

可降水量と連動する下層の水蒸気の変動 についての数値実験

A NUMERICAL STUDY ON VARIATION OF WATER VAPOR IN LOWER LAYERS CONNECTED WITH PRECIPITABLE WATER

西山浩司¹・神野健二²・河村 明³・脇水健次⁴

Koji NISHIYAMA, Kenji JINNO, Akira KAWAMURA, Kenji WAKIMIZU

¹正会員 理修 九州大学助手 工学研究院 (〒812-8581 福岡市東区箱崎6丁目10-1)

²正会員 工博 九州大学教授 工学研究院 (同上)

³正会員 工博 九州大学助教授 工学研究院 (同上)

⁴非会員 農博 九州大学助手 農学研究院 (同上)

It is quite difficult to predict a local severe thunderstorm formed under a pacific high pressure because of the shortage of observational systems. Recently, the technology of the estimation of precipitable water using GPS, expected for the local severe thunderstorms, has been developed. In this study, a numerical local circulation model was applied for a sea breeze circulation in order to make sure the relationship between precipitable water and water vapor in the lower layers, directly associated with atmospheric instability. These results show that an increase in precipitable water has directly responsibility to the accumulation of water vapor in the lower layers due to convergence along the sea breeze front. This makes the atmosphere above the sea breeze front more and more unstable and leads to the subsequent generation of thunderstorms. Therefore, the water vapor existed in the lower layers as well as precipitable water becomes quite significant clue for the generation of thunderstorms affected by an atmospheric local circulation in summer.

Key Words : Sea breeze front, Water vapor, precipitable water, Thunderstorm, convergence

1. はじめに

夏季, 太平洋高気圧の影響を受けて日本列島に運ばれてくる大量の水蒸気は大気を不安定化させ, 気温の上昇する午後, 局地的に高度10kmを越すような雷雲が発生する場合がある. このとき下層に大量に含まれる水蒸気の凝縮によって膨大な雲水が発生すると雷雲の中央部では雹の成長が急速に進行する¹⁾ため, この時期の雷雲は時間雨量50mmを越えるような豪雨に移行する資格を持つ. この種の激しい雷雲は主に複雑な地形を持つ山岳域で発生しやすいが最近ではヒートアイランドの影響を受けて都市域でも発生するようになってきた. その意味で今後, 局地的な豪雨の発生に関する防災面の研究の重要性が高まるであろう.

この種の雷雲は一般にいつ頃, どの領域に発生するかを特定できないことが特徴であるが, 最近, 気象レーダーやAMeDAS等の観測網から関東地方から中部地方にかけての領域で山岳域を中心に午後の雷雲活動が活発であることが明らかになってきた^{2) 3)}. この過程では平

野部や盆地から山岳域に水蒸気が輸送され, 山岳域の頂上付近に水蒸気が蓄積される. この影響で山頂付近では徐々に大気が不安定化して対流雲が形成され, その一部はやがて雷雲へと発達することになる⁴⁾. このことは午後の日照率の低下やGMS (Global Meteorological Satellite) の可視画像によって確かめられている^{3) 5)}. さらにGPS (Global Positioning System) を利用した可降水量の観測からも興味深い結果が得られている⁶⁾. 夏季の関東北西部の山岳域では周囲の平野部から山岳域に水蒸気が輸送されて可降水量が早朝に比べて4mmから7mm程度も増加し, 逆に海岸部では可降水量が減少したことが示された. これらの研究成果は下層の水蒸気が日周期的に起こる熱的局地循環によって再配分され, 水蒸気が多く蓄積する領域で雷雲が発生すること示している. この観測事実から, 密な時間空間分解能を持つGPS可降水量の情報を取り入れることによって集中豪雨を引き起こす可能性のある局地的な雷雲に対する予測が可能になること⁷⁾が期待できる. しかし, 可降水量は水蒸気の鉛直積分値であるため, 大気の不安定化と直接関係する下層の

水蒸気量の情報は持たない。下層に多くの割合の水蒸気を含むことを考慮すれば下層の水蒸気変動が可降水量と大気の安定度の変動をもたらすと考えてよいだろう。

そこで本研究では夏季の雷雲の発生と密接に関連する海風進入を数値計算で再現し、可降水量の変動が下層の水蒸気変動、さらに大気的不安定化とどのような関連があるか調べる。

2. 海風進入モデル

本研究では関東地方の大規模な海風進入と汚染物質の輸送を扱ったKondoら^{8),9)}のメソスケールモデルを基本にしてモデルを構成した。ここでは大気的不安定化と水蒸気変動を扱う必要があるため比湿の移流拡散方程式を追加した。モデルは断面二次元とし、水平スケールを海上50km、陸上90kmの合計140km、鉛直スケールを3km、土壌スケールを1mに設定した。また、接地境界層の厚さ h は陸上、海上ともに25mとし、粗度 z_0 は陸上で0.1m、海上で 10^{-4} mに設定した。このモデルでは山岳の影響を考慮しない。

(1) 基礎方程式

空気は密度の時間変化を無視した非圧縮性流体とする。その上で浮力と結びつく項だけ密度の変化を考慮するブシネスク近似と静力学平衡を基礎方程式に適用する。ここで計算される変数は水平風速 u 、鉛直風速 w 、温位 θ 、比湿 q 、無次元気圧 π 、土中温度 T_G で以下の6つの方程式から求めることができる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial z} - C_{pd} \theta_0 \frac{\partial \pi'}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - w \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\theta'w'}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -u \frac{\partial q}{\partial x} - w \frac{\partial q}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{q'w'}) \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

$$C_{pd} \frac{\partial \pi'}{\partial z} = g \frac{\theta'}{\theta_0^2} \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_G}{\partial t} = K_G \frac{\partial^2 T_G}{\partial z^2} \quad (6)$$

ここに g は重力加速度、 C_{pd} は乾燥空気の定圧比熱、 K_G は土中の温度拡散係数を表す。また θ_0 は初期状態の鉛直温位分布を示し、ダッシュ記号は初期状態からの偏差を表

す。そして運動量、熱、水蒸気に関するフラックスは最下層を除いて次のように表現する

$$\overline{u'w'} = -K_M \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \overline{\theta'w'} = -K_H \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad \overline{q'w'} = -K_E \frac{\partial q}{\partial z} \quad (7)$$

ここに K_M 、 K_H 、 K_E はそれぞれ運動量、熱、水蒸気の拡散係数を表す。

(2) 熱収支

日の出とともに強くなる日射の影響で海側と陸側の温度差と気圧差が生じ海風が発達する。この効果を再現するためには陸上で熱収支方程式を解いて地表面温度 T_S を決め、海陸の温度差を生じさせる必要がある。この方程式は以下で与えられる。

$$S \downarrow + L \downarrow = H_S + \frac{H_S}{B_w} - \lambda \left. \frac{\partial T_G}{\partial z} \right|_{\text{SURF}} + \sigma T_S^4 \quad (8)$$

$$H_S = \rho_a C_H u_h (T_S - T_h) \quad (9)$$

ここに T_h は接地境界層上端における気温、 ρ_a は地表付近の空気密度、 σ はステファンボルツマン定数、 B_w はボーエン比、 λ は土壌の熱伝導率を表す。方程式(8)は地球表面で受け取った太陽からの短波放射 $S \downarrow$ と大気からの赤外放射 $L \downarrow$ の熱を顕熱フラックス H_S 、右辺第二項目の潜熱フラックス、第三項目の地中への伝導熱、第四項目の地球から大気圏外への赤外放射に配分することを意味する。この計算では入力放射量($S \downarrow + L \downarrow$)に対してKondo¹⁰⁾のスキームを使う。このスキームでは $S \downarrow$ に対して緯度、赤緯を与えることができ、特定の場所と日における時間変化を計算することができる。また C_H は以下の式で求めることができる。

$$C_H = \kappa^2 \left[\ln \frac{h}{z_0} - \Psi_M(\zeta_h) \right]^{-1} \left[\ln \frac{h}{z_0} - \Psi_H(\zeta_h) \right]^{-1} \quad (10)$$

$$u_* = \kappa u_h \left[\ln \frac{h}{z_0} - \Psi_M(\zeta_h) \right]^{-1} \quad (11)$$

$$\zeta_h = \frac{h}{L}, \quad L = -\frac{C_{pd} \rho_a u_*^3 T_h}{\kappa g H_S} \quad (12)$$

ここに κ はカルマン定数、 Ψ_M 、 Ψ_H はそれぞれ運動量と熱に対する積分普遍関数、 L はモーニンオブコフの長さ、 u_* は摩擦速度を表す。ここでは積分普遍関数は次のように表される

$$\Psi_M(\zeta_h) = \int_{\zeta_0}^{\zeta_h} \frac{1 - \phi_M(\zeta)}{\zeta} d\zeta, \quad \Psi_H(\zeta_h) = \int_{\zeta_0}^{\zeta_h} \frac{1 - \phi_H(\zeta)}{\zeta} d\zeta \quad (13)$$

この積分普遍関数の中に現れる普遍関数 ϕ_M 、 ϕ_H は不安

定成層 ($\zeta \leq 0$) に対してDyerら¹¹⁾の提案した実験式

$$\phi_M(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-0.25}, \quad \phi_M(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-0.5} \quad (14)$$

が適用される。一方、安定成層に対してはKondo¹²⁾の提案した次の方法に従う。

$$\begin{aligned} \phi_M(\zeta) &= \phi_M(\zeta) = 1 + 7\zeta \quad (0 \leq \zeta \leq 5/7) \\ \phi_M(\zeta) &= \phi_M(\zeta) = 6 \quad (\zeta \geq 5/7) \end{aligned} \quad (15)$$

以上のスキームを用いて陸上の地表面温度を求める。そのためには方程式(8)、(9)の中で $S \downarrow + L \downarrow$ 、数値計算の中で時間ステップ毎に求まる接地境界層上端の気温 T_h と水平風速の絶対値 u_h 、顕熱に対するバルク係数 C_H を与えて求めることができる。しかし、 C_H は接地境界層内の安定度に関係する積分普遍関数を通して摩擦速度 u_* 、顕熱フラックス H_s に依存するので(8)を簡単に解くことができない。そこで C_H に対しては1つ前の時間ステップの値を使って(8)を解く。一方、海面上では温度を一定して、バルク係数をKondo¹³⁾に従って 1.2×10^{-3} と仮定して顕熱と潜熱のフラックスのみ計算する。

(3) 運動量と熱、水蒸気の拡散係数

乱流クロージャーモデルの解法は一般に複雑であるが、Yamada¹⁴⁾によって提案されたレベル2モデルは比較的簡単で多くのメソスケールモデルに適用されてきた。Gambo¹⁵⁾はさらに簡便化して安定度だけに依存するように変形した。運動量の拡散係数は次式で表される。

$$K_M = 1.6 \ell^2 \left[\frac{g}{\Theta} \left| \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right| \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \leq 0 \right) \quad (16)$$

$$K_M = 1.0 (\text{m}^2/\text{s}) \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \geq 0 \right) \quad (17)$$

ここに Θ は混合層内の平均的な温位 (300 K)、 ℓ は混合距離でBlachadar¹⁶⁾に従う。一方、熱の拡散係数はプラントル数 Pr と次のような関係にある。

$$K_H = Pr^{-1} K_M \quad (18)$$

ここでは Pr を0.7に設定する。なお、水蒸気の拡散係数は熱の拡散係数と同じと仮定する。

(4) 初期条件

数値計算は日の出から開始する。初期状態では海面、地表面で同じ温度が与えられる。初期の気温に対しては一定の気温減率 Γ を与えると静力学平衡と乾燥空気の状態方程式が両方満足されるという条件から気圧、温位の鉛直分布が以下のように決定される。

$$T_0 = T_{s0} - \Gamma z \quad (19)$$

$$P_0 = P_{s0} \left(\frac{T_0}{T_{s0}} \right)^{\frac{C_{pd}}{R_d \Gamma}}, \quad \pi_0 = \left(\frac{P_0}{P_{s0}} \right)^{\frac{R_d}{C_{pd}}} \quad (20)$$

$$\theta_0 = T_0 \left(\frac{P_{s0}}{P_0} \right)^{\frac{R_d}{C_{pd}}} \quad (21)$$

ここに R_d は乾燥空気の気体定数、 Γ_d は乾燥断熱減率、 P_{s0} は基準気圧 (1000hPa) を示す。ここでは添字 s_0 は初期状態、添字 s は地表面の初期状態を示す。また、比湿には気温の鉛直分布から得られる飽和比湿に対して70%の湿度を与える。

(5) 境界条件

上部の境界に対して各変数は初期状態からの変化がないとする。また下部の境界では風速はゼロ、比湿は初期条件で大気全層に与えた70%の湿度を地表面温度に対する飽和比湿に対して与える。一方、側面の境界条件に対して各変数の水平勾配がないものとして扱う。これらの境界条件は次のようまとめられる。

$$u = w = \pi' = 0, \quad \theta = \theta_0, \quad q = q_0 \quad (\text{上部境界})$$

$$w = 0, \quad \theta = \theta_s, \quad q = 0.7 q_s(T_s) \quad (\text{下部境界})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{\partial \pi'}{\partial x} = 0 \quad (\text{側面境界})$$

ここに添字 s は地表面の値を示す。最下層の運動量、熱、水蒸気のフラックスは(6)式の代わりに接地境界層を特徴づけるコンスタントフラックスの仮定に基づくフラックスを適用する。

$$\overline{u'w'} \Big|_{z_0} = -u_*^2, \quad \overline{\theta'w'} \Big|_{z_0} = \frac{H_s}{\rho_a C_{pd}}, \quad \overline{q'w'} \Big|_{z_0} = \frac{H_s}{L_w \rho_a B_w} \quad (22)$$

ここに L_w は蒸発の潜熱を示す。また、土壌中の最下層では鉛直温度フラックスはゼロとする。

(6) 差分法

運動量、熱、水蒸気の拡散方程式を解くために移流項には風上差分を適用した、またこれらの式の拡散項と土壌の熱拡散方程式には中央差分を適用した。ここではすべて差分に対して陽解法で解く。時間間隔を5秒、グリッドの水平格子間隔を2km、鉛直格子間隔を50m、土壌の格子間隔を5cmとした。

(7) 各種パラメータの設定

日の出の時刻と太陽高度を決めるために福岡市の緯度、経度と7月後半を示す赤緯を与える。初期の気温減率を $0.6^\circ\text{C}/100\text{m}$ 、海面の温度を 28°C に設定する。また土壌のパラメータとして熱伝導率を $1\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 、熱拡散係数を $5 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}$ に設定する。

3. 結果

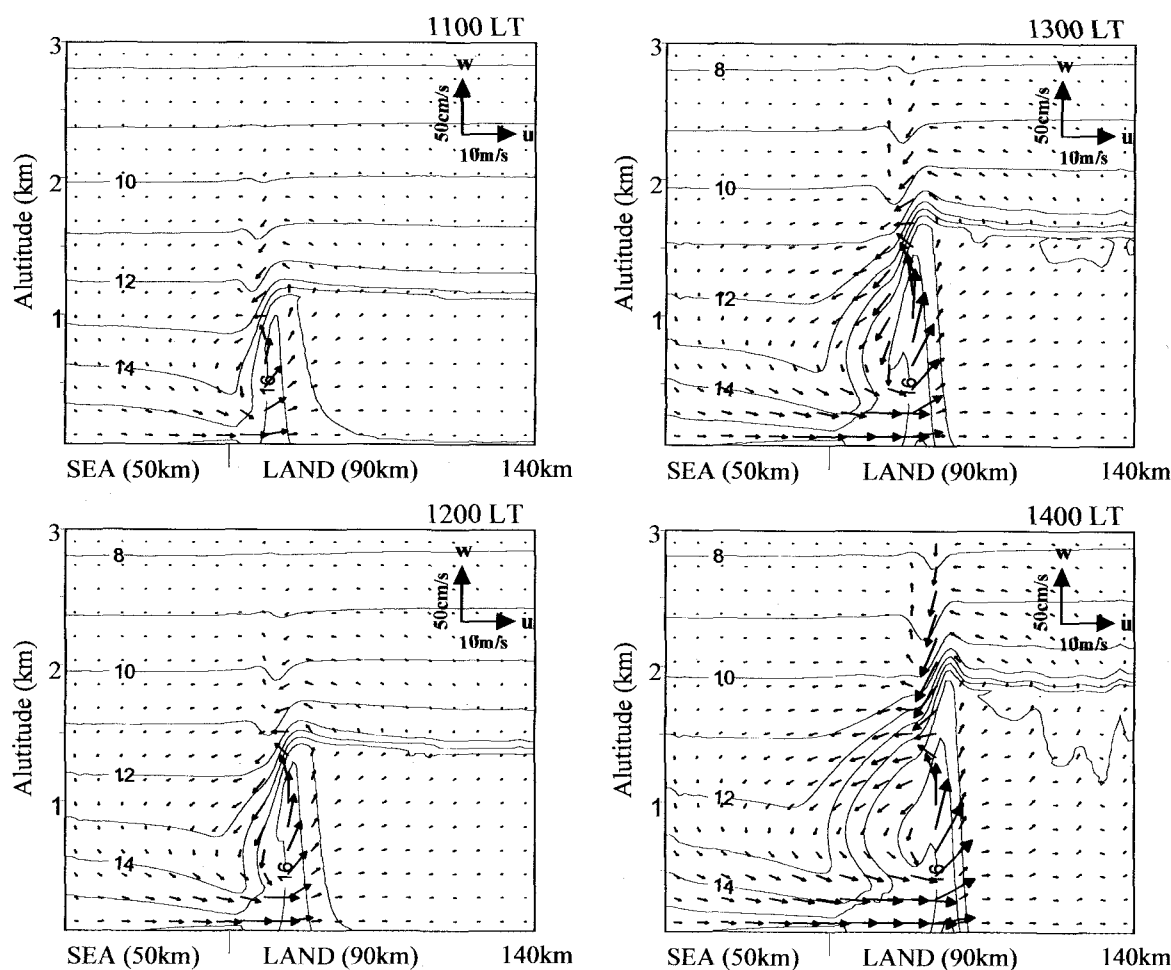


図-1 11時から14時にかけての風速(m/s)及び比湿(g/kg)の鉛直分布

可降水量の増加が局地的な雷雲の発生と密接な関係にあることははじめに述べた。この効果は主に水蒸気の移流の効果と地表面からの蒸発が考えられるが、地表面からの蒸発は地表面状態や土壌特性、乾燥の程度によって大きく異なるので、本論文では扱わないことにする。そこで地面からの潜熱放出によって増加する水蒸気量を少なくなるようにボーエン比を2.0に設定した上で、水蒸気の移流による再配分という点に着目し可降水量の変化を調べることにする。ここでは海風を再現して各領域の可降水量変動に対応する比湿、安定度の変動を調べる。

まず初めにモデルで再現された海風進入の特徴について述べる。その結果を図-1に示す。内陸部では太陽高度が増加するに従って気温が増加するため対流混合が活発になり、温位（図示していない）と比湿が一樣になる対流混合層が発達することが確認できる。比湿が急激に変化している高度を対流混合層の上限と定義すると11時に厚さ1.2km、14時には厚さ2kmまで発達し

ている。一方、海からは相対的に冷たい海風が気圧の低くなっている対流混合域に進入する。その先端の海風前線では収束域が形成される。ここで隣り合う格子点上の水平風速の差を水平格子間隔で割った量で定義した空気の収束（マイナス値が収束）の水平分布（地上75m）を図-2に示す。収束のピーク値から判断できるように11時から14時にかけて4km/hから8 m/hの速度で進入している様子が確認できる。その海風前線帯では収束の影響で弱い上昇気流が発生して海風循環が形成され、時間とともに強化されている。このとき海風前線帯では下層の水蒸気が鉛直上方に輸送されるため、乾燥断熱運動に対して保存される比湿が鉛直方向にほぼ一樣になっていることが確認できる。さらに鉛直一樣な比湿の値を見ると海風前線帯の方が対流混合域よりも1-2 g/kg 程度多く、一樣な層の厚さも対流混合層の厚さとほぼ等しい状態で発達する。その結果、図-3に示されるように海風前線帯で海風循環が発達するほど可降水量は増加することが明確に示される。

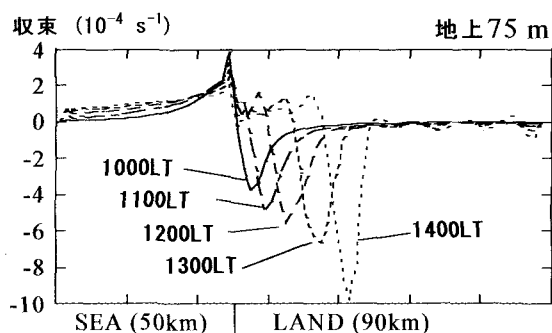


図-2 10時から14時にかけての収束の変化

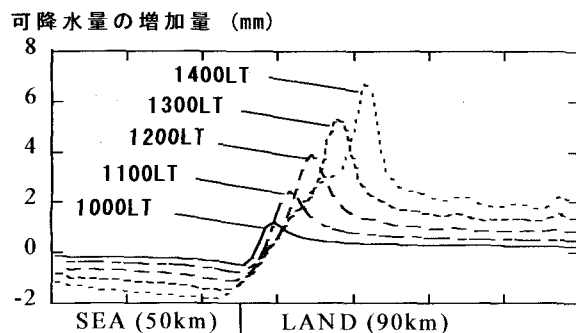


図-3 10時から14時にかけての可降水量の変化

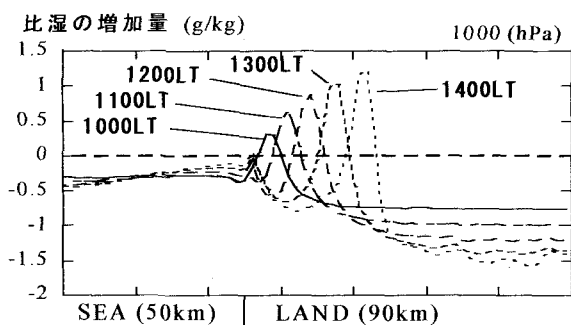


図-4 10時から14時にかけての1000hPa面における比湿の変化

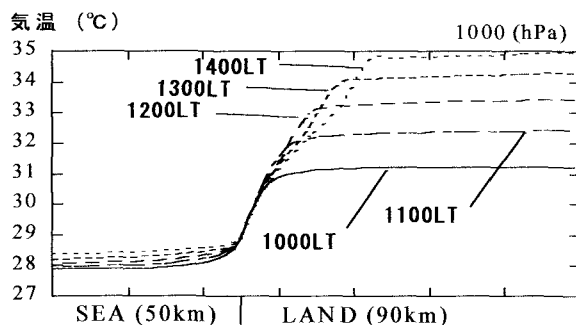


図-5 10時から14時にかけての1000hPa面における気温の変化

14時には日の出の比湿に比べて6.8mmも増加している。ここで可降水量に対する下層の各物理量の応答を調べる。図-2と図-4が示すように海風前線帯では収束と比湿のピークが存在し、可降水量の増加とともにピークの絶対値も大きくなるという明確な関係がある。逆に対流混合層内では、可降水量が増加しているが比湿は減少している。14時で2mmの可降水量の増加に対して1.5g/kgの比湿の減少がある。このことは地面からの蒸発が抑制されている状態で水蒸気量を鉛直方向に再配分した結果として比湿が減少したと考えられる。気温については可降水量のピークの地点が海風前線に位置し、その点を境に気温の水平勾配が急激に変わる(図-5)。このように海風前線帯では可降水量の増加に応じて下層の収束と比湿の増加がみられ、大気的不安定化を促進している。一方、対流混合域では気温は高いが比湿が低下しており、仮にサーマルが発生しても1km程度の規模しかないのでエントレインメント効果で安定化する可能性が高い。即ち、対流混合域で発生する積雲は寿命が短いことが予想され積乱雲には発達しにくいであろう。

次に不安定化はどのように進行するか調べてみる。一般に大気は下層の気温と比湿が大きいほど不安定化が進む。ここでは安定度の指標として自由対流高度を

導入して議論する。自由対流高度とは強制的に持ち上げた空気塊が周囲の気温よりも暖かくなって浮力を得る高度のことをいう。この高度以降は自らの浮力を得て上向きに加速することができ、中層に寒気が流入している場合には雲頂が10kmを超えるような雷雲へと発達することがある。

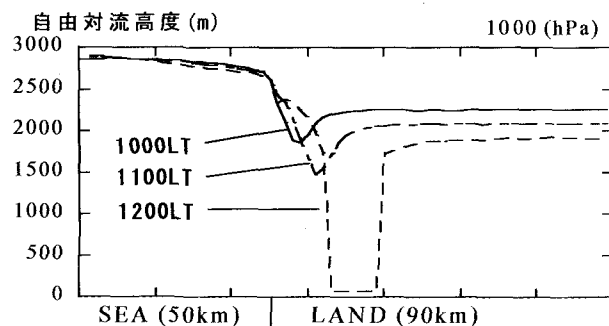


図-6 1000hPa面を基点として計算された10時から12時にかけての自由対流高度の変化

この自由対流高度は1000hPaの温度と比湿から計算される。その結果を図-6に示す。海風前線帯では可降水量の増加に従って自由対流高度の低下が著しいことがわ

かる。最初3000m付近にあった自由対流高度は10時には1850mまで低下し、11時には1460mまで低下する。自由対流高度はこの段階で1500mも低下したことになる。そして12時なると地表付近まで低下する。この状態では地表面付近を起源とする空気が海風前線帯の上昇気流によって上昇をはじめるとそれ以降強制上昇の必要はなく、自由に上昇することができる。このことは海風前線帯で空気塊の上昇運動に対して抵抗がないことを意味する。逆に対流混合域では自由対流高度が1900m程度と高いままである。その違いは気温よりも表-1に示すように比湿の差にある。12時の1000hPa面における2地点の比湿の差は2g/kg程度であるが、この程度の違いで安定度に大きな差が出てくることは熱力学的な重要な性質である。海風の構造から考えれば、水蒸気が周囲から移流してきて不安定化し、しかも上昇流が存在する海風前線帯が雷雲の発生に有利に働くと考えられる。

表-1 2地点の比湿 (g/kg)と気温(℃)の違い

12時 (1000hPa面)	比湿	気温
対流混合層 (海岸から68km)	14.8	33.4
海風前線帯 (海岸から18km)	16.8	33.0

4. 結論

本研究では太平洋高気圧の影響で発生する雷雲と密接な関係がある海風進入を数値計算で再現し、可降水量の変動が下層の水蒸気変動、さらに大気的不安定化とどのような関連があるか調べた。その結果、海風前線帯では収束域となり、水蒸気は鉛直上方に輸送される。海風循環が強くなるにつれて比湿が一様になる層も厚くなり、結果的に可降水量も増加することが確認できた。このとき海風前線帯では可降水量の増加と連動するように下層の収束や比湿も増加し、不安定化が進む。その意味で太平洋高気圧の影響で熱的に発生する雷雲を予測する場合には可降水量の変化を知るだけでなく下層の情報、特に安定度と関係する水蒸気の情報を得ることが重要である。しかし、現在、アメダス観測網の観測項目に湿度が入っていないため局地的な雷雲を予測する上で大きな障害である。このことを解決する方法として現段階ではGPS可降水量から下層の水蒸気量を推定すること¹⁷⁾が唯一の方法であるが、下層の水蒸気量が直接安定度を変化させ雷雲の発生を引き起こすことを考慮すれば湿度を直接測定することが望ましい。今後、湿度を観測項目に加えた新しいアメダスとGPS可降水量の観測と組み合わせることができれば雷雲の予測に対して有効な観測手段となるだろう。

参考文献

- 1) Fukuta, N., and T.Takahashi, 1999: The growth of atmospheric ice crystals: A summary of findings in vertical cloud tunnel studies. J. Atmos. Sci., Vol.56, pp.1963-1979.
- 2) 堀江晴男, 遠峰菊郎, 1998 : 関東地方における熱雷の発生と移動について, 天気, Vol.45, No.26.
- 3) Kuwagata, T., 1997: An analysis of summer rain showers over central Japan and its relation with the thermally induced circulation. J. Meteor. Soc. Japan., Vol.75, pp.513-527
- 4) Kuwagata, T., 1995: Daytime boundary layer. Evolution in a deep valley. Part I: Observations in Ina Valley. J. Appl. Meteor., Vol.34, pp.1082-1091
- 5) 木村富士男, 1994 : 熱的局地循環, 天気, Vol.41, pp.5-12.
- 6) 佐々木太一, 木村富士男, 2001 : GPS可降水量からみた関東付近における夏季静穏日の水蒸気量の日変動, 天気, Vol.48, pp.65-74.
- 7) 神田 学, 石田知礼, 鹿島正彦, 大石 哲, 2000 : 首都圏における局地的対流性豪雨とGPS可降水量の時間的変動－1997年8月23日の集中豪雨の事例解析－, 天気, Vol.47, pp.7-15.
- 8) Kondo, H., and K.Gambo, 1979: The effect of the mixing layer on the sea breeze circulation and diffusion of pollutants associated with land-sea breeze. J. Meteor. Soc. Japan., Vol.57, pp.560-575
- 9) Kondo, H., 1990: Numerical experiment of the “extended sea breeze” over the Kanto Plain. J. Meteor. Soc. Japan., Vol.68, pp.419-434
- 10) Kondo, J., 1971: Effect of radiative heat transfer on profiles of wind, temperature and water vapor in the atmospheric boundary. J. Meteor. Soc. Japan., Vol.49, pp.75-94
- 11) Dyers, A., and B.B.Hicks, 1970: Flux gradient relationship in the constant flux layer. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., Vol.96, pp.715-721
- 12) Kondo, J., and O.Kanechika and N.Yasuda, 1978: Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer. J. Atmos. Sci., Vol.35, pp.1012-1021.
- 13) Kondo, J., 1975: Air-Sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. Boundary Layer Meteor., Vol.9, pp.91-112.
- 14) Yamada, T, 1975: Critical Richardson Number and the ratio of the eddy transport coefficients obtained from a turbulence closure model. J. Atmos. Sci., Vol.32, pp.926-933.
- 15) Gambo, K., 1978: Notes on the turbulence closure model for atmospheric boundary layers. J. Meteor. Soc. Japan., Vol.56, pp.466-480
- 16) Blackadar, A. K., 1962: The vertical distribution of wind and turbulent exchange in neutral atmosphere. J. Geophys. Res, Vol.67, pp.3085-3102
- 17) 近藤昭彦, 1997 : 可降水量と地上水蒸気圧の関係, 水文・水資源学会誌, 10(4), pp.367-370

(2001. 10. 1受付)