

メソ対流系 (II)

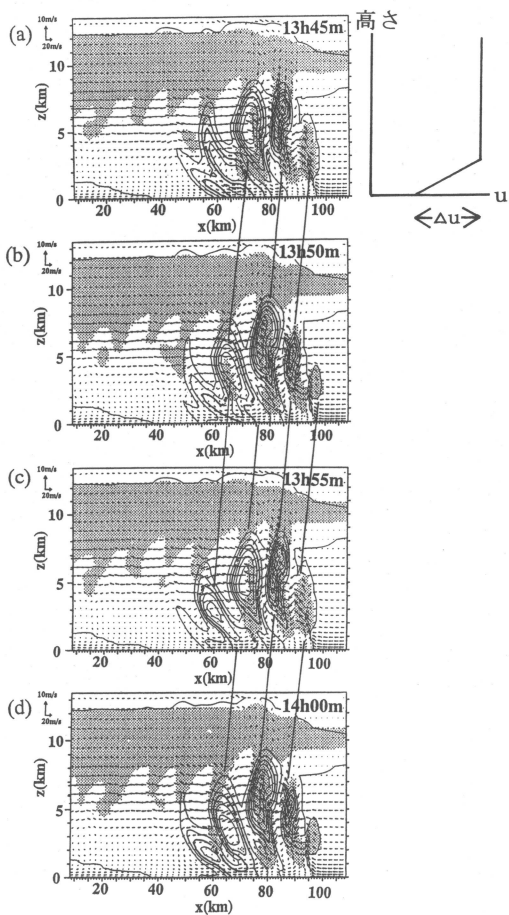
吉崎 正憲*

前回, 吉崎 (1999) において, 絶対不安定成層における対流, 条件付き不安定成層における対流, 積乱雲と雨の関係について紹介した. ここではその続きを述べる.

5. 積乱雲の組織化の要因

吉崎 (1999) の第10図cでは (群れてはいるが) 積乱雲はまだ散発的であったが, メソ対流系ではいくつかの積乱雲が群を作って組織的な構造となって長時間持続する (「組織化する」という). ところが4節で述べたように, 個々の積乱雲は大きな雲に発達しても雨ができていずれつぶれる自己破滅型である. こうした積乱雲をいかに組織化するかは大きな問題である. この節では積乱雲を組織化する要因を探ってみる.

積乱雲の活動は環境である周りの成層や風が大いにコントロールされる. 大気成層はCAPEを通して積乱雲の強さに関わることはすでに3節で述べた. ここでは, 環境 (水平) 風の鉛直シアの役割について, 2次元の理想化されたNHMの結果をもとに眺めてみる. 風の鉛直シアとは高さ方向に風の強さが変わる割合を意味する. 第11図の右上のような風の鉛直分布の場合, 地上から2.5 km までの間は風速差 (Δu) があり風の強さが高さと共に一様に変わっている, 一定の鉛直シアがあることになる. 一方, 高さ2.5 km より以上では風の強さは変わらないので鉛直シアはない. さて, 第6図の成層を用いて $\Delta u = 7.5 \text{ m/s}$ についてシミュレートした場合の降水域と流れの空間分布を第11図に示す. どの時刻に注目しても同じであるが, 右から順に発生・発達・成熟・減衰の各ステージの対流セルが並ぶのが見られる. 次に内部の個々の対流セルを追跡してその時間変化を眺めると, 対流セルは左に動きな



第11図 数値モデルでシミュレートされたマルチセルストームの内部構造とその時間変動 (Yoshizaki and Seko, 1994). 4つの時刻における雲水と雨の混合比と風の鉛直分布を示す. 直線は対流セルの動きを示す.

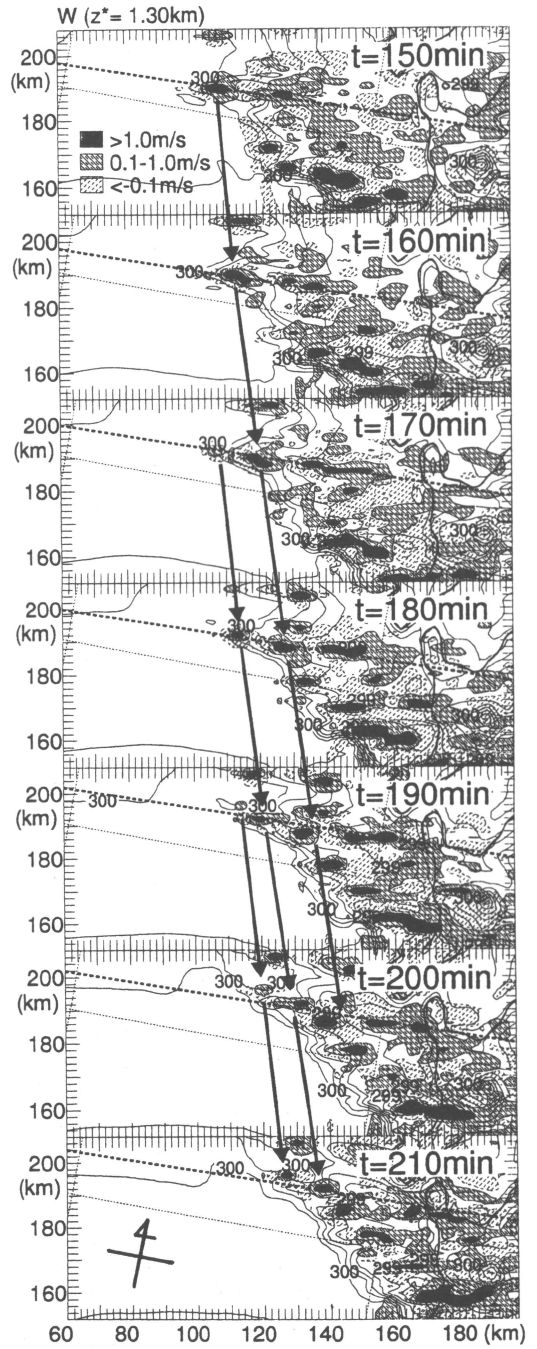
* Masanori Yoshizaki, 気象研究所予報研究部.

から、第7図で見た積乱雲のライフサイクルと同じく発生から消滅までの一生をたどるのがわかる。この降水系は自己破滅型の積乱雲を繰り返し発生させて全体としてはほとんど形を変えていない。このような降水系はマルチセル型ストームと呼ばれ、メソ対流系の対流性領域の1つの構造である。このマルチセルストームは内部の古い積乱雲からの冷気外出流が環境の風と相互作用することによって維持される。したがって、第10図cと同様に、この場合は雨水の蒸発による寒気の形成も重要である。

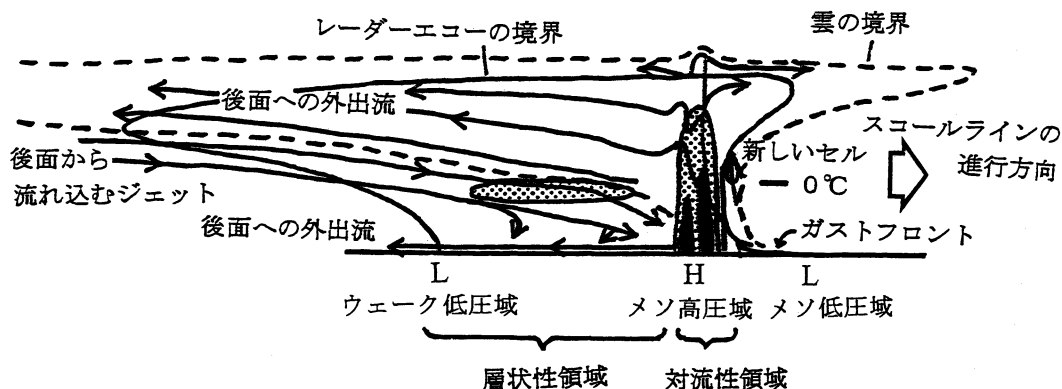
風の鉛直分布の形を変えないで鉛直シアの大きさ(Δu)だけを変えるとどうなるだろうか？例えば $\Delta u=20$ m/sと大きくすると、現れる対流セルは1あるいは2個と少なくなり、対流セルの寿命も長くなる。一方、 Δu を小さくすると組織化した降水系ができにくくなる(第10図cは $\Delta u=0$ の場合に相当する)。このように、一般に風の鉛直シアが大きいほどメソ対流系は組織化する傾向にある。

また、積乱雲の組織化に関して、より大きなスケールの擾乱、不連続線—寒冷前線、局地前線、海風前線などが重要である。これらはメソスケールの収束場を下層に作ったり大きな鉛直シアの風場を作ったりして、積乱雲を次々に発生させる環境を提供する。こうした中で古い積乱雲からの冷気外出流の形成が雲の組織化を行うこともあるが、暖候期に日本付近で起こるメソ対流系の中には必ずしも雨水の蒸発が顕著でないこともある。そうした例として、3次元のNHMで梅雨前線上に再現されたマルチセルストームを第12図に示す(Kato, 1998)。この時に梅雨前線が北西から南東にあって、その西端で積乱雲が繰り返し発生して東に動きながら発達した。この場合、降水域の地上付近における温位の変動は小さくて、雨水の蒸発が大きくないことを示している。この維持機構を見ると、梅雨前線では下層が湿潤で積乱雲が作る冷気外出流は弱く、より大きいスケールの梅雨前線の収束の方が重要となっている。このような組織化したマルチセルストームは梅雨期の集中豪雨の一つの型である。

このように、積乱雲を組織化する要因として、積乱雲自ら冷気外出流を作る“内因”とより大きいスケールの環境の風や成層、収束場など“外因”があげられる。これらが相互作用して、さまざまな形態のメソ対流系を作り出すのである。



第12図 水平格子2 kmの3次元数値モデルで再現した梅雨前線上のマルチセルストームの、高さ1.3 kmにおける鉛直流と地上付近の温位の10分ごとの水平分布(Kato, 1998)。矢印は対流セルの動きを示す。等値線は温位であり、0.25 K 毎に引いてある。



第13図 スコールラインの模式的な鉛直断面図 (Houze *et al.*, 1989から作図)。システムは左から右に進行している。実線はレーダーエコーの境界、破線は雲の境界、影をつけた部分および黒塗りの部分はレーダー反射因子が強い部分を表す。矢印のついた実線は流れを表す。地上のHとLはそれぞれ相対的な高圧域と低圧域を表す。

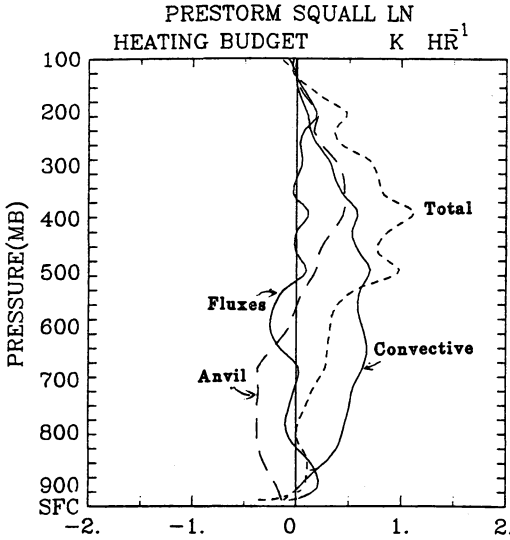
6. スコールラインーメソ対流系の1形態

今までは雲物理としてもっぱら水蒸気と液相の水とのやりとりだけを考えてきた。しかし、実際には0°C以下の温度になるといろいろな形と密度を持つ水一雪やあられやひょうなどが発現する(冷たい雨)。これらは異なる落下速度や成長率を持ち、成長する環境も異なっている。あられやひょうは激しい対流の中で、雪は穏やかな雲の中でできやすい。雨水に多様な氷の降水粒子が加わるにより、対流性の降水(土砂降りの雨や地上に打ちつけるひょうなど)と広く穏やかに降る降水(静かに降る雪やシトシト降る地雨など)などいろいろな降水パターンとなる。さまざまな降水粒子の存在もメソ対流系の形態を多彩なものにしている。メソ対流系は少なくとも二通りの降水パターンを併せ持つ。ここではその典型として、スコールラインの構造を眺めてみよう。

スコールラインは長さ数十～数百 kmの線状に並ぶ対流性の降水域(対流性領域)をもち、成熟期にはその後面に層状性の降水域(層状性領域)を持つ。ここでは、鉛直シアに直交する方向にラインを持ち早く動く降水系をスコールラインと呼んでいる。中には対流圏内のまわりの風よりも早く動くこともある。一方、第12図におけるマルチセルストームは同じような線状構造であるが、まわりの風の鉛直シアに平行な方向にバンドが並ぶことが多くバンドの直交する方向への移動も小さく、非スコールライン型と分類される。

成熟期のスコールラインの直交する方向に見た概念図を第13図に示す。対流性領域と層状性領域では独自

の特徴を持ち、レーダーエコー(降水)、流れ、加熱・冷却などについて異なる鉛直構造を持つ。まずレーダーエコー分布を眺めると、対流性領域ではあられやひょうや雨水による強エコー域があるのに対して、層状性領域では温度0度付近の高さに水平に一樣に広がった強いエコー域(ブライトバンド)が見られる。ブライトバンドは上空には雪があり温度0度付近で融けて雨水になることを示す。地上における降水量を見ると、降水強度は対流性領域では非常に大きい、降水の広がり層状性領域が大きいため、層状性降水はスコールライン全体の降水量に対して25～50%を占めるといわれる。次に流れのパターンを見ると、対流性領域では対流スケールの激しい鉛直流が目立つ。一方、層状性領域では上層には上昇しながら後面への外出流、中層には後面から下降しながら流れ込むジェット、下層では後面への外出流という3層構造が見られる。最後に、NHMによって再現したスコールラインをもとに加熱の鉛直分布を見てみる(第14図)。対流性領域では最下層に雨水の蒸発による弱い冷却があるが、全体として強い加熱が見られる。一方、層状性領域では上層で雪の雲水あるいは水蒸気からの成長により加熱があり、融解層付近から下では雪の融解および雨水の蒸発により冷却がある。スコールライン全体の加熱分布はこうした二つの領域の加熱分布の和で主に表されて、対流圏上部に加熱のピークを持つ形になることが多い。



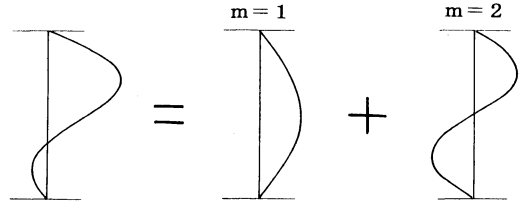
第14図 3次元数値モデルで再現した中緯度スコールラインの加熱の鉛直分布 (Tao *et al.*, 1993). “Convective”は対流性領域, “Anvil”は層状性領域, “Fluxes”は全領域による鉛直乱流フラックス収束, “Total”は全領域における加熱分布を示す.

7. まわりの場における内部重力波の役割

集中豪雨は、激しい雨が数時間以上同じような場所に降り続けるために起こる。水蒸気が相変化して雨になるために、そこでは大量の熱が大気に放出される。例えば、1時間当たり50 mm もの雨が降り続けると、厚さ10 km の密度 1 kg/m^3 の大気では1時間あたり12度以上の割合で加熱される計算になる。3時間以上もこの強さの雨が続けると、40度近く大気温度は上がる(はずである)。しかし、こうした雲の中に飛行機が間違えて突入したとしても、乱気流に会ったという話は聞けどもやけどしたという話は聞かない。大気に放出されたはずの熱は一体どこに消えるのだろうか？

この問題を考える時に、今まではメソ対流系の内部だけを見てきたが、そのまわりの場に注目する必要がある。まわりは安定成層した領域であって、そこは内部重力波の世界となる。この節では、メソ対流系の活動に応じてまわりが内部重力波によっていかなる応答をするか眺めてみよう。

簡単のために、まわりの静止した大気は2次元で上下にふたがある中で安定成層して水平に一樣に広がっているとす。プラントバイサラ数 N は一定と仮定する。そうした中でメソ対流系の加熱 Q がある場合、



第15図 メソ対流系の加熱の鉛直分布。鉛直モード $m=1$ と $m=2$ の2つのモードからなる場合を示す。

まわりの大気の運動を記述する(線型化した)支配方程式系は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} \tag{7.1}$$

$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + b' \tag{7.2}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{7.3}$$

$$\frac{\partial b'}{\partial t} + wN^2 = Q \tag{7.4}$$

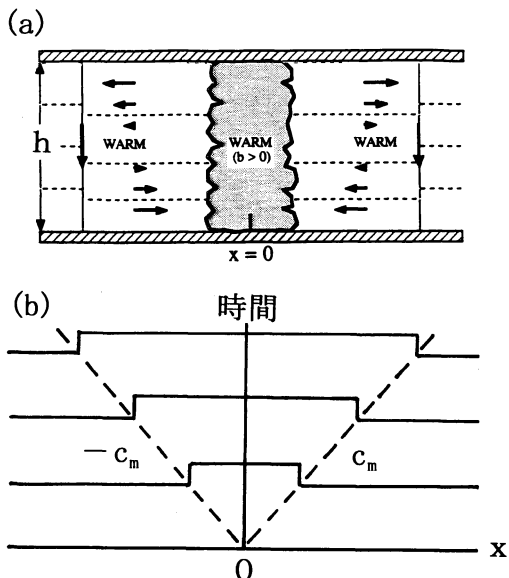
となる。ここで b' は $g\theta'/\theta_0$ で浮力を表す。これらは(0-6.8), (0-6.10), (0-6.6), (0-6.22)から導出したが、(7.2)は静水圧の近似から左辺が0になっている。

ここでは、メソ対流系がある狭い領域である時刻に突然発生して以後同じ強さの対流活動が持続すると仮定する。対流活動による加熱の鉛直分布は一般に第15図左のような形で与えられるが、(お互い直交する)鉛直モード (m) に分けるとどのような分布でもいくつかの鉛直モードの組み合わせで表現できる。この場合は $m=1$ と $m=2$ の2つの組み合わせである。また加熱の時間変化は、ステップ関数 $H(t)$ ($t < 0$ では0で、 $t > 0$ では1)とする。さらに、 x 方向の水平分布は簡単にデルタ関数 $\delta(x)$ ($x=0$ では無限で、 $x \neq 0$ で0)とする。そうすると、ある m について Q の形は

$$Q(x, z, t) = Q_0 \delta(x) H(t) \sin\left(\frac{m\pi z}{h}\right) \tag{7.5}$$

となる。

さて、(7.5)のような加熱がある場合に(7.1)~(7.4)の微分方程式を解くと、 b' に関する解は、



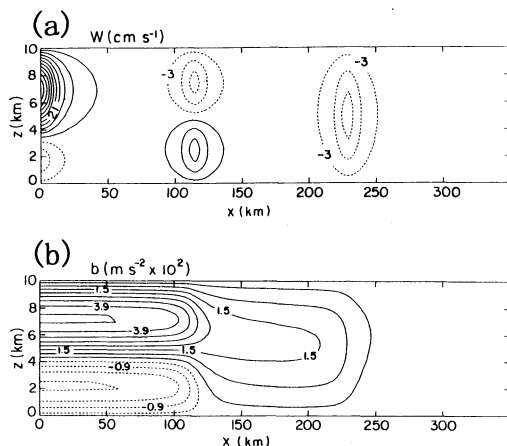
第16図 (a) 一様に成層した大気における局在した加熱に対する応答 (Bretherton, 1993). (b) 中層における浮力 b' の水平-時間断面図. 破線は境界が c_m の速度で動くことを示す.

$$b'(x, z, t) = Q_0 H(c_m t - |x|) \sin\left(\frac{m\pi z}{h}\right) \quad (7.6)$$

となる。ここで $c_m = Nh/m\pi$ である。例えば $h = 10$ km, $N = 0.01\text{s}^{-1}$ とすると, $m = 1$ の場合の大きさは約 32 m/s である。

$m = 1$ の加熱だけを与えた場合のある時刻 ($t > 0$) における流れと温度の分布を第16図 a に示す (Bretherton, 1993). 対称であるから, 以下は加熱域の右側だけに注目する。下降流の左側では昇温して水平風もあって, 加熱の影響が見られる。一方, 下降流の右側では運動も昇温もないもとの場のままである。中層における b' の時間変化を見ると (第16図 b), 境界は c_m の速度で外側に広がっている。この速度は内部重力波の水平方向の速度であって, 内部重力波が加熱の影響を外へ伝えていることが分かる。ここで注目すべきは, 昇温域が時間とともに広がっていることである。つまり, メソ対流系で降雨が持続してもその熱はそこに留まらないで内部重力波によって外に広がってゆくのである。このため加熱域自体の昇温は頭打ちになり, 雲の中でやけどする心配はないことになる。

スクールラインのように対流性領域と層状性領域が



第17図 上下にふたのある場合の2つの鉛直モードを持つ加熱分布に対する大気の応答 (Nicholls *et al.*, 1991). (a) 鉛直流, (b) 浮力 b' .

共存する場合を考えてみよう。加熱の鉛直分布は, 第14図をもとに大ざっぱに対流性領域は $m = 1$, 層状性領域は $m = 2$ の組み合わせと考えることができる。この場合 $m = 1$ と $m = 2$ の鉛直モードを持つ内部重力波がそれぞれ同時に励起されて, それぞれの振る舞いをする。第17図は, ガウス分布をした水平分布の加熱を与えてしばらくした時刻における鉛直流と浮力の分布である。先行して見えるのは, 早く伝わる $m = 1$ の内部重力波による大気応答パターンである。先端に下降流が見られ, その後ろには暖域が残る。次に遅れて見えるのは, $m = 2$ の内部重力波による大気応答パターンである。鉛直流を見ると, 先端に下半分では上昇流, 上半分では下降流という構造ができる。一方, 浮力に関しては下半分では冷たくて上半分では暖かい分布となる。

第17図から, $x = 0$ 付近のメソ対流系の加熱によっていろいろな鉛直モードを持つ内部重力波を励起してそれがまわりに大気応答パターンを作ることはいわかった。これが, 今まで雲がない領域にどのような影響を及ぼすか (例えば, 新たな雲を引き起こすか?) 下層の大気に注目してみよう。まず $m = 1$ について見ると, 先端の下降流の通過のために下層大気は安定化して新たな雲はできそうにない。ところが, $m = 2$ では下層では上昇流が通過するために冷却されて大気は不安定になる。これによって下層が十分湿潤であれば新たな雲が発生する可能性がでてくる。遠方に積乱雲を発生させる機構として, 最近メソ対流系が第15図のよ

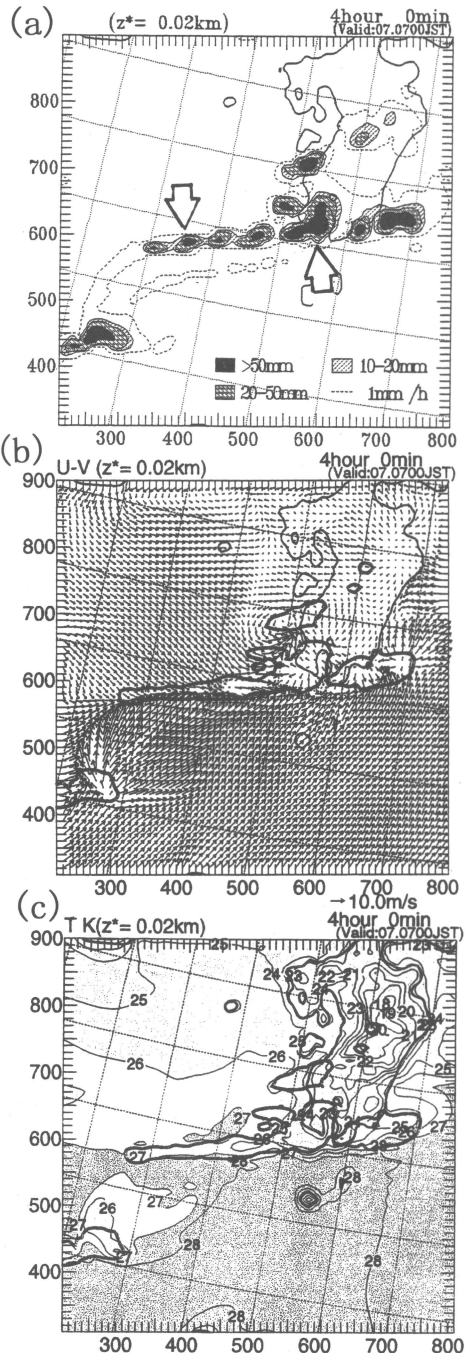
うな加熱の鉛直分布を持つことと鉛直モード $m=2$ の内部重力波の励起が注目を集めている。

今まではメソ対流系の活動が地球の自転が効く時間に比べて短いと仮定して、コリオリ力の効果は考えなかった。ところが、対流活動がもっと大規模で地球の自転が効くほど長時間になると、コリオリ力の効果も重要となる。この場合、内部重力波が昇温域を広げるほかに加熱の一部はその大気の温度を時間と共に昇温させるように働く。こうして発達する擾乱として台風がある。台風は長時間持続する対流活動によって、内部で昇温してそれとともに地衡風の渦運動が強化される。詳細は他の本に譲る。

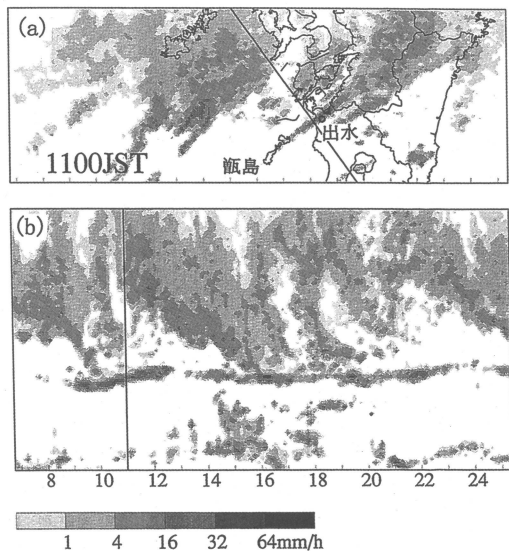
8. 梅雨期のメソ対流系に関する最近の研究

梅雨期のメソ対流系のトピックとして、ここでは2つの話題を取り上げる。まず、第2図で矢印で示したクラウドクラスターについて、NHMによる数値実験(水平格子間隔10 km)の結果を紹介する(Seko *et al.*, 1998)。第18図は、約30 kmの水平格子間隔を持つ気象庁ルーチンモデルの領域スペクトルモデル(Regional Spectral Model; 略してRSM)から求めた計算値をNHMの初期値や境界値に用いたものである。東西に並んだ降水系に注目すると、いくつかの強い降水域が並ぶ様子は南西端の降水域を除いて観測されたものとよく対応する。また、降水域における地上付近の流れや温度の分布を詳しく見ると、東側(鹿児島県付近)では冷たく発散する流れがある。これは、第11図のように雨水の蒸発による冷気外出流と考えられる。一方、西側(海上)の降水域では大規模な収束だけがあり、そこには特に寒気の固まりやそれに伴う発散は見られない。この場合、第12図のようにより大きな場の収束が重要といえる。このように、梅雨前線上の対流活動に2通りの積乱雲の組織化が見られたことは非常に面白い。しかしながら、これが実際に起こったかどうかは、残念ながら海上の観測がなかったのでわからない。

次に、1997年7月9日から10日にかけて鹿児島県北西部において発生した豪雨(出水豪雨)を取り上げる。この豪雨によって10日午前1時頃に出水市で土石流が発生して、21名もの死者が出た。この時の天気図を見ると、梅雨前線は九州北部にあって、鹿児島県付近は湿った南西風が卓越した。9日11時における降水分布を第19図aに示す(加藤ほか, 1999)。細くて顕著なバンド状の降水域が甕島から出水市の方向に見られた。バンドに直交する降水の時系列を見ると(第19図b)、



第18図 1996年7月7日に南九州で見られたクラウドクラスターをNHMでシミュレートした場合の(a)降水、(b)地上風、(c)温度の水平分布(Seko *et al.*, 1998)。この場合、RSMから求めた計算値をNHMの初期値や境界値に用いた。



第19図 出水豪雨におけるレーダーから見た降雨の (a) 1997年7月9日11日本時の水平分布と (b) 時間-水平断面図 (加藤ほか, 1999). (b) の縦軸は (a) の直線に対応する水平座標に対応する。

このバンドは長い間持続したのがわかる。しかし、その北側にはより大きなスケールの降水域が西から東へ移動するのが見られた。そして、大きなスケールの降水域が甕島-出水市のバンドにぶつかる時によりバンドの降水は強くなった。したがって、甕島-出水市のバンドは甕島がトリガーとなって地形性降水を作り、より大きな擾乱と相互作用したように見える。

さて出水豪雨の発生・維持について、NHMを用いた2つの数値モデルによる再現実験の結果を眺めてみる。まず第20図aは、水平格子間隔2 kmのNHMにより、RSMのデータをNHMの初期値と境界値に用いて計算したものである(加藤ほか, 1999)。甕島から北東にかけて強い降水域が再現された。しかし、降水域としては幅広く、強いバンドの位置も甕島-出水市のラインからわずかに東にずれていた。このずれは時間とともに大きくなった(図略)。

別の(水平格子間隔1 km)のNHMの計算結果を第20図bに示す(金田ほか, 1999)。この場合、鹿児島の高層観測データを初期値として水平方向に一樣に与えて、水平境界条件はオープン(領域内部からの内部重力波が外に自由に出れるような条件)とした。甕島の風下側に収束域ができて、出水市付近に強い降水域が発生した。この場合、時間がたっても収束域は甕島-出

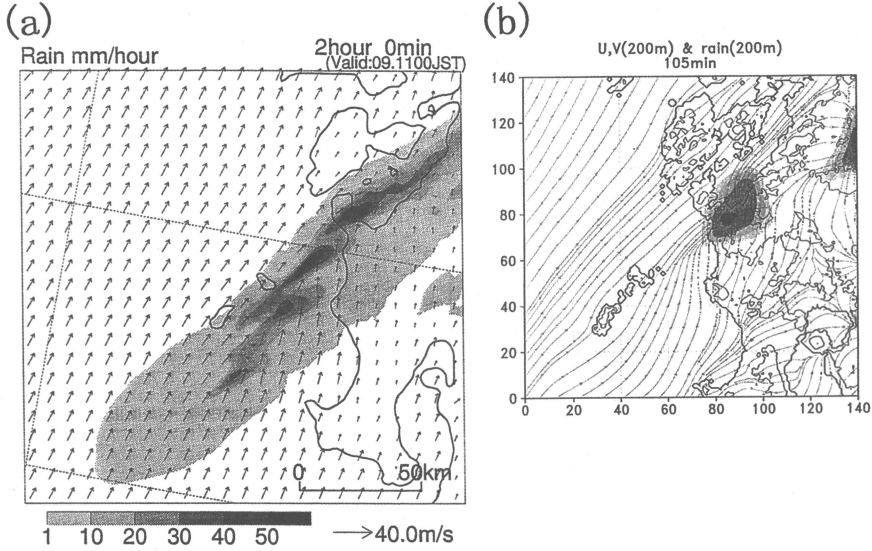
水市のライン上にあり、甕島による地形性のものといえる。しかし、降水域は丸い形であって線状にはならなかった。

2つの数値実験において大きな違いが見られるのは、モデルから甕島を取り除いて計算した場合である(図略)。加藤ほかの場合は甕島がある場合と結果はそう変わらなかった。したがって、出水豪雨の発生には大きな擾乱が重要ということになる。それに対して、金田ほかの場合は甕島の北東側に収束域がなくなり地形性降水は発現しなかった。この場合は甕島の地形が出水豪雨の発生に重要ということになる。両者の違いは、もっぱら初期値と水平境界条件の扱い方の違いによる。第20図aのようにRSMの計算値をNHMの初期値と境界値として使うと、NHMの内部の収束・分散の大きな場はほとんどRSMによって決まってしまう。一方、第20図bのような設定では、計算領域内部の(地形や山岳など)強制が最初の対流を引き起こし、地形性降水を作りやすい。現在のところ、出水豪雨の発生のメカニズムとして、甕島の地形と大きいスケールの擾乱のいずれが重要なのかはまだ決着はついていない。今後、計算領域をもっと大きくして、RSMの境界からの影響を小さくして甕島の地形効果が際立つようにして計算し直す必要がある。

ともあれ、2つの事例に関する数値実験から、降水現象を理解する上でNHMは大きなポテンシャルを持つことが明らかになった。しかし、NHMにはまだ問題が多くあり、より良い物理過程の導入、初期値化法・観測データの同化法や効率よい計算法などの開発が今後必要である。また、NHMに正しい環境場を与えるためにはRSMの精度を上げなければならない。さらにこうした数値モデルの改良と並行して、NHMの出力の比較・検証のために、メソ現象を検出できる観測測器の充実とともにメソ対流系の詳細な観測も必要である。その1つの試みとして、1999年の6~7月には南九州において、ドップラーレーダー、境界層レーダー、高層ゾンデなどの地上観測ネットと航空機観測を組み合わせた大がかりな特別観測(X-BAIU-99)が行われた。

9. まとめ

この稿では、積乱雲やメソ対流系の物理を理解するために、絶対および条件付き不安定な成層における対流、積乱雲と雨との関係、積乱雲の組織化の要因などを眺めてきた。その中で、大気中に水蒸気が含まれる



第20図 1997年7月の出水豪雨に関して3次元NHMによって再現された流れと降水の水平分布。(a)では、NHMの水平格子間隔は2kmでRSMのデータをNHMの初期値と境界値に用いた(加藤ほか, 1999)。(b)では、鹿児島の高層観測データを初期値として水平方向に一樣に与えて、水平境界条件はオープンとした(金田ほか, 1999)。

ための2つの中立な温度勾配, 条件付き不安定成層の存在およびそれによる不安定エネルギーの蓄積, 雲水から雨水への急速な成長, 落下する雨水の役割, 降水の蒸発による冷気外出流の形成, その環境風との相互作用などによる積乱雲の組織化, まわりの大気における内部重力波の役割など, メソ対流系の中にある自然の巧妙さを述べてきた。さらにスコールラインの構造や梅雨期に見られるメソ対流系についても紹介した。

これまでの研究によって, メソ対流系の基礎的概念はかなり理解されてきた。しかしながら, メソ対流系のすべてが解明されたわけではなく, 特に日本付近におけるメソ対流系の実態や発生・発達のメカニズムに関してまだよく分かっていない。したがって, メソ対流系に伴う集中豪雨雪のような防災のための予測は今なお難しい問題である。そのために, メソ対流系およびそのまわりの擾乱に関する観測・解析・数値実験などの研究をさらに発展させる必要がある。

メソ対流系は大雨, あられ, ひょう, 雷, 突風, 竜巻やダウンバーストなどの激しい小規模現象をもたらす。これらは人間が直接体験できる気象の中で非常にインパクトのあるものであって, 古人にとっては風神や雷神のなせる技であった(第21図)。この稿では, 激しい小規模現象を含めた降水をもたらすメソ現象では



第21図 メソ対流系のまとめ。

水蒸気および雨水がエッセンスであると強調した。まとめとして, 在原業平の和歌「世の中にたえて桜のなかりせば春の心はのどけからまし」を第21図の中の和歌のようにパロって見たが, その心をはたして理解してもらえただろうか?

ここで記述した事柄はメソ対流系を理解するための入門的なもので, 取り上げた内容の多くはすでにいろいろな教科書や解説書で紹介されたものである。さら

に詳しく勉強したい人は、「一般気象学(第2版)」(小倉, 1999), 「大気対流の科学」(浅井, 1983), 「メソ気象の基礎理論」(小倉, 1997), 「Cloud Dynamics」(Houze, 1993) などを読むことをお薦めする。

謝 辞

この原稿をまとめるに当たって, 別所康太郎, 加藤輝之, 瀬古 弘(気象研) および金田昌樹(気象庁)の各氏には図の作成をお願いして, 多くのコメントをいただいた。また在原業平氏や俵屋宗達氏には作品をパロディーとして使わせていただいた。心より感謝したい。

参 考 文 献

- 浅井富雄, 1983: 大気対流の科学, 東京堂出版, 220pp.
 Bretherton, C. S., 1993: The nature of adjustment in cumulus cloud fields. In "The Representation of Cumulus Convection in Numerical Models" edited by K. A. Emanuel and D. J. Raymond, Meteor. Monog., 24, 63-74.
 Houze, R. A. Jr., S. A. Rutledge, M. I. Biggerstaff and B. F. Smull, 1989: Interpretation of Doppler weather-radar displays in midlatitude mesoscale convective systems, Bull. Amer. Meteor. Soc., 70, 608-619.
 Houze, R. A. Jr., 1993: Cloud Dynamics, Academic Press, 570pp.
 金田昌樹, 三隅良平, 千葉 長, 1999: 1997年7月に発生した出水市の集中豪雨についての数値実験, 日本気象学会1999年秋季大会予稿集, 136

- Kato, T., 1998: Numerical simulation of the band-shaped torrential rain observed over southern Kyushu, Japan on 1 August 1993, J. Meteor. Soc. Japan, 76, 97-128.
 加藤輝之, X-BAIU98観測グループ, 1999: 線状構造を持ったメソ対流系が引き起こす集中豪雨, 日本気象学会1999年春季大会予稿集, 33.
 Nicholls, M. E., R. A. Pielke and W. R. Cotton, 1991: Thermally forced gravity waves in an atmosphere at rest, J. Atmos. Sci., 48, 1869-1884.
 小倉義光, 1997: メソ気象の基礎理論, 東京大学出版会, 215pp.
 小倉義光, 1999: 一般気象学(第2版), 東京大学出版会, 314pp.
 Seko, H., T. Kato, K. Saito, K. Kurihara, M. Yoshizaki, K. Mori and Members of Torrential Rain Experiment, 1998: A precipitation system in the Baiu front observed over the southern Kyushu, Japan on 7 July 1996. Prep. 12th. Conf. Num. Wea. Pred., Phoenix, Arizona, Amer. Meteor. Soc., 89-90.,
 Tao, W.-K., J. Simpson, C.-H. Sui, B. Ferrier, S. Lang, J. Scala, M.-D. Chou, and K. Pickering, 1993: Heating, moisture, and water budgets of tropical and midlatitude squall lines; Comparisons and sensitivity to longwave radiation, J. Atmos. Sci., 50, 673-690.
 Yoshizaki, M. and H. Seko, 1994: A retrieval of thermodynamic and micro-physical variables by using wind data in simulated multi-cellular convective storms, J. Meteor. Soc. Japan, 72, 31-42.
 吉崎正憲, 1999: メソ対流系(I), 天気, 46, 783-790.



一 覧 表

教官(岡山大学理学部地球科学科)の公募	830
「第41回科学技術映像祭」参加作品募集	858