (図-4 の曲線がジャンプ) している。このような現象は、過飽和比増加に伴って生じるモデルの支配方程式が有する根の個数の変化 (三個または二個から一個) に起因する (図-2 を参照)。初期の飽和比 $S(0)$ が増加していくにつれ、山形の曲線前半の増加領域で解が得られる場合 (複数の根) から、後半の減少領域で解が得られる場合 (単一の根) へと遷移するところに対応している。急増前は増加領域における解であり、急増後は減少領域における解である。 N が大きくなると、図-3 に見られるごとく、根はただ一つで、雲粒の平衡半径は山形曲線の前半の増加領域において求められた解となる。したがって、 N が大きくなると、過飽和比増加に対する平衡半径増大の関係を示す曲線における急激な変化は生じなくなる。

4. 結論

ケミカルポテンシャルの平衡式を基礎とする雲物理学における従来の Köhler のモデルに空気塊の水分 (雲粒と水蒸気) に対する質量保存式を組み込み、雲粒の平衡半径を求める数式モデルを物理化学的な考察に基づいて導いた。そして、新たに組み立てた数式モデルを用いて若干の数値シミュレーションを行った結果、次の様な結論を得た。

- 1) Köhler 方程式では臨界飽和比より大きい飽和比に対しては、雲粒の平衡半径は求められなかったが、新しい数式モデルでは任意の飽和比に対して平衡半径が求められる。
- 2) 平衡半径に対する CCN 個数密度の影響、即ち、CCN 個数密度増加のもたらす競合的成長の強化による平衡半径の減少は、 $S(0) > 1$ の領域で特に著しいが、 $S(0) < 1$ の領域では小さい。
- 3) CCN の個数密度が小さい場合 (例えば、 $N=1$ や $N=10$) には、臨界飽和比の近傍で平衡半径の値が急変する。これは支配方程式の根が二つ以上ある

場合から一つだけの場合への遷移に対応した変化である。

参考文献

- 1) 中川勝広、中北英一、佐藤 亨、池淵周一：降雨タイプに依存した雨滴粒径分布パラメータとその鉛直分布、水工学論文集、Vol. 41、pp. 141-146、1997.
- 2) 中川勝広、中北英一、佐藤 亨、池淵周一：雨滴粒径分布の鉛直構造解析とレーダ雨量推定手法の構築、水工学論文集、Vol. 42、pp. 7-12、1998.
- 3) 大石 哲、池淵周一、小尻利治、舩田直樹：対流雲からの降雨に関する知識を有する人工知能による洪水制御支援手法の開発、水工学論文集、Vol. 43、pp. 251-256、1999.
- 4) Takahashi, T.: Warm Rain Nuclei and Chemical Balance – A Numerical Model, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 33, pp. 269-286, 1976.
- 5) 松井光弘、池淵周一、中北英一、大石 哲：雲物理モデルと結合させた酸性雨・酸性雪予測モデルの開発に関する研究、平成 11 年度土木学会関西支部学術講演会講演概要、pp. II2.1-II2.2、1999.
- 6) 芝 定孝、平田雄志、八木俊策：雨滴内酸化反応が酸性雨生成におよぼす影響、水工学論文集、Vol. 41、pp. 581-586、1997.
- 7) Sadataka Shiba, Yushi Hirata and Shunsaku Yagi: Acidification of Raindrop Due to Washout of Atmospheric Gaseous Pollutants, *Proc. of 27th International Congress of the IAHR, Water Resources Engineering Division/ASCE*, pp. 299-304, San Francisco, Ca, USA, August, 1997.
- 8) 高橋 劭：雲の物理—雲粒形成から雲運動まで—、東京堂出版、東京、p.109、1987.
- 9) 芝 定孝、平田雄志、八木俊策：水蒸気の凝結成長期における $\text{SO}_2(\text{g})$ の吸収による雲粒の酸性化、水工学論文集、Vol. 44、pp. 73-78、2000.
- 10) 芝 定孝、平田雄志、八木俊策：大気汚染粒子への水蒸気凝結による雲粒の成長、水工学論文集、Vol. 43、pp. 245-250、1999.
- 11) Pruppacher, J. R. and Klett, J. D. : *Microphysics of Clouds and Precipitation*, D. Reidel Publishing Co., The Netherlands, p. 414, p. 419, 1978.
- 12) 浅井富雄、武田喬男、木村竜治：大気科学講座 2 (岸保勘三郎、浅井富雄 編)、雲や降水を伴う大気、東京大学出版会、東京、p. 79、1981.

(2001. 10. 1 受付)