



天 気

1990年7月
Vol. 37, No. 7

〔解説〕

1051 (中規模擾乱)

メソ対流系の構造と組織化に及ぼす環境の影響*

小 倉 義 光**

まえがき

この文はメソ対流系の構造と進化がまわりの環境によってどう左右されるか、最近の観測事実と数値シミュレーションの結果に基づいて解説したものである。まず1990年代にはメソ天気系の研究と予測が大気科学の大きな柱の一つになると期待されている事情を述べる。次にメソ対流系の形態を分類し、米国中西部のストームとわが国の梅雨期大雨の状況を対比させながら、メソ対流系の環境を規定するパラメーターを記述する。以下メソ対流系として最も明確な構造を持ち、かつ頻繁に起こるスコールラインをとりあげ、二次元雲モデルを用いて初期の空気泡が与えられた環境に適応した構造を持つ準平衡状態に進化できること、三次雲モデルを用いて熱帯の環境のちがいに、環境の風の鉛直シアーに平行型と直交型の線状対流系ができることなどを示す。最後に雲モデルの改良とそれによるメソ予報を含めて、今後の課題を述べる。

1. はしがき

昨1989年に R.A. Anthes が米国における大気研究の大学連合 (University Corporation for Atmospheric Research) の会長 (President) になった。その就任の挨拶で (UCAR Newsletter から)、彼は1990年代における大気科学の大きな柱として、気候の変動と、メソスケ

ール天気現象の研究と予測をあげている。前者は地球の温暖化を含めた地球環境の保全の問題として、ここでその重要性を述べる必要はない。後者については、トルネード・強風・雹を伴う雷雨・洪水などの災害を起こす severe weather の極短期予報 (nowcasting と very-short-range-forecasting) の精度向上を目的としている。この問題が特に現在最重点課題の一つとされているのには、ちゃんとした理由がある。

ひとつは最近のスーパーコンピュータとシミュレーション技術の進歩である。これによって少なくとも、ある種のメソ現象はモデルによってかなりよく再現できるようになってきた。その結果メソスケールのモデルが、単にメソ現象の物理的・力学的過程の理解を深めるにとどまらず、メソ現象の予報に大きなインパクトを与え始めたのである (第7節参照)。もう一つの理由は、新しい観測技術が、ルーチンの気象業務として展開されようとしていることである。次世代のドップラー・レーダー観測網については石原 (1989) の解説がある。また30個の wind profilers を米国中央部の16の州に展開して観測網を作る計画は1991年に完成の予定である。これにより高さ16 km まで72点の鉛直分解能で風向・風速が、要すれば6分間隔で観測されることになる。Automated Surface Observing System (ASOS) もある。このような観測網が完成したとき、それから得られる長大なデータをどう処理し解析すれば、予報に最大限利用できるか。こうした事情から、いよいよメソ天気系の極短期予報にとり組む時代が来たという認識である。

* Effect of environment on the structure and organization of mesoscale convective systems.

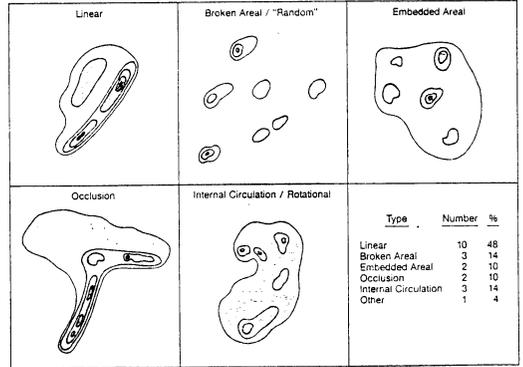
** Yoshimitsu Ogura, (財) 日本気象協会.

このような時に、大西洋をへだてた英国では K.A. Browning が新たに王立気象学会の会長になったが、その就任演説 (Presidential address) の題目が「メソスケールのデータ・ペースとそのメソスケール予報への利用」となっているのも偶然ではないだろう。英国気象局の24時間予報の精度は現在85%であるという。これだけ良ければ今後改良の余地も必要も殆ど無いと思うかも知れないが、これほど真実から遠いものはない、という序論からこの演説 (Browning, 1989) は始まる。そして現在までの進歩のハイライトを概観した上で、結論としてメソ天気現象の極短期予報を成功させるためには、多くのなすべきことがある。特にメソ天気系は最も理解されていない現象だから、その基礎的理解を改善する必要がある、まず第一にあげている。

こうした事情を背景として、メソ対流系 (mesoscale convective system) の組織化、あるいはメソ対流系の構造と進化 (evolution) が、まわりのより大きい場 (すなわち環境) によって、どのように支配されるか、モデル実験で調べた最近の成果を要約し将来の展望をすることが本文の目的である。東京大学の地球物理学教室と海洋研究所の合同セミナーでお話したことが下敷きになっている。それで本文の構成も最近の進歩をもれなくリスト・アップするというよりは、まだわからないこと、今後やらねばならぬことが山ほどあるのだということを強調している。

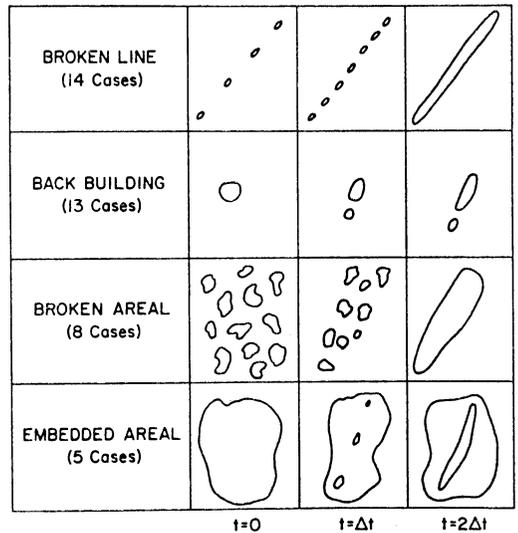
2. メソ対流系の形態の分類

メソ対流系が起こる形態は実に様々である。最も簡単なのはマルチセル型とスーパーセル型に分類することである (小倉, 1984)。しかし、それ以上に日々のレーダー・スコープに見るメソ対流系を分類しようとすると急に難かしくなる。ましてその各々の型が起こる頻度を統計したものは未だないようである。第1図は NOAA の環境研究所 (Environmental Research Laboratories) の一部である Weather Research Program の1986年度年報で見つけたものである。1985年5月と6月の2か月間にオクラホマを中心として PRE-STORM という特別観測が実施されたが、その期間中に観測された21個のメソ対流系が5種の型に分類されている。各々の型についての詳しい説明でないのでよく判らないが、右上の embedded areal 型は古典となった1949年の Thunderstorm Project で観測されたマルチセル型雷雨に似ている。これに対して右下の Internal circulation/rotational 型



第1図 1985年の5月と6月の2か月間にオクラホマで観測されたメソ対流系の形態と、各々のタイプが出現した回数。

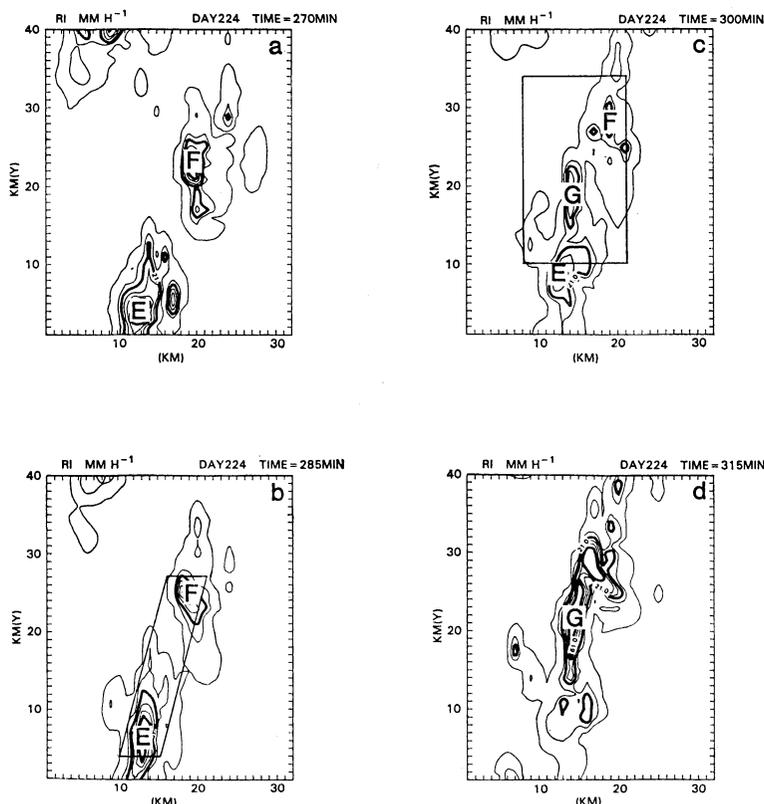
CLASSIFICATION OF SQUALL-LINE DEVELOPMENT



第2図 オクラホマで観測されたスクール・ラインが形成されるまでの過程の模式図と各々のタイプが出現した回数 (Bluestein と Jain, 1985)。

は、その内部に回転性の流れがあるということから、少なくとも部分的にはスーパーセルの性格を持っているのかも知れない。第1図を示した目的は、左上の線状型が全体のほぼ半分を占めていることで、本文でも主としてこの種のメソ対流系について述べる。

線状に組織されたメソ対流系としては、スクール・ラ



第3図 三次元雲モデルが予報した地表面での降水強度の水平分布図。予報時間は (a) 270分, (b) 285分, (c) 300分, (d) 315分。等値線は 1 mm h^{-1} から始めて 10 mm h^{-1} おきの間隔 (Tao と Simpson, 1989 b)。

イン (squall line) と降雨帯 (rain band あるいは convective line) に区別するのが普通である。しかし、この両者の区別も、(特に中緯度帯では) はっきりしたものではないし、また第6節にいくまでは特に区別する必要もない。ここでは漠然と、スコール・ラインとは線状に組織化され、比較的急速に伝播するメソ対流系であって、その強いものは先端部で風の急変や冷気の流出 (outflow) を伴うとしておこう。強いスコール・ラインでは、それを構成するセルの中にスーパーセルを含むこともある。

このように定義されたスコール・ラインが個々の積雲あるいは積乱雲 (Cb) から、どのような過程を経て線状に組織されていくか、Bluestein と Jain (1985) が詳しく調べている。オクラホマの National Severe Storm Laboratory の 10 cm レーダーが過去11年にわたって

蓄積した画像を用い、第2図のような4つの型に分類した。最初の broken line 型 (訳せば破線型かとぎれ線型) では、まず個々の対流セルがほぼ同じ時刻に発生し、各々のセルが成長すると共に、隣り合ったセルからの冷気の流出が合流する結果、古いセルの間に新しいセルが発達するという過程を経て、隙間のないレーダー・エコーを示すスコール・ラインが引きあがる。近接した二つのセルの間に新しいセルができる過程は Cb の併合 (merger) の問題として Tao と Simpson (1989b) が数値実験をしている。

第3図はその結果の一部を示す。この例では一般流のシアは縦軸にはほぼ平行の方向で、下層にランダムな擾乱を初期に与えることによって対流を発生させている。積分時間270分にはほぼシアに平行な方向にEとFという二つのCbが発達していたのに、300分にはその両

者の隙間を埋めるように新しいセルGが発生, 15分後にはセルGが卓越している。

第2の back building 型 (訳せば後面作りか背骨作り型) は, セルからみて環境の風の上流方向に, 古いセルによって新しいセルが出現し, それが成長発達すると共に古いセルと併合して, 線状に組織されるというものである。ふつうはただ一つのセルから出発するが, ときにはセル自身の大きさよりもずっと離れたセルの群があって, その各々のセルから上記の back building が起こることもある。第4節で, 2次元モデルであるが Fovell と Ogura (1988) がこの過程によるスコール・ラインの数値実験を行っている。

第3の broken areal 型というのは, 強または中程度の強さのセルが漠然と集まっていたのが, はっきりした線状構造に組織化された場合である。数値実験としては, Tao と Soong (1986) のに近いが, 積分領域が狭く, モデル実験の結果からその組織化についての明確な記述はされていない。第4の embedded areal 型とは, 弱い層雲状の降雨域の中に対流性のバンドが出現するものである。この型の頻度は一番少なく, その成因は未だ明らかでないが, 条件付対称不安定性 (たとえば Emanuel, 1988) は有力候補の一つである。なお原論文には各々の型について気象衛星およびレーダーでみた例があげてあり, 参考になる。日本附近に出現するメソ対流系は米国中西部のそれとは違う点が多いと思われるので, 今後第1図や第2図に示したような調査をして, さらに次節で述べるように環境のちがいと関連づけることは興味深いと思う。

3. 環境のパラメーター

上述のようにメソ対流系はいろいろな形態で出現するが, その構造と進化は環境によって決定的に支配される。環境を規定するパラメーターとしては, 次のようなものが考えられている。

3.1 気温の高度分布

対流は条件付不安定な成層をした大気中で起こるものだから, 気温の高度分布はもちろん重要である。大気の静的不安定度を表わす示数としては, いろいろあるが stability index あるいは lifted index はよく使われている。地表付近 (ふつう地表面に接する 50 mb の厚さの層) の小気塊を乾燥断熱的に凝結高度 (LCL) まで上昇させ, 次に湿潤断熱的に 500 mb 下で上昇させたとき, まわりの温度と空気塊の温度の差である。たとえば米

第1表 高度 4.5 km における上昇気流のコア内の上昇速度 (m s^{-1})

	Thunderstorm project (米国中西部)	ハリケーン	GATE
コアの中央値	6.3	3.8	2.9
強いコア	11.8	6.7	5.0

Szoke と Zipser (1986)

中西部の春期, severe なストームが起こるときの index は $-6 \sim -7^\circ\text{C}$ くらいである。一方熱帯海域でメソ対流系が出現するときのそれは -3°C くらいで, かなり小さい。この差は第1表に示したように, 対流セルの中の上昇速度のちがいで現われる。この表でいうコアというのは, 航空機で測定していて, 500m の飛行距離中に上昇速度の絶対値がいつも 1 m s^{-1} より大きかった区域をいう。表によれば米国中西部の強いコア (全コアのサンプル中で上位 10%) 内の上昇速度は 11.8 m s^{-1} あるのに, 熱帯地方ではその半分に過ぎない。わが国の梅雨期の集中豪雨のときは, どれくらいであろうか。

もう一つポピュラーな量は次のように定義された CAPE (Convective available potential energy) である。

$$\text{CAPE} = \int_{z_1}^{z_2} g \left(\frac{\theta_c - \theta_{\text{ENV}}}{\theta_{\text{ENV}}} \right) dz \quad (1)$$

ここで θ_c は上昇する空気塊の温位, θ_{ENV} は不飽和な環境の温位, z_1 は自由対流高度 (LFC), z_2 は $\theta = \theta_{\text{ENV}}$ となる高度である。すなわち CAPE は単位質量の空気塊が LFC から平衡状態の高度まで上昇する間に, まわりの大気によってなされた仕事 (エネルギー) に相当し, 断熱図上の, いわゆる「正の領域の面積」に比例する。もし鉛直下方に向う力学的圧力の傾度 (Soong と Ogura, 1973), 水滴の荷重, 雲外の空気との混合などを無視すれば, 大気中を鉛直に上昇する空気塊の最大上昇速度は $W_{\text{max}} = (2 \times \text{CAPE})^{1/2}$ で与えられる。米国中西部では CAPE の大きさは $4,500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ になることもあるが, 中程度に不安定な対流のある日では $1,500 \sim 2,500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ の程度である (第2表参照)。それにしても $2,500 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ は可能な W_{max} が 70 m s^{-1} に相当する。逆にいえば上記の因子が浮力を減少させるのに大きく寄与している。

これと逆に「負の領域の面積」もあるわけで, それは CIN (convective inhibition)

$$\text{CIN} = - \int_{z_0}^{z_1} g \left(\frac{\theta_c - \theta_{\text{ENV}}}{\theta_{\text{ENV}}} \right) dz \quad (2)$$

第2表 スコール・ラインと孤立したスーパーセルのまわりの大気の特徴：平均値と標準偏差（括弧内）

ストームの型	Broken line	Back building	Broken areal	Embedded areal	すべての型	スーパーセル
CAPE (m^2s^{-2})	2,820(1,050)	2,090(1,220)	2,120(1,050)	1,340 (970)	2,260(1,100)	2,490 (760)
CIN (m^2s^{-2})	15 (33)	58 (115)	33 (103)	20 (9)	33 (83)	25 (32)
Ri	111 (88)	32 (27)	56 (38)	26 (25)	64 (58)	33 (17)
可降水量 (cm)	2.9 (0.6)	2.6 (0.6)	2.9 (0.6)	2.8 (0.3)	2.8 (0.6)	3.1 (0.4)

Bluestein と Jain (1985) より

で与えられる。ここに z_0 は地表面の高度である。

3.2 水蒸気量

水蒸気量は温位と組んで相当温位 (θ_0) を定義し、 θ_0 の高度分布が条件付不安定などを決めるから、水蒸気量の高度分布は、もちろん重要である。また地表付近の水蒸気がメソ対流系を成す Cb の中に吹きこんで上昇しエネルギー源となっているのであるから、下層の水蒸気量の多少がメソ対流系の発生発達に影響をおよぼしていることはよく知られている。

ここで大気中の水蒸気量を強調する理由は、メソ対流系を形成するには雲底にできた冷気のプール (cold pool) からの流出が重要であり、その冷気のプールは落下してくる降水粒子からの蒸発によって主に形成され、その蒸発量は降水粒子が通過する大気中の水蒸気量に依存するからである。前に書いたことがあるが (小倉, 1983), 米国中西部で災害を起こすストームといえば、トルネードやガスト・フロントに伴われた強い風を思い、日本では集中豪雨を思う。米国中西部で春を過ごされた方は経験されたかも知れない。雷雲の襲来となると、たしかにゴゴゴドピピジャンの雷鳴は物凄く、ローカルテレビは画面の一隅に W の文字をフラッシュさせてトルネード警報発令中であることを知らせる。やがて漏斗状の雲が近くで目撃されたとなると、安全な場所に避難せよとサイレンが不気味に鳴りわたる。ところが雨の方はさっぱりで、沛然と降る雨とか篠つく雨などは、あったとしても比較的短時間で、あとはしとしと雨である (次節のスコール・ラインの構造参照)。近年まで日本の集中豪雨を議論した論文では、雲底の冷気プールからの流出といった言葉はあまり見かけなかった。こうした理由は明らかに日米両国での水蒸気量の高度分布の差にある。第4図はオクラホマでスコール・ラインの先端部の通過前・通過中・通過後のレーウィン探測の一例である。通過前の高度分布は、同地方でメソ対流系が発生するときの環境としては典型的なものである。高さ約 780

mb まで温度はほぼ乾燥断熱減率をもち、混合比は高さによらず一定で、混合層 (mixed layer) がよく発達していることを示している。その上の大気は乾燥しているが、これは南西の風と共にメキシコ高地からの乾燥した空気が、メキシコ湾からの湿った南風の上に重なったからである。このような状況の下では、降水粒子からの蒸発はさかんで、事実第4図に示した日に発生したスコール・ラインの通過時には、地上気温は 11°C も降下している。これに反して、日本の梅雨時の集中豪雨の際には、大気はふつう地表から上層まで湿っている。1982年7月の長崎豪雨の際観測された降雨帯の通過に伴う温度下降は、たかだか 2°C の程度であった (Ogura *et al.*, 1985)。第4図cについては第4節で述べる。また下層のみならず中層大気の水蒸気量が熱帯スコール・ラインの発達に大きな影響をおよぼすことについては第6節で述べる。

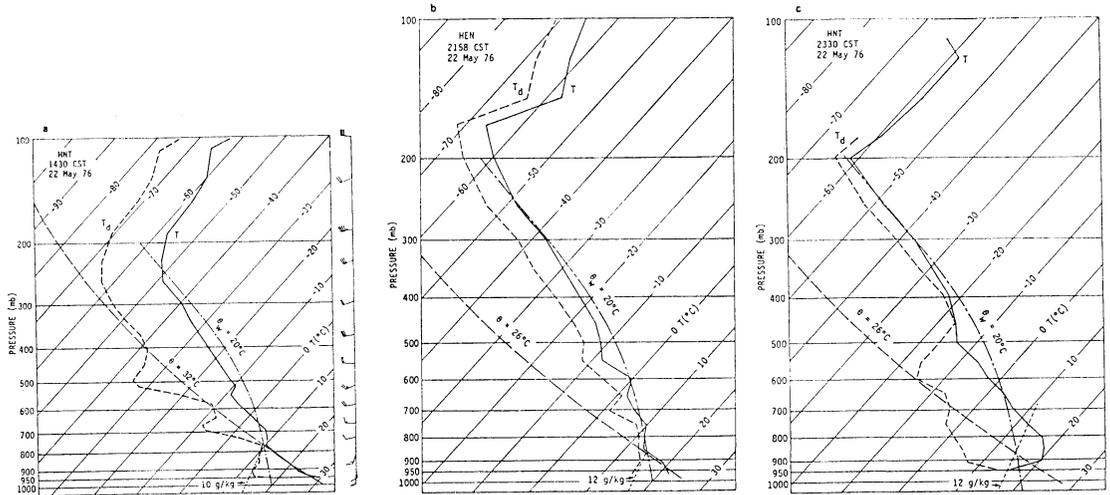
3.3 風の鉛直シア

1950年代までは、風のシアが強いと Cb は発達し難いと思われていた。上層の強い風で Cb の上端部が吹きとばされてしまうと考えていたのである。ところがその後米国のみならず、カナダや欧州でも、大きな被害をもたらしたストームは、すべて上層の風が強い、すなわち風のシアが強い環境で起こっていることで指摘された。

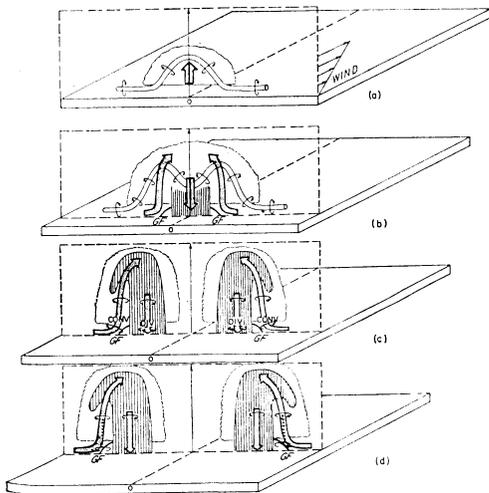
現在ではメソ対流系の構造と組織化を決めるのに風のシアが極めて重要であることを疑う人はいない。風のシアの度合を示す量としては、前述の CAPE と組み合わせ、次のようなバルク・リチャードソン数がよく用いられている。

$$R_i = \frac{\text{CAPE}}{\frac{1}{2} [(\Delta u)^2 + (\Delta v)^2]} \quad (3)$$

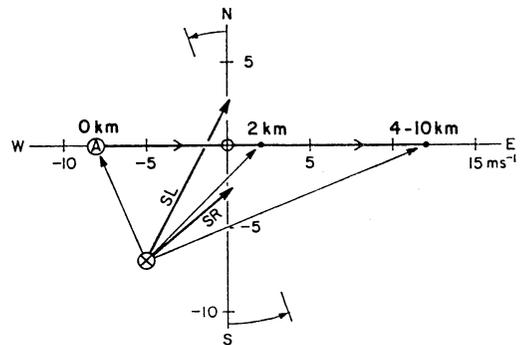
ここで Δu と Δv はある高さ (たとえば 500 mb) と地表との風速の差である。Weisman と Klemp (1982) は環境の R_i をいろいろ変えて三次元の雲モデルを走ら



第4図 1976年5月22日オクラホマで発達したスコール・ライン先端部の (a) 通過前, (b) 通過中, (c) 通過後の温度 (T) と湿球温度 (T_d)。長い矢羽根は10ノット。 探測の場所と時刻 (米国中央標準時) は (a) ヒントン, 1430, (b) ヘネシー, 2158, (c) ヒントン, 2330 (Ogura & Liou, 1980)。



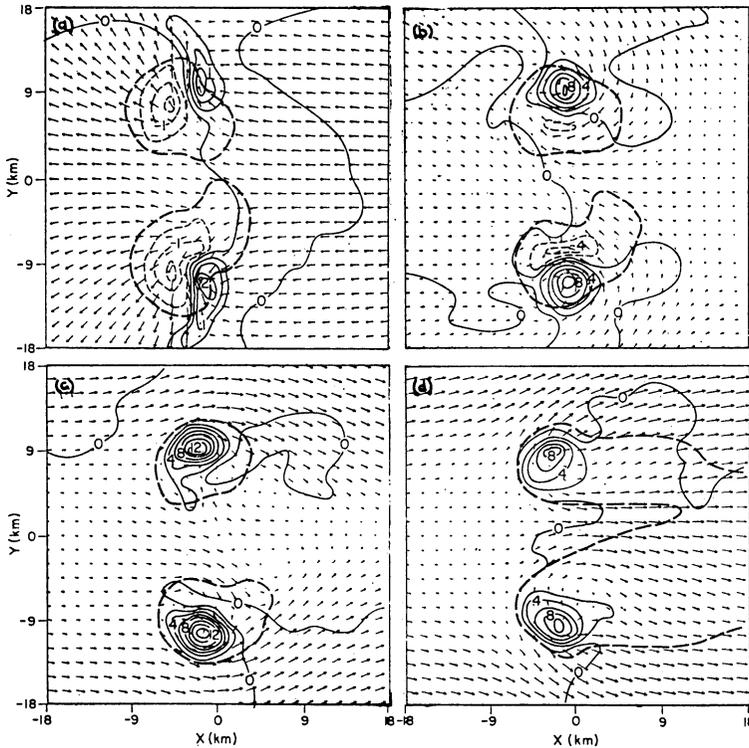
第5図 ストームが切断され左と右に移動するスーパーセル型の雷雨が形成される過程を示す模式図。ギザギザの線が雲の輪郭。縦のハッチが降雨, 白い管が渦管で陰影の矢印は上昇及び下降気流。GF はガスト・フロント。原点0は地表面に固定されていて, (a)図では雲の中心の真下にある。(c)図には収束 (CONV) と発散 (DIV) の位置も示してある (Houze と Hobbs, 1983)。



第6図 一方向だけの鉛直シアを持つ場合の環境の風の hodograph。⊗印で示した測定点に相対的な風のベクトルを細い矢印で示す。SR と SL と記した太い矢印は右および左に動くストームの伝播を示す (Klemp と Wilhelmson, 1978)。

せ, また既存の観測データとも比較して, だいたい $15 < R_i < 40$ ならマルチセル型, $R_i < 40$ なら孤立したスーパーセル型のストームが発達し易いと結論した。つまり他の条件が同じならシアが強いとスーパーセル型になり易いというのである。

このように式 (3) で定義された R_i は, メソ対流系が起こる環境を規定するのに有用な量であるが, 不備な点もいくつかある。その一つは, どの層のシアがどうメ



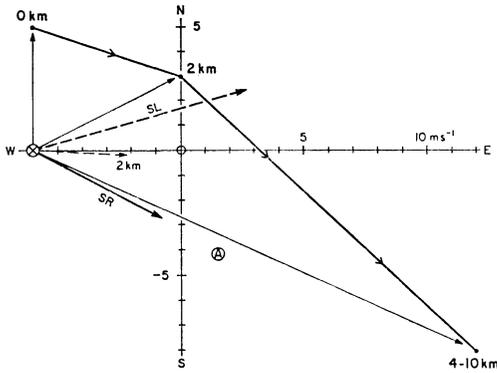
第7図 x方向だけに風の鉛直シアアがある環境で三次元雲モデルの90分後の結果。初期の1個のバブルが切断され、右向き($y < 0$)と左向き($y > 0$)のストームが生成されている。(a) 高さ $z = 25$ km, 最大のベクトル $= 14 \text{ m s}^{-1}$, (b) $z = 2.25$ km, 最大のベクトル $= 13.1 \text{ m s}^{-1}$, (c) $z = 3.75$ km, 最大のベクトル $= 13 \text{ m s}^{-1}$, (d) $z = 5.75$ km, 最大のベクトル $= 13 \text{ m s}^{-1}$ 。風のベクトルは第6図に示した hodographの原点に相対的な風。細い実線と破線はそれぞれ上昇及び下降速度 (m s^{-1})。太い破線は雨滴が存在する範囲, ただし(d)図のそれは雲粒が存在する範囲 (Klemp と Wilhelmson, 1978)。

メソ対流系の構造を決めるか、いえないことである。この点については最下層のシアアが雲底下の冷気のプールと相互に作用し合って、スコール・ラインの構造を決める話を第5節で述べる。

その他式(3)の大きな欠点は、風速のシアアの大きさは表現できているが、風向が高さと共に変るシアアが全く表現されていないことである。これに関連してシアアの持つ重要な役割は、ひとたびCbが発達すると、そのCbに鉛直軸のまわりの回転を与えることである。一般に回転する流体運動は永続する傾向をもつ。いわゆるテラーの渦はその一例である。Stern (1975) は vertical rigidity という表現を使っている。Lilly (1983) は helicity という量を導入して、回転するスーパーセルが準定常状

態になり得ることを説明しようとしている。

第6節の話に関連があるので、ここで風の水平成分の鉛直シアアによって鉛直方向の渦度が生成されるメカニズムを簡単に第5図で説明しておこう (Rotunno, 1981)。簡単のため、風速のシアアだけがある場合を考え、またコリオリ力は無視する。Cbが発達する前に、風の水平成分の鉛直シアアがあるということは、水平方向の軸をもつ渦管(図中の白いチューブ)があるということに他ならない。ここで(かりに軸対称の)Cbが発達すると渦管はまげられ、tiltingの効果によって、鉛直方向に軸をもつ正負の渦度が形成される。さらにCbが発達すると、その中心部での強い降雨のため、もとのCbは二つに分離(split)される。そしてCb内に生じ



第8図 右向き伝播のストームを強化させる環境の風。他の記号は第6図に同じ。ただし SL と記した太い破線の矢は、かりに高さ 2 km における風のベクトルを細い破線の矢で示したように変更したときに期待される左向き伝播のストーム (Klemp と Wilhelmson, 1978)。

た圧力分布のため、この二つの Cb は相互に遠ざかろうとする。こうして、それぞれ正と負の回転をもつ二つのセルが発達する。

この過程を三次元の雲モデルを用いて示したのが Klemp と Wilhelmson (1978) である。この数値実験における一般場のホドグラフが第6図に示してある。地表面に相対的な風のホドグラフとしては図中の⊗を基点としたベクトルを見るべきで、地表の風はほぼ南南東、2 km では南西風である。数値実験に当っては一定の風を差しひいて、地上では約 8 m s^{-1} の東風、2 km では弱い西風になるようにしてある。いずれにしても、シア・ベクトルは高さに無関係で、どこも東を向く。初期に積分領域の中央に正の浮力をもった空気塊 (バブル) をおき、対流を起こさせる。90分後の様子が第7図に示してある。予想通り積分領域の中央線に対称に、それぞれ低気圧性および高気圧性の回転をもつセルが既に分離されて存在している。シア・ベクトルの下流を向いたとき、図の下方のセルは右の方に動くから right-moving storm (略して SR) とよび、図の上方のものを SL とよぶ。その進向方向は第6図に記入してある。

第7図 (a) の最下層においては、雨滴からの蒸発による冷却と雨滴の荷重により下降気流が発達し、地表面で流出している。それがセルに流入してくる東風とぶつかり (図には記入していないが) ガスト・フロントが形成される。ここが上昇気流のある区域である。その最大

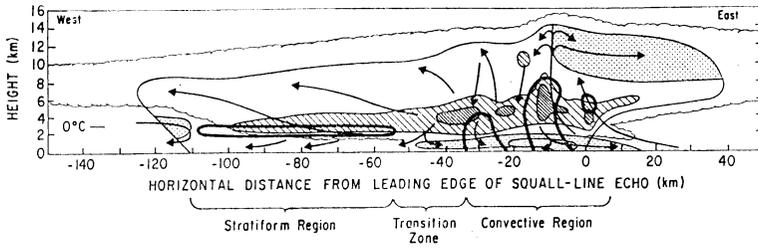
の所には、既にフックエコーが発達するきざしもみえている。第7図 (b) で示した高さ 2.25 km では、SR についていえば、弱い環境の西風はスレーム付近では低気圧性に回転し上昇気流域の東を廻ってストーム内の下降気流域に進入する。もともと条件付不安定な大気を考えていることであり、中層の大気の θ_e は下層大気のそれより低い。これが蒸発冷却をうけて、地表付近の冷気のプールを強化する。高さ 3.75 km の第7図 (c) では、下降気流はみられない。高さ 5.75 km の第7図 (d) では、環境の西風はストームのまわりを迂回すると共に、上昇気流域では下層とは逆方向に回転しつつ、空気が流出しアンビル (anvil) 雲を形成している。

それでは第7図の上下対称のストームのペアでなくて、たとえば図の下方の SR をより強く発達させたかったら、どうすればよいか。それには第6図のホドグラフにおいて、高さ 2 km くらいで南風をより強くさせ、第8図のようなホドグラフを考えればよい。これによって第7図 (b) において南風となって SR の下降気流内に流入する θ_e の低い空気の供給が強化され、ひいては冷気のプールもより発達し、ガスト・フロントでの上昇気流も活発となる。SL では全く反対のことが起こり、やがては SL は消滅してしまう。逆に 2 km あたりの一般流を弱くすれば、SL の方が発達する。つまり風のホドグラフの先端を地表から上層の方へたどっていったとき、それが時計回りであれば SR が発達し、反時計回りならば SL が発達する。文字通り環境がスーパーセルの左右を決めているわけである。

いずれにせよ、上記の Bluestein と Jain は単にスコール・ラインの生成過程の型を分類したのみならず、その各々の型が起こったときの環境も調査している。その結果の一部で第2表に再録してある。目立った点を述べると、broken line 型の R_i が大きいことである。実際にこの型は寒冷前線に伴って起こることが多いから、この型は前線のまわりの二次的鉛直循環によって強制されたものと思われる。それに反して、back building 型は、孤立したスーパーセルとほぼ同じような環境で起こっている (すなわち強いシア、大きな CAPE、小さな R_i)。このようなことから、back building 型はスーパーセルと同じく、ひとたび Cb ができると外からの強制力に関係なく、内部的に励起されると思われる (第5節参照)。

3.4. 大規模な場による強制

大気がどのように条件付不安定であっても、空気塊を LFC の高度まで上昇させなければ対流は起こらない。



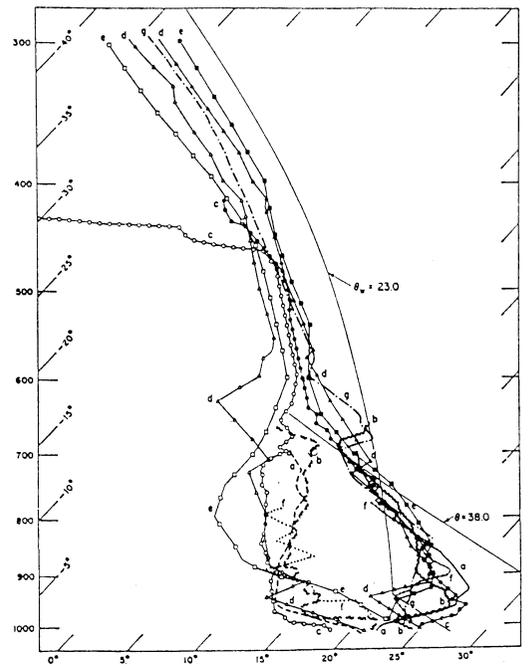
第9図 1976年5月22日オクラホマで発達したスコール・ラインの構造を示す模式図。ストームは図の左から右へ伝播中。一番外側の細い線が雲の輪郭。外側の実線がレーダーで探知できる雲の輪郭で、太い実線はエコーがさらに強い領域。うすい陰影の領域を除き、ストームに相対的な流れは右から左（ストームの前面から後面へ）。その流れが特に強い領域はハッチしてある (Smull と Houze, 1987)。

ふつう大気は不飽和で、かつ下層においてのみ不安定な成層をしているから、その不安定性を解消させ対流を起こすためには、大気下層での収束あるいは上昇運動を必要とする。その際上昇運動がたとえば前線に伴う二次的鉛直循環や対称不安定、あるいは境界層内のシア不安定によって起こるならば、それによって引き起こされるメソ対流系は、少なくともその発達の初期の段階では、線状の構造をもつであろう。反対に、大気が下層から一様に加熱され、かつ一般流が弱い場合には、ベナル対流に似た、あるいはランダムに分布した積雲がまず発生するであろう。このように大規模な forcing の形も、ある程度メソ対流系の形態を決めるのに寄与する。不安定大気中の対流が鉛直シアによって線状に組織化されることはよく知られている (浅井, 1983)。

4. 二次元のスコール・ラインのシミュレーション

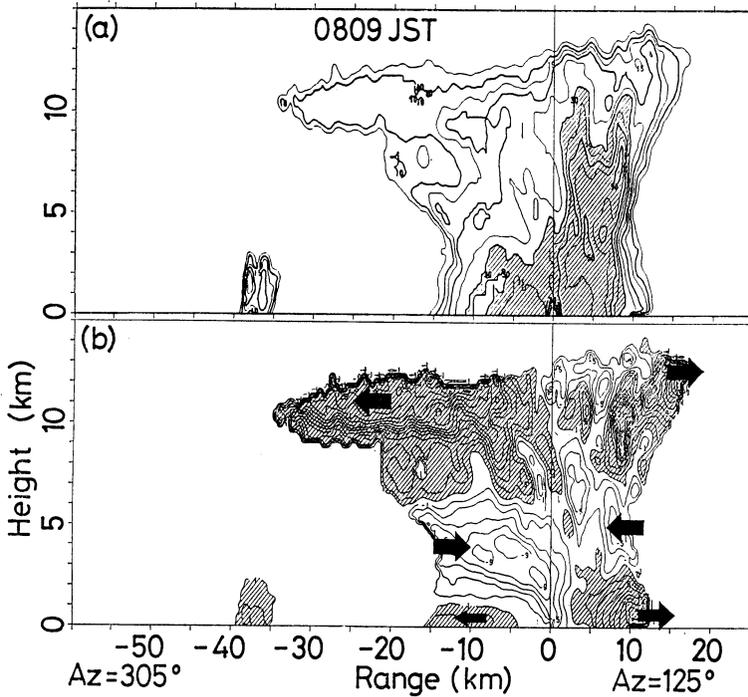
メソ対流系がどのように組織化されるか、一番理解しやすいメソ系としてスコール・ライン (SL と略す) をとりあげる。最もよく観測され解析された SL の1つは1976年5月22日オクラホマ付近の特別観測網でサンプルされたものである。この SL の構造については小倉 (1984) に述べてあるので省略するが、その後 Ogura と Liou (1980) のレーウィンゾンのデータの解析に Smull と Houze (1985, 1987) がドップラー・レーダーのデータの解析結果を加えて、第9図のような模式図を提出している。

下層で SL に進入した空気はガスト・フロントで持ち上げられ、一部は上層で前方にもどり、turn over の循環を形成する。大部分は中層から上層で後方に流れ、い

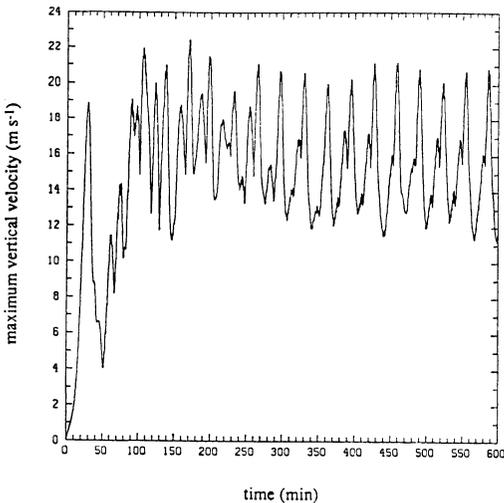


第10図 いくつかの熱帯スコール・ラインについて、層雲状降雨域での温度と湿球温度の高度分布 (Zipser, 1977)。

わゆる前面から後面への (front-to-rear) ジェットを形成する。ガスト・フロントのすぐ上には新しいセルが生成されつつあり、その後方には既に成熟したセル、さらにその後方にはもっと古いセルがあるというマルチセル型の構造を示している。その背後には遷移帯 (transition



第11図 1987年6月6日沖縄付近で発達したスクール・ラインについて、ラインにはば直交する鉛直断面内で (a) レーダー・エコー強度と (b) ラインに相対的な風速 (Akaeda *et al.*, 1988).



第12図 二次元スクール・ラインの数値実験において、モデルの積分領域内での最大上昇速度 (m s^{-1}) の時間的变化 (Fovell と Ogura, 1988).

zone) というレーダー反射強度が弱い区域がある (第29図参照). さらにその背後には、気温が氷点となる高さの直ぐ下にブライトバンドという反射強度の強い層が長く伸びている. これはアンヴィル雲から落下してきた氷相の粒が融解して、レーダー・ビームを強く反射するようになったからである. このブライトバンドの下では弱い層雲状の降雨があり、またゆるやかな下降気流がある. この領域では水滴からの蒸発による冷却があるが、それ以上に断熱圧縮による加熱が強く、空気は乾燥している. ところが地表面のすぐ近くでは冷たく湿った空気が冷氣プールから後面に流れだしている. このためアンヴィル領域でゾンデ探測を断熱図に記入してみると、第4図cに示したように、温度と湿球温度の線が雲底と地表面で接近し、その中間では離れるという、いわゆるオニオン (玉ねぎ) 構造を示すことになる. 第10図に示すように、このオニオン構造は最初 Zipser (1977) が多くの熱帯メソ対流系を解析して発見したもので、熱帯対流系の特徴かと思われていた. しかし第4図で示したよう

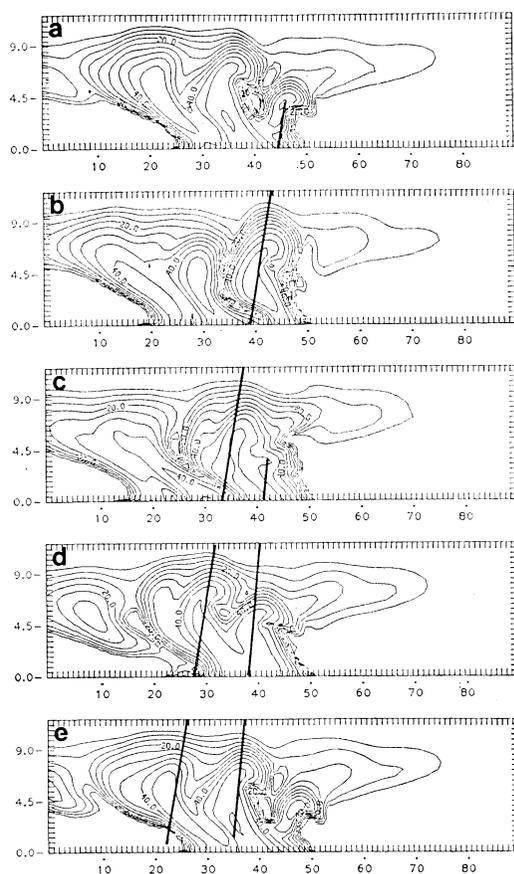
に中緯度帯流系にも存在することが判ってきた。事実第9図に示したSLの構造は、GATEで確立された熱帯SLのそれとよく似ている(第6節参照)。また第11図はAkaeda *et al.* (1988)が1987年6月6日沖繩付近で観測した梅雨期の降雨帯である。後方に長く伸びるアンヴィル雲はないが、第9図および後に示すモデルSLの第14図と多くの共通点を持つ。

それでFovellとOgura(1988)は二次元の雲モデルを用いて、このSLのシミュレーションを行った。環境の場は観測値で指定し、初期に余分の浮力を持つバブル(bubble)を積分領域内の下層において対流を起こす。実験の結果に基づき、積分領域内での最大の上昇速度(W)を時間の関数としてプロットしたのが第12図である。初期に与えたバブルは時間と共に急速に発達し、約30分後には W は 19 m s^{-1} に達する。しかしそれから同じように急速に減衰し始める。環境の風にシアがなければ、ここで一巻の終わりであるが、今の場合には約50分後から再び繰り返し、以後強弱をくり返すも約5時間後からは、ある値の上下に周期的な変動をくり返すようになる。つまりモデルの対流系はバブルから進化して形態を変え、与えられた環境に対して準平衡状態に達することに成功したのである。

ここがRotunno *et al.*, (1988)の実験とちがう所である。彼らは同じような状況の下で数値実験を行ったが、彼らの第10図をみると4時間ごろから全体として衰弱の状態となっている。彼らはこれをsurge outのphaseとよび、モデルSLがたどるべき物理的に意味のある過程とみている。しかしFovellとOguraは積分領域を小さくするとRotunno *et al.*と同じような衰弱はみられるが、充分大きくすればする程そのような傾向はみられなくなり、上記の準平衡状態に入ることから、Rotunno *et al.*のsurge outは単に不完全な境界条件に起因するものとみている。

第12図にみられた約32分を周期とする規則正しい変動の実態は第13図に示してある。まずモデルのSLは東(図の右方)に向かって 14 m s^{-1} の速度で進む。これは実測の伝播速度 15 m s^{-1} に近い。第13図ではSLのガスト・フロント(GF)と略記する)がいつも図の同じ位置にあるように、もとの座標原点を時間と共に移動させて記入しているし、全積分領域 $4,500\text{ km}$ の一部(約 90 km)だけ、鉛直方向にも対流圏の部分だけを示している。第13図aではストームの先端部($x \approx 45\text{ km}$)で新しいセル、いわばfirst echo、が高さ約 3.1 km に見える。

ROBERT G. FOVELL AND YOSHI OGURA



第13図 二次元スカラー・ラインのモデルが描くレーダー・エコー強度(5 dBZ おきの間隔)の時間的変化。積分時間390分から422分まで8分間隔(FovellとOgura, 1988)。

実際のストームでは約 5 km であったから、少し実測とちがう。このセルは時間と共に急速に発達しながら、GFに相対的に後方に移動する。その軸は環境のシアの上流方向に傾いている。またそのセルの、GFに相対的な移動速度は -10 m s^{-1} で実測の -9 m s^{-1} に近い。第13図cでは副次的なセルが発生しており、これも後方に移動する。第13図eでは、これらのセルが完全に消滅する前にGFで再び新しいセルが発生しているので、結局年齢がちがう多くのセルが共存するという、典型的なマルチセル型のストームの構造を示している。それにしても、この物理系は降水過程を含めて、かなり複雑な物理系であるが、第13図aとeを比較して判るように細部

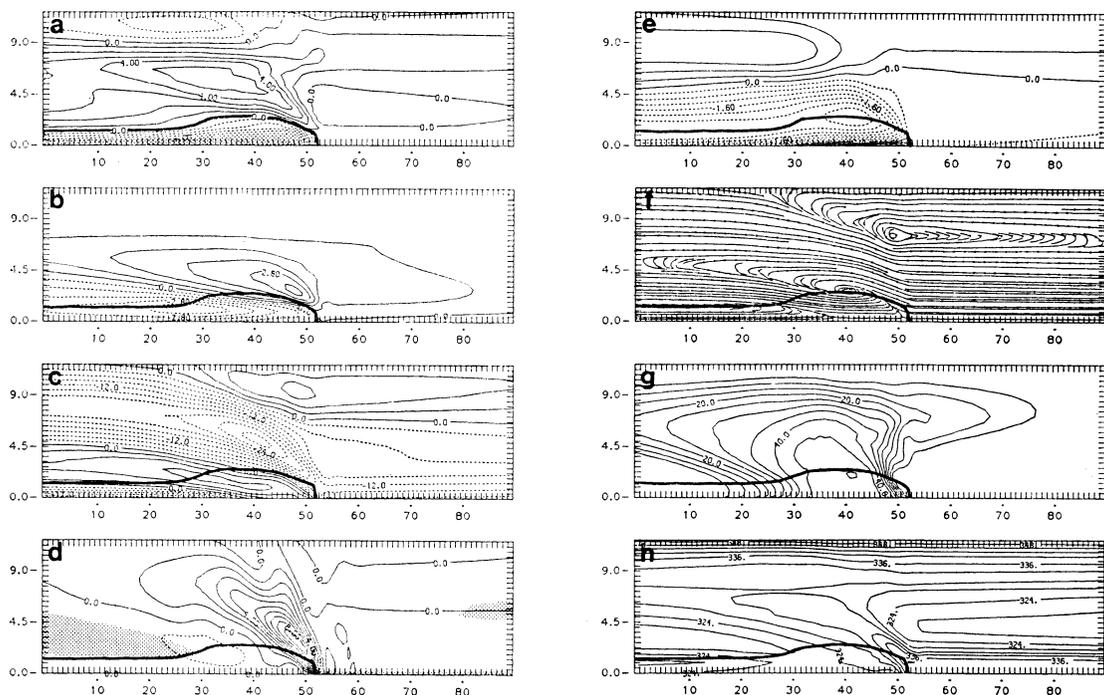


FIG. 11. (Continued)

第14図 二次元雲モデルが描くスコール・ラインの構造 (ストームに相対的な時間平均). (a) 温度の初期値からのずれ (等値線は 1°K おき), (b) 水蒸気混合比の初期値からのずれ (0.7 g kg^{-1} おき), (c) ストームに相対的な水平速度 (3 m s^{-1} おき), (d) 鉛直速度 (1 m s^{-1}), 陰影があるのは相対湿度が60%以下の領域, (e) 圧力のアノマリー (0.4 mb おき), (f) 時間平均した水平及び鉛直速度から決めた流線, (g) レーダー反射強度 (5 dBZ おき), (h) 相当温度 (3 K おき). (a) 図で決めた雲底下の冷氣プールの輪郭で他のパネルに重ねてある. 破線は負の値を示す (Fovell と Ogura, 1988).

の構造に至るまで規則正しく変動がくり返されているのは興味深い.

このように時間的変動が規則正しいから, 時間的平均場とそれからのずれをきちんと区別することができる. 第14図はそのようにして得た時間平均のストームの構造である. 第14図aでは蒸発冷却によって形成された冷氣のプールが下層にあり, その上には凝結加熱による高温の領域がある. その熱は重力波によってストームの前方にも運ばれ, その意味ではストームは自分の前方の広範囲な環境を変化させているわけである. しかしその温度変化は第14図aにみるように対流圏上部に限定され, 量も僅かであり, 新しいセルが次々に形成されるのに障害とはならない. その意味でこのストームは絶えず新鮮な環境に進入しているから準平衡状態になり得る (後の第29図で, SL 前方の地表風は SL が自分を襲うまで, 殆

どその存在を意識していないのに注意). よく知られているように, 傾圧不安定の multiple equilibria の中には, 擾乱の波が一般流とエネルギーの交換を行いつつ成長し, 結局周期的に変動する有限振幅の波と変形された一般流とで平衡状態になるという形態のものであるが (たとえば Mak, 1985), 今考えているストームの準平衡状態はそれとは少しちがう.

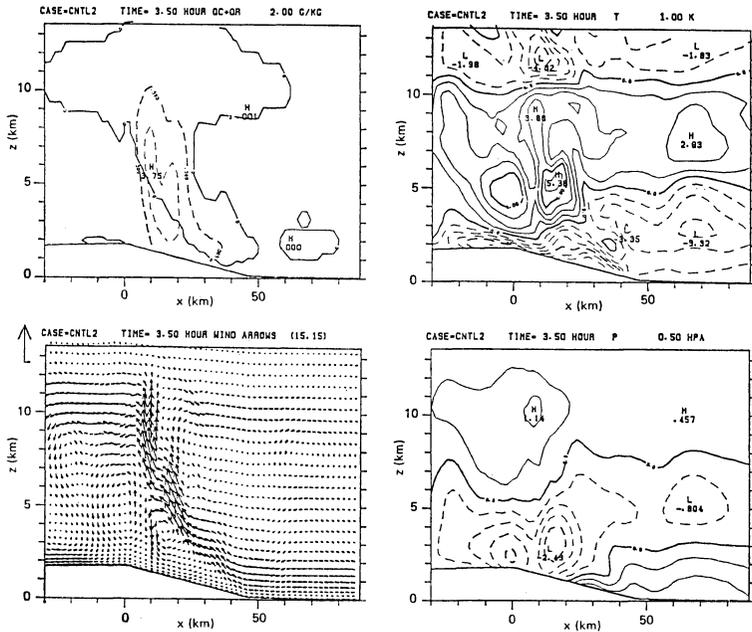
第14図で重要なのがcの水平速度場である. 下層においてはストームに相対的に約 13 m s^{-1} の速度で空気が冷氣プールにぶつかるが, ここで単に上に持ちあげられるにとどまらず, 冷氣プールのふくらみの上では 26 m s^{-1} という高速となり, 冷氣プールの上を前面から後面に向うジェットを形成する. GF で発生したセルは, このジェットによって後方に運ばれているのである.

この 26 m s^{-1} という高速は, ストーム自身が作った

1 DECEMBER 1988

MASANORI YOSHIZAKI AND YOSHI OGURA

3709



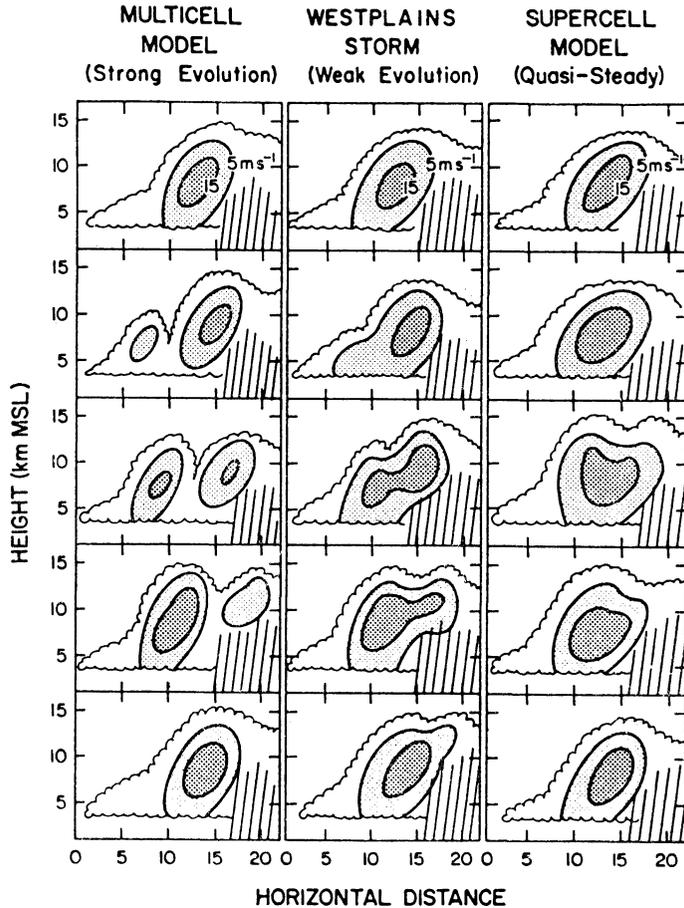
第15図 図の右方から山腹に吹きつける風によって出来たストームの数値実験。(左上) 実線は雲の輪郭, 破線は雨粒混合比の等値線 (2 g kg^{-1} おき), (左下) 風のベクトル (15 m s^{-1} を示すスケールが左上のコーナーにある), (右上) 温位の初期値からの差 (1 K おき), (右下) 圧力の初期値からの差 (0.5 mb おき) (Yoshizaki と Ogura, 1988).

気圧傾度力によって起こされている。すなわち第14図cに示したように、冷氣プールのふくらみを中心として、 -3 mb に及ぶ低圧部がある。一方ストームの前方では殆ど圧力のアノマリーがないので、ここにストームの前方から後方に向う強い水平気圧傾度力が働いている。GFで持ちあげられた空気塊は後方に流れ去る際に、この気圧力をうけるのである。この気圧力については Ikawa *et al.*, (1987) も議論している。

ストームの雲底にできる冷氣プールの運動は、よく密度流 (density current) に対比される。後者については Simpson と Britter (1980) の室内実験や Droegemeier と Wilhelmson (1987) の数値実験など、多くの研究があるが、冷氣プール自身およびそのまわりの空気の運動は密度流のそれと、かなりちがう。室内実験ではふつう密度一定の流体の中に、底面に沿って密度の大きい流体を流入させて密度流を作る。したがって冷氣の周囲の流体中にある圧力のアノマリーはすべて運動場に結びついた力学的圧力 (dynamic pressure) である。ところが第14

図aとeを比較すると判るように、今議論している低圧力アノマリーは、殆ど冷氣プールの上の高温域に結びついた静水圧近似の圧力である。したがって、さらに下方の冷氣プール内の圧力をみると、負の温度のアノマリーのため、負の圧力アノマリーは地表面に接近するにつれ減少し、地表面のすぐ近くでは正のアノマリーとなってメソ・ハイを形成する。このメソ・ハイが地表面に沿ってGFに向う流れと後方に向う流れを作りだす。

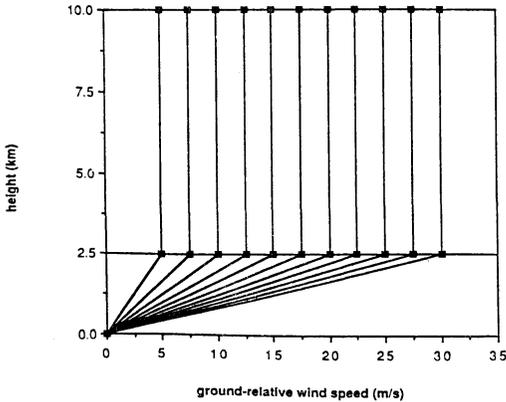
第14図cでもう一つ重要な流れがある。前面から後面に向うジェットの下にあり、逆に後面から前面に向い、下降しながらストームの先端部近くまで達する流れである。rear inflow という。既に述べたように、 θ_e の小さい中層の空気が冷氣プールに入ることによって、単に下層の空気が蒸発冷却される以上に負の温度アノマリーが大きくなる。この rear inflow は第9図の模式図では図の左方に少し顔をだしている程度であるが、他の場合には極めて顕著な流れである (たとえば Smull と Houze, 1987, Zhang と Gao, 1989)。



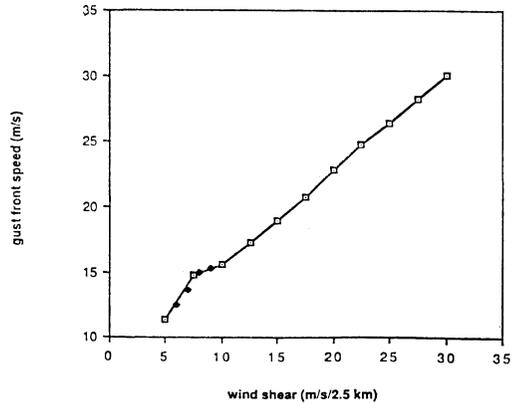
第16図 三種類のちがったストームの型について、上昇速度の時間的変化を示す模式図。上から下に時間は経過し、相次ぐ図の間隔は3～5分。ストームは右から左へ移動中 (Foote と Frank, 1983)。

このようにマルチセル型のストームに組織化できる理由は、GFの上で発生したセルが前面から後面に向うジェットによって後方へ押し流され、GFの上は次のセルの発生を待つ準備が完成するからである。それでなければGFの上でできたセルは常にGFと共に進行し、マンチセル型でないユニセル型となる(事実そのような解はあるのであって、次節で述べる)。こう考えると、不安定成層の大気が山脈で強制的に上昇させられた時に発生するストームのマルチセル構造を理解することができる。先に Ogura と Yoshizaki (1988) が開発した雲モデルを用いて、Yoshizaki と Ogura (1988) が行った数値実験の一部が第15図に示してある。下層の湿った空気

が図の右から山腹に吹きつけるという初期条件から出発して、3.5時間後の状況である。麓から3kmより上では殆どシアがないという一般流を与えたのに拘らず、左上の図にみるようにCbは見事に山腹に向って傾いている。そのため雨滴は雲粒のない領域を落下し、蒸発冷却による冷気プールを作るのに最適の構造となる。それで $x=40\text{ km}$ での新しいセルの発生を含めて、このストームは3個のセルから成る。右上および右下の温度や圧力場は既に述べたストームの場合とよく似ている。ただ現在の場合、冷気が山腹に沿って流れ降りるという効果が加わっている。



第17図 下層のシアーの影響を調べる数値実験に用いられた環境の風の高度分布。



第18図 二次元スコール・ラインの数値実験において、ガスト・フロントの伝播速度（縦軸）と下層の風のシアー（m/s/2.5 km）（横軸）の関係（Fovell と Ogura, 1989）。

5. 下層のシアーの影響

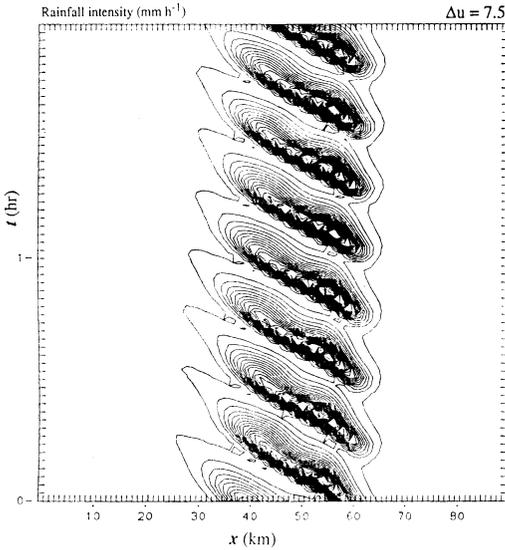
前節で述べたように、観測されたスコール・ライン (SL) は二次元の雲モデルでよく再現できた。しかし問題は残っている。Foote と Frank (1983) はレーダーで観測した多くのストームを第16図のように三つの型に分類した。左のマルチセル・モデルはストームの先端部で次々に新しいセルができては後方に移動する型で、前節で詳しく議論した。右図はスーパーセル・モデルで準定常である。ところがその中間に、彼らが weak evolution と呼んだ型がある。この型は準定常でもないし、マルチセル型のように新しく発生したセルの上昇気流は古いセルからはほぼ完全に分離されているというのではなく、セル同士の上昇気流が連結されているのが特徴である。

この weak evolution を調べるために Fovell と Ogura (1989) は次のような数値実験を行った。前と同じ雲モデルを用い、環境の温度と湿度は米国中西部の典型的な場合を採る。ただ一般場の風としては第17図に示したように、高さ 2.5 km までは風速は高さと共に直線的に増大し、それ以上では高さに関係し一定とする。そして高さ 2.5 km における風速 Δu をいろいろ変えて、このちがった環境の下でどのような SL ができるか見たのである。例のごとく初期にバブルをおいて対流を発生させる。実験結果によると、どの Δu の場合でもバブルは進化して SL となり（後で述べる例外的な場合を除いて）、しかも前節で述べたような平衡状態に落ち着く。しかし面白いことに、その平衡状態における構造は、 Δu によって量的のみならず質的にもかなりちがう。

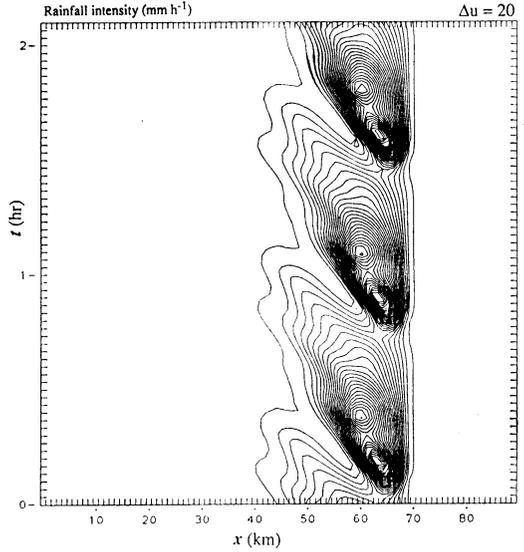
まず顕著なのは SL の移動速度である。第18図に示し

たように、 Δu にほぼ比例して増大する。どの Δu に対してもストームに流入する下層大気の状態は同じであり、したがって雲底高度も同じであるが、冷氣プールのふくらみの形がちがう、これがちがった移動速度を与える。さらに第18図を細かくみると、 Δu と移動速度の関係は $\Delta u = 7.5 \text{ m s}^{-1}$ を境界として、二つの領域に区別されていることが認められる。同じくマルチセルといっても、SL の構造がこの二つの領域でちがうことは、第19-21図で明らかになる。どちらの領域でも準平衡状態に入ると降水強度分布は規則正しい時間的変動を示すが、その周期が全くちがう。第1の領域では12-16分、第2の領域では36-43分である。

第19図は第1の領域の代表として $\Delta u = 7.5 \text{ m s}^{-1}$ のケースを示したもので、前の第17図と同じく、ストームに相対的な座標軸をとっている。特徴的なことは、ストームの先端部で新しいセルが発生し、それが後方へ移動した後で次のセルが発生するという経過をくり返していることである。この過程は前に第2図で述べた back building 型によって SL ができる過程にそっくりである。一方第2の領域に属する $\Delta u = 20 \text{ m s}^{-1}$ の場合には、第20図に示したように、周期が42分と長いし、もっと重要なことは新しいセルが既存のセルとは明確に分離できなくなることである。この傾向は第21図に示した $\Delta u = 22.5 \text{ m s}^{-1}$ の場合にもっとはっきりする。すなわち GF に沿って絶えず強雨があり、この部分では準定常といってよい。その背後ではやはり規則正しい降雨強度の振動



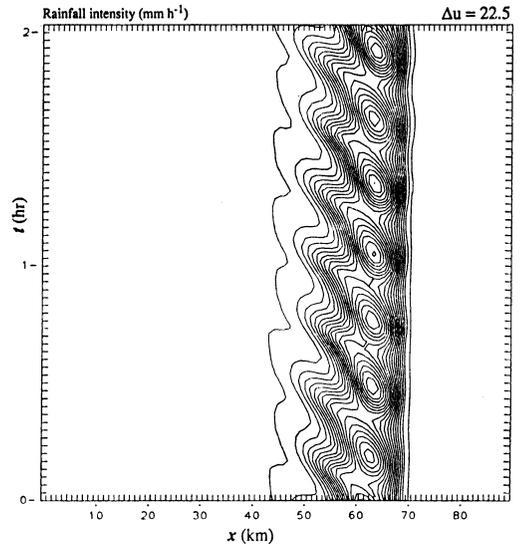
第19図 $\Delta u = 7.5 \text{ m s}^{-1}$ の場合、地上における降雨強度分布図。横軸は水平距離、縦軸は積分時間300分から始まる時間で2分おきのマークがついてある。降雨強度等値線は 1 mm h^{-1} から始まって 6 mm h^{-1} の間隔で、最大強度は 146 mm h^{-1} (Fovell と Ogura, 1989)。



第20図 第19図に同じ、ただし $\Delta u = 20 \text{ m s}^{-1}$ の場合。

があるが、その振幅は背景をなす降雨強度に比べれば小さい。つまりこの振動は第13図に示したような、GFにおける新しいセルの誕生を伴わない副次的セルの性質を持つ。この場合図はここでは示さないが、相次ぐセルの上昇速度は相互に連結されて、第16図でいう weak evolution によく似ている。さらに Δu を大きくすると降雨強度の振動の振幅はますます小さくなり、モデルのSLは限りなく定常状態に接近する。 $\Delta u = 30 \text{ m s}^{-1}$ のときは殆どユニセルである。

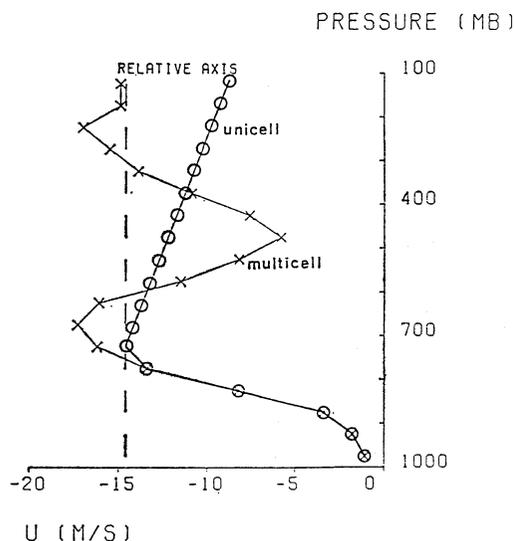
ここでおもしろいことがある。 $\Delta u = 22.5 \text{ m s}^{-1}$ までの結果は既に述べたように初期に1個のバブルを与えて出発したものである。ところが $\Delta u = 25 \text{ m s}^{-1}$ になると、初期に与えたバブルは少し鉛直方向に成長するが、強いシアーのためにちぎれてしまい、どうしても準平衡状態に達することができなかった。こういう場合によく使う手段は、まず $\Delta u = 22.5 \text{ m s}^{-1}$ の準平衡状態の解を求めておいて、それから環境の風を 22.5 m s^{-1} から 25 m s^{-1} までゆっくりと増加させ、後は 25 m s^{-1} に固定したままで時間積分を続行することである。こうするとモデルのSLも新しい準平衡状態に落ち着いた。同じような操



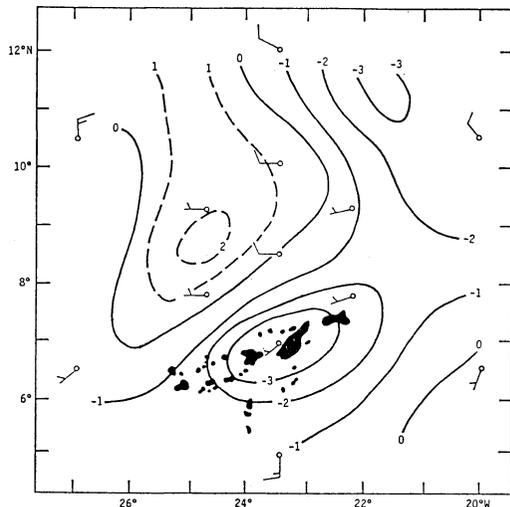
第21図 第19図に同じ、ただし $\Delta u = 22.5 \text{ m s}^{-1}$ の場合。

作を $\Delta u = 27.5, 30 \text{ m s}^{-1}$ の場合にも行う。こうして $\Delta u \geq 25 \text{ m s}^{-1}$ の場合は $\Delta u < 25 \text{ m s}^{-1}$ の場合とはちがった初期条件の下に得られているが、第18図に見るように、結果に不整合性はない。

それにしても $\Delta u > 25 \text{ m s}^{-1}$ の場合に、初期条件によ



第22図 Dudhia *et al.*, (1987) が二次元熱帯スコール・ラインの数値実験に用いた環境の風とその時生ずるラインの型。



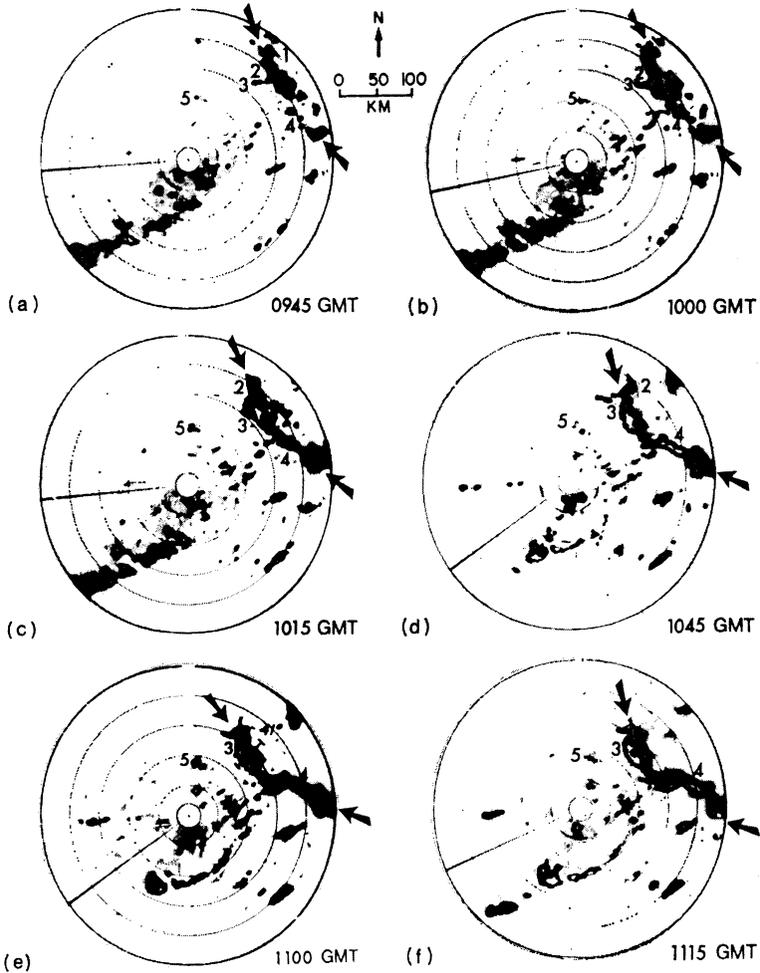
第23図 1974年8月12日0000グリニッチ標準時にGATEのA/Bスケールの海洋調査船観測網で観測されたslow型の降雨帯(発達の初期)のレーダー・エコーと、地表面における発散(単位は $10^{-5}s^{-1}$) (Ogura, *et al.*, 1979).

ってちがった準平衡状態が得られるということは、非線型力学にとって興味あることである。一般に外的パラメータは同じであるのに、初期条件のちがいによって最終の平衡条件にちがいがあれば、その事象は履歴(hysteresis)を持つという。この履歴現象はいろいろな流体運動で起こることが知られている。たとえばベナール・レイリー対流についても Ogura と Tsu(1970)や Ogura (1971) は室内実験や数値実験によって、臨界レイリー数を越えた有限振幅の対流の卓越する波長は、初期条件によってちがうことがあり得ることを示した。同様な結論は Busse と Whitehead (1971) も得ている。もっと大規模な大気運動では、たとえば Kwan と Mak (1988) が順圧不安定波の、Yoshizaki (1982) が傾圧不安定波の履歴現象を議論している。

またベナール・レイリー対流については、平衡状態にある有限振幅の対流パターンはレイリー数によって大いにちがうことも知られている(たとえば浅井, 1983)。大規模な大気運動についても、ブロッキングや気候変動に関連して平衡状態の多様性(multiple equilibria)が議論されている。たとえば傾圧不安定波について Mak (1985; 1989) は鉛直シアと粘性係数の組み合わせ次第によって、いろいろな平衡状態(1個の波の定常状態、複数の波の定常状態, triad limit cycle)があり得るこ

とを示している。この節で述べた数値実験は、環境の風の鉛直分布の形は同じで、ただ下層のシアの強さを変えることによって、規則正しく変動するマルチセルから定常的なユニセルまでのSLが成長することを示したものである。ただし大気の静的安定度はどれも同じとしているので、SLに対する環境問題としてはまだ不完全である。

これについて参考になるのは Dudhia *et al.* (1987) のSLの数値実験である。彼らは1981年アフリカ大陸西部で実施された Convection Profonde Tropicale (COPT 81) という特別野外観測でサンプルされたSLを二次元雲モデルで再現した。この地域の夏の環境の風の特徴は、サハラ砂漠の存在のため下層大気には南北方向に強い気温傾度があり、温度風の関係によって600~700mbを頂点として強い東風のジェット気流であることである。彼らは第22図に示したジェット型の風の場合について、観測とよく一致するマルチセル型のSLを得た。ところがジェットをなくして、シアが下層だけにある風の場合には、モデルのSLはユニセル型であった。ところがこの節で述べた Fovell と Ogura の結果では、ジェットがなくてもマルチセル型であり、ユニセル型になるのは実際にはないような強い下層のシアのときだけ



第24図 1974年9月4日 GATE に参加中の海洋観測船 *Oceanographer* のレーダーで観測した熱帯スコール・ライン(黒い矢印にはさまれた部分)(Houze, 1977).

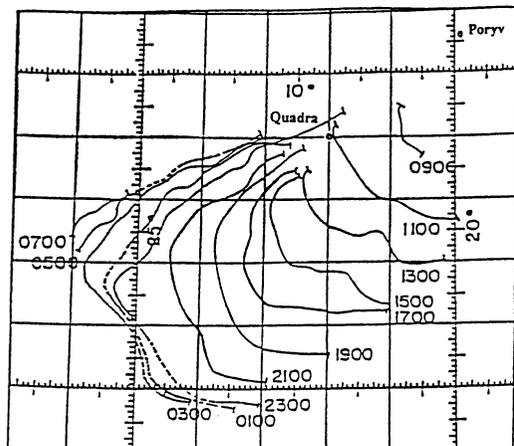
であった。

この両者のちがいは大気の安定度のちがいによるものと思われる。既に述べたように熱帯大気では安定度が弱く、したがって SL 内で冷氣の上を GF から後方に向うジェットも中緯度の SL にくらべれば弱い。それで新しく発生したセルを後方に運ぶためには環境の風として SL に相対的に 700~500 mb の層で東向きの風を必要とするのではないだろうか(第22図において SL 自身は西向きに $12\sim 16\text{ m s}^{-1}$ の速度で移動していることに注意)。この相対的な東風がない非ジェット型の環境の風のときには、セルが GF にへばりついたユニセル型になった

と想像される。

6. 熱帯スコール・ラインの数値実験

熱帯地方に存在するメソ対流系の構造と進化についての知識は、いくつかの特別野外観測計画によって得られている。その中で最も大規模な計画が1974年、東大西洋とアフリカ大陸西部で実施された GATE (GARP Atlantic Tropical Experiment) である。ここでは主として GATE で観測された雲のクラスターについて、その構造とまわりの環境との関係に重点をおいて述べよう。GATE で観測された対流系全般については Houze

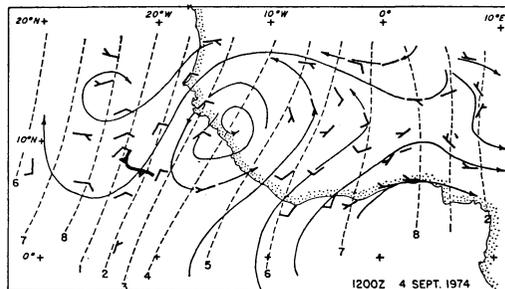


第25図 第24図に示したスクール・ラインの先端部が時間と共に移動する様子。時刻はグリニッチ標準時。白丸は海洋調査船 (Poryv と Quadra) の位置 (Houze, 1977)。

と Betts (1981) の総合報告があり, Houze と Hobbs (1982), Ogura (1986) は熱帯域の対流系全般について述べている。

GATE のクラスターは気象衛星の画像に基づいて、二つの型に分類されている。まずスクール・クラスターはスクール・ライン (SL) を伴い、衛星画像でみた特徴は、急速な伝播 (15 m s^{-1} の程度)、急激な発達、IRでみる強い明るさ、明確なアーク状の先端部などである。一方非スクール・クラスターは比較的ゆっくりと ($2 \sim 3 \text{ m s}^{-1}$ くらい) 進み、アーク状の先端部はない。発生数からいえば、熱帯海域では非スクール・クラスターの方が圧倒的に多い。しかしスクール・クラスターは明確な構造と伝播の性質を持っているので、好んで研究の対象とされてきた。また非スクール・クラスターといっても、レーダーで見ると一本ないし数本の平行した降雨帯から成ることが多い。第23図はそうしたバンド状のメソ対流系の一例である。東北東-西南西の方向に走る下層の収束帯に沿って降雨帯が発達しつつある。Soong と Tao (1980) の第1図にみるように、このバンドはその後長さを増しつつ、ゆっくりと北に移動する。このときの卓越風は東北東であり、降雨帯はこれにほぼ平行であった。

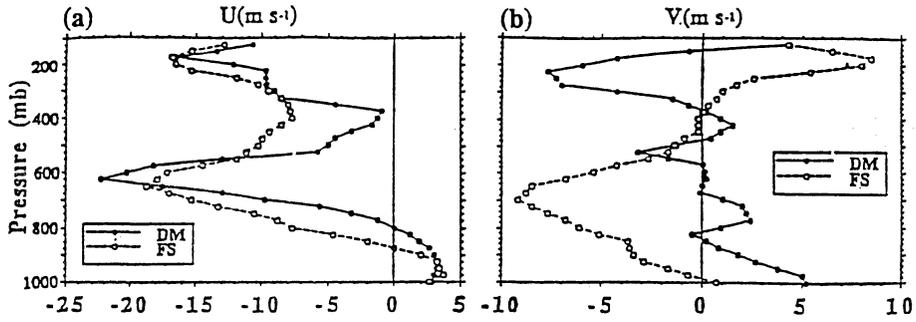
スクール・クラスターの一例として、第24図は1974年9月4～5日に GATE の海洋観測船網を通過したクラスターの発達期におけるレーダー・エコーを示す。図で



第26図 4～5日周期をピークとするバンドパス・フィルターを通した 700 mb の風の流線図。1974年9月4日1200グリニッチ標準時。前線の記号はスクール・ラインの先端部の位置を示す。破線で示した波の位相の 카테고리については本文参照 (Houze, 1977)。

番号をつけてあるのが SL の要素 (squall line element, 略して LE) である。第24図aにおいて LE 2は既に成熟しており、LE 内にある。一方 LE 3, 4, 5は SL の前方で発生しつつある。第24図dの時刻となると、LE 3と4は発達の絶頂期にあり、SL の主要部分を占めるが、LE 5は依然としてラインの前方で発達期にある。第25図はこの SL の伝播の様子を示す。GATE の地域および期間中には、前節で述べた中層の東風ジェットに重なって、easterly wave の一種であるアフリカ波 (African wave) が西向きに4～5日の周期で通過した。その波の構造は Reed *et al.* (1977), Chen と Ogura (1982) などによって詳しく調べられた。彼らは合成解析手法として、一波長約 3,000 km の波の位相を8個のカテゴリに区分した。カテゴリ8が波のリッジ、4がトラフ、2が北風の最も強い部分、6が南風の最も強い部分、1, 3, 5, 7はそれぞれの間である。研究の結果によると、対流活動はトラフの前面 (西側)、カテゴリ2から4の区域で最も活発である。第26図に示した SL も例外でなく、カテゴリ2すなわち南北風速成分が北風の区域で発達中である。しかも SL の走向はその場の風にほぼ直交しており、非スクール・クラスターとは全くちがう。

それでは一般的に、スクール・クラスターと非スクール・クラスターで環境の差が認められるか。これについては Frank (1978), Barnes と Sieckman (1984), Chen (1985) などがある。特に Barnes と Sieckman は GATE 期間中、航空機によってよくサンプルされた12個の線状



第27図 (FS): 熱帯スコール・ラインの三次元数値実験に用いられた環境の風。(DM): Dudhia と Moncrieff (1987) が slow 型降雨帯の三次元数値実験に用いた環境の風。Uは東西方向の、Vは南北方向の風速成分 (Chin, Wilhelmson と Ogura, 1990)。

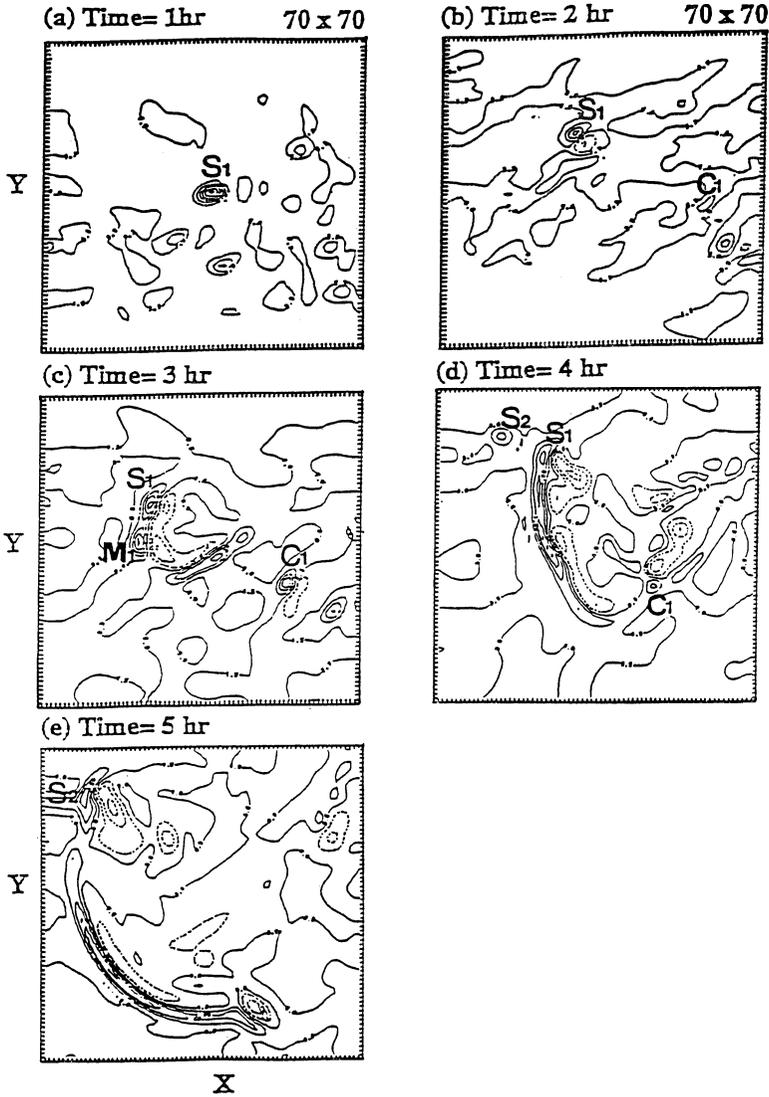
メソ対流系を、急速に伝播するもの (伝播速度, $V_L > 7 \text{ m s}^{-1}$), ゆっくり伝播するもの ($V_L < 3 \text{ m s}^{-1}$), およびその中間のもの ($3 \leq V_L \leq 7 \text{ m s}^{-1}$) に分類し, 前2者についてその環境を調べた。ここで急速に伝播する系がこれまでのスコール・クラスターに相当する。以下この二つの型を fast 型と slow 型と略称する。またここで環境というのは, 伝播しつつある対流系の前方の気体であることに間違いはないが, 実をいえば個々の観測値が本当に環境を表わしているかどうか簡単ではない。対流系の前方であり近いと, そこは既に対流系で汚染されているかも知れない。逆に遠すぎると, その場所の気体の状態は議論の対象である対流系と何も関係ないかも知れない (たとえば, その場所の下層の空気が実際に対流系内に吸い込まれないかも知れない)。とにかく彼らの得た結論は明確である。地面付近の θ_e , 第3節で述べた stability index, CAPE などのみでみる限り, fast 型と slow 型には差が殆どない。顕著な差があるのは高さ 650 mb までの層で, 系の先端部に直交する方向 (V_N) と平行な方向 (V_T) のシアである。fast 型では $V_N = 12 \text{ m s}^{-1}$ ($4, 100 \text{ m}$) $^{-1}$, $V_T < 0.5 \text{ m s}^{-1}$ ($4, 100 \text{ m}$) $^{-1}$ であり, slow 型では $V_N = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ ($4, 100 \text{ m}$) $^{-1}$, $V_T = 6.2 \text{ m s}^{-1}$ ($4, 100 \text{ m}$) $^{-1}$ である。つまり下層のシアの方向に, SL は直交し, ゆっくり動くバンドは平行であることが確認されたことになる。ところがもう一つ重要なのが θ_e の高度分布である。fast 型の場合には高度約 4 km に明瞭な最低値があり, その高さでの fast 型の θ_e は slow 型のそれより約 5°K も低い。これは主として水蒸気量の差によるものである。すなわち slow 型の環境では 600 mb くらいの高さまで充分湿っていたのに, fast 型では

下層を除き 500 mb くらいまで, かなり乾燥していたのである。

このことは独立に Chen (1985) も指摘した。彼は GATE の研究船観測網で SL が観測されたときには例外なしにアフリカ波に伴う北よりの風が吹いていたこと, 中層で乾燥していたのは, アフリカ波に伴われてサハラ砂漠の空気が襲来したためであることを示した。

GATE 期間中に観測された slow 型の降雨帯の数値再現は, 既に Dudhia と Moncrieff (1988) が成功している。それを拡張し, 上記の観測事実をふまえて, どのような環境のときに fast 型と slow 型, シアーに直交型と平行型, SL と非 SL ができるのか, Chin, Wilhelmson と Ogura (1990) が三次元の雲モデルを用いて調査した。その結果二つのちがった組織化を起すプロセスが明確にされたが, ここでは第25図に示した SL のシミュレーションに関係した部分だけを述べよう。環境の風としては Frank (1978) が SL の場合に合成した風 (第27図) を用いた。slow 型のときとちがいが, 700 mb を中心にして北風が吹いているのが特徴である。熱力学量としては研究船リサーチャーの探測結果を用いる。対流は下層にランダムな擾乱を与えて発生させる。

実験結果の一部を第28図に示す。モデルの SL になるべく積分領域の中央にあるように, 第28図では座標系の原点を絶えず南東の方向に移動させている。さて第28図 a と b では S_1 という強いセルが発達している。これは最初できたセルが分裂してできたもので, 渦度場で見ると正の渦度をもち, 第3節で述べた right-moving のストームの性質をもつ。これは第27図に示した環境の風の hodograph が時計まわりであることから理解できる。



第28図 熱帯スコール・ラインの三次元シミュレーションで得られた、高度450 mにおける鉛直速度の水平分布。領域は105 km×105 km 等値線は0.5 m s⁻¹ おきの隔間。ただし図aでは0.1 m s⁻¹ おき、積分時間1時間おきの図を示す (Chin, Wilhelmson と Ogura, 1990)。

この永続するスーパーセルの下にできた冷気プールは北風によって南ないし南西にひろがり、第28図dのように下層の上昇運動域は帯状になり、やがて別にできたセルC₁とも合併して、第28図eのようにアーク状をしたSLとなる。このSLは5時間後でも平衡状態からはほど遠く、第25図の実測図でいえば時刻0900から1300の間の状態を再現したものといえよう。事実この期間のSLの主

要部分の伝播速度は、モデル・実測とも南東方向に12 m s⁻¹ となっている。

上記の実験を control experiment として、いろいろと外的条件を変えた感度実験も行っている。その一つだけを述べると、第28図c(3時間後)の状態に達したところで、Dudhia と Moncrieff が slow 型の再現に成功した環境に変えてやると、第28図dとeにみられたよう

な SL の南方への伸張がみられない。これには二つの理由がある。一つは第27図にみられるように、新しい環境では下層で南風であり、冷氣プールの南にひろがるのを防げる。もう一つは新しい環境では中層大気がより湿っているの、冷氣プールの発達自身が弱められる。このように slow 型が発達するのに適した環境では fast 型の発達は防げられる。これと逆に fast 型が発達する環境では slow 型が消滅する観測事例を Mansfield (1977) が報告している。

なおシアアが一方だけの場合、バブルから出発した熱帯 SL の三次元数値実験は Tao と Simpson (1989 a) が行っているし、スーパーセルを含む中緯度の SL の数値実験は Dudhia と Moncrieff (1989) が行っているので参照していただきたい。

7. 将来の課題

以上述べたように、メソ対流系の研究は観測・数値実験の両者がうまく援け合って、急速に進歩しつつある。しかしまた今後やりたいこと、やらねばならぬことも山ほどある。紙数の関係もあり、ここでは次の3点だけをあげよう。

7.1 平衡状態の解のユニーク性

本文の目的はメソ対流系の構造と組織化は環境によって決定的に支配されるということを示すことであった。このことは時間的空間的に一様な環境が与えられると、それと平衡状態にあるメソ対流系はユニークに決まるということを前提としている。これは本当だろうか。この設問はもちろん極めてアカデミックであるが、科学的に興味ある問題であるし、メソ対流系の進化あるいは時間的変化がどこまで内的に自分自身の力学で規定され、どこまで環境に応答しているのか知る上で重要である。第5節でヒステレシスについて述べた。全く同じ環境に対し、バブルから出発したときと、より弱いシアアの際の平衡状態の解から出発したときでは、平衡状態の解が全くちがう。前者の場合には平衡状態では運動はなし、後者の場合は規則正しく変動する周期解か準定常解である。運動がないという解はあまり興味のない解であるが、後者の場合にも第5節で得た解以外の平衡状態の解はないという保証もないのである。

ここで興味があるのは第24図 a と b で、北東の方向から SL がレーダー・スコープ内に進入してくる以前から、ほぼ北東から南西に走る slow 型、平行型のバンドが存在していたことである。すなわち一つのレーダー・

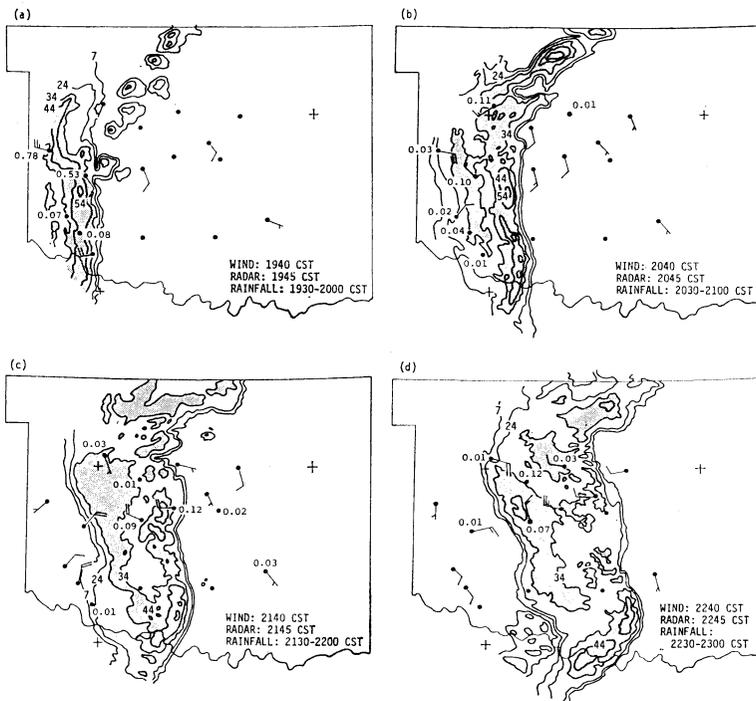
スコープ内という空間領域に全くちがったメソ対流系が共存していることになる。同じようなことは中緯度の SL でも認められる。たとえば第29図は第4節で再現を試みたオクラホマの SL の低層レーダー・エコー図である。図 a で南北に走るエコーが東進してきた SL で、図の上方、多数のセルが線状に東北東—西南西の方向に並んでいるものは以前から存在していた slow 型のバンドである。やがてこのバンド SL は併呑されてしまうが、ここでも二つの型が共存している。

第24図の熱帯 SL の場合は、SL が接近してくる時刻には環境は SL の発達に都合だったので、slow 型は短時間に消滅してしまっただけではないかと思う。Mansfield (1977) も同様なケースを報告しているし、第6節の最後に述べた感度実験もこれと矛盾しない。いずれにしてもメソ対流系の進化を環境の時間的空間的な variability と関連させつつ、もっと研究する必要がある(後述の c 参照)。

さらに追加すると、最近 Balaji と Clark (1988) は、(たとえば日中太陽加熱によって起こるような) 地表面からの顕熱の輸送を考慮すると、これまで述べてきたのとは別の形でストームあるいは背の高い Cb が形成されることを示した。すなわち地表面に接した混合層の上に安定成層があり、かつ環境の風が鉛直シアアを持つ大気を下から絶えず加熱する。すると境界層内にはある卓越する波長を持つレーリー型対流が発達するが、それに強制されて安定成層内に内部重力波が発達する。しかも後者の卓越する波長も伝播速度も、レーリー型対流のそれとはちがう。この両者の相互作用によって、境界層内のレーリー型対流に伴われた背の低い積雲のあるものが結局 Cb に発達するというのである。彼らの三次元数値実験によると、こうしてできた Cb はやはり相次ぐセルの誕生を伴っているが、冷氣プールからの流出によるものではない、という点でこれまで記述してきた過程とはちがう。この数値実験は Cb が発達した時刻で終わっているので、準定常状態になったとした時の解の形はわからないが、Cb の initiation の過程としては、バブルを初期に与えるよりはずっと現実的である。

7.2 線状でないメソ対流系

本文では主として SL を含めた線状のメソ対流系について述べた。これは第2節で述べたように、この型が多く発生すること、はっきりした構造をもっているので相手にし易いというためであった。しかし、それ以外の型も多く起こっていることだし、もっと研究の対象として

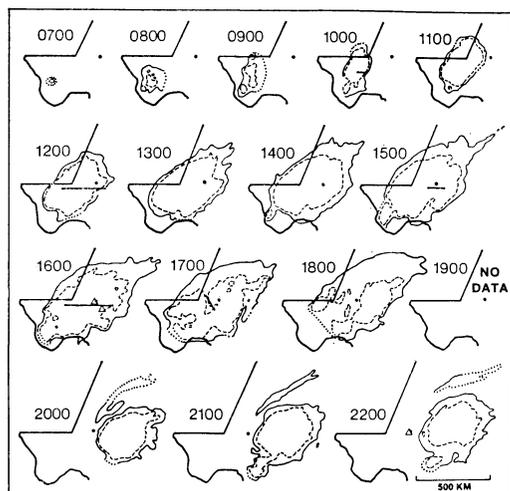


第29図 1976年5月22日オクラホマを通過したスコール・ラインの低層レーダー反射強度分布図。レーダーの仰角高度は 0° 、等値線は7, 24, 34, 44および54 dBZ。(a)は1945中央標準時、(b) 2045、(c) 2145、(d) 2245。陰影はエコー強度が34 dBZ以上の区域。地表観測所の横の数字は降水強度(単位はインチ/(30分))。地表風の長い矢羽根は10ノット(Ogura とLiou, 1980)。

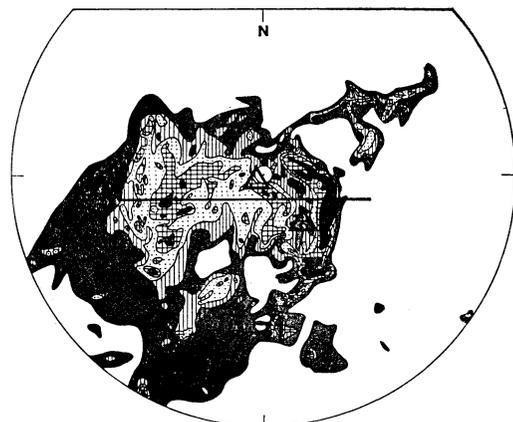
いいのではないだろうか。たとえば夏季上越や秋父の山岳地帯で発生し東京をおそう雷雨はどんな構造と進化をしているのか。米国でも Maddox (1980) が最初に定義したメソスケール対流複合体 (mesoscale convective complex, 略して MCC) というのがある。衛星 IR 画像でみて T_{BB} の低温域の大きさ・継続時間がある程度以上のものをいう。いくつかの発達した Cb から成り、それらの雲頂からでた巻雲のシールド (shield) の面積は孤立した雷雨のそれより2桁以上も大きい。SL にくらべて MCC の構造と進化は観測・モデルとも研究者の興味をあまりひかなかつたが、米国の中央部の春から夏、農作物の成長期に雨をもたらすのが主に MCC であることが認識され、興味が増大しつつある。

最近の事例解析としては、1980年にテキサスで実施された High Plains Cooperative Program (HIPLEX) という特別野外観測でサンプルされた MCC を Leary と

Rappaport (1987) が解析したものがある。第30図に示した IR 画像でみると、時刻 0900 から 1400 の間に急速に発達し、さしわたし 500 km に及ぶ典型的な楕円形の T_{BB} 低温部が形成されていく過程がよく判る。このアンヴィル雲の下の構造をレーダーでみると、初めはいくつかの Cb がほぼランダムに分布していたのが、0900までに南北方向に直線状に組織化され、 11.5 m s^{-1} の速度で東進するようになる。そして1505までに第31図に示したように、SL によく似た構造となる。すなわち先端部はアーク状の対流活動の活発な区域、その背後にエコーが最弱の遷移帯、さらにその背後に明瞭なブライトバンドで特徴づけられる広い層雲状降雨域がある。ここで興味があるのは層雲状降雨域に、2ないし4個の低気圧性回転をもつスパイラル・バンドがあることである。ただしこのエコーは、境界層に根を持つ背の高い対流によるものではなく、アンヴィル雲内にふくまれて中層に根



第30図 1980年6月8日テキサス州で発達したメソスケール対流複合体の T_{BB} . 実線は -33°C ($\sim 10\text{ km}$) で破線は -53°C ($\sim 12\text{ km}$). 点線は隣り合った雲の境界線または内挿法で推定したもの. 時刻は米国中央夏時間 (CDT). 大きな黒点はモニター用のレーダーの位置を示す (Leary と Rappaport, 1987).



第31図 6月8日 1600 CDT における低層のレーダー・エコー図. 等値線は11, 20, 24, 28, 32 dBZ. 外側の円は 260 km (Leary と Rappaport, 1987).

をもつ弱い対流セルによるものである. どういうメカニズムでこうした回転性の降雨バンドができるか, まだわかっていない.

まだ一例しかないので, 北米で出現する MCC のすべてが SL に似た構造を持つかどうか不明である. わが国付近を通過した長寿命のクラスターの解析例としては Akaeda *et al.* (1987), Ninomiya *et al.*, (1988 a と b) などがある. 上記の例と比較して類似点や相違点, それを起こす環境の差などを考えてみるのは興味ある問題である.

7.3 メソ予報

よく知られているように数値予報改善の方向は二極化しつつある. 一つは月間予報・季節予報など一層長期間の予報を目指し, もう一つは空間的にもよりきめ細かい極短期予報である. 後者については, 現在の状態から単に時間的に外挿するもの, あるいはその外挿に際してメソ対流系のライフ・サイクルを考慮に入れるものなど, いろいろの方法が考えられている (Browning, 1989 参照). ここではモデルによる数値予報について述べたい.

これまで記述してきたのは, 環境は時間的にも空間的にも一様であるという条件での数値実験であった. 初期

の擾乱もバブルとか下層のランダムな擾乱という仮想的なものであった. その結果メソ対流系の構造と進化が環境によって支配されるメカニズムがかなりよく判ってきた. しかし予報の問題となると, いつ, どこで, どんな対流系が発生し進化するかということ, メソ対流系がまだ発生していない時刻から出発して予報できるのが望ましい. わが国のように集中豪雨や豪雪に関心がある場合には, 単に起こるべきメソ対流系の構造のみならず, 伝播の性質も正確に予測する必要がある. 伝播速度が遅ければ, 一地点での降雨量は大きくなるからである. 事実1982年の長崎豪雨, 1983年と1985年の島根豪雨の場合, 強雨域はある地域に限定されていた. 地形の影響と思われるが, まだ疑問が残る.

メソ予報はわが国を含め多くの国で, 静水圧近似狭領域モデルの水平格子間隔を $10\sim 40\text{ km}$ の程度に小さくすることによって既に行われており, 有望な結果が得られている (立平, 1990). 外国の最近の例としては Zhang *et al.* (1989), Zhang と Gao (1989) がある. 対象としたのは PRE-STORM というオクラホマ周辺の特別観測網でサンプルされた SL である. 彼らのモデルは水平間隔が 25 km および 75 km という nested model で, 鉛直方向には19層ある. ルーチンのレーウィンゾンデの観測だけで決められたシノプティック・スケールの場を初期条件として24時間予報を行った. この初期の時刻にはまだ SL は発生していなかったのであるが, 実測とよく一致する時刻と場所に SL の発生が予測された. しか

もその成熟したときの構造と伝播の様子などは、ドップラー・レーダーでの観測などとよく一致していた。前面から後面に向うジェット、その下での rear inflow、アンヴィル区域での探測のオニオン型構造など、第14図で述べた SL の構造ともよく似ている。この成功の一因は、彼らの用いた積雲のパラメタリゼーションが下降気流に伴う蒸発冷却を特に考慮した Fritsch-Chappel (1980) であったかも知れない。つまり彼らの扱った SL は、進行しつつある寒冷前線の前方に発達した SL であった。したがってまず寒冷前線に伴う鉛直断面内の循環で強制された積雲活動を予測し、それによって生じた冷氣プールの予測したので、SL の発生が予測できたのかも知れない。

それでは今後どの方向に進むか。この解説文で扱ってきた非静水圧近似の雲モデルについていえば、現在の多くのモデルで最も不満なのはモデルの横 (lateral) の境界条件である。いわゆるオープン境界条件を用いているので、積分領域外の環境の影響が内部に入ってくる。われわれが本当に知りたいのは、メソ対流系の構造と進化が、時間的空間的に変動する環境にどう応答するかである。そのためには、静水圧近似狭領域モデルでよくやっているように、個々の対流セルを分解できるだけの格子間隔 (~1 km) をもつ雲モデルの境界条件が、もっと粗い格子間隔のモデルで与えられるようにする必要がある。できれば two-way 相互作用で雲モデルが粗いモデルに nest しているのが望ましい。現在英国では、nested ではないが、16層・格子間隔 15 km の非弾性非静水圧モデルを semi-operational に走らせており (Golding, 1987)、将来これを 32 層に改良する予定とのことである (Browning, 1989)。三つのちがった格子を nest した非静水圧モデルは米国では National Center for Atmospheric Research と Colorado State University で既に開発されている。こうしたモデルがわが国でも実用化されることを熱望して、この稿を終わりたい。

謝辞

本稿は「天気」編集委員の住明正・中村晃三・新野宏の諸博士及び吉崎正憲博士のお奨めによって執筆したものであり、この方々の encouragement に謝意を表します。

参考文献

Akaeda, K., K. Ninomiya and T. Takeda, 1987: Case study of a long-lived cloud cluster. J.

Meteor. Soc. Japan, 65, 129-144.

———, M. Ishihara, A. Tabata, T. Yokoyama and H. Sakakibara, 1988: A case study of a slow-moving convective band observed by a doppler radar. Proc. 10th Int. Cloud Physics Conf. Bad Homburg (F.R.G.), 600-602.

浅井富雄, 1983: 大気対流の科学, 東京堂出版, 220.

Balaji V. and T.L. Clark, 1988: Scale selection in locally forced convective fields and the initiation of deep cumulus. J. Atmos. sci., 45, 3188-3211.

Barnes, G.M. and K. Sieckman 1984: The environment of fast- and slow-moving tropical mesoscale convective cloud lines. Mon. Wea. Rev., 112, 1782-1794.

Bluestein, H.B. and M.H. Jain, Formation of mesoscale lines of precipitation: Severe squall lines in Oklahoma during the spring. J. Atmos. Sci., 42, 1711-1731.

Browning, K.Z., 1989: The mesoscale data base and its use in mesoscale forecasting. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 115: 717-762.

Busse, F.H. and J.A. Whitehead, 1971: Instabilities of convection rolls in a high Prandtl number fluid. J. Fluid Mech., 47, 305-320.

Chen, Y.-L., 1985: Tropical squall lines over the eastern Atlantic during GATE. Mon. Wea. Rev., 113, 2015-2022.

———, and Y. Ogura, 1982: Modulations of convective activity by large-scale flow patterns observed in GATE. J. Atmos. Sci., 39, 1260-1279.

Chin, H.-N., R.B. Wilhelmson and Y. Ogura, 1990: Modeling of tropical squall and non-squall clusters: Dynamical and environmental differences. J. Atmos. Sci., 47, (submitted).

Droegemeier, K.K. and R.B. Wilhelmson, 1987: Numerical simulation of thunderstorm outflow dynamics. Part I: Outflow sensitivity experiments and turbulence dynamics. J. Atmos. Sci., 44, 1180-1210.

Dudhia, J. and M.W. Moncrieff, 1987: A numerical simulation of quasi-stationary tropical convective bands. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 113, 929-967.

———, and M.W. Moncrieff, 1989: A three-dimensional numerical study of an Oklahoma squall line containing right frank supercells. J. Atmos. Sci., 46, 336-3391.

———, M.W. Moncrieff and D.W.K. So, 1987: The two-dimensional dynamics of west African squall lines. Q. J. Roy. Meteor. Soc., 113, 121-146.

Emanuel, K.A., 1988: Observational evidence of

- slantwise convective adjustment. *Mon. Wea. Rev.*, 116, 1805-1816.
- Foote, G.B., and H.W. Frank, 1983: Case study of a hailstorm in Colorado. Part III: Airflow from tripple-Doppler measurements. *J. Atmos. Sci.*, 40, 686-707.
- Fovell, R.G., and Y. Ogura, 1988: Numerical simulation of a midlatitude squall line in two dimensions. *J. Atmos. Sci.*, 45: 3846-3879.
- , and ———, 1989: Effect of vertical wind shear on numerically simulated multicell storm structure. *J. Atmos. Sci.*, 46, 3144-3176.
- Frank, W.M., 1978: The life-cycle of GATE convective systems. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1256-1264.
- Fritsch, J.M., and C.F. Chappell, 1980: Numerical prediction of convectively driven mesoscale pressure systems. Part I: Convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, 37, 1722-1733.
- Golding, B.W., 1987: Short range forecasting over the United Kingdom using a mesoscale forecasting system. *Proc. Short and medium-range weather prediction*. Ed. T. Masuno, Meteor. Soc. Japan, 563-572.
- Houze, R.A., Jr., 1977: Structure and dynamics of a tropical squall-line system. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1540-1567.
- , and A.K. Betts, 1981: Convection in GATE. *Rev. Geophys. Space Phys.* 19, 541-576.
- , and P.V. Hobbs, 1982: Organization and structure of precipitating cloud systems. *Adv. in Geophys.* 34, 225-315.
- Ikawa, M., Sakakibara, M., Ishihara and Z. Yanagisawa, 1987: 2-dimensional simulation of the convective snow band observed over the Japan Sea—the structure and time evolution of the organized multicellular convection. *J. Meteor. Soc. Japan.* 65, 605-633.
- 石原正仁, 1989: NEXRAD(次世代気象レーダー). *天気*, 36, 663.
- Klemp, J.B., and R. Wilhelmson, 1978: Simulations of right and left-moving storms through storm splitting. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1097-1110.
- Kwan, H.J., and M.-K. Mak, 1988: On the euilibraton in nonlinear barotropic instability. *J. Atmos. Sci.*, 45, 294-398.
- Leary, C.A. and E.N. Rappaport, 1987: The life cycle and internal structure of a mesoscale convective complex. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 1503-1527.
- Lilly, D.K., 1983: Helecity as a stabilizing effect on rotating convective storms. *Preprints, 13th Conf. on Severe Local Storms*, Tulsa. *Amer. Meteor. Soc.*, 219-222.
- Maddox, R.A., 1980: Mesoscale convective complexes. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 61, 1374-1387.
- Mak, M.-K., 1985: Equilibration in nonlinear baroclinic inatability. *J. Atmos. Sci.*, 42, 2764-2782.
- , 1989: A study of topographically induced multiple equilibria and low-frequency vairability. Part I: Idealized topography. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 115, 45-78.
- Mansfield, D.A., 1977: Squall lines observed during GATE. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 103, 569-574.
- Ninomiya, K., T. Akiyama and M. Ikawa, 1988a: Evolution and fine structure of a long-lived meso- α -scale convective system in Baiu frontal zone. Part I: Evolution and meso- β -scale characteristics. *J. Meteor. Soc. Japan*, 66, 331-350.
- , ——— and ———, 1988 b: Evolution and fine structure of a long-lived meso- α -scale convective system in Baiu frontal zone. Part II: Meso- γ -scale characteristics of precipitation. *J. Meteor. Soc. Japan*, 66, 351-371.
- 小倉義光, 1983: 集中豪雨とたつまき. *科学*, 169-176.
- , 1984: 一般気象学, 東京大学出版会, 312 pp.
- Ogura, Y., 1971: A numerical study of wavenumber selection in finite-amplitude Rayleigh convection. *J. Atmos. Sci.* 28, 709-717.
- , 1986: Tropical convection. *Thunderstorm Morphology and Dynamics*. Ed., E. Kessler, 2nd Ed. University of Oklahoma Press, Norman, OK, 153-186.
- , and M.-T. Liou, 1980: The structure of a midlatitude squall line. *J. Atmos. Sci.*, 37, 553-567.
- , and H. Tsu, 1970: An experimental study of the wavenumber selection for finite-amplitude Reyleigh convection. *J. Meteor. Soc. Japan*, 48, 400-404.
- and M. Yoshizaki, 1988: Numerical study of orographic-convective precipitation over the eastern Arabian Sea and the Ghat Mountains during the summer monsoon. *J. Atmos. Sci.*, 45, 2097-2122.
- , Y.-L. Chen, J. Russel and S.-T. Soong, 1979: On the formation of organiazed convective systems obsrved over the eastern Atlantic. *Mon. Wea. Rev.*, 107, 426-441.
- , Asai and K. Dohi, 1985: A case study of a heavy precipitation event along the Baiu front in northern Kyushu, 23 July 1982: Nagasaki heavy rainfall. *J. Meteor. Soc. Japan*, 63, 883-900.
- Reed, R.J., D.C. Norquist and E.E. Recker, 1977:

- The structure and properties of African wave disturbances as observed during phase III of GATE. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 317-333.
- Rotunno, R., 1981: On the evolution of thunderstorm rotation. *Mon. Wea. Rev.*, 109, 577-586.
- , J.B. Klemp and M.L. Weisman, 1988: A theory for strong, long-lived squall lines. *J. Atmos. Sci.*, 45, 463-485.
- Simpson, J.E. and R.E. Britter, 1980: A laboratory model of an atmospheric mesofront. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 106, 485-500.
- Smull, B.F. and R.A. Houze, Jr., 1985: A midlatitude squall line with a trailing region of stratiform rain: Radar and satellite observations. *Mon. Wea. Rev.*, 113, 117-133.
- , and R.H. Houze, Jr., 1987: Rear-inflow in squall lines with trailing stratiform precipitation. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2869-2889.
- Soong, S.-T. and Y. Ogura, 1973: A comparison between axisymmetric and slab-symmetric cumulus cloud models. *J. Atmos. Sci.*, 30, 879-893.
- , and W.K. Tao, 1980: Response of deep tropical cumulus clouds to mesoscale processes. *J. Atmos. Sci.*, 37, 2016-2034.
- Stern, M., 1975: *Ocean Circulation Physics*. Academic Press, New York, 246 pp.
- Szoke, E.J. and E.J. Zipser, 1986: A radar study of convective cells in mesoscale systems in GATE. Part II: Life cycle of convective cells. *J. Atmos. Sci.*, 43, 199-218.
- 立平良三, 1990: 予報技術の展望, 気象, 34, 4-7.
- Tao, W.-K., and S.-T. Soong, 1986: A study of the response of deep tropical clouds to mesoscale processes: Three dimensional numerical experiments. *J. Atmos. Sci.*, 43, 3653-2676.
- , and J. Simpson, 1989 a: Modeling study of a tropical squall-type convective line. *J. Atmos. Sci.*, 46, 177-202.
- , and J. Simpson, 1989 b: A further study of cumulus interactions and mergers: Three-dimensional simulations with trajectory analysis. *J. Atmos. Sci.*, 46, 2974-3004.
- Weisman, M.L., and J.B. Klemp, 1982: The dependence of numerically simulated convective storms on vertical wind shear and buoyancy. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 504-520.
- Yoshizaki, M., 1982: Stability of finite amplitude baroclinic waves in a two-layer channel flow. Part II. Moderately nonlinear regime. *J. Meteor. Soc. Japan*, 60, 620-637.
- , and Y. Ogura, 1988: Two- and three-dimensional modeling studies of the Big Thompson storm. *J. Atmos. Sci.*, 45, 3700-3722.
- Zhang, D.-L., and K. Gao, 1989: Numerical simulation of an intense squall line during 10-11 June 1985 PRE-STORM. Part II: Rear inflow, surface pressure perturbations and stratiform precipitation. *Mon. Wea. Rev.*, 117, 2067-2094.
- , and D.B. Parsons, 1989: Numerical simulation of an intense squall line during 10-11 June 1985 PRE-STORM. Part I: Model verification. *Mon. Wea. Rev.*, 117, 960-994.
- Zipser, E.J., 1977: Mesoscale and convective-scale downdrafts as distinct components of squall-line structure. *Mon. Wea. Rev.*, 105, 1568-1589.

第31回（平成2年度）東レ科学技術賞候補者の推薦募集

1. 候補者の対象

貴学協会に関する分野で、下記に該当するもの

- (1) 学術上の業務が顕著なもの
- (2) 学術上重要な発見をしたもの
- (3) 重要な発明をして、その効果が大きいもの
- (4) 技術上重要な問題を解決して、技術の進歩に大きく貢献したもの

2. 科学技術賞

1件につき正賞：金メダル・副賞：300万円（2件前後の予定）

3. 候補者推薦件数

1学協会から2件以内（平成元年度に推薦された候補者は外数とします）

4. 推薦者

学協会の代表者

5. 推薦手続

所定の推薦用紙に必要事項を記載し、当会宛1部ご送付願います。

6. 推薦締切日

平成2年10月11日（木）（日本気象学会提出締切期日は9月14日）

7. 科学技術賞の贈呈

平成3年3月の予定

詳しいお問合せは下記にお願い致します。

〒279 千葉県浦安市美浜 1-8-1（東レビル）

（勸東レ科学振興会

Tel. (0473) 50-6103