

梅雨前線と豪雨

二宮 洸 三*

1. はしがき

多くの研究にもかかわらず、降水現象については未解決の問題が数多く残されている。例えば、地球の降水量の限界値が日降水量約2000 mm, 時間降水量約300 mmである理由すらもまだ明確に説明されていない。

梅雨前線と豪雨についても、多くの研究成果があるものの未解決の問題も多く、それらを十分に議論するには数百ページの総合報告でも不足であろう。

限られた「天気教室」の頁数のなかで、「梅雨前線と豪雨」の問題の全部を紹介することは、不可能であるので、2, 3のトピックスを拾い上げて議論する。

なお、本文中で使われる幾つかの気象用語については「補足：用語解説」でまとめて説明を加えることにした。これは、本文中で一つ一つ注釈をつけて冗長にしないための工夫である。

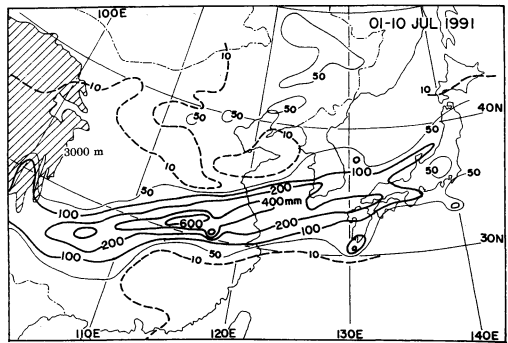
2. 梅雨の多種スケール階層的構造

地球大気中には、様々なスケールと独自の性質を持つ擾乱が同時に発生し、相互に影響を及ぼしつつ現実に見られる大気の状態とその変化を生み出している。梅雨も、この様な多種スケール階層的構造の観点に立って理解しなければならない。

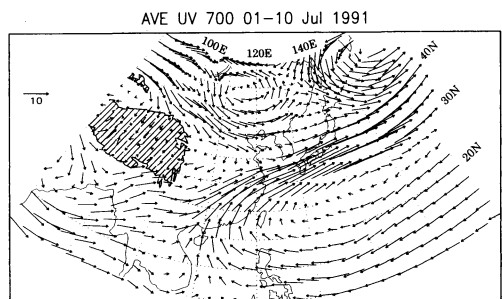
2.1 大規模場の状況

まず大スケールの状況から観察を始めよう。第1図は1991年7月1～10日の10日間降水量の分布図である。この期間、中国長江流域では記録的な豪雨が発生し、降水極大ゾーンは中国から西日本に伸びており、梅雨期の典型的な降水分布を示している。

以下ECMWF再解析データ¹⁾(緯度経度2.5°格子データ)により解析した結果の一部をかかげる。第2



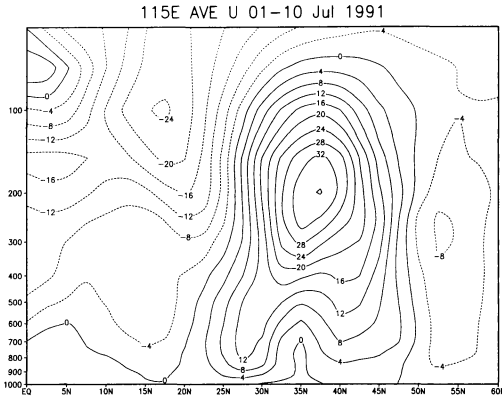
第1図 1991年7月1～10日の10日間降水量分布(単位: mm). 東シナ海上の雨量はTBB分布を考慮し、陸上の降水量データから補内した。



第2図 1991年7月1～10日の10日間平均700 hPa面風速分布(単位: m/s, 図左上の単位矢印参照). 斜線域は高度3000 m以上の領域を示す。

図は同期間の700 hPa風速分布であり、第3図は東経115°の西風成分の南北-高度断面図である。南シナ海上のモンスーントラフ²⁾域における、モンスーン西風と太平洋亜熱帯高気圧南縁の東風との合流収束、それに伴う南風の著しい強化、太平洋亜熱帯高気圧の西～北西縁を巡る下層ジェット流(梅雨下層ジェット流)、

* Kouzou Ninomiya, 東京大学気候システム研究センター。



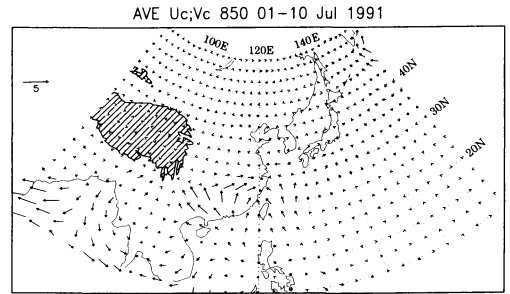
第3図 1991年7月1～10日の10日間平均西風成分の東経115°南北-高度断面図(単位：m/s).

～北緯45°の極前線帯に対応する偏西風帯(その上空約400 hPaにポーラージェット流がある)、及び、北緯45～60°の2つのカットオフ低気圧(切離低気圧)³⁾と1つのブロッキングリッジ(ブロッキング高気圧)³⁾が見られる。なお、亜熱帯ジェット流は北緯37°にある。

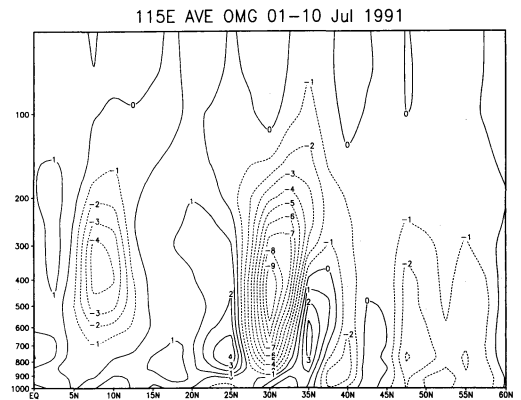
さて、アジアモンスーンや梅雨の状況は年々同じではない。1991年は太平洋、インド洋には大きな海面水温の偏差は見られない年である。また、この年はインドモンスーン西風や太平洋亜熱帯高気圧の東西変動が大きく、中国長江流域の豪雨が発生した事等によって特徴づけられる。このような、年々変動に着目する研究も大切であるが、本解説の主題ではない。そして、年々変動はあるけれども、第1～3図に見られる大規模循環場の様相は、程度の差はあっても、多くの年の梅雨最盛期に共通して見られるものである。

これまで、多くの研究が、太平洋亜熱帯高気圧の西～北西縁における梅雨期豪雨の発生を指摘している。850 hPa面の加速度項⁴⁾($du/dt, dv/dt$)から得られた非地衡風速⁴⁾($u_a, v_a; du/dt = fv_a, dv/dt = -fu_a$)の10日間平均値を第4図に示した。明らかに亜熱帯高気圧の西～北西縁における大きな加速度場に関連して大きな非地衡風速があらわれ、梅雨前線帯に向かって収束している。この事実からも、太平洋亜熱帯高気圧の梅雨前線に対する影響過程の一部が理解される。従って太平洋亜熱帯高気圧の季節的变化、及び、季節内変動が梅雨前線豪雨の発生場所と量に強い影響を及ぼすことになる。

次に第2図の中高緯度帯の循環に注目したい。梅雨最盛期の循環場の特徴の一つとして、ベーリング海上



第4図 850 hPa面の加速度から求めた非地衡風速(単位：m/s, 図左上の単位矢印参照)。1991年7月1～10日の10日間平均。

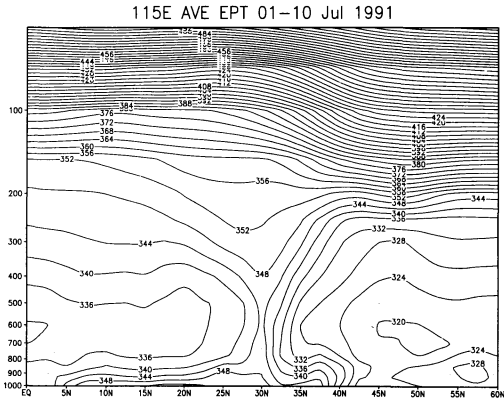


第5図 1991年7月1～10日の10日間平均上昇流 ω の115°南北-高度断面図(単位：hPa/h)。

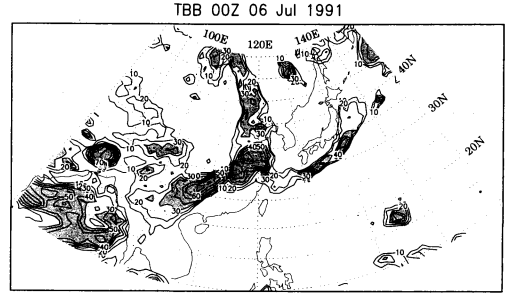
のカットオフ低気圧の定常的な存在があげられる。多くのケースでは、その西側にブロッキングリッジが、更にその西側には他のカットオフ低気圧が発達する。そして、東進する短波長の擾乱がこのカットオフ低気圧の縁に沿って南下し梅雨前線帯に接近し影響を及ぼす。

したがって、大陸上のカットオフ低気圧の位置と強さは梅雨前線の活動と密接な関係をもつ。この期間では、カットオフ低気圧は北緯48°、東経115°付近に位置し、南下する短波長の擾乱は長江流域上の梅雨前線に影響を及ぼしていた。その影響は、相当温位のディファレンシャルアドベクション⁵⁾解析(3.3節参照)や ω 方程式の Q ベクトル解析⁶⁾によって明瞭に示される(図は省略)。

第5図は、東経115°における、10日平均した上昇流(ω)の緯度-高度断面図であり、～北緯30°に集中した



第6図 1991年7月1～10日の10日間平均相当温位 θ_e の東経115°南北-高度断面図 (単位: K).



第7図 1991年7月6日0時 (UTC: 協定世界時) の雲頂相当黒体温度 (TBB: 単位°C) 分布. マイナス符合を除いて図示.

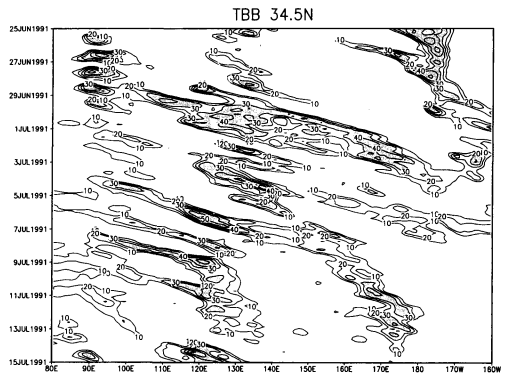
上昇流のゾーンが見られ、その北側と南側に沿って下降流ゾーンが見られる。水蒸気収支解析で得られた大きな水蒸気シンク (降水) ゾーンはこの上昇流のゾーンに対応している (図は省略)。第6図は、東経115°における、10日平均した相当温位 (θ_e) の緯度-高度断面図であり、北緯30°付近に集中した上昇流ゾーン (前線帯) では、湿潤中立成層が維持されている。

これらの観測的事実は、大規模～総観規模の循環システムが降水ゾーンを形成維持し、メソスケールの降水システムを発達させると同時的にメソスケールの降水システムが凝結熱 (潜熱) 放出などの熱力学的効果を通じて降雨ゾーンの循環を強め、かつ、相当温位のディファレンシャルアドベクションによる成層不安定化に対抗して成層の不安定を解消し豪雨ゾーンの湿潤中立成層を維持していることを示している。

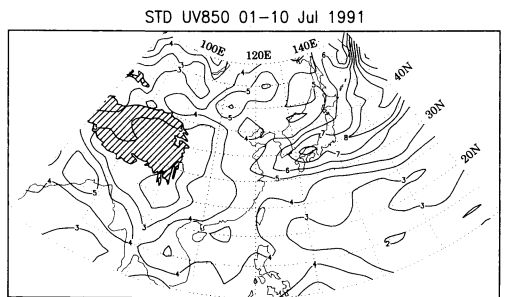
2.2 総観～メソ α スケール⁷⁾ の状況

第7図は1991年7月6日0時 (UTC: 協定世界時) の雲頂相当黒体温度 (TBB) の分布図である。中緯度を東進する総観規模擾乱の雲システムを先頭に西に連なるメソ α スケール擾乱 (雲クラスター) のファミリーの存在が明瞭にみられる。

第8図は6月25日～7月15日の期間の TBB の北緯 34.5° における時間経度断面図であり、多くの雲クラスターの東進が確認される。これらの雲クラスターの多くは対流圏中下層の低気圧性循環システムとしても検出される (渦度の北緯35°における時間経度断面図は省略)。これらのうち、東経130°を1日及び6日に通過した雲システムは中緯度の擾乱に伴っており、他の短波長 (短周期) の雲システムは梅雨前線のメソ α スケール



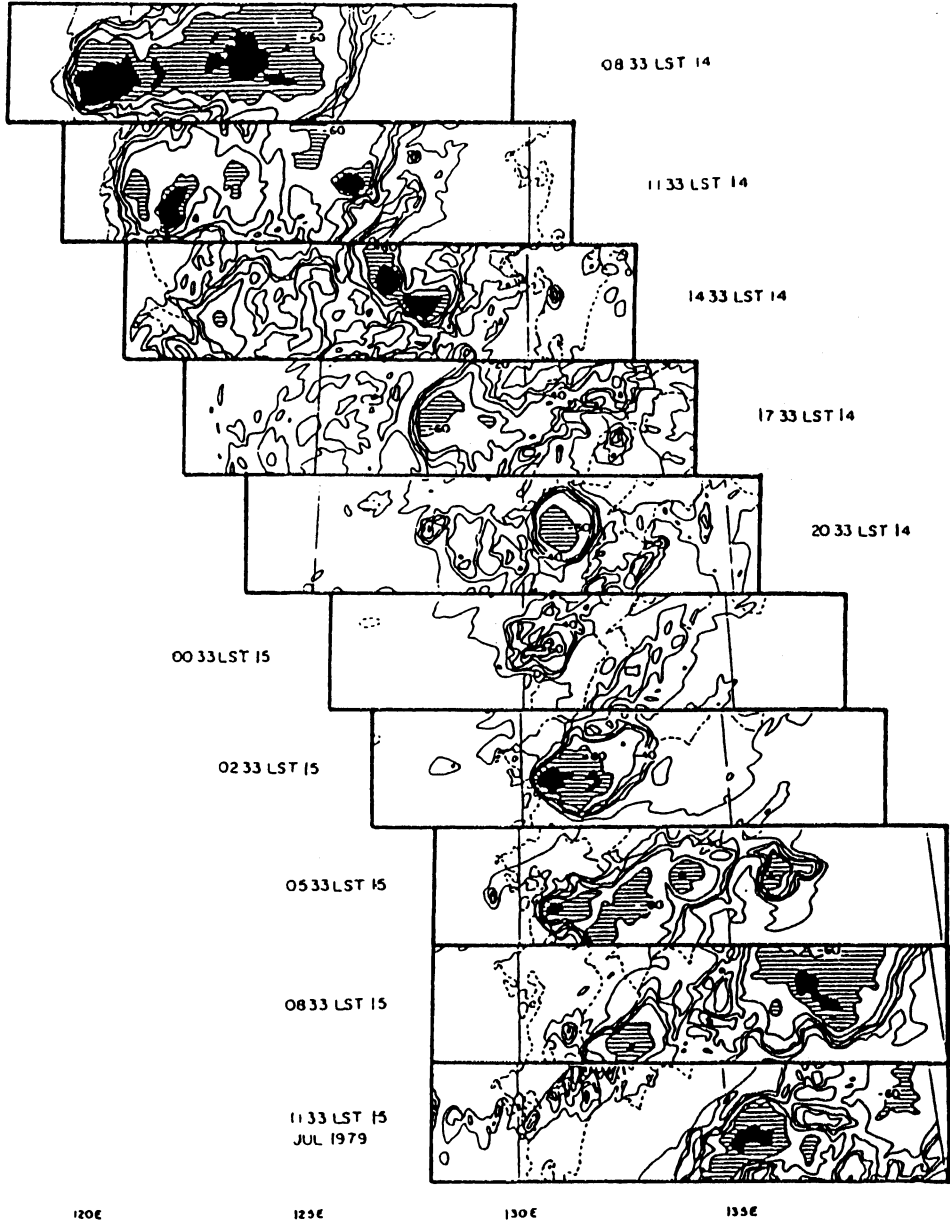
第8図 1991年6月25日～7月15日間の北緯34.5° における雲頂相当黒体温度 (TBB: 単位°C) の東西-時間断面. マイナス符号を除いて図示.



第9図 1991年7月1～10日の10日間の850 hPa 面風速の標準偏差 (STD, 単位: m/s). 大きな数値の領域は、梅雨前線帯の擾乱が発達しつつ東進する通路にあたる。

ル雲クラスターとして認識される。

第9図は7月1～10日について求めた850 hPa 面風速の u 及び v 成分の標準偏差、すなわち変動部分 (10日間平均値からの偏差) の RMS (平方平均平方根) 分



第10図 1979年7月14日～15日の期間の連続したTBB(単位°C)分布図。0, -20, -40, -60および-70°CのTBB等値線を示す。-70°Cより低温の領域を黒塗りで、-60~-70°Cの領域をハッチで示す。梅雨前線雲クラスターの複雑な変化と伝播の様子が観察される(Ninomiya, *et al.*, 1988a)。

布図である。明らかに、梅雨前線上の擾乱の振幅は、中国大陸上の大雨ゾーン近傍から増大し始めている。この850 hPa 風速のRMS極大ゾーンは梅雨前線帯の傾圧ゾーン、及び、湿潤中立成層ゾーンとも一致している。この事実は、潜熱の放出と湿潤中立成層が短波

長の傾圧波の発達する条件であるとする見解と整合的である。なお、東経140°以東では、北方の海洋性極気団南縁での比較的強い気温傾度のため、前線帯は、普通の極前線帯の構造を示し、総観規模低気圧が発達している。

第7図は、緯度経度1度格子平均のTBBデータを用いているため、メソ α スケール雲クラスターの内部微細構造は見られないが、他の人達の行ったレーダー観測によって明瞭な内部微細構造が示されている。

ここまで掲げた図はすべて、1991年7月上旬についての解析結果であるが、類似の様相は、程度の差はあるものの、他の年の梅雨前線についても共通して見られる事を強調しておきたい。

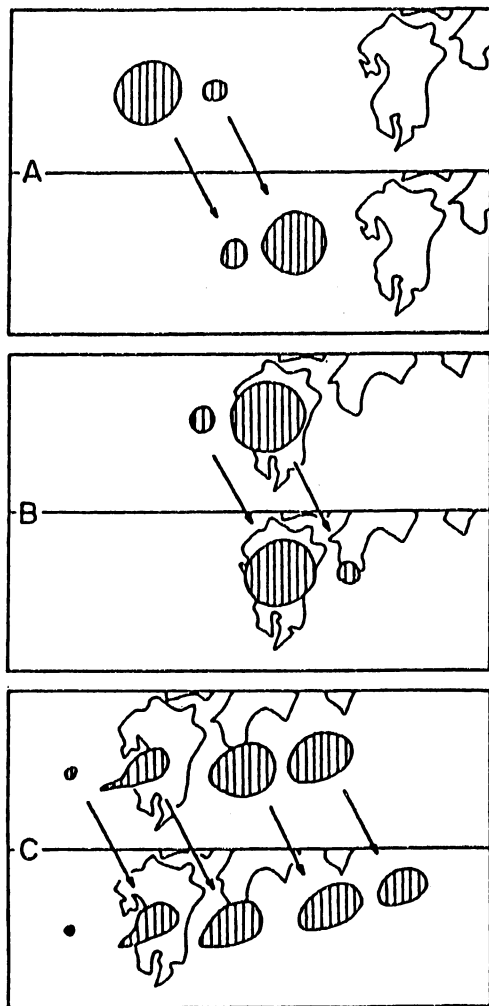
2.3 メソ β および γ スケールの状況

1991年7月1~10日の事例についてメソ β 及び γ スケールの状況を議論すべきであるが、著者自身の解析が進んでいないため、過去詳しく調べた1979年7月12~15日に大陸~日本列島を通過したメソ α スケール雲クラスターの微細構造について議論する。

第10図は1979年7月14日9時(JST:日本標準時間)~15日12時の期間のTBB分布図である。雲クラスターの大きさ、形状や動きは一定ではなく、時間的に大きく変化している。移動速度について見れば、比較的速やかに東進する時期と、殆ど停滞する時期(14日21時~15日6時)があるのは、興味深い。何故このような伝搬速度の変化が生じるのであろうか? TBB画像を詳しく調べると、メソ α スケール雲クラスターは複数のメソ β スケールの対流系から成り立ち、メソ β 系が次々に発生消滅を繰り返す、その結果メソ α スケール雲クラスターが長時間にわたり維持されていることがわかる(見方を変えれば、メソ α 系の循環が引き続くメソ β 系の発生を引き起こしているとも解釈できる)。

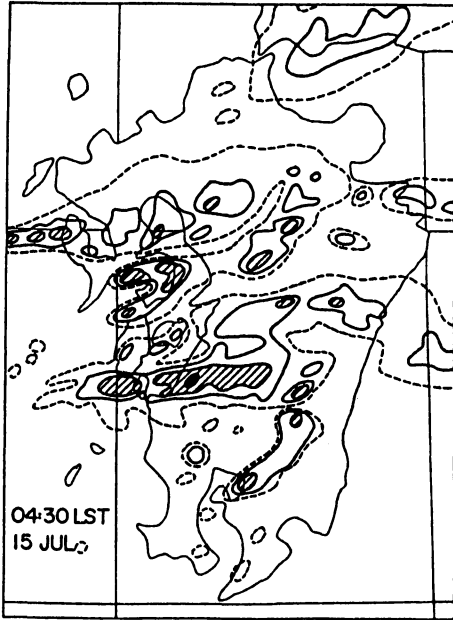
解析から知られた関係を第11図に概念モデル的に示した。新しいメソ β 系が既存のメソ β 系の後面に形成される(バックビルディング)場合にはメソ α 系全体の伝搬速度は遅くなるか、停滞する。しかしながら、何故特定の期間にバックビルディングとなったかは、説明できない。

さらに、メソ β 系がメソ γ スケールの内部構造を持つことがレーダー観測などで確かめられる。第12図に、その例として1979年7月15日4時30分(日本時間)のレーダーエコー分布を掲げた。これらメソ γ 系も様々な形態と複雑な変化を示す。特にこのケースの豪雨の発生に密接に関係する、ほぼ西南西から東北東に伸びるバンド状エコー(バンド状に連なった積雲対流)が熊本県上空に現れている。このバンドは、既存の対流系の後面に次々と新しい対流系が発生する(バックビ



第11図 メソ α スケール雲クラスターが複数のメソ β スケールの対流系から成り立ち、メソ β 系の発生消滅の状況がメソ α スケール雲クラスターの維持と伝播に関係していることを示す模式図。A:新しいメソ β 系が既存のメソ β 系の前方に発生しメソ α 系全体が速やかに東進。B:新しいメソ β 系が既存のメソ β 系の後方に次々と発生しメソ α 系全体が停滞。C:新しいメソ β 系が既存のメソ β 系の後方に引き続き発生しメソ α 系全体が延長(Ninomiya, et al., 1988a)。

ルディング) ことにより形成され、その直下の地域に持続する強雨をもたらした。このケースでは、複数のバンド状エコーがメソ α スケール雲クラスター内部の西部部分で発生しており、メソ α 系の循環の影響をうか



第12図 1979年7月15日4時30分のレーダーエコー分布。幾つかのメソスケールのバンド状エコー（降水バンド）がメソ α 系の内部微細構造として観察される。黒塗り域：降水強度64~16 mm/h、ハッチ域：16~4 mm/h、白抜き域：4~1 mm/h、点線に囲まれた領域：1mm/h以上(Ninomiya, et al., 1988b).

がわせる。

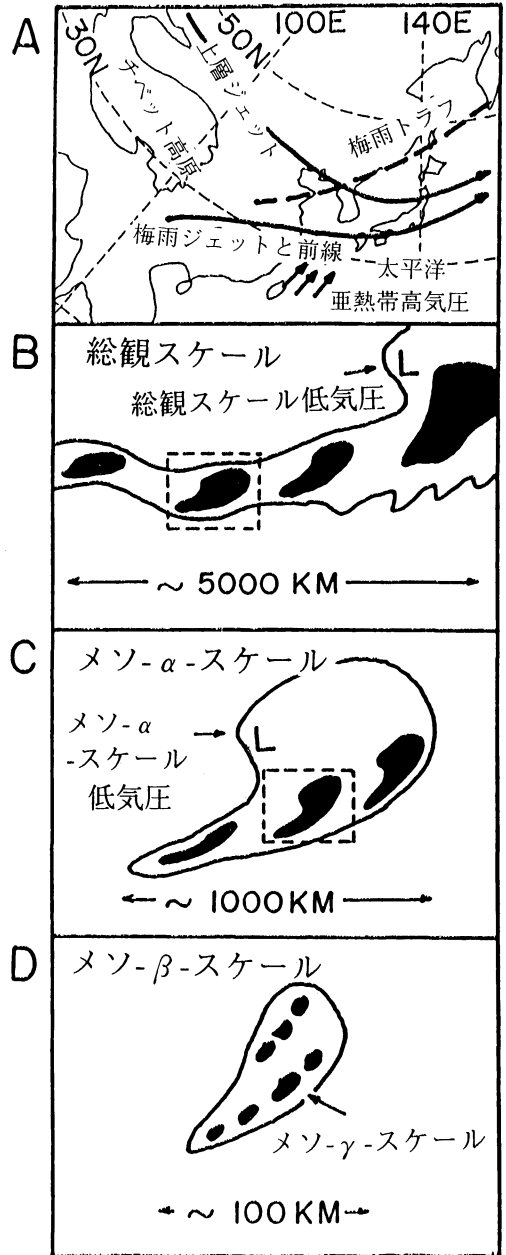
いくつかの報告は、特定の風のシェアー、乾燥気塊の侵入、あるいは地形の効果等がバンド状エコーの発生や停滞に関係することを推論しているが、バンド状エコーの形成と維持過程もケースにより様々であり、どのようなバンド状エコーが、どのような環境下で、どのようなメカニズムによって発生し持続するかはまだ十分に調べられていない。

2.4 梅雨の多種スケール階層的構造の概念モデル

以上に述べた「梅雨の多種スケール階層的構造」を第13図に模式的に示した。この図では、西日本で見られる典型的な梅雨前線を対象として、梅雨の大規模環境場をまず掲げ、次々にズームアップして、その多種スケールの階層的構造を示したものである。

もちろん、これとは異なる梅雨前線も見られるし、東日本の梅雨期豪雨の発生状況も西日本のそれとは同じではないが、「梅雨の多種スケール階層的構造」は共通して見られる。

なお、「気象の多種スケール階層的構造」は、季節や



第13図 梅雨前線の多種スケール階層的構造の模式図。A：大規模環境場の環境下における梅雨前線帯。B：梅雨前線の大規模の様相。総観規模低気圧を先頭とするメソ α スケール低気圧（雲クラスター）ファミリーとしての梅雨前線。C：メソ α スケール低気圧（雲クラスター）とその内部微細構造としてのメソ β スケール降水系。D：メソ β スケール降水系とその内部微細構造としてのメソ γ スケール降水系 (Ninomiya and Akiyama, 1992)。

地域を問わず、広く認められる普遍の特徴である。

3. 成層と積雲対流

3.1 成層の安定性

梅雨期の豪雨が対流性の降水であることは、観測事実としては明確であるが、その一方単純な雷雨(盛夏に発現する様な)ではないことも明白である。以下、重要な環境条件の1つである成層の安定性に着目して、梅雨期の豪雨を考察したい。

一般に、積雲対流の発生可能性の有無を判定するために、仮想的に下層から気塊を持ち上げた時にその気塊が受けるであろう浮力の正負を判定する。具体的には、ある時刻の高層観測データを用いて、大気の温度減率と乾燥断熱減率、湿潤断熱減率との比較、シュワルター不安定指数やCAPE(対流有効位置エネルギー)の見積りや、 $-\partial\theta/\partial p$ 、 $-\partial\theta_e/\partial p$ (ここで、 θ ; 温位、 θ_e ; 相当温位、 p ; 気圧)の評価などを行う。これらの判定は熱力学的には同一の意味を持つ。

ここでは、相当温位の鉛直傾度

$$-\frac{\partial\theta_e}{\partial p} \quad (1)$$

を考察する。もし、大気が飽和しており、 $-\partial\theta_e/\partial p < 0$ であれば、不安定(言うならば湿潤対流不安定)である。もし、未飽和であっても気層全体が上昇し飽和すればその時点でも $-\partial\theta_e/\partial p < 0$ (θ_e は保存量だから)となり不安定となる(この意味で潜在不安定と呼ばれる)。

このように、 $-\partial\theta_e/\partial p$ の解析による判定(前記の他の判定方法も同格である)は明確な物理的意味を持つが、ある時刻(瞬間)の状態だけを、スナップショット的に観察するだけでは不十分である。なぜならば、大気中の移流過程により、 θ_e の空間分布は時々刻々と変化し、また、積雲対流によっても、不安定が解消されるからである。

3.2 相当温位の対流輸送

系外と顕熱潜熱を交換しない系を考察すれば、相当温位は保存量であるから、

$$\frac{d\theta_e}{dt} = 0 \quad (2)$$

である。全微分をフラックス形式で書き、更に、平均値を $\bar{\quad}$ 、偏差を \prime で示せば、

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_e}{dt} &= \left(\frac{\partial\theta_e}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{\mathbf{V}\theta_e} + \frac{\partial\overline{\theta_e}}{\partial p} \right) + \frac{\partial\overline{\theta_e'}}{\partial p} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

となる。ここで、偏差項としては、積雲対流による ω と θ_e の相関項のみを考える。

高層観測データや客観解析格子点データを用いて直接評価できるのは(3)式の()の中の項だけであることを考慮し(3)を書き換えれば、

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{\theta_e}}{dt} &= \left(\frac{\partial\theta_e}{\partial t} + \nabla \cdot \overline{\mathbf{V}\theta_e} + \frac{\partial\overline{\theta_e}}{\partial p} \right) \\ &= -\frac{\partial\overline{\theta_e'}}{\partial p} \end{aligned} \quad (4)$$

あるいは、()の中を移流形式に書き換えて、

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{\theta_e}}{dt} &= \left(\frac{\partial\theta_e}{\partial t} + \overline{\mathbf{V}} \cdot \nabla \overline{\theta_e} + \overline{\omega} \frac{\partial\overline{\theta_e}}{\partial p} \right) \\ &= -\frac{\partial\overline{\theta_e'}}{\partial p} \end{aligned} \quad (5)$$

となる。

ここで、 $d\theta_e/dt$ と $d\overline{\theta_e}/dt$ を区別するため $d\overline{\theta_e}/dt$ を θ_e のアペラントソース(apparent source; 負ならアペラントシンク:sink)と定義する。「アペラントソース」は平均場において検出される「見かけ」の熱源の意味である。

これは、個々の気塊については θ_e が保存量($d\theta_e/dt = 0$)であっても、領域平均すれば、保存量でなくなることを意味している。

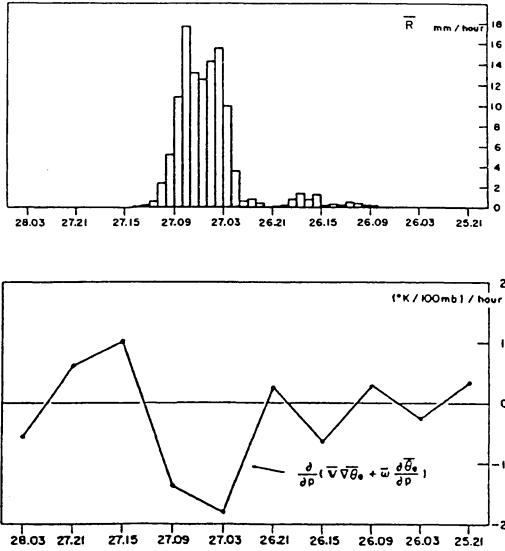
積雲対流や乱流の無い領域では、乱れによる輸送 $\overline{\omega'\theta_e'}$ はゼロである。

積雲対流の活発な領域では、大気中層で対流輸送(上向き輸送)は最大であり、大気下端と上端(正確には対流層の上端)ではゼロである。従って、 $-\partial\overline{\theta_e'}/\partial p$ (対流輸送量の p 微分)は平均場に対して、大気下層で負であり θ_e の冷源(シンク)として、大気上層で正であり θ_e の熱源(ソース)として作用する。

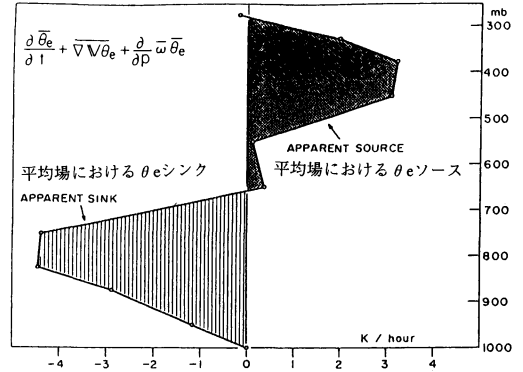
3.3 安定度の変化と積雲対流

まず、平均場における相当温位の時間変化は(5)式から

$$\frac{d\overline{\theta_e}}{dt} = -\left(\overline{\mathbf{V}} \cdot \nabla \overline{\theta_e} + \overline{\omega} \frac{\partial\overline{\theta_e}}{\partial p} \right) - \frac{\partial\overline{\theta_e'}}{\partial p} \quad (6)$$



第14図 1972年6月27日の九州の豪雨域について得られた θ_e のディファレンシャルアドベクションによる安定度の変化 $\partial(\bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \theta_e + \omega \partial \theta_e / \partial p) / \partial p$ と領域平均降水量の時間変化の対比 (単位は各々縦軸に記載). 領域平均降水量が θ_e のディファレンシャルアドベクションによる成層不安定化と同時的に増加し, また降水が不安定化の終止と同時に終わっている (Ninomiya and Yamazaki, 1979).



第15図 第14図の豪雨期間についての評価された $d\theta_e/dt = (\partial\theta_e/\partial t + \bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \theta_e + \omega \partial\theta_e/\partial p) = -\partial\omega'\theta_e'/\partial p$ の鉛直分布 (単位は横軸に記載). 下層の θ_e のシンク (正確には平均場における θ_e シンク), 上層のソース (正確には平均場における θ_e ソース) は, それぞれ, θ_e の対流輸送の鉛直発散, 及び, 収束による. すなわち, 積雲対流による成層の安定化を意味している (Ninomiya and Yamazaki, 1979).

と書かれる. 従って $-\partial\bar{\theta}_e/\partial p$ の時間変化は, (6) 式の p 微分により,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \bar{\theta}_e}{\partial p} \right) = \frac{\partial}{\partial p} \left(\bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{\theta}_e + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{\theta}_e}{\partial p} \right) + \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \omega' \theta_e'}{\partial p} \right) \quad (7)$$

となる. 右辺の第1括弧は θ_e の3次元的ディファレンシャルアドベクション (移流の鉛直差分) を意味する. すなわち, 「下層で暖湿気移流があり, 上層で寒乾気移流があれば成層が不安定化する」と言う当然のことを定量的に示している. なお, 書物によっては, 水平移流の p 微分項のみをディファレンシャルアドベクションと称することがある. また, ω を含む項を更に2個に分割し気柱の延伸による不安定化を議論することもあるが, この解説では, (7) 式のままの形式の議論がスッキリしていると考える.

さて, θ_e の3次元的ディファレンシャルアドベクションの効果により, 成層が不安定になれば, 積雲対

流が発生し, θ_e の対流輸送がひきおこされ, 上層に θ_e のソースが下層に θ_e のシンクがあらわれ, 成層を安定化させる. これが, 積雲対流による不安定エネルギーの解消作用であり, 成層の安定化作用でもある.

実際の天気について考察しよう. 下層で暖湿気移流があり, 上層で寒乾気移流があれば成層が不安定化し, ある限界を超えれば, 積雲対流が発生し, 降水をもたらす. 成層を安定化する (湿潤中立成層となる). もし θ_e の3次元的ディファレンシャルアドベクションの効果が続かなければ, その時点で積雲対流の活動は終了する.

1991年7月1~10日の長江豪雨の例について観察しよう. 下層の南風 (第2図) と前線帯内の上昇流 (第5図) は高温の θ_e を移流し下層の θ_e を増加させ, θ_e の3次元的ディファレンシャルアドベクションによって成層を不安定化している. このため, 前線帯では, 強い対流性降水が継続し (第1図), 同時に不安定が解消され, 湿潤中立成層 (θ_e が鉛直方向にほぼ一定) が維持されている (第6図).

次にメソスケール領域についての解析例として, 1972年6月27日の九州豪雨のケースを掲げる. この解析例を選んだのは, 特別観測がうまく現象を捕らえ, しかも, 物理的に意味のある結果が得られているからである. 第14図は, 豪雨域について得られた

$\partial(\bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{\theta}_e + \bar{\omega} \partial \bar{\theta}_e / \partial p) / \partial p$ と領域平均降水量の時間変化を対比したものである。領域平均降水量が θ_e の 3 次元的ディファレンシャルアドベクションによる成層不安定化と同時的に増加し、また降水がディファレンシャルアドベクションによる不安定化の終止と同時に終わっている。

第15図は、この豪雨期間についての

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{\theta}_e}{dt} &= \left(\frac{\partial \bar{\theta}_e}{\partial t} + \bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{\theta}_e + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{\theta}_e}{\partial p} \right) \\ &= - \frac{\partial \bar{\omega}' q'}{\partial p} \end{aligned}$$

の評価結果である。下層の θ_e のシンク（正確には平均場におけるシンク）、上層のソース（正確には平均場におけるソース）は、前述した様に、それぞれ、 θ_e の対流輸送の鉛直発散、及び、収束による。すなわち、第15図は積雲対流による、成層の安定化を意味している。

第3節の議論は、豪雨の発生は、単にある瞬間の成層状態をスナップショット的に調べるだけでは無く、移流過程による不安定化、その結果生じる積雲対流の安定化を含めて、理解すべき事を示している（なお、数値予報モデルでは、格子スケールの過程による成層状態の変化を計算すると同時に、成層の不安定化に伴って発生する格子スケールよりも小さな積雲対流の効果もパラメタリゼーションによって取り込んでいる）。

では、前記の多種スケール階層構造のうち、どのスケールの循環系が不安定化に重要であろうか？ ここでも多くのスケールの循環系の関与が必要である。まず、バックグランドとして、アジアモンスーンと北太平洋亜熱帯高気圧を巡る風系とが合流してもたらす下層の南西風による暖湿気移流がある。つぎに、梅雨前線帯スケールの下層南西流と上昇流による不安定化、さらには、梅雨前線小低気圧、雲クラスターの上昇流による不安定化が加わるであろう。そして、不安定化に対応して、積雲対流が降水をもたらす同時に成層を安定化する。

4. 豪雨と水収支

4.1 水蒸気の連続の式と水収支

第3節の考察と同様に、水蒸気の連続の式を領域について評価すると、

$$\left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} \right) = -m - \frac{\partial \bar{\omega}' q'}{\partial p} \quad (8)$$

が得られる（移流形式）。ここで、 q は水蒸気比湿（実質的には混合比と同じ）、 m は単位時間あたりの凝結量、右辺末項は、水蒸気の対流輸送をあらわす。

(8) 式を空気の連続の式

$$\nabla \mathbf{V} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (9)$$

を用いてフラックス形式に書き直せば、

$$\left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\mathbf{V}} \bar{q} + \frac{\partial \bar{\omega} \bar{q}}{\partial p} \right) = -m - \frac{\partial \bar{\omega}' q'}{\partial p} \quad (10)$$

となる。

なお、大気中で水蒸気が凝結すると、まず雲粒や水晶体となり、更に降水粒子に成長し地表に落下すれば降水となる。また、雲粒や降水粒子からも蒸発がおきる。これらの過程も大切であるが、ここでは、水蒸気が凝結すれば降水になると仮定し議論を単純にしている。

4.2 領域のスケールと水収支

最初に (10) 式（フラックス形式）を用いて考察する。

(10) 式を大気全層について積分し、全地球及び1年間について空間時間平均すれば、

$$-M - \left[\frac{1}{g} (\bar{\omega}' q') \text{sfc} \right] = 0 \quad (11)$$

が得られる。ここで M は年・全球面積平均降水量、 $[]$ は年・全球面積平均をあらわす（なぜなら、年平均では定常状態であり、 ω は大気上下端で0であり、閉じた空間での $\nabla \cdot \mathbf{V} \bar{q}$ の面積積分も0であるから）。この式の第1項は年・全球平均降水量、第2項は大気最下層での乱れによる水蒸気輸送、すなわち、年・全球平均した海面陸面からの蒸発量である。観測によれば、全球平均年降水量は約1000 mm (約3 mm/day) であり、当然全球平均年蒸発量と等しい（バランスしている）。

このような、降水と蒸発のバランスは数千 km 四方の大領域についても、近似的になりつつ、このように大領域の降水のバックグランドの条件として、海面陸面からの蒸発が基本的に必要である。繰り返すが、これは、年平均状態のバランスであり、特定の狭領域、短期間についてのバランスを論じているのでは無い。夏期の日本列島周辺の熱帯、亜熱帯海域からの蒸発量は数 mm/day 程度であるので、もし蒸発によって補給された水蒸気が空間的・時間的に平等に消費されれば、降水量は、数 mm/day に止まる。すなわち、水蒸気の

平等な消費によっては豪雨は説明されない。

つぎに、狭い豪雨の領域、あるいは格子点について、(10)式を鉛直積分してみよう (ω は大気層上下端で0, q は上端で0である)。観測的知識では、左辺では、 $\nabla \cdot \mathbf{V}q$ が、右辺では m が圧倒的に大きく、

$$\frac{1}{g} \int \nabla \cdot \mathbf{V}q \, dp \doteq -\frac{1}{g} \int m \, dp \quad (12)$$

の関係が成り立つ。さらに左辺を分割すれば、

$$\begin{aligned} \frac{1}{g} \int q \nabla \cdot \mathbf{V} \, dp + \frac{1}{g} \int \mathbf{V} \cdot \nabla q \, dp \\ \doteq -\frac{1}{g} \int m \, dp \end{aligned} \quad (13)$$

となるが、収束項が移流項よりはるかに大きく、本質的には

$$\frac{1}{g} \int q \nabla \cdot \mathbf{V} \, dp \doteq -\frac{1}{g} \int m \, dp \quad (14)$$

の関係が見られる。大きな q は下層にのみ存在するから、大きな降水量を生じるためには、下層の大きな収束の存在が必要である。観測的事実によれば、大きな収束はメソスケールの循環系に伴って現れる。これは、豪雨がメソスケールの集中を示す事実と調和的である。

次に (8) 式 (移流形式) で考察する。観測に基づく知見によれば、広域 (例えば梅雨前線帯を含む1000 km 四方程度) では、水平移流項も鉛直移流項も同程度に寄与する。これは、梅雨前線豪雨の発生時に、上昇流に加え大きな水蒸気水平移流が見られる事実と一致する。

ところが、豪雨域または豪雨域内の格子点で (8) 式を評価すると、鉛直移流項が圧倒的に大きい。しばしば、豪雨発生時に湿舌が顕著であることから、水蒸気水平移流の重要性が指摘されるが、それは、大規模場における寄与であり、メソスケールの豪雨域では水蒸気水平移流だけでは、観測される降水量を説明できない。強い上昇流が豪雨の発生の基本条件である。すなわち、

$$\frac{1}{g} \int (\omega \frac{\partial q}{\partial p}) \, dp \doteq -\frac{1}{g} \int m \, dp \quad (15)$$

である。ここで

$$\begin{aligned} \omega \frac{\partial q}{\partial p} &= \frac{\partial \omega q}{\partial p} - q \frac{\partial \omega}{\partial p} \\ &= \frac{\partial \omega q}{\partial p} + q \nabla \cdot \mathbf{V} \end{aligned}$$

の関係を用いれば、(15) も、結局は、

$$\frac{1}{g} \int q \nabla \cdot \mathbf{V} \, dp \doteq -\frac{1}{g} \int m \, dp \quad (14)$$

となる。

このように、どちらの形式で考えても、強い下層収束 (すなわち強い上昇流) が豪雨発生の基本条件であることがわかる。

4.3 水収支と豪雨のスケール

上記の議論を踏まえて豪雨のスケールを更に考察しよう。

梅雨期、日本附近では、50~70 mm の可降水量 (底面積 1 cm² の単位気柱に含まれる水蒸気量を水深に換算したもの) が観測される。ただし、実際の大气中では、可降水量の全部が降水になる事はあり得ない。この湿潤気団は海面からの蒸発によって、10日スケールの時間的経過を経て形成されたものである。

ここで、豪雨域の代表的な広がりをも100 km 四方とする。外部からの影響が無いならば (孤立系であれば) この領域で気柱が上昇して完全に水蒸気を降水として消費しても降水の総量は50 mm である。もし100 km 四方の領域で200 mm/h の降水があれば、4倍の底面積200 km 四方の気柱が1時間で100 km 四方の底面積に縮んだことを意味する。底面積を S と書けば、収束の定義は $\text{div } \mathbf{V} = (\Delta S/S)/\Delta t$ である。ここで上記より $\Delta S = 1 \times 10^4 \text{ km}^2 - 4 \times 10^4 \text{ km}^2$, Δt は1時間 (3600秒) とすると、 $-(3/4)/3600 \text{ s} \doteq -2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ を意味する。この数値は、メソスケール擾乱の収束と整合的である。別の表現をとれば、このような大きな収束を起こさない大規模擾乱の広がり豪雨はあり得ないことになる。

さて、この領域で800 mm/h の降水をひき起すためには、400 km 四方の領域の水蒸気を集めなければならないが、この広がりメソスケール擾乱の広がりを超えており、このような事態は大气中では起き得ない。以上の考察は、日本の豪雨の上限値 (200~300 mm/h) を説明している。

同様に、1日以上も継続するメソスケール豪雨もありえない。なぜなら、メソスケール擾乱はその広がりを超えた広領域から長期間にわたって水蒸気を集められないからである。

5. 議論

ここで、梅雨前線の多種スケール階層構造、成層の安定性、及び、水蒸気収支を総合的に考察してみたい。

まず、海面からの蒸発と大規模（モンスーン規模）の循環の存在は、広域にわたる湿潤かつ潜在不安定の気団の涵養、大規模流の合流収束、ディファレンシャルアドベクションを通じての梅雨前線帯の形成維持等のための基本的条件である。

中緯度の擾乱の準周期的な南下はその前面での下層の温湿な南風の強化と、後面中上層での低温で乾燥した北西風の強化とを通じて梅雨前線帯を強化する。南下した中緯度擾乱を先頭とした梅雨前線小低気圧（雲クラスター）ファミリーがしばしば出現する。

引き続き積雲活動により形成された湿潤中立成層は短波長（1000～数100 km）の梅雨前線小低気圧の発生を説明するものであろう。しかしながら、100 km 規模の積雲集団の組織化はそれだけからは説明されない。

大気を含む水蒸気量は温度の関数であり、その温度を与えられた条件とし、かつ、観測的事実としてメソスケール擾乱の水平規模と収束量を認めるならば、豪雨域の限界、1時間雨量の最大値さらには、強雨の継続時間の限界は水収支の立場と矛盾無く理解できる。

筆者が理解（説明）できないが故に興味を持つのは、豪雨時に見られる積雲対流組織の過程と、周辺場との関係である。幾つかの豪雨事例では、前述の環境条件が満たされると同時に、メソ β ～ γ スケール降水系のバックビルディング（第11図）や線状降水系（第12図の様な）があらわれる。この事実と環境条件との結び付きを、どのように理解すべきだろうか？

アメリカ中西部のシビアストームの形態と風の鉛直シアとの関係はしばしば論じられているが、梅雨期については、まだ明確には調べられていない。そもそも、まず特殊な環境風の鉛直分布がまず出現するのか、それとも発達した対流性擾乱がその周辺の風速場を変えするのか、も十分に吟味されていない。

豪雨の環境条件が満たされれば、自動的に特殊な積雲対流の組織形態が現れるのか？ それが一度形成されると環境条件（例えばメソスケールの収束）を維持するのか？ 豪雨の環境条件が満たされても線状構造が形成されないと豪雨にならないのか？ あるいは、顕著な線状構造を伴わない大雨は絶対にあり得ないのか？ などの疑問と豪雨研究の新しい問題点とが次々に湧きでる。

6. 結び

「天気教室」は、様々な気象の問題について分りやすく解説する講座の役割を持つ大切な企画と伺っている。

良く理解されている事象については、分りやすい説明が可能であろう。しかし、良く考えれば考える程分らないのが自然界であり、それ故に面白いのではなからうか？ それなのに日本の教育や学習では、なんでも安直に説明づけ、法律の条文のように定義、分類し、覚え込ませ、テストする嫌いが無いであろうか？

気象の理解を深めるためには、まずは書物や講義を素直に信じ学ぶことが大切だが、片々とした記述に惑わされてはならない。その次の段階では、実際の観測データを確かめ、自分で考え、書物文献や講義を批判することが大切である。

この解説では、筆者なりの豪雨の理解と疑問を分りやすく議論してみた。読者の豪雨についての興味を深めることができれば幸いである。専門講座ではないので、文献はごく少数にとどめた。なお扱った数式についての分りやすい解説書を文献リストに加えた。

謝 辞

この報告のうち、1991年長江豪雨についての図は未完成の解析結果の一部である。

使用した静止衛星のTBBデータは、気象研究所と気候システム研究センターの共同研究課題「GMS等のデータを用いた熱帯対流活動及び大気循環の変動に関する共同研究」により入手利用したものであり、感謝致します。

【補足：用語の説明】

（この補足は担当編集委員の指示に従って付したものである。）

1) ECMWF 再解析データ

ECMWF (European Centre for Medium-range Weather Forecasts) は「ヨーロッパ中期天気予報センター」(所在地イギリス)のことである。客観解析の精度はデータの精度と量に依存するが、第一推定値となる数値予報の精度にも大きく依存する。このため、ECMWFでは、最新の数値予報モデルを使用して過去の客観解析の再解析を行っている。このデータが「ECMWF再解析データ」である。なお、NOAA(米国海洋気象庁)のNCEP(National Centers for Environmental Prediction: 環境予測セン

ター)でも「NCEP再解析データ」を作成している。この2つのデータセットは気候気象研究の不可欠の基本データとして世界的に活用され評価されている。本当の科学的国際貢献の実例である。

2) モンスーントラフ

ベンガル湾上を経て東に伸びるインド西風モンスーンと北大西洋亜熱帯高気圧南西縁の南東風の合流収束に伴って、南シナ海～フィリピン近傍に現れる対流圏下層のシアライン(トラフ)をモンスーントラフという。熱帯収束帯(ITCZ)の一部がこの領域で北上したと解釈する文献もある。

3) カットオフ低気圧(切離低気圧)とブロッキングリッジ(ブロッキング高気圧)

中緯度対流圏中上層の偏西風帯の流れの蛇行の振幅が増大し、リッジがΩ字形にくびれて形成される高気圧をブロッキング高気圧(ブロッキングリッジ)という。またトラフが逆Ω字形にくびれて形成される低気圧をカットオフ低気圧(切離低気圧)という。

4) 加速度項と非地衡風

p -座標系の運動方程式は、

$$\frac{du}{dt} = -g \frac{\partial z}{\partial x} + fv$$

$$\frac{dv}{dt} = -g \frac{\partial z}{\partial y} - fu$$

である。ここで g は重力加速度、 f はコリオリパラメータ。加速度項 (du/dt , dv/dt) がゼロである場合(気圧傾度力とコリオリの力が釣り合う場合)の仮想的な風が地衡風 (u_g , v_g) であるから、

$$0 = -g \frac{\partial z}{\partial x} + fv_g, \quad 0 = -g \frac{\partial z}{\partial y} - fu_g$$

である。

非地衡風 (u_a , v_a) を $u_a = u - u_g$, $v_a = v - v_g$ と定義すれば、

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = f v_a$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -f u_a$$

によって加速度項から非地衡風が求まる。なお、これに限らず、実際の計算は緯度経度座標で計算する。

5) 相当温位のディファレンシャルアドベクション

各気圧面の相当温位 θ_e のアドベクション(移流)は

$$\left(\mathbf{V} \cdot \nabla \theta_e + \omega \frac{\partial \theta_e}{\partial p} \right)$$

である。

アドベクションによる θ_e の偏微分的時間変化は

$$\left(\frac{\partial \theta_e}{\partial t} \right)_{\text{adv}} = - \left(\mathbf{V} \cdot \nabla \theta_e + \omega \frac{\partial \theta_e}{\partial p} \right)$$

と書かれる。上下2層の θ_e のアドベクションの差分を「相当温位のディファレンシャルアドベクション」と言う。上下2層の θ_e のアドベクションの差は安定度の変化をひき起す。

6) ω 方程式の Q ベクトル解析

運動方程式から渦度方程式を導き、準地衡風近似を導入すると、準地衡風渦度方程式が得られる。断熱変化を仮定した熱力学第一法則の式で移流項の風を地衡風で近似する。ここで静力学平衡の式を使えば、温度は層厚に書きかえられる。この二つの式から時間偏微分項を消去すると、準地衡風 ω 方程式が得られる。この式は大規模な流れが、熱力学第一法則と渦度保存則(渦度方程式)の両方を満たすために必要な鉛直流 ω を与える式であり、

$$\left(\sigma \nabla^2 + f^2 \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \omega$$

$$= f \frac{\partial}{\partial p} \left[\mathbf{V}_g \cdot \nabla \left(\nabla^2 \frac{\Phi}{f} + f \right) \right] + \nabla^2 \left[\mathbf{V}_g \cdot \nabla \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right]$$

と書かれる。ここで、 Φ はジオポテンシャル高度、 \mathbf{V}_g は地衡風(ベクトル)をあらわす。

σ は安定度の尺度で、 $\sigma = - (RT/p) \cdot (\partial \ln \theta / \partial p)$ である。 R , T , p , θ は、それぞれ、乾燥空気的气体定数、温度、気圧、温位であり \ln は自然対数を示す。また、 $\nabla = \mathbf{i} \partial / \partial x + \mathbf{j} \partial / \partial y$, $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ である。右辺第一項は渦度のディファレンシャルアドベクションを表し、第二項は、温度移流のラブラシアン (∇^2) を表す。この形式の ω 方程式は温帯低気圧を調べるには分りやすい。

しかし、 ω 方程式は他の形式にも書かれる。

$$Q = (Q_1, Q_2)$$

$$= \left(- \left(\frac{R}{p} \right) \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial x} \cdot \nabla T, - \left(\frac{R}{p} \right) \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial y} \cdot \nabla T \right)$$

によって Q ベクトルを定義すると (\mathbf{V}_g は地衡風を示す)、 ω 方程式は

$$\left(\sigma \nabla^2 + f^2 \frac{\partial^2}{\partial p^2}\right) \omega = -2 \nabla \cdot \mathbf{Q}$$

となる。この導出には、温度風の式（地衡風の鉛直シャーと水平温度傾度の関係式）が使われている。この形式だと、ある気圧面上の \mathbf{Q} ベクトルから、鉛直流を観察できる利便さがある。このケースでも中緯度擾乱が梅雨前線帯に南下接近し上昇流を強化する過程がよく観察された。

なお \mathbf{Q} は水蒸気流速の記号にも使われる。 Q_1, Q_2 も熱収支解析の記号で使われるから、その意味を混同しないように。

7) メソスケールの細分類

気象擾乱の空間的広がり空間（水平）規模（スケール）という。擾乱の空間スケールは単なる大きさの尺度ではなく、その力学的性質にも深く関係している。擾乱の空間スケールの分類には種々の提案があるが、2000~2 km の範囲をメソスケールとすることが多い。そして、メソ α 、メソ β 、メソ γ スケールを各々、2000~200 km、200~20 km、20~2 km と細分する。梅雨前線帯、梅雨前線小低気圧や大きな雲クラスターはメソ α スケールに、小さな雲クラス

ターや大きな雲クラスターの内部構造はメソ β スケールに、小さな雲クラスターの内部構造、積乱雲や積雲はメソ γ スケールに対応する。しかしこれは、概念的な分類であり、数字にのみこだわっても全く意味が無い。

参考文献

- Atkinson, B. W., 1981: Mesoscale Atmospheric Circulations, Academic Press, 495pp.
 Cotton, W. R. and R. A. Anthes, 1989: Storm and Cloud Dynamics, Academic Press, 880pp.
 Ninomiya, K. and T. Akiyama, 1992: Multi-scale features of Baiu, the summer monsoon over Japan and East Asia, J. Met. Soc. Japan, 70, 467-495.
 Ninomiya, K. and T. Murakami, 1987: The early summer rainy season (Baiu) over Japan, Monsoon Meteorology, edit. C.-P. Chan and T.N. Krishnamurti, Oxford Univ. Press, 93-121.
 二宮洗三, 1998: 気象予報の物理学, オーム社, 202pp.
 二宮洗三, 秋山孝子, 吉住禎夫, 山崎孝治, 榊原均, 1980: 梅雨前線の豪雨, 気象研究ノート, (138), 277pp.
 二宮洗三, 秋山孝子, 大野久雄, 鈴木修, 1991: メソスケール気象, 気象研究ノート, (172), 251pp.



計算科学技術活用型特定研究開発推進事業研究報告会 (ACT-JST) の概要について

開催期間: 平成12年3月9日(木) 10:00~17:00

開催場所: 都市センターホテル(東京都千代田区平河町)

主催: 科学技術振興事業団

研究開発分野 ①物質・材料分野 ②生命・生体分野
 ③環境・安全分野 ④地球・宇宙観測分野

発表形態 口頭発表及びポスターセッション

基調講演 土居範久 慶應義塾大学教授

参加費: 無料(レセプションは有料)

問合せ先 (財)日本科学技術振興財団振興部

電話:03-3212-8487 FAX:03-3212-0014

E-mail: shinko@jsf.or.jp

URL: http://www-scc.jst.go.jp/cst/