

台風の発達の力学

(最近の理論と数値実験)*

山 岬 正 紀**

1. 序

台風の発達に対する積雲対流の役割がはっきり認識されたのは、1960年代に入ってからであった。Ooyama (1964)と Charney と Eliassen (1964)が提案した台風モデルは、積雲対流の効果をうまく取り入れて、台風の水平スケールや時間スケールを説明することに成功した画期的なものであった。電子計算機の進歩とあいまって、現在では、数値実験によって台風の発達過程から衰弱過程を再現することに成功しており、発達のメカニズムや、構造に見られる多くの特徴は、力学的にも理解されてきている。本稿では、これまでの台風の「発達」の研究を紹介し、現在の台風モデルとはどのようなものか、数値実験でどの程度、台風が再現されているかを紹介しながら、台風の発達機構や構造の力学的意味を考えるとともに、今後の問題点をはっきりさせてみたいと思う。

2. 台風の発達を記述する方程式系

発生初期に見られるような非対称台風を扱うことは、理論的にも困難であるし、数値実験を行なう場合でも多くの計算時間を要する。したがってこれまでの研究では、軸対称とみなせるようになった時期以後を取り扱い、円柱座標に軸対称の仮定を取り入れた2次元モデルで論じている。したがって、一般流のシア等はず考えず、厳密に言えば一般流のない静止した軸対称の台風を考えている。

台風を記述する方程式は、用いるモデルによって表現が異なる。Ooyama (1964, 1969)のモデルは密度の異なる2層の非圧縮流体を取り扱っている。ここでは、最も普通に用いられている気圧座標の方程式系で考えることにしよう(台風の水平スケールは数百 km 以上、垂直スケールは 10 km の程度であるから、静力学平衡を仮定することは妥当である)。基礎方程式は円柱座標を用いて次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \omega \frac{\partial v_r}{\partial p} - \left(f + \frac{v_\theta}{r}\right) v_\theta \\ = -\frac{\partial \phi}{\partial r} + \nu \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2}\right) v_r - g \frac{\partial \tau_r}{\partial p} \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \omega \frac{\partial v_\theta}{\partial p} + \left(f + \frac{v_\theta}{r}\right) v_r \\ = \nu \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2}\right) v_\theta - g \frac{\partial \tau_\theta}{\partial p} \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial \theta}{\partial r} + \omega \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{1}{c_p \pi} Q + \kappa \nabla^2 \theta \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{R\pi}{p} \theta \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial (rv_r)}{r \partial r} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (2.5)$$

ここで

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$$

$$\pi \equiv (p/p_0)^{R/c_p}$$

(2.1) (2.2) は、それぞれ動径方向および接線方向の運動方程式、(2.3) は熱力学方程式、(2.4) は静力学の式、

(2.5) は連続の式である。従属変数は v_r = 動径速度、 v_θ = 接線速度、 ω = 鉛直 p 速度、 θ = 温位、 ϕ = ジオポテンシャルの五つで、独立変数は t = 時間、 r = 台風の中心からの距離である。方程式としては、このほかに、たとえば水蒸気量に対する方程式を考えることもできるが、これまでのほとんどの研究は、水蒸気量の空間分布にまでは立ち入っていない。水蒸気は、いうまでもなく台風の発達の重要な要素であるが、この点については後で述べる。 f はコリオリのパラメーターで、軸対称の仮定によって定数として扱う。 ν は水平方向の渦粘性係数、 κ は渦熱拡散係数、 R は気体定数、 c_p は定圧比熱、 p_0 は 1000 mb、 g は重力の加速度である。 τ_r と τ_θ は、それぞれ鉛直ストレスの動径方向および接線方向の成分で、 p 座標では次のように書き表わせる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_r &= -\rho^2 g K \frac{\partial v_r}{\partial p} \\ \tau_\theta &= -\rho^2 g K \frac{\partial v_\theta}{\partial p} \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

ここで ρ は密度 ($=p/\pi R\theta$)、 K は鉛直方向の渦粘性係

* Dynamics of Typhoon Development (Recent Theory and Numerical Experiment)

** M. Yamasaki 気象研究所台風研究部
—1969年10月6日受理—

数である。地表摩擦の効果は、大気の下端でのストレスとして次の形でモデルに含めることができる。

$$\left. \begin{aligned} \tau_{rs} &= \rho_s C_D |V_s| v_{rs} \\ \tau_{\theta s} &= \rho_s C_D |V_s| v_{\theta s} \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

C_D は地表摩擦に関する係数、また $|V_s| = \sqrt{v_{rs}^2 + v_{\theta s}^2}$ である。

Q は単位時間に単位質量の空気に与えられる熱量である。この Q をどう決めるかが台風の問題において非常に重要なのであるが、この点については以下に多くのページをさいて述べることにしよう。

3. warm core 型としての台風

発達した台風が、中心ほど暖かい、いわゆる warm core 型の対流系であることは、よく知られているとおりである。眼を除けば、中心付近の暖かい領域で上昇し周囲で下降する直接循環であって、したがって、ポテンシャルエネルギーから運動エネルギーへの変換が起る。warm core 型の台風の場合、これが運動エネルギー源のほとんどすべてであると言ってよい。台風の発生期では、Yanai (1961 a) によって指摘されているように cold core 型の時期もあり、そのような時期では一般流からの運動エネルギーの変換や他の系からの運動エネルギーの流入が重要かもしれないが、ここでは warm core 型の台風に限って話を進めることにしよう。

台風の warm core を形成する重要な要素は、周知のように、水蒸気が凝結する際に放出される熱である。夏の低緯度対流圏下層は、もし水蒸気が十分あれば、上昇域では暖まるいわゆる条件付不安定成層をしている。事実、夏は海面からの蒸発によって多量の水蒸気を含んでいるから、空気が上昇すれば飽和し、水蒸気の凝結が起り、したがって上昇域で暖かい型の対流が発達することが期待される。このような考え方のもとに、理論的に台風の発達を説明しようとしたのが Haque (1952) と Syōno (1953) の研究であった。

4. 条件付不安定大気中で起る対流

飽和した空気塊が上昇するときに放出される熱量は、次のように仮定することができる。

$$Q = -L \frac{\partial q_s}{\partial p} \omega \quad (\omega < 0) \quad (4.1)$$

ここで q_s は飽和混合比、 L は凝結の潜熱 (約 600 cal/g) である。条件付不安定成層に対しては、この熱放出の効果が、 $\omega \partial \theta / \partial p$ による冷却の効果より大きいから、上昇域で昇温するわけである。

Syōno (1953) 等の理論は、1950 年代における台風論

の基本をなすものであった。その後、この理論に基づいて、電子計算機を用いて台風の発達を再現しようという試みが Kasahara (1961) と Syōno (1962) によって行なわれた。よく知られているように彼等の数値実験では水平スケール数十 km の対流が数十分のうちに発達してしまい、台風の発達を再現することはできなかった。その後、Rosenthal (1964) は、小さなスケールの対流の発達をおさえるために、あらい格子を用いて数値実験を行なっているが、結果はやはり不成功であった。一方では、Lilly (1960) や Kuo (1961), Yanai (1961 b) は、Syōno 等の理論を発展させ、「条件付不安定大気中で最も発達しやすい対流は、水平スケール数 km、振幅が e 倍になる時間 (e -folding time) は数分のオーダーのものである」ことを線型理論から示している。現象としては、積雲対流がこれに対応する。Syōno 等の理論では、maximum growth rate と preferred scale に関する概念がはっきり認識されていなかったために、理論的に発達しうる擾乱の最大スケールのものを考え、これを台風と考えていたところに誤りがあった。

5. 対流の効果を取り入れた台風モデル

それでは、台風の発達は、どのように考えたらよいのであろうか。台風の中心付近では積雲や積乱雲が観測される。これは、条件付不安定大気中で最も発達しやすい対流が、水平スケール数 km 程度であるという理論および数値実験から指摘されているとおりのものがあらわれているわけである。積雲中では、水蒸気の凝結が起り、雲のない所に比べ暖かくなっている。したがって、積雲の多い台風の中心付近は、積雲の効果によって周囲より暖かくなっている、いわゆる台風の warm core 型の構造を作り出していると考えられる。

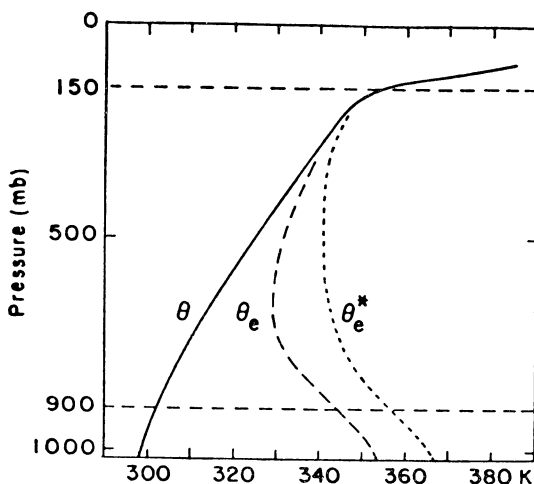
それでは、もし Syōno (1962) や Kasahara (1961) の数値実験が、静力学平衡を仮定せず、かつ、積雲対流を十分な精度で記述しようようなこまかい格子を用いて行なわれていたならば、条件付不安定大気中で積雲が発達しその結果として台風が発達していく様子を再現することができたであろうか。一つには、そのような計算は実に膨大な計算量を要するから、計算機のうえの制約があって実現の困難なことである。しかし、もしそのような困難がないとして、はたして台風が再現できるであろうか。この疑問に答えるには、まだまだ多くのことを知らなくてはいけないはずである。

台風自体の発達機構の第一近似を知りたいとき、個々の積雲対流のふるまいを知ることは、必ずしも必要では

ない。たとえば、大規模運動を扱うとき、スケールの非常に小さい個々の乱渦をも扱うことはしないで、大規模運動に及ぼすそれらの統計的な効果だけを考え、方程式の中にとり入れているが、それと同じような手法が台風の場合にも用いられた。すなわち、水平スケール数十 km 以下の現象は扱わず、数十 km スケールの平均場の量に対する方程式を扱うことにする。その場合、それよりスケールの小さい積雲対流の効果はこの平均場の量を用いてモデルにとり入れなくてはならない。ところで、どのような形でとり入れたらよいのか、ということが多くの人の関心事であった。対流の効果をうまくとり入れ、台風の発達をみごとに説明することに成功したのは、Ooyama (1964) と Charney と Eliassen (1964) である。

彼等が提案した台風モデルにおいて特に重要な仮定は次のとおりである。「積雲対流によって自由大気中で放出される熱量は、近似的に摩擦層での空气の収束量に比例する。摩擦層での空气の収束に対し地表摩擦が重要な役割を果す。」

前半の仮定については、いくつかの観測に基づいた研究がもとになっている。Jordan (1958) が、熱帯地方の夏の平均的な温度分布や水蒸気の分布を調べているが、これによると、第 1 図の破線で示すように、地表面境界層にある空气は、高い相当温位をもっている。この空气が相当温位を保存して上昇したとすると、ある高さより



第 1 図 熱帯大気の典型的な成層状態 (Jordan, 1958). θ は温度, θ_e は相当温位, θ_e^* は飽和していると仮定したときの相当温位 (Ooyama, 1969).

上では周囲の空气の温度より高くなり、浮力によって加速されて上昇し、圏界面付近にまで達する。一方、自由大気中の空气の相当温位はあまり高くないので、上昇したとしても周囲の空气の温度より高くはならず、一般に対流的に安定な空气である。すなわち、境界層の高い相当温位をもった空气が対流雲の生成にとって重要な役割を果たしていると考えてよい。ところで、個々の対流雲の寿命は数十分の程度である。台風を発達させ維持する対流雲とは、個々の対流雲のもつような寿命の短いものではなく、多くの対流雲がまとまった寿命の長いものである。このような対流活動を維持するためには、対流雲に対流不安定な空气を絶えず供給するような、地表面境界層での高い相当温位をもった空气の収束が必要であろう。

もう一つ重要なことは、対流雲の熱輸送の役割である。台風内のエネルギー収支において重要な役割を果すのは、いわゆる“hot tower”と呼ばれる背の高い対流雲である。熱の上方輸送の役割の重要性は、Riehl と Malkus (1961) や Yanai (1961 a) によって指摘された。一方、hot tower の活動は、境界層での大規模場の収束とよい対応があることが、Riehl と Malkus の研究等によって示されている。

したがって、台風の warm core の形成に寄与する対流活動の強さが、境界層での空气の収束量に比例すると考えることは妥当であり、また積乱雲中で凝結によって放出される熱が急速に上方に輸送されることから、放出される熱の分布は、積雲中での水蒸気の凝結の高度分布よりはもっと高い所で多いような分布になり (Yanai, 1961 a), かつ、放出される熱の高度による時間的なずれは無視してよいであろう。Charney と Eliassen (1964) は自由大気中での収束をも考慮しているが、自由大気中の空气は通常、対流的に安定な空气であることから、積雲対流が起こるかどうかの目安としては摩擦層での収束だけを考えるというのが Ooyama のモデルである。

Ooyama (1964) 等の仮定の後者については、既に Syöno (1949) や Charney と Eliassen (1949) によって論じられ、摩擦層上端の上昇流を渦度と結びつける有名な公式がある。しかし、台風の問題で地表摩擦の重要性を指摘したのは Ooyama 等が最初である。

Ooyama 等は、このような仮定のもとに、発達する対流の水平スケールは、数百 km の程度であり、e-folding time は 1 日～数日の程度で、台風のそれによく一致することを線型理論によって示した。この点については 10

節で述べる。台風の研究については、その後、Ogura (1964), Kuo (1965), Syōno と Yamasaki (1966), Yamasaki (1968 a, b, c), Ooyama (1969), Rosenthal と Koss (1968), Rosenthal (1969) 等の論文がある。これらの研究は、モデルの上でいくつかの違いがあり、また重点のおき所が違うが、すべてに共通しているのは積雲対流の効果を上述の方法、または、それにほぼ近い方法で取り入れている点である。台風が条件付不安定大気中で発生発達し、そのおもなエネルギー源が水蒸気の凝結の潜熱であるという点に関しては、1950年代における考え方と変わってはいないが、近年におけるめざましい進歩は、上述のように積雲対流の果たす役割を認識し、かつ対流活動を大規模場の摩擦収束とうまく結びつけた所にある。

6. 熱放出に関する無次元量 h

前節で述べた熱放出に関する Ooyama の仮定は次のような形に書くことができる。すなわち熱力学方程式(2.3)の中の Q として、積雲対流の熱的效果だけを考えれば

$$Q = \begin{cases} -c_p \pi h S \omega^* & (\omega^* < 0) \\ 0 & (\omega^* \geq 0) \end{cases} \quad (6.1)$$

ここで ω^* は摩擦層上端での鉛直 p 速度、 S は

$$S = -\frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (6.2)$$

で定義される静的安定度に関係した量である。(4.1)のように ω に比例した熱ではなくて、(6.1)のように ω^* に比例した熱を仮定するところが、Syōno (1953, 1962) 等のモデルとの最も大きなちがいである。

Q を (6.1) の形に書いたときの h は、積雲対流の熱的效果の強さをあらわす無次元量で、台風の発達や構造を規定する重要な量である。 h の値をきめる要素としては、摩擦層上端を上昇する空気のもつ混合比 q や、相当温位 θ_{e0} 、自由大気成層状態等が考えられる。 h の値は、気柱全体でのエネルギー（相当温位）の保存や、水蒸気量の収支などによって、ある制限が課せられるが、その値をきめるには、積雲対流に関するなんらかの仮定が必要である。特に問題になるのは、 h の鉛直分布である。我々は、積雲対流の放出する熱量の鉛直分布が実際にどのようなになっているのかはわからない。Riehl と Malkus 等の指摘したような積雲中の上方熱輸送の効果を考えれば、 Q の分布は対流圏上層で比較的多いのではないかと考えられるが、それ以上のことは何もわからないといつてよい。

Ooyama (1964, 1969) は、温度変化を一つのレベルだけで考える2層モデル（摩擦層を含めて3層）を用い

ることによって、上述のような未知の問題に立ち入ることを避け、対流雲の効果を、気柱全体に対する平均的な効果という形で取り入れている。Ogura (1964) のモデルも同様である。

Ooyama の非圧縮流体の2層モデルでは、 h の垂直平均的な量としての η の値は、次のようにして決められている。上層の密度を ρ_2 、下層の密度を ρ_1 とする。ただし $\rho_2 < \rho_1$ である。雲のない所における上層の相当温位を θ_{e2} 、下層の相当温位を θ_{e1} 、摩擦層（境界層）の相当温位を θ_{e0} とする。2層の非圧縮流体モデルでは、 η は（摩擦層上端を上昇する空気単位質量に対し）密度が ρ_1 から ρ_2 に変化する質量という意味をもつ。摩擦層の相当温位 θ_{e0} をもった空気、単位質量が、雲の中を上昇する間に、下層の相当温位 θ_{e1} をもった空気を $(\eta-1)$ の量だけ entrain して雲の中を上昇して上層へ入っていくと考える。このまじり合った空気の相当温位を θ_{e2}^* とすると、近似的に次の関係が成り立つ。

$$\eta \theta_{e2}^* = (\eta-1) \theta_{e1} + \theta_{e0}$$

したがって、

$$\eta = 1 + \frac{\theta_{e0} - \theta_{e2}^*}{\theta_{e2}^* - \theta_{e1}} \quad (6.3)$$

上層の雲の相当温位 θ_{e2}^* は「雲の中では飽和しているという仮定」および「上層の雲の温度は、雲の外の温度に等しいという仮定」から決めている。後者の仮定は、「上層では、積雲から空気の発散がある」という事実に基づいている。 θ_{e1} を決めるには、水蒸気量の子報というむづかしい問題を含んでいるので、あらかじめ与えた定数として扱っている。 θ_{e0} については後で述べる。2層の非圧縮流体モデルにおいて予報される温度は、上層と下層の平均的な温度であり、上層と下層の温度差は、「上層と下層の温度は、或る湿潤断熱線上にある」という仮定から決めている。

次に、熱の鉛直分布を考慮したモデルについて述べよう。Charney と Eliassen (1964) は、「熱の鉛直分布は、積雲中での水蒸気の凝結量の分布と同じである」というようなモデルを提案している。しかし、このような仮定は、積雲の上方熱輸送の役割を無視していて妥当ではないと思われる。Kuo (1965) は、積雲対流に関して、かなり複雑なモデルを考え、 Q の鉛直分布を決めている。Kuo のモデルでの熱の鉛直分布は、ある湿潤断熱的な温度分布をもつと仮定した積雲の温度と周囲の雲のない所の温度の差に比例するようになっている。このモデルの基本的な考え方は、生成した雲と周囲の空気との水平混合である。

Syōno と Yamasaki (1966) は、温度変化を二つのレベルで考えるモデルを用い、熱が対流圏上層と下層とにどのような割合で配分されたときに、実際の台風の構造や発達を再現できるかを線型理論によって調べた。熱の鉛直分布が、観測の方からわからない現在では、理論的に台風の発達をうまく説明できる分布を見出すことは、台風の発達の数値実験を行なううえで重要である。Yamasaki (1968 b, c) は、この理論的基礎の上に立って、Kuo (1965) のような熱の鉛直分布を仮定したモデルの性質を調べた。この仮定がどの程度妥当かは別として、この仮定を用いた数値実験では、かなりうまく台風の発達と構造を再現できる。積雲中での凝結に寄与する水蒸気は摩擦層から入ってきたものだけであると仮定すると、摩擦層上端 (900 mb) を上昇する空気の場合を q とすれば

$$\int_{p_T}^{900} \pi S h dp = \frac{L}{c_p} q \quad (6.4)$$

のような関係が成り立つと考えてよい。 p_T は積雲の top での気圧である (そこでの飽和混合比を q_T とすれば、より精確には、(6.4) で q は $(q - q_T)$ で置きかえるべきである)。上で述べた熱の鉛直分布の仮定のもとでは、 h は次の様になる。

$$h = \frac{L}{c_p \pi S} \frac{T_c - T}{\int_{p_T}^{900} (T_c - T) dp} q \quad (T < T_c) \quad (6.5)$$

q は、Yamasaki (1968 b, c) のモデルでは、相当温位 θ_{e0} をもった飽和空気の 900 mb レベルにおける混合比に等しいと仮定している。

$$q = f_1(\theta_{e0}) \quad (6.6)$$

また、 T_c は、摩擦層で相当温位 θ_{e0} をもった空気が増えるときの温度分布に等しいと仮定する。

$$T_c = f_2(\theta_{e0}, p) \quad (6.7)$$

7. 海面からの潜熱、顕熱の供給と θ_{e0}

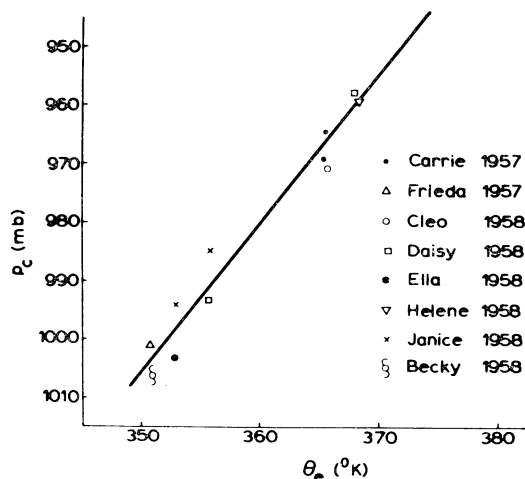
台風のおもなエネルギー源が、水蒸気の凝結の潜熱である以上、海面からの水蒸気の供給が台風の発達にとって重要な要素であることは明らかである。また、海面からの顕熱の供給も重要な役割を果たしている。この点に関して、現在の台風論で重要な量は、摩擦層における空気の相当温位 θ_{e0} である。Ooyama のモデルでは (6.3) 式で示されているように、また、Yamasaki (1968 b, c) のモデルでは、(6.4) または (6.5) 式にあらわれている q の値をとおして、 θ_{e0} は h の値、したがって放出熱量 Q を決める重要な要素になっている。

更に、 θ_{e0} の値は、積雲の温度 T_c を決める要素でも

ある。対流圏の温度は、対流活動によって昇温するが、 T_c はその上限を与えると考えるとよいから、地上気圧降下の最大値はおもに θ_{e0} の値によって決まることになる。Malkus と Riehl (1960) によれば、熱帯地方の夏の通常の θ_{e0} (第 1 図では 350°K 位) に対しては、中心気圧は 1000 mb よりあまり低くはなれない。また、100 mb レベルを台風の上限と仮定すると、 θ_{e0} と地上気圧 p_s の間には

$$-\delta p_s = 2.5 \delta \theta_{e0} \quad (7.1)$$

のような関係がある。実際のハリケーンについて、Riehl (1963) は、この関係がよく成り立っていることを示している。第 2 図は、250 mb レベルの眼の壁付近での雲の中の相当温位 θ_e と、中心地上気圧 p_c の関係を示す。 θ_e の値は θ_{e0} と密接に関係しているから、 θ_{e0} の値は最低気圧とよい相関をもっていることがわかる。



第 2 図 高度 235~250 mb の眼の壁付近の雲の相当温位 θ_e と眼の縁での海面気圧 p_c の関係をいくつかのハリケーンについて示したもの (Riehl, 1963)。

θ_{e0} は 移流効果と海面からの熱の供給によって変化する。海面からの熱供給は次のように仮定できる。

$$Q_s \sim C_E |V_s| (\theta_{es} - \theta_{e0}) \quad (7.2)$$

C_E は無次元の係数、 $|V_s|$ は摩擦層での風速、 θ_{es} は海面付近の飽和空気の相当温位で、海面温度 T_s と海面気圧 p_s の関数である。海面温度が高いほど、海面気圧が低いほど、 θ_{es} は大きな値をとり、潜熱や顕熱の供給が盛んになる。

8. プリミティブモデルとバランスモデル

(2.1)~(2.5) はプリミティブ方程式系であるが、

Ooyama (1964, 1969), Charney と Eliassen (1964), Ogura (1964), Kuo (1965) はバランスモデルを用いている。すなわち、自由大気中では傾度風バランスを仮定し、(2.1) のかわりに、

$$\left(f + \frac{v_\theta}{r}\right) v_\theta = \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (8.1)$$

を用いている。また、摩擦層に関しては、(8.1) (又は、摩擦項を含む) のほかに、接線方向の運動方程式 (2.2) の局所的時間微分の項は含めない (Ogura (1964) の scale analysis によれば、自由大気中での (8.1) の仮定は妥当であるが、摩擦層に関しては、上のようなバランスの仮定は必ずしも妥当ではないのであるが)。ところで、バランスモデルを用いる利点は、重力波を方程式系からとり除けることである。しかし、Charney と Eliassen (1964) 等がバランスモデルを採用したのは、より積極的な理由があった。さきに述べたように、台風が発生する条件付不安定大気中では、積雲対流のような一種の不安定重力波が急速に発達する。プリミティブ方程式系を用いるならば、このような不安定重力波をも記述することになり、時間積分を行なえば、大規模運動は小さなスケールの運動によって隠されてしまうであろう。したがって、台風のような大規模運動の研究には、バランスの仮定を用いざるを得ないであろうと考えたわけである。しかし、Syōno と Yamasaki (1966) の研究によれば、熱放出に関する仮定として (4.1) ではなく (6.1) を用いるならば、バランスの仮定は用いなくても、台風が発達するような条件のもとでは、不安定重力波は方程式の解としては存在しないことがわかっている。ただし、発達が非常にゆっくりである場合や発達しない場合には、伝播性の重力波の不安定化が起こり得る。これら二つのモデルによる結果の違いについては後で述べる。

9. 境界条件

ここでは、(2.1)~(2.5) のプリミティブの p 座標系を用いた場合の境界条件について述べよう。考えている大気の上端 $p=p_T$ と下端 $p=p_0$ (≈ 1000 mb) で $\omega=0$ という境界条件をおく。地表 $z=0$ で $\omega=0$ という条件に対応する境界条件をつける方が実際のであるが、 $p=p_0$ で $\omega=0$ という条件でおきかえても、大きな差は生じないことがわかっている。

ストレスに対する条件は、 $p=0$ で $\tau=0$, $p=p_0$ では (2.7) を用いる。台風の中心 $r=0$ では $v_r=v_\theta=\partial\theta/\partial r=0$ という条件は問題ないが、外側 $r=r_0$ での境界条件は、Yamasaki (1968 a, b, c) のモデルでは $v_r=v_\theta=0$ のような閉じた系を扱っており、Ooyama (1969) や

Rosenthal (1969) は、開いた系を扱っている。そのほかこまかい境界条件については省略する。

10. 線型理論から得られる結果

方程式系を線型化してモデルの性質を調べることは、Ooyama (1964), Charney と Eliassen (1964), Ogura (1964), Syōno と Yamasaki (1966), Rosenthal と Koss (1968) によって行なわれている。この節では、上記の研究で得られたおもな結果を、線型方程式をきちんと解く方法によらないで、簡単な考察によって説明することにする。

摩擦層上端での運動方程式は、線型化し、かつ摩擦の効果はないと考えると、

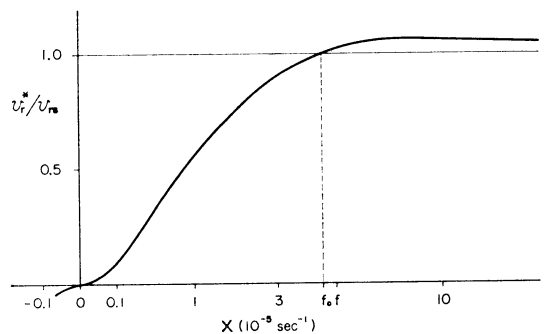
$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v_r^*}{\partial t} - f v_\theta^* &= -\frac{\partial \phi^*}{\partial r} \\ \frac{\partial v_\theta^*}{\partial t} + f v_r^* &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (10.1)$$

また、地表付近では、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v_{rs}}{\partial t} - f v_{\theta s} &= -\frac{\partial \phi_s}{\partial r} - D v_{rs} \\ \frac{\partial v_{\theta s}}{\partial t} + f v_{rs} &= -D v_{\theta s} \end{aligned} \right\} \quad (10.2)$$

のごとく、地表摩擦の効果をも $-D\vec{v}_s$ の形で表わすことにする。 D は C_D に比例する量である。発達率を $X(=\partial/\partial t)$ また、問題の本質をみるために、気圧傾度は摩擦層では高さによらないとすると、次のような関係が (10.1) と (10.2) から容易に導ける。

$$\frac{v_r^*}{v_{rs}} = \frac{X \{(X+D)^2 + f^2\}}{(X+D)(X^2 + f^2)} \quad (10.3)$$



第3図 v_r^* (摩擦層上端での動径風速) と v_{rs} (地表付近での動径風速) の比と発達率との関係を示す。摩擦層での気圧傾度は高さによらないという仮定を用いている。横軸の単位は 10^{-5}sec^{-1} , $f_0 \equiv \sqrt{f^2 + D^2}/4 - D/2$, 図は $f=5 \times 10^{-5}\text{sec}^{-1}$, $D=10^{-5}\text{sec}^{-1}$ に対するもの。

$f=5 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ (20°N), $D=10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ とすれば, 左辺の量は X の関数として第3図のようになる. この図から, 地表付近での inflow に相対的な摩擦層上端での inflow が強いほど, 発達率も大きいことがわかる. ただし, 地表付近の inflow より強いとき ($v_r^*/v_{rs} > 1$) には, 発達率は $f_0 \equiv \sqrt{f^2 + D^2}/4 - D/2 \approx f$ の大きさを越え, 台風のもつ発達率よりはるかに大きくなる. 逆にいえば, 台風のような $10^{-5} \sim 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ の程度の発達率に対しては, inflow はおもに摩擦層の下層で起る. このことは事実とよく一致している. v_r^* と v_{rs} の比が, 発達率と密接に関係しているという結果は台風を理解するうえで重要である.

ところで v_r^* と v_{rs} の比をきめるおもな要素は, 自由大気中での放出熱量である. 熱力学方程式の中の重要な項だけを考えると,

$$-\frac{\partial \theta}{\partial t} = -hS\omega^* + S\omega = -S\omega^* \left(h - \frac{\omega}{\omega^*} \right) \quad (10.4)$$

右辺第一項は, 摩擦層上端での上昇流に比例して積雲対流が放出する熱によって暖まる効果をあらわし, 第二項は, 熱放出がなければ, 安定成層のゆえに上昇流に対しては冷却する効果を表わす. ω/ω^* が h より大きければ, 冷却が起こり上昇流は弱まろうとする. また, h より小さければ昇温が起こり上昇流は強まろうとする. すなわち ω/ω^* が h の値にはほぼ等しい様な状態が実現される. したがって, h が大きいほど, 自由大気中の ω は ω^* に比して大きな値をとる. すなわち, v_r^*/v_{rs} は大きくなり, したがって ($v_r^*/v_{rs} < 1$ の範囲では) 発達率も大きくなる. この場合重要なことは, v_r^*/v_{rs} の値は, 自由大気下層の h と密接に関係することである. 対流圏上層の h の値の大小による ω の大小は, 対流圏中層から下層にかけて厚い層にわたる v_r の小さな変化によって補償されるために, v_r^*/v_{rs} の値には大きな変化を生じさせない. したがって, 発達率は, 自由大気下層の h に敏感に依存するが, 上層の h の値にはほとんどよらない.

発達のための条件は, Syōno と Yamasaki (1966) の結果によれば, 対流圏下層で

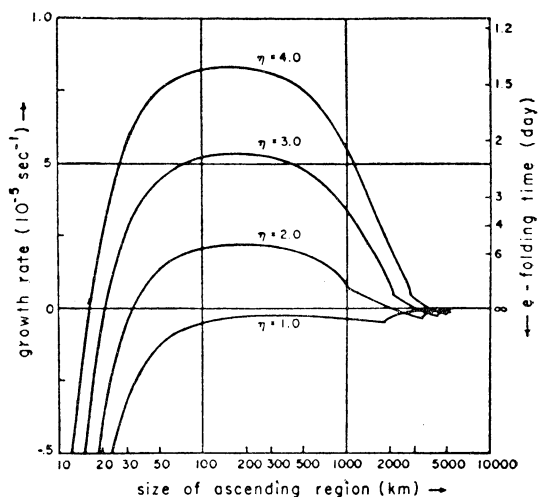
$$h > 1 \quad (10.5)$$

となることである. この条件を満たす h に対しては, このような熱放出とほぼバランスするような収束が摩擦層上端で起こり (すなわち $v_r^*/v_{rs} > 0$), したがって第3図からわかるように発達する. 対流圏下層で $h < 1$ のときに発達するためには, 上層の h の値は一般的にはあり得ないほどの大きな値でなければいけない.

下層の h の値が $(p_s - p)/(p_s - p^*)$ に等しいとき, ω の分布はほぼ直線的になり, v_r^* は v_{rs} にほぼ等しくなる. ここで p^* は摩擦層上端の気圧 (900 mb) である. h がこの値を越えると, 摩擦層上端での収束のほうに地表付近での収束より強くなるから, このときの発達率は台風の発達率よりはるかに大きくなる. 実はこのときに発達する擾乱の水平スケールは数 km 程度のものである.

下層の h の値が $(p_s - p)/(p_s - p^*)$ より小さいときには, このような熱放出とバランスするための摩擦層上端での収束は, 地表付近での収束より小さいから, 発達率は f_0 をこえない. もう一つ重要なことは上の説明からわかるように, 波長に無関係に f_0 を越えないということである. そして, コリオリの慣性安定性としての役割のために, 水平スケールの大きな擾乱ほど発達率は小さく, また, 通常の水方向の渦粘性係数 $10^8 \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ に対しては, 水平スケール数百 km のものが最も発達しやすく, また普通の h の値に対しては, 発達率は $10^{-5} \sim 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ の程度になる. 熱の放出を摩擦収束と関係させた台風モデルは, 上述のように, 台風の水平スケールと発達率を実にうまく説明しているのである. なお, 台風スケールのものが発達するための h の値の上限は, バランスモデルでははっきりしない.

Ooyama (1964, 1969) や Ogura (1964) の2層モデルでは, 対流圏での h の平均的な値としての η が1より大きいときに発達し, 発達率は η が大きいほど大きい.



第4図 線型理論から得られる台風の発達率が上昇域の幅と η の値によってどのように示す (Ooyama; 1964, 1969).

第4図に、Ooyamaの2層モデルにおいて、発達率が水平スケールと η の値によってどのようになるか示しておこう。ここで注意すべきことは、上昇域の幅が100kmのものも、500kmのものも、発達率にはほとんど差がないから、線型理論から期待される台風の水平スケールには、大きな幅があることがわかる。

Ooyamaのモデルでは(6.3)からわかるように、 $\theta_{e0} > \theta_{e2}^* > \theta_{e1}$ のような対流不安定状態に対して $\eta > 1$ となる。すなわち、成層が対流不安定であれば、(熱以外の条件が満たされているとして)台風も、また発達することになる。これに対して、SyōnoとYamasaki(1966)やYamasaki(1968 a, b, c)のモデルでは、対流不安定状態であっても、必ずしも台風は発達しない。たとえば、対流による熱の上方輸送が多くて、下層での熱放出量が少いとき(下層の h が1より小さいとき)には、台風の発達は期待しにくい。「下層で放出される熱量がある程度多いことが、台風の発達の条件である」というSyōnoとYamasakiの結果は、台風の発達に対する積雲対流の役割を考えるうえで興味あることである。

地表摩擦を考慮しないときには、自由大気下層で、 h が1より大きくても、 $(p_s - p)/(p_s - p^*)$ より小さいときには、発達は期待されない。地表摩擦がないときには、摩擦層の気圧傾度が高さによらないという仮定のもとでは、常に $v_r^* = v_{rs}$ になり、 ω の分布は、摩擦層では高さとともに直線的に増大するような分布になり、 ω/ω^* は h より大きくなるからである。地表摩擦があれば、 h が $(p_s - p)/(p_s - p^*)$ より小さくても、前で見たとように、収束が摩擦層の下層で大きくなって、多くの水蒸気の収束をもたらす上昇域で暖まることが可能になり、発達する。

自由大気下層の h が $(p_s - p)/(p_s - p^*)$ より大きいときには、地表摩擦がなくても発達する解があるが、このときの擾乱の水平スケールは、地表摩擦がある場合と同様に、数km程度のものとなってしまい、台風ではなくなる。地表摩擦の存在は、現在の台風モデルでは欠くことのできない要素になっているのである。なお、 D が f の大きさのとき発達率は最大になり、 $D \rightarrow 0$ のとき、発達率も0に近づく(バランスモデルでは D とともに単調に増大する)。

コリオリのパラメーター f に関しては、モデル台風の発達率は $f_0 = \sqrt{f^2 + D^2}/4 - D/2$ を越えないから、 f が小さいほど、発達率も小さくおさえられることがわかる。水平スケールの大きな擾乱に対しては安定化効果をもつ

ことは、前に述べたとおりである。

水平方向の渦粘性係数 ν 、渦熱拡散係数 κ は、水平スケールをきめる要素ではあるが、台風の水平スケールがあまり小さくならないのは、海面からの水蒸気の供給の問題と密接に関係していると思われる。水平スケールがあまり小さいと、乾燥した下降空気は十分な水蒸気をもらわないうちに中心付近に達してしまうために発達が持続できないと考えられる。鉛直方向の渦粘性係数 K は、発達率を減少させる効果をもつが、発達に対する本質的なパラメーターではないと考えてよい。

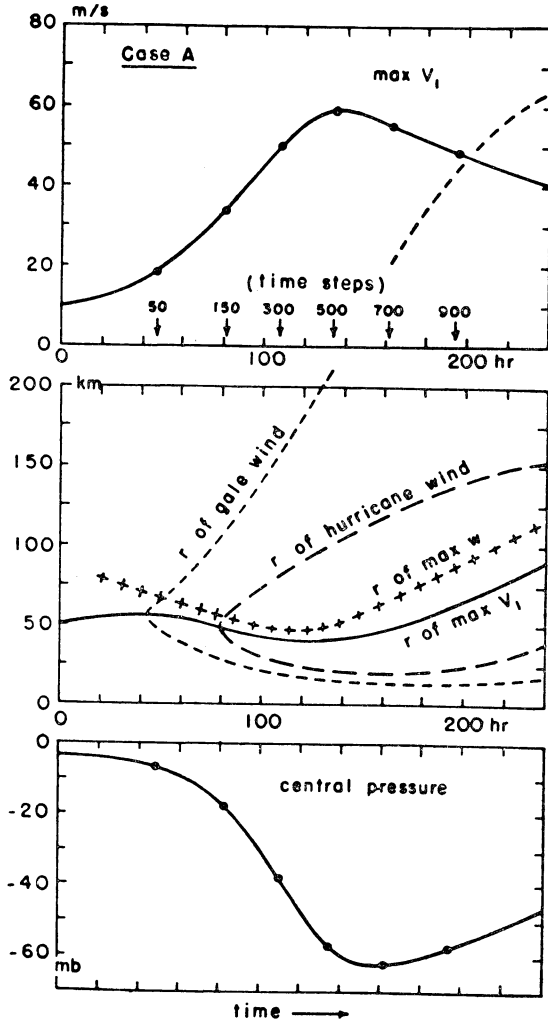
台風の温度場の特徴である対流圏上層のwarm coreを再現できるための条件は、SyōnoとYamasaki(1966)の結果によれば、上層の h が下層の h より大きいことである。発達率が下層の h によってきまるのに対し、温度場は h の鉛直分布によって決まる。

11. モデル台風の一生

近年の台風の数値実験は、Ooyama(1964, 1969), Ogura(1964), Kuo(1965), Yamasaki(1968 a, b, c), Rosenthal(1969)によって行なわれている。Ooyama(1964)とOgura(1964)の数値実験では、Syōno(1962)やKasahara(1961)の数値実験で見られたような小さなスケールの対流の急速な発達ではなく、理論から予想された通りの、台風スケールのゆっくりとした発達が得られた。これらの数値実験で最も思わしくなかった結果は発達がとまらず、最盛期や衰弱過程の再現に失敗したことであったが、この点は、Ooyama(1969)やYamasaki(1968 a, b)のモデルでは工夫がなされ解決されている。Kuo(1965)の数値実験では、発達とともに接線風速は強まっているが、動径風速と上昇流はかえって弱まっていくという非実証的な結果になっている。台風の数値実験は、Ooyama(1969)とYamasaki(1968 a, b, c) Rosenthal(1969)の研究によって、一応の目的を達したように思われる。

それでは、近年の台風モデルでは、どのような台風が再現されるのであろうか。この節では、Ooyama(1969)のcase Aという数値実験の結果を中心に紹介することにしてしよう。

第5図の上の図は、接線風速の最大値が時間とともにどう変わったかを示す。初期条件としては、最大風速10 m/secを与えているが、約134時間後に58 m/secになり、その後、ゆっくり弱まっている。まんなかの図の細い破線は、風速17 m/sec以上の領域の内側の半径と外側の半径を示す。また、太い破線は、32 m/sec以上に



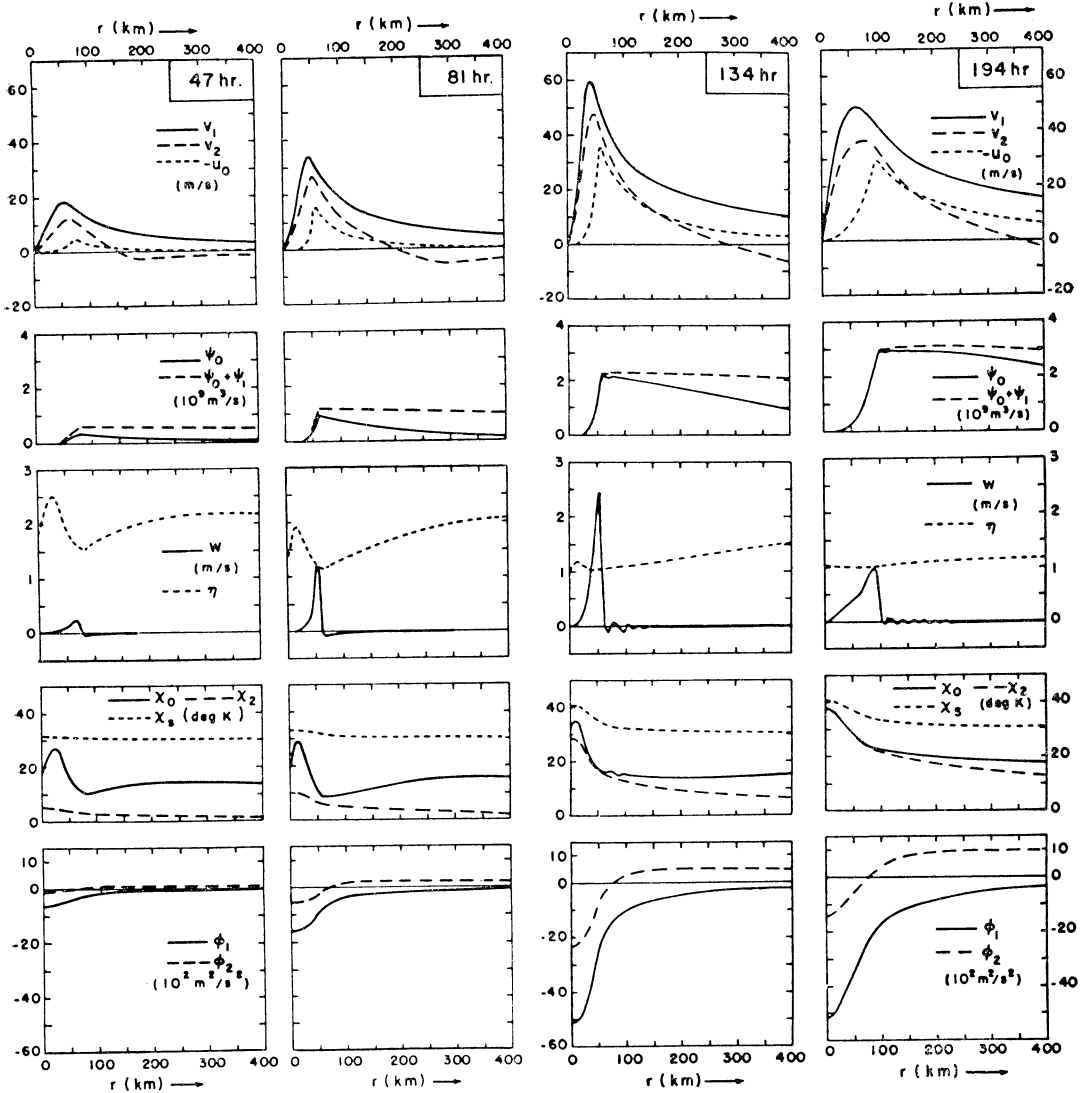
第5図 Ooyama (1969) の case A という数値実験で得られた台風の発達の様子。上は最大接線風速の時間変化。まんなかの図は最大接線風速の半径、最大上昇流の半径、gale wind の半径、hurricane wind の半径の時間変化。下は中心海面気圧（通常の値よりの偏差）の時間変化。

いてである。最大風速は134時間以後弱まっていくのに、強風域はなおひろがっていくのが特徴的である。最大風速の位置(実線)は、初期には中心から 50 km の位置に仮定しているが、発達に伴って中心の方へ移っていき、最盛期以後は中心から遠ざかっていく。下の図は地上中心気圧（標準値からのずれ）の時間変化を示す。風速や気圧変化からわかるように、最初の数日間発達是非常にゆっくりで、中心気圧が初期から 10 mb 下がるのに 3

日かかっている。その後、急速な発達が起るが、急速な発達期には、この case では、24 時間に 20 mb 程度の気圧降下が起こっている。風速が最大になった時間より約 1 日遅れて、中心気圧は最低になり（約 950 mb）、mature stage とみなせる時期が実現され、その後ゆっくり弱まっていくが、前に述べたように、強風域はひろがっていく。台風が上陸したり、海面温度の低い所へ移動しない限り、このような状態は数日間以上続くのが特徴である。case A の数値実験は、台風が、同じような状態の海面上にいつまでもあるという場合を取り扱っている。実際には、台風が北上し、より低い温度をもった海面上へ移動したり、上陸したりすることが多いから、台風の衰弱過程をより实际的に再現するためには、このような効果を取り入れる必要がある。このような場合の数値実験についてはあとで紹介する。

第6図は、いろいろな量の動径分布を示す。例として、47 時間後、81 時間後、134 時間後、194 時間後の状態を示しておこう。一番上の図の実線は、下層の接線風速、破線は上層の接線風速、点線は摩擦層での動径風速である。下層は低気圧性回転、上層は中心付近では下からの角運動量輸送によって低気圧性回転であるが、中心からかなり離れた所では、角運動量をほぼ保存して空気が吹き出すために、高気圧性回転になる。上から3番目の図の実線は、摩擦層上端での上昇流の分布を示す。上昇流の最大の位置は、第5図でもみられたように、接線風速最大の位置とだいたい一致している。最大上昇流速度は数 m/sec、下降流の最大は、上昇流との境界近くで起こり、数 cm/sec の程度である。上昇流の分布に見られる小さな波は、計算上のものである。

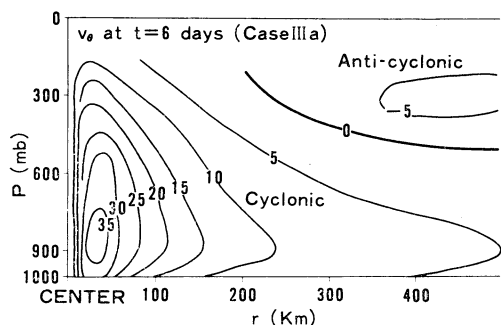
次に、 θ_{e0} の分布がどう変化したかを見よう。この変化は、第6図の下から2番目の図の実線 $\chi_0(\equiv \theta_{e0} - 342)$ で示してある。 θ_{e0} の初期値は、半径に関係なく 352°K に選んでいるが、やがて中心付近で θ_{e0} は増大する。134 時間後には 377°K となり、初期より 25°K も高くなっている。この θ_{e0} の増大は、海面からの潜熱および顕熱の供給によることはいうまでもない。 θ_{e0} の値は半径 50~100 km の所で小さくなっているが、これは、乾いた自由大気下層の低い相当温位をもった空気が降りてくるためである。点線は、 $\chi_s(\equiv \theta_{es} - 342)$ の分布で、 θ_{es} の初期値は 372°K にとっている。海面温度 T_s は 27.5°C の一定値を仮定しているが、海面気圧が下がるために θ_{es} は増大し、134 時間後には 10°K 高くなっている。 θ_{e2}^* の分布は破線 $\chi_2(\equiv \theta_{e2}^* - 342)$ で示してある。昇温に伴



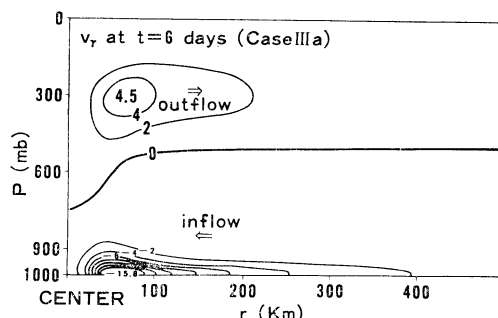
第6図 Ooyama (1969) の case A における種々の量の動径分布. 図中の記号 V_1 =下層の接線風速, V_2 =上層の接線風速, u_0 =摩擦層の動径周速, ψ_0 =摩擦層での質量流入を密度で割ったもの, ψ_1 =下層に対するもの, W =摩擦層上端での上昇流速度, $\chi_0 = \theta_{e0} - 342$, $\chi_s = \theta_{es} - 342$, $\chi_2 = \theta_{e2^*} - 342$, ϕ_1 =下層のジオポテンシャル, ϕ_2 =上層のジオポテンシャル. $t=47, 81, 134, 194$ 時間について示してある.

って θ_{e2^*} も増大し, 134 時間後には, 中心付近では θ_{e0} の値にほぼ一致している. すなわち, 中心付近では, 湿潤中立の状態が実現されている. θ_{e1} は 332°K という定数を仮定しており, また, θ_{e0} の初期値は 352°K , θ_{e2^*} の初期値は 342°K にとっているのので, (6.3) より, η の初期値は 2.0 である. 最初の数日を除けば, η は時間とともに減少し 1.0 に近づいていく. この様子は上から

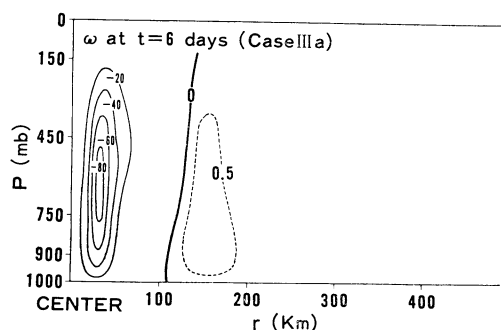
3 番目の図の点線で示してある. 初期に η が中心近くで増加するのは θ_{e0} の増加のためであり, その後, η が小さくなっていくのは θ_{e2^*} の増加 (成層の安定化) による. 中心付近で η が 1 に近づくと, そこでの昇温はとまり, 風速も弱まり始めるが, 中心からはなれた所では, なお η は 1 より大きいために, 系全体として運動エネルギーは増大し続け, 強風域はひろがっていくと考えられる.



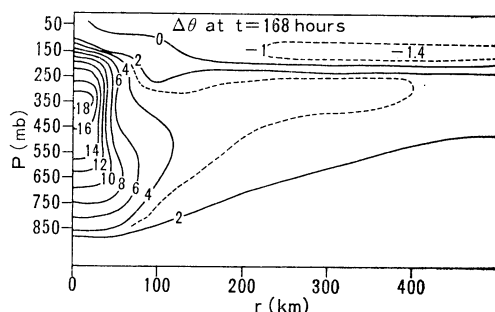
(a)



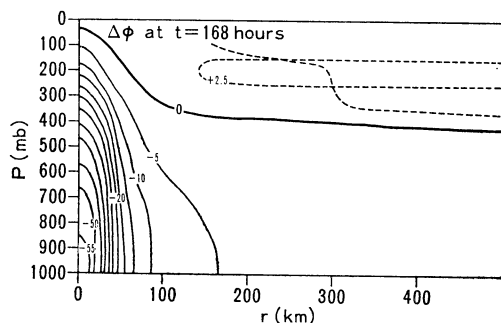
(b)



(c)



(d)



(e)

第7図 モデル台風の構造, 種々の量を半径と高さの関数として示す.

(a)接線風速 (b)動径風速 (c)鉛直P速度(Yamasaki, 1968 b) (d)温位の通常値からの偏差 (e)ジオポテンシャルの通常値からの偏差 (Yamasaki 1968 c). 図中の単位は (a)と (b)は m/sec, (c)は 10^{-3} mb/sec, (d)は $^{\circ}$ K, (e)は $10^2\text{m}^2\text{sec}^{-2}$.

第6図の一番下の図の実線は, 下層のジオポテンシャルの分布を示す. 海面気圧の分布と考えてよい. $t=194$ 時間では $t=134$ 時間に比べ低気圧域が広がっている点が特徴である. 破線は上層のジオポテンシャルを示す. 上層では中心から 200 km 付近が最も気圧が高く, 上層の中心付近は低気圧になっている.

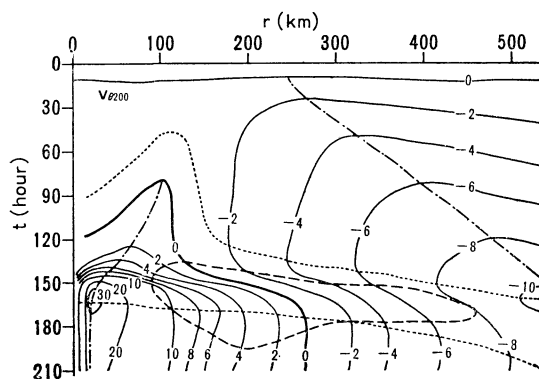
次に, いろいろな量の空間分布を, 半径と高さの関数として示そう. 第7図 a, b, c は, Yamasaki (1968 b) の Case III a の最盛期の状態を示す. 第7a図は v_{θ} の分布

である. この case は, 中心気圧降下が 30 mb 程度の比較的弱い台風の例で, 接線風速の最大は, 39 m/sec である. Ooyama の case A でも述べたように, 上層の中心からかなりはなれた所では, 高気圧性回転になっている. 第7b図は v_r の分布で, 吹きこみは地表付近に集中しているが, いうまでもなく地表摩擦の効果による収束である. 吹き出しは, この図では 300 mb レベルで最大になっているが, 実際の台風は 200 mb 付近に集中する. この特徴は, 多層モデルを用いた数値実験 (Yamasaki

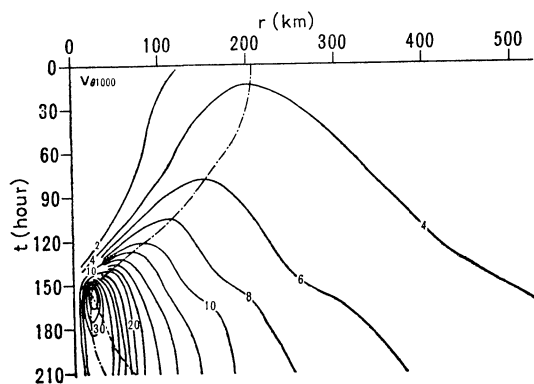
1968 c)ではうまく表現されている。400 mb から 900 mb レベルにかけて v_r が非常に弱い点も実際の台風の特徴である。第7c図は ω の分布で、中心での下降流は表現されていない。上昇流の最も強い所は、上昇域の中心寄りに位置している。Ooyama のモデルでは第6図に示されているように、上昇域の外側のほうに位置しているが、これはプリミティブモデルとバランスモデルの顕著なちがいの一つである。

第7d図は、Yamasaki (1968 c) の多層モデルで得た Case IV a の最盛期における温位(標準値からのずれ)の分布を示す。中心付近の上層では、初期より温位で 18°K も昇温しており、台風の特徴である上層の warm core 型をよく表現している。第7e図は気圧偏差の分布である。

第8a図は、Case IV a について、200 mb レベルにおける接線風速の値を、縦軸に時間、横軸に中心からの



第8a図 200 mb レベルでの接線風速を半径と時間の関数として示す、単位は m/sec、破線内は絶対渦度が負であることを示す (Yamasaki, 1968 c)。



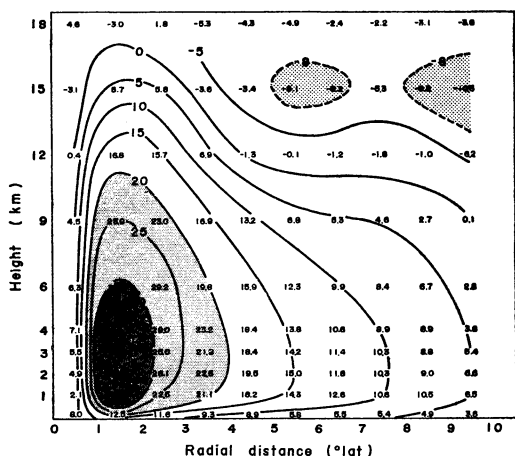
第8b図 地表付近での接線風速を半径と時間の関数として示す (Yamasaki, 1968c)。

距離をとって示したものである。この case は、初期条件として 200 mb レベルでも弱い低気圧性回転を仮定しているが、やがて高気圧性回転にかわる。その最大値は、時間とともに大きくなり、その位置は中心から遠ざかっていく、この特徴は第6図でもみられた。 $t=90$ 時間ごろに、中心から 100 km 付近で低気圧性にかわり、低気圧性の領域はひろがっていき、最大風速の位置は中心のほうへ移っていく。この case は、 $t=164$ 時間で中心気圧が最低になった case であるが、その後、低気圧性回転はゆっくり弱まるが、高気圧性回転は依然として強まっていく。

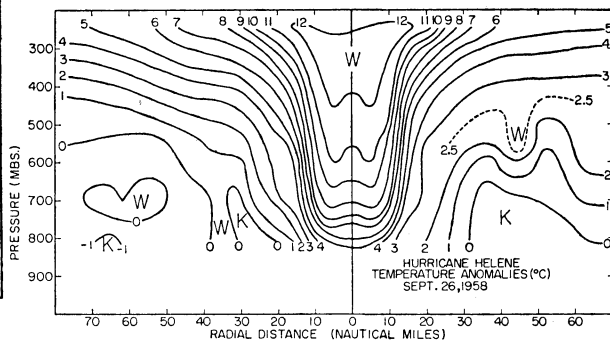
第8b図は地表付近の接線風速を示す。初期には風速の最大は半径 200 km の位置に仮定しているが、発達に伴ってその位置は中心の方へ移っていく。この特徴は、Ooyama のモデルに比べ非常にはっきりあらわれており、プリミティブモデルとバランスモデルの大きな差の一つである (Ogura (1964) の数値実験では、むしろ遠方へと移っている)。この特徴は、摩擦層における運動方程式の非線型項によってもたらされるものである。この効果のゆえに、中心付近の接線風速の強まりは線型理論から期待されるより急速に起こるので、摩擦収束、熱放出、中心気圧降下という過程を通して、台風の発達もまた急速に起こることになる。この意味で、摩擦層における運動方程式の非線型効果は重要であり、Ooyama は、従来のバランスモデルをこの点について改良することを提案している (1968, 数値予報シンポジウム)。

第8b図から次のようなおもしろい予想がたてられるかもしれない。 $t=90$ 時間において図の鎖線を延長することによって、最大風速の位置が $t=160$ 時間ごろに中心近くに達することが予想される。すなわち、中心気圧がいつ最低になるかの予想ができる。中心気圧の時間変化の図は省略したが、 $t=90$ 時間においては、まだ気圧の下降は非常にゆっくりなので、気圧変化図からは上のような予想は全くたたないのである。

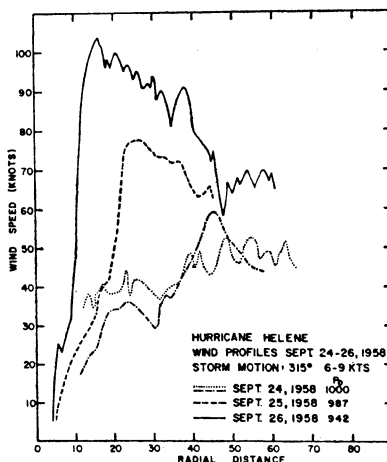
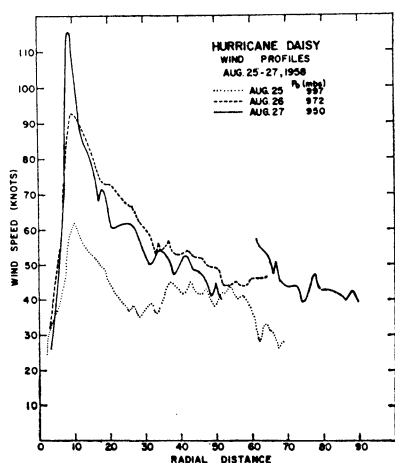
第8a図に戻って、破線内は絶対渦度が負であることを示す。台風内の上層でしばしば観測される負の絶対渦度(2 面または等温位面、または等相当温位面上)は台風の発生または発達にとって重要な要素であると考えた議論が、Sawyer(1947), Kleinschmidt (1951), Yanai(1961 b, 1964) 等によってなされてきた。確かに負の絶対渦度の存在は、ある種の不安定を引き起こすのであるが、はたして台風の発生発達にとって重要な要素かどうかはいまいままにされてきた。この問題は Ooyama (1966,



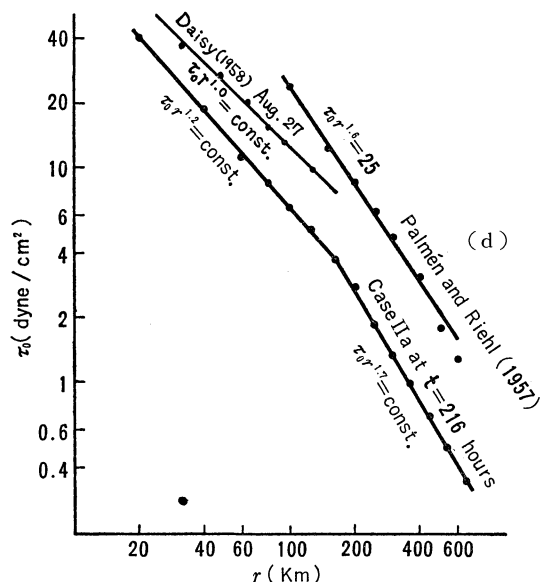
(a)



(b)



(c)



(d)

第9図 実測の台風の構造

- (a) 平均的な台風の接線風速を半径と高さの関数として示す (Izawa, 1964).
- (b) ハリケーン Helene での温度 (通常値からの偏差) を半径と高さの関数として示す. 横軸は 0~70 海里および 0~80 海里まで目盛っている. W は最大昇温域 (12°C), K は冷却域を示す (Colón, 1964).
- (c) 左はハリケーン Daisy における風速の動径分布, 右は Helene に対するもの, 横軸の半径は海里, 縦軸の風速はノットで目盛っている (Colón, 1964).
- (d) 地表付近のストレスの動径分布, Riehl と Malkus (1961) がハリケーン Daisy に対して得たもの, Palmén と Riehl (1957) が平均的な台風について得たもの, モデルで得られたもの (Yamasaki, 1968a).

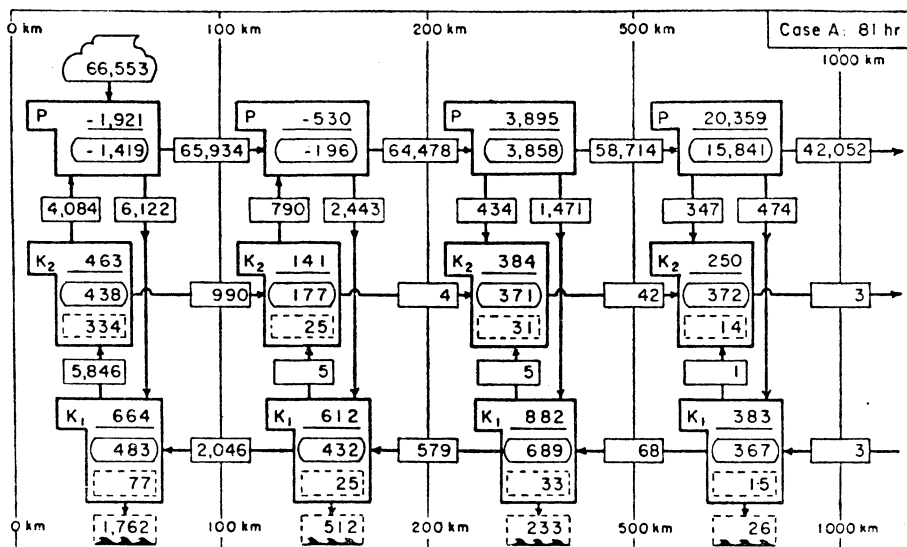
1969), Yamasaki (1968 c), Yanai と Tokioka (1969) の研究によってほぼ解決された感がある。Ooyama (1966) は、この問題を理論的に扱い、台風内での負の絶対渦度域は、ごく狭い領域に限られているから、この不安定に伴う運動はこの領域付近に限られ台風としての発達には寄与しないと論じた。多層モデルを用いた Yamasaki (1968 c) の数値実験では、200~300 mb レベルで負の絶対渦度があらわれ、これに伴って偏平な循環が400~500 mb レベルにあらわれた(図略)。第8 a 図に示されているように、この不安定域の広さは、台風の最盛期に最大で、衰弱とともにこの領域も狭くなっている。Case IVa は、多層モデル(13層)とはいっても慣性不安定を十分に記述しうるほどの層の数はないが、Ooyama (1966) の推論を支持する数値実験と考えてよいと思われる。

第5図~8図に示した結果は、実際の台風の特徴をかなりよく表現している。これらの特徴の多くは Ooyama (1969), Yamasaki (1968 a, b, c), Rosenthal (1969) のモデルで共通して見られるものである。次に、実測された台風の構造の例をいくつか示しておこう。第9図左上は Izawa (1964) が平均的な台風について得た接線風速の分布、第9図右上はハリケーン Helene (1958) に対

して Colón (1964) が得た温度場(平均からの偏差)の分布で、それぞれ第7 a 図、第7 d 図と比較してほしい。第9図まんなかはハリケーン Daisy (1958) と Helene (1958) に対する v_θ の動径分布である。Daisy の場合には接線風速の最大の位置は発達初期でも中心にかなり近い所にあるが、Helene の場合には $r=70$ km から $r=20$ km へと中心の方へ移っており、第8 b 図でみた特徴がよく出ている。第9図左下は地表付近でのストレス τ_θ の動径分布で、Palmén と Riehl (1957) が平均的な台風について得たものと、Riehl と Malkus (1961) がハリケーン Daisy について得たものと、Yamasaki (1968 a) の Case II a に対するものとの示してある。 $\tau_\theta r^m = \text{const.}$ という関係がよく成り立ち、 m の値は実測とモデルで良く一致していることがわかる。

12. モデル台風のエネルギー論

実際の台風についてエネルギー収支を調べることは、Palmén と Riehl (1957) や Riehl と Malkus (1961) 等によって行なわれているが、データが不十分のためにはっきりとしたことはわからないことが多い。この節では、数値実験で得られた台風についてのエネルギー収支を述べよう。例として Ooyama (1969) の case A の発



第10図 Ooyama (1969) の case A の発達期 $t=81$ 時間におけるエネルギー収支。半径 100 km, 200 km, 500 km, 1000 km の4つの領域にわけてある。図中のアンダーラインをつけた数字の P は気柱全体でのポテンシャルエネルギー, K_2 は上層の運動エネルギー, K_1 は下層の運動エネルギー(単位 6.28×10^{13} ジュール), 長円体中の数字はエネルギーの変化量(単位 6.28×10^8 ジュール/秒), 破線内の数字はエネルギー消耗量(一番下の破線内は地表摩擦による消耗), 左上の数字は潜熱の放出量, P と K_1 , P と K_2 の間の矢印はそれらの間のエネルギー変換量, K の間の矢印は運動エネルギーの輸送量をあらわす。

達期 $t=81$ 時間におけるエネルギー収支を第 10 図に示す。

まず、系全体としての収支を述べると、潜熱の放出量は図には示していないが約 399400 (単位は 6.28×10^8 ジュール/秒)、潜熱の放出によるポテンシャルエネルギー P_E の生成量は 66553 (図の左上、この例ではすべて半径 100 km 以内で生成されている) で、このうち 6417 が運動エネルギー K_E へ変換され、42052 (図の右上) が半径 1000 km を通して外へ出ていき、残りの 18084 が 1000 km 以内での P_E の増加になっている。「放出された熱量」に対する「 P_E から K_E への変換量」の割合、いわゆる熱機関という効率は非常に小さく 1.7% であることや、 P_E の生成量の約 3 分の 2 の量が半径 1000 km より外へ出ていくことが注目される。なお、効率は、水平温度傾度の増大とともに増大し、 $t=134$ 時間では 3.7%、 $t=194$ 時間では 3.9% で、Palmén と Riehl (1957) が平均的台風に対して得た 2.5~3% という結果とよく一致している。

生成された K_E のうち、どれだけの割合が摩擦で失われるかは、発達の時期によって異なる。 $t=81$ 時間では 48%、 $t=134$ 時間では 78%、 $t=194$ 時間では 85% が摩擦によって失われ、残りが系の運動エネルギーの増加になっている。 K_E の消耗は地表摩擦によるもの D_s と内部摩擦によるもの D_i とに分けられる。 $t=81$ 時間では D_s は D_i の約 5 倍、 $t=134$ 時間では約 10 倍である。Yamasaki (1968 a) の結果では、発達初期には D_s と D_i は同じ程度、発達後期では D_s は D_i の約 2 倍であった。ハリケーン Daisy に対して Riehl と Malku^s (1961) が調べた例では、 D_s の方が 2 倍位のときもあり、また半分位のときもあり、はっきりしていない。

次に半径 100 km より内側の領域についてみよう。対流圏下層での運動エネルギー源についてみると、6122 が P_E からの変換により、2046 が K_E の形で半径 100 km の外から入ってくる。この総計 8168 のうちの約 70% にあたる 5846 が上層へ運ばれ、1762 が地表摩擦によって失われ、77 が内部摩擦によって失われる。残りのわずかに 433 が、そこでの K_E の増加になる。流入量と生成量の総計のうちどれだけの割合が、そこでの増加になるかは、発達の時期によって違うことは言うまでもないが、急速な発達期においても、ごくわずかの量が増加になる点が注目される。対流圏上層では下層からの K_E の流入量 5846 のうち約 70% の 4084 は P_E になり、990 が半径 100 km より外へ K_E の形で出ていき、334 が内部摩擦

によって失われ、438 がそこでの K_E の増加になる。気柱全体としては P_E から K_E への変換量は 2038 であり、摩擦によって失われる量は 2173 であるから、生成量よりも摩擦によって失われる量の方が大きい。この傾向は mature stage ではもっとはっきりする。このことは半径 100 km 以内の K_E の増加に対し、外からの K_E の流入が重要であることを示す。 P_E 源は積雲対流の放出する熱であって、その量は 66553 で、そのほとんどの 65934 が 100 km より外へ P_E の形で出ていく。

半径 100 km より外の領域では、100 km 以内の領域からもらった P_E が一部 K_E に変換され、生成された K_E の大半が摩擦で失われ、一部はそこでの増加に、一部は 100 km 以内へ入っていく。

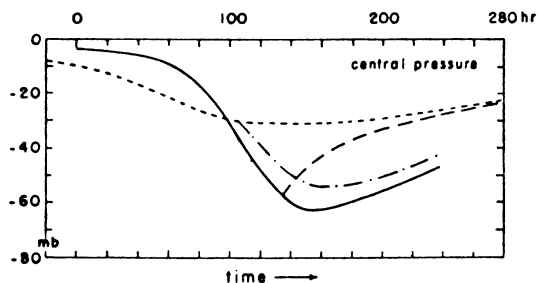
半径 200 km より内側の層では、 P_E から K_E ではなく、 K_E から P_E への変換が起こっている点が注目される。これは第 6 図で見たように、上層の 200 km 以内では、中心ほど気圧が低いにもかかわらず空気が外側へ吹き出すことによる。気圧傾度にさからって吹き出すのは、もちろん遠心力(とコリオリ力)のためである。

13. パラメーターや初期条件に対する依存性

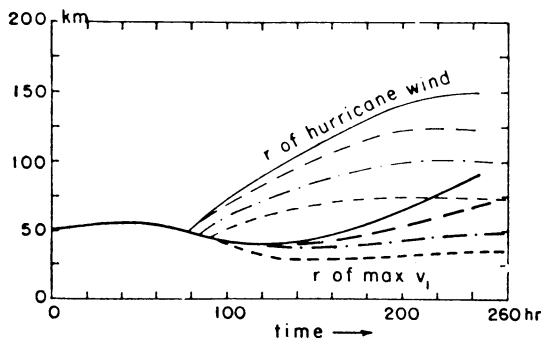
10 節では、パラメーターの役割を線型理論の範囲で述べた。この節では、非線型の数値実験において、パラメーターや初期条件によって、モデルで再現される台風の性質がどのように変わるかを述べよう。

13.1. 海面温度の効果

海面温度と台風の発生との関係については、Palmén (1948) その他の研究がある。海面温度 T_s が高いほど、海面付近の空気の相当温位 θ_{e0} は高くなりうるから、 h の値は大きくなり、発達に都合がよいことは線型理論から明らかである。また、7 節で述べたように、地上気圧降下の最大値は、おもに θ_{e0} によって決まり、 θ_{e0} は一般に θ_{es} を越えることはなく、また θ_{es} は T_s と p_s の関数であるから、 T_s は台風の最低気圧を定める要素の一つである。第 11 a 図は、Ooyama (1969) の数値実験で得られた結果で、中心気圧の時間変化を示す。実線は 11 節で紹介した case A で、海面温度は全域 27.5°C に選んだ場合である。破線は、case A において、風速が最大となった 134 時間以後、海面温度を急に 27.5°C から 25.6°C に変えた場合を示す。海面温度が全域にわたってこのように急に变化することはないとしても、この結果は「台風が低い海面温度の所へ移動すれば、かなり急速に衰弱する」ことを示している。点線は、初期から $T_s=25.6^\circ\text{C}$ の場合で、発達してはいるが、中心気圧が



第11 a 図 海面温度によって中心気圧がどのようにかわるかを示す。実線は $T_s=27.5^\circ\text{C}$ 、破線は実線の case の $t=134$ 時間以後 25.6°C にした場合、点線は最初から 25.6°C の場合、鎖線は点線の case の $t=102$ 時間以後 27.5°C にした場合を示す (Ooyama, 1969)。



第11 b 図 hurricane wind の半径や接線風速最大の半径が海面温度の分布にどのように依存するかを示す。実線は全城 27.5°C 、破線は $r>300$ km で 25.6°C 、鎖線は $r>150$ km で 25.6°C 、点線は $r>150$ km で 23.9°C の case (Ooyama, 1969)。

最低になるのに 200 時間位もかかっており (この case の時間の原点は -100 時間にとっている)、しかも最低気圧は、それ程低くはない。鎖線は、102 時間までは点線の case と同じで、それ以後は T_s を 25.6°C から 27.5°C に変えた場合で、海面温度の上昇によって急速な発達が起こっている。最低気圧は、実線の case とあまり違ってないことが注目される。

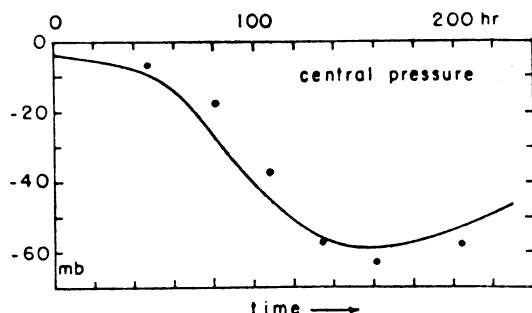
海面温度に関して、もう一つ面白い数値実験を紹介しよう。第11 b 図に風速 32 m/sec 以上の半径と最大風速の位置の時間変化を 4 つの case について示す。実線は case A, 破線は中心から半径 300 km より外では 25.6°C 、300 km 以内で 27.5°C の場合である。半径 300 km 以内での海面温度が同じでも、300 km より外で海面温度が

低いと強風域は小さくなることを示している。 $T_s=25.6^\circ\text{C}$ の領域が 150 km まで及んでいる鎖線の case では、強風域は更に小さくなる。点線は 150 km より外で 23.9°C の case である。以上の結果から、大西洋のハリケーンが太平洋の台風と比べ一般に小型であるのは、暖かい海面域の広さに差があるからではないかと Ooyama (1969) は推論している。

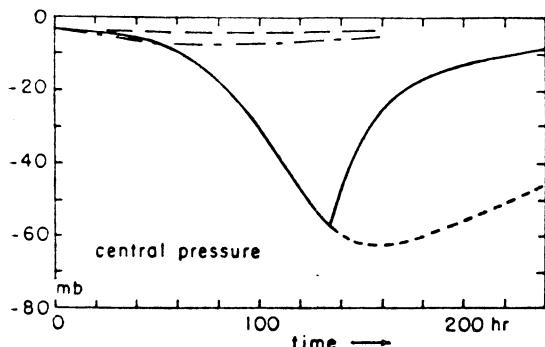
Ooyama のモデルでは、海面温度は外的なパラメータとして与えているが、海面温度は台風によって変化するという観測事実が知られている。一般に、台風が通過した所の海面温度は、台風の風のストレスによる海水の湧昇によって低くなる。このような効果までとり入れた台風モデルは容易ではないが、なんらかの形で単純化してモデルに含めることは、将来の台風予報では必要とされるであろう。もちろん、台風の移動を考慮することは、それと同様に重要である。

13.2 C_D と C_E

Ooyama の case A では、 $C_D=C_E=(0.5+0.06 v_s) \times 10^{-3}$ のように、 C_D と C_E を等しく、かつ風速に直線的に依存するように仮定されている。風速に関係なく $C_D=C_E=1.5 \times 10^{-3}$ (この節での C_D や C_E の値は 900 mb レベルの風速に対する係数である) と仮定した case D に対する中心気圧の時間変化を第12 a 図に示す。黒点は case A である。風速が弱いときは、 C_D や C_E の値は case A より大きいから発達も急であるが、風速が強い発達後期では、case A に比して発達はゆっくりになる。しかし、両者の結果にはそれほど大きな差はないことがわかる。 C_D と C_E の値を風速に依存すると仮定した場合も、定数と仮定した場合も、結果がほとんど変わらないのは、 C_D と C_E の値を等しくとったからであると考えられる。



第12 a 図 C_D と C_E の値を 1.5×10^{-3} に仮定した case での中心気圧の時間変化。黒点は風速に比例すると仮定した case A (Ooyama, 1969)。



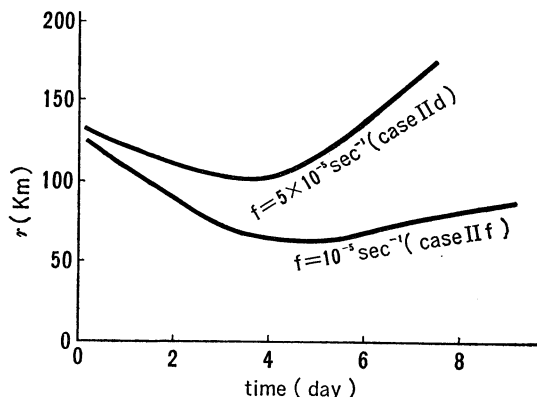
第12b図 実線は134時間以後、海面からの熱供給を断った場合 ($C_E=0$) 急速に衰弱することを示す。破線と鎖線は初期より $C_E=0$ の場合で、鎖線では η の初期値は3.0、他の case では2.0 (Ooyama, 1969)。

h を定数として扱う線型理論の範囲では、台風の発達率は C_D が大きいほど大きいのであるが、非線型の数値実験では事情は大きく違って来る。(10.2) の第2式より $-v_{rs}/v_{\theta s} = (X+D)/f$ すなわち、吹き込み角は C_D が大きい程大きいから、空気がある半径 $r=r_2$ から、中心のほうへ移動して $r=r_1$ に到達する間の path の長さは、 C_D が大きいと小さくなってしまい、海面からの熱供給がそれだけ少なくなって、 θ_{e0} があまり増大しないうちに中心付近に達してしまうからであると考えられる。 $C_D=1.5 \times 10^{-3}$ の定数に選び、 C_E を風速に依存させた数値実験では、最大風速は 95 m/sec にも達した。最大風速が 60 m/sec にしかなかった case D と比較してみると、 C_D の効果が理解できよう。

第12b図の実線は、case A の134時間以後、 $C_E=0$ とした場合の中心気圧の時間変化で、台風が上陸したような場合を想定した case である。熱や水蒸気の供給を断ると、急速に衰弱することがわかる。このような台風の衰弱過程を実際の台風について解析した論文としては Wada (1969) がある。破線は、初期から $C_E=0$ とした場合で、 η の初期値は case A と同じく2.0に選んでいるが、海面からの熱供給がないためにすぐに1.0に近づくために発達できない。鎖線は η の初期値が3.0の場合であるが、やはり発達は持続できない。

13.3 コリオリのパラメーター

非線型の場合のおもしろい結果は、コリオリのパラメーターが大きいほど、台風の水平スケールが大きくなるという特徴である。第13図は、Yamasaki (1968 a) の数値実験の結果で、上昇域の半径の時間変化を $f=5 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ (20°N) と $f=10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ (4°N) の場合について

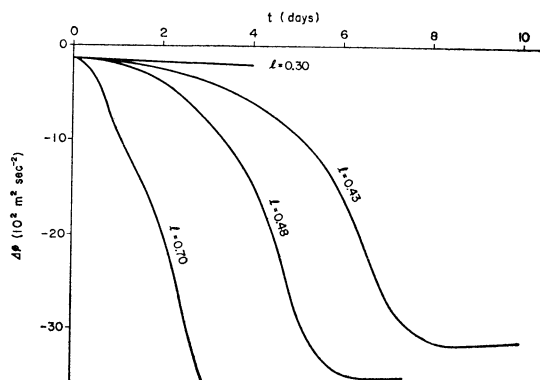


第13図 上昇域の半径がコリオリのパラメーターの値にどのように依存するかを示す (Yamasaki, 1968a)。

て示したものである。 f を定数とする軸対称の数値実験であるから実際との対応はきちんとは論じられないが、少なくとも定性的には、台風の大きさは、 f が大きいほうが大きいと結論してよいであろう。Ooyama (1969) も同様の結果を得ている。 f が小さいと吹き込み角は大きくなるから空気が中心のほうへ移動する間の角運動量の損失は小さくなり、したがって、 v_θ は中心付近で強くなる傾向をもち、それに伴って渦度も上昇流も中心付近で強まりやすくなるからである。線型理論では、台風の発達率は f が小さいほど小さいが、非線型の数値実験では、中心気圧に関するかぎり、 f が小さいほど、気圧降下は急速である。

13.4 熱の鉛直分布

線型理論から期待されるように、モデル台風の発達は、



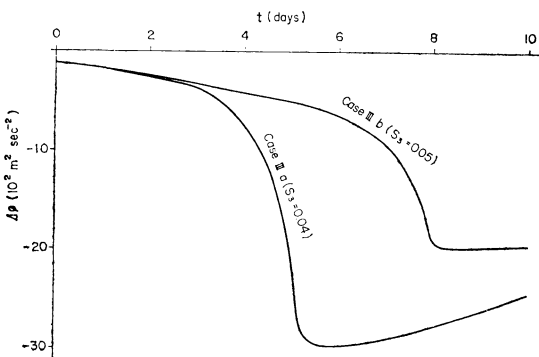
第14図 中心気圧の時間変化 (発達の様子) が熱の鉛直分布にどのように依存するかを示す。 l は放出される熱のうち対流圏下層に与えられる割合 (Yamasaki, 1968 a)。

熱の鉛直分布に敏感に依存する。Yamasaki (1968 a) の数値実験は、温度変化を2層で定義するモデルを用いているが、たとえば、対流圏下層に43%、上層に57%の割合で熱が放出されると仮定すると8日後に中心気圧は最低となるが(第14図, $l=0.43$), 対流圏下層に48%与えると($l=0.48$) 発達はずっと急速に起こり、中心気圧が最低となったのは6日後であった。また対流圏下層に30%、上層に70%($l=0.30$) という case では台風の発達は起こらなかった。逆に、下層に70%($l=0.70$) という case では、下層で warm core が顕著となり、台風の温度場の特徴は表現できなかった。

13.5 温度分布の初期条件

Ooyama(1969)のモデルでは(6.3)で与えられる η が1より大きくなるように、また Yamasaki (1968 b,c)や Rosenthal (1969) のモデルでは、(6.5)で与えられる h が、10節で述べた線型理論からわかっている妥当な分布になるように、初期の温度分布や θ_{e0} を選べばよい。

ところで、(6.3)と(6.5)の両者のモデルには、大きなちがいがある。(6.3)のモデルでは、上層の温度がある程度低いほど、また下層の温度がある程度高いほど発達に都合がよいのであるが、(6.5)を用いたモデルでは、上層の温度がある程度高いほど、また下層の温度が低いほど、発達に都合がよい。このような相反する結果を生ずる両者のモデルの妥当性は、これからの研究に待たなくてはならない。筆者の考えでは、積雲対流の上方熱輸送が盛んに起こっている時期では、台風の発達はほとんど起こらず、この熱輸送によって上層がある程度温暖化されることによって下層への熱分配の割合が増大することが台風の発達の条件ではないかと思われる。上層の warm core の完成の後に急速な発達が起ると



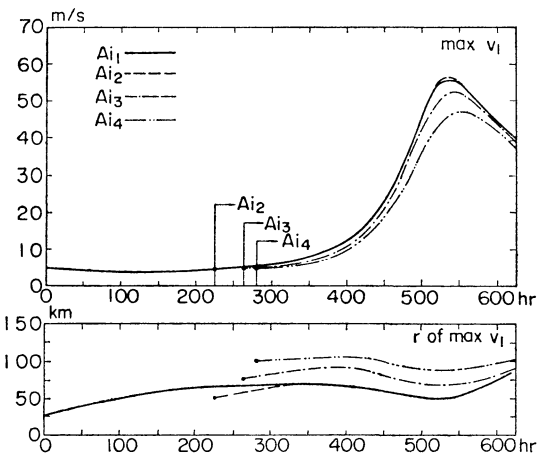
第15図 仮定(6.5)を用いたモデルにおいて、対流圏下層の安定度の初期値に発達の様子がどのように依存するかを示す(Yamasaki, 1968 b)。

いう Yanai (1961 a) の解析事実は、上記の推論を支持するものと考えられる。さらに下層が不安定であればあるほど、対流の上方熱輸送量は少なくて、発達に都合がよいであろう。

第15図は、Yamasaki (1968 b) の数値実験において、下層の安定度 S ((6.2) で定義) の初期値が $0.04^\circ\text{K}/\text{mb}$ の場合 (Case III a) と $0.05^\circ\text{K}/\text{mb}$ の場合 (Case III b) の中心気圧の時間変化を示す。発達の速さは、仮定(6.5)のもとでは下層の安定度に大きく依存することがわかる。なお、Case III b では l の初期値は0.29であるが、上層の昇温に伴って下層への熱分配の割合が増大し、発達している。第14図で、 $l=0.30$ という定数を仮定した場合には発達していないことに注意してほしい。

13.6 接線風速の初期条件

接線風速の分布を初期条件としてどう選ぶかによって、結果がどのように違って来るかを示そう。第16図の上の図は、Ooyama (1969) の数値実験において、接線風速の最大値の時間変化を4つの case について示す。実線は、最大風速の位置を初期に $r=25\text{ km}$ の所に仮定した場合、破線は $r=50\text{ km}$ 、一点鎖線は $r=75\text{ km}$ 、二点鎖線は $r=100\text{ km}$ の場合で、どの case も最大風速の初期値は 5 m/sec に選んでいる。時間の原点は、あとの3 case については、図中に示した時間にとっている。こ



第16図 初期条件として接線風速最大の半径をどう選ぶかによって、急速な発達が起こり始めるのに要する時間や、最盛期における台風の水平スケールがどのようにちがうかを示す図。上の図は最大接線風速、下の図はその半径の時間変化、case Ai_1 は初期に $r=25\text{ km}$ に仮定した場合、 Ai_2 は 50 km 、 Ai_3 は 75 km 、 Ai_4 は 100 km の場合である。時間の原点は case Ai_2 、 Ai_3 、 Ai_4 については上の図中に示してある (Ooyama, 1969)。

の図から、最大風速の位置を中心に近いほうにおいて場合のほうが、急速な発達が起るのに長い時間を要することがわかる。しかし、Yamasaki (1968 b) の数値実験では、 $r=100$ km と $r=200$ km の場合とでは、 $r=100$ km のほうが早く急速な発達期に入っており、上で述べたOoyamaの結果は、プリミティブモデルでも見られる性質かどうか、将来の問題である。

第16図の下図は、最大接線風速の位置の時間変化を示す。最盛期の水平スケールは、初期条件として選んだスケールと密接に関係していることを示しているが、この点もプリミティブモデルではどうなるのかよくわからない。最盛期の水平スケールは、初期条件と単純な関係にはないようにも思われる。台風の水平スケールが何によって決まるのかは、これまでの研究で明らかにされなかった重要な問題点の一つである。

中心付近の下降流の再現に関しては、Yamasaki (1968 b) の数値実験では、初期条件として、中心付近の相対渦度を小さくとした case では下降流は再現できたが、他の case ではうまく再現できなかった。眼の形成に関する議論は現在のところはっきりしておらず、今後の研究として残されている。

14. 今後の問題点

11節から13節でみたように、現在の台風モデルは、みごとに実際の台風の特徴を表現している。近年の一連の研究によって、台風の発達のメカニズムの多くの部分は理解され、一応の目標には到達したように思われる。しかし、なお多くの重要な課題が残されていることを感ずる。たとえば、積雲対流の効果を取り入れる方法については研究の必要が残されていることは言うまでもない。特に筆者の関心は熱の鉛直分布である。本文でしばしば述べたように、熱の鉛直分布は、台風の発達や構造を規定する重要な要素である。発達のための必要条件は、成層が対流不安定であるとしても、そのようなときにいつでも台風が発達するとは限らない。大気成層がどのようなときに、台風の発達をひき起こすような積雲対流が起るのかは、今後の興味ある問題であるとともにこの点を明らかにすることこそ、台風の発達を本当の意味で説明したことになるであろう。

本文では積雲対流による運動量の輸送については述べなかったが、Ooyama (1969) のモデルにはこの運動量輸送が取り入れられている。台風の発達にとって、これがどの程度重要かは現在のところ明らかでない。この点に関しては Gray (1967) を参照してほしい。

第二は、海面から大気への熱輸送の問題である。Ooyamaが示しているように、仮に大気中に十分水蒸気があっても、海面からの水蒸気や熱の供給なくしては、台風の発達はすぐにとまってしまう。海面から大気への熱供給をモデルに取り入れる場合の重要な量は、 C_D や C_E の値である。これらの値に関しては多くの研究はあるが、依然としてあいまいさが残っていて、これらの値や風速に対する依存性をはっきりさせることは、台風予報の見地から非常に重要であろう。

発達の研究としての次の大きな興味は、台風の非対称性および台風の移動を考慮した発達の研究である。台風の発達と移動の問題は、これまでは別々に取り扱われてきたが、いうまでもなくこの二つは密接に関連している。海面温度やコリオリのパラメーターが台風の発達や構造をきめる重要な要素である以上、台風の発達は移動を考慮なしに予報できないし、また主として steering method で論じてきた移動の問題は、積雲対流を含む台風内の運動を考慮することによって、新しい道が開かれるはずである。もちろん、軸対称の仮定をとり除いた3次元モデルは、理論的にも数値実験のうえからもなかなか容易ではないが、台風の発達の研究が一応の成功をおさめた現在では、発達と移動の問題を同時に論ずる段階にきていることを感ずる。

我々のもう一つの興味は、実際の台風について、モデルを適用してみることである。残念ながら、現状では観測データが不十分のために、モデルの妥当性の十分な検証もできないし、力学モデルに基づいた台風予報も可能ではない。しかし、これは将来必ず実現されるべきことである。要請される特に重要な観測は、温度、水平風、海面気圧、地表面境界層における水蒸気量の分布、海面温度等が考えられる。

本稿では、台風の「発達」について述べたが、「発生」の問題については、Yanai (1961 a, 1968) の論文が、偏東風波動から台風が発生していく過程を解析した貴重な論文である。発生に関する理論的研究もいくつかあるが、はっきりした結論は出されていない。発生と発達のメカニズムは、積雲対流の役割に関しては多分同一で、一般流や、そのシアの効果、およびそれに伴う非対称性が両者を区別するおもな要素であると思われる。

偏東風波動のシノプティックな研究は、Riehl (1954) の教科書に記述されており、また最近では、スペクトル解析によって、Wallace と Chang (1969) や東大の Nitta によって行なわれている。理論的研究としては、順庄不

安定の立場から論じた Nitta と Yanai (1969)の研究や、潜熱の放出を伴う一種の傾圧不安定波と考える Shukla (1969)の研究がある。最近の筆者や Ooyama の研究によれば、偏東風波動の発達に重要な要素は、偏東風の鉛直シアと摩擦収束に伴う潜熱の放出であり、特に熱が対流圏上層で多く放出されることが条件で、このようなとき水平スケールは2000~4000 km になり、構造、スケールともに、偏東風波動のそれに似ている。そして、台風が発生、発達していくためには、偏東風の鉛直シアが弱くなることと、熱の放出量が対流圏のごく下層で多くなるという二つの条件が重要であると思われる。鉛直シアが弱くなることの重要性は、最近の Kitade の数値実験によって、よりはっきり示されており、観測に基づいた Gray (1968)の研究からも指摘されている。偏東風波動又は ITC から台風が発生、発達していく過程の数値実験は、移動の問題をも含む重要な研究であり、そのような研究が成功をおさめる日が来ることを強く望んでいる。

文 献

- Charney, J.G., and A. Eliassen, 1949: A numerical method for predicting the perturbations of middle latitude westerlies. *Tellus*, **1**, 38-54.
- Charney, J.G. and A. Eliassen, 1964: On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68-75.
- Colón, J.A., 1964: On the structure of hurricane Helene (1958). National Hurricane Research Project, U.S. Weather Bureau, Report No. 72, 57 pp.
- Gray, W.M., 1967: The mutual variation of wind, shear and baroclinicity in the cumulus convective atmosphere of the hurricane. *Mon. Wea. Rev.*, **95**, 55-73.
- Gray, W.M., 1968: Global view of the origin of tropical disturbances and storms. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 669-700.
- Haque, S.M.A., 1952: The initiation of cyclonic circulation in a vertically unstable stagnant air mass. *Quart. J. Roy. meteor. Soc.*, **78**, 394-406.
- Izawa, T., 1964: On the mean wind structure of typhoon. *Technical Note No. 2*, Japan Meteorological Agency, Meteorological Research Institute, 1964, 19 pp.
- Jordan, C.L., 1958: Mean soundings for the West Indies area. *J. meteor.*, **15**, 91-97.
- Kasahara, A., 1961: A numerical experiment on the development of a tropical cyclone. *J. meteor.*, **18**, 259-282.
- Kleinschmidt, E., 1951: Grundlagen einer Theorie der tropischen Zyklonen. *Archiv für Meteor., Geophys. und Biokl., Serie A*, **4**, 53-72.
- Kuo, H.L., 1961: Convection in a conditionally unstable atmosphere. *Tellus*, **13**, 441-459.
- Kuo, H.L., 1965: On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 40-63.
- Lilly, D.K., 1960: On the theory of disturbances in a conditionally unstable atmosphere. *Mon. Wea. Rev.*, **98**, 1-17.
- Malkus, J.S. and H. Riehl, 1960: On the dynamics and energy transformations in steady state hurricanes. *Tellus*, **12**, 1-20.
- Nitta, Ts., and M. Yanai, 1969: A note on the barotropic instability of the tropical easterly current. *J. Met. Soc. Japan*, **47**, 127-130.
- Ogura, Y., 1964: Frictionally controlled, thermally driven circulations in a circular vortex with application to tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 610-621.
- Ooyama, K., 1964: A dynamical model for the study of tropical cyclone development. *Geofisica Internacional (Mexico)*, **4**, 187-198.
- Ooyama, K., 1966: On the stability of the baroclinic circular vortex: a sufficient criterion for instability. *J. Atmos. Sci.*, **23**, 43-53.
- Ooyama, K., 1969: Numerical simulation of the life cycle of tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 3-40.
- Palmén, E., 1948: On the formation and structure of tropical hurricane. *Geophysica*, **3**, 26-38.
- Palmén, E. and H. Riehl, 1957: Budget of angular momentum and energy in tropical cyclones. *J. Meteor.*, **14**, 150-159.
- Riehl, H., 1954: *Tropical Meteorology*. New York, McGraw-Hill, 392 pp.
- Riehl, H., 1963: Some relations between wind and thermal structures of steady state hurricane. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 276-287.
- Riehl, H. and J.S. Malkus, 1961: Some aspects of hurricane Daisy, 1958. *Tellus*, **13**, 181-213.
- Rosenthal, S.L., 1964: Some attempts to simulate the development of tropical cyclones by numerical methods. *Mon. Wea. Rev.*, **92**, 1-21.
- Rosenthal, S.L., 1969: Numerical experiments with a multilevel primitive equation model designed to simulate the development of tropical cyclones: Experiment I. Technical memorandum ESSA NHRL No. 82, 36 pp.
- Rosenthal, S.L. and W.J. Koss, 1968: Linear analysis of a tropical cyclone model with

- increased vertical resolution. *Mon. Wea. Rev.*, **96**, 858-866.
- Sawyer, J.S., 1947: Notes on the theory of tropical cyclones. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **73**, 101-126.
- Shukla, J., 1969: A numerical experiment on a disturbance in the tropical easterlies. *J. meteor. Soc. Japan*, **47**, 109-114.
- Syōno, S., 1949: Approximate solution of non-linear differential equations of stationary winds in axial symmetric cyclone and anticyclone and its applications. *Geophys. Mag.*, **20**, 39-65.
- Syōno, S., 1953: On the formation of tropical cyclones. *Tellus*, **5**, 179-195.
- Syōno, S., 1962: A numerical experiment of the formation of tropical cyclones. *Proc. Internat. Symposium on Numerical Weather Prediction*, 1960. *Meteor. Soc. Japan, Tokyo*, 405-418.
- Syōno, S. and M. Yamasaki, 1966: Stability of symmetrical motions driven by latent heat release by cumulus convection under the existence of surface friction. *J. meteor. Soc. Japan*, **44**, 353-375.
- Wallace, J.M. and C.P. Chang, 1969: Spectrum analysis of large scale wave disturbances in the tropical lower troposphere. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1010-1025.
- Wada, M., 1969: Concerning the mechanism of the decaying of typhoon. *J. Met. Soc. Japan*, **47**, 335-351.
- Yamasaki, M., 1968 a: Numerical simulation of tropical cyclone development with the use of primitive equations. *J. Met. Soc. Japan*, **46**, 178-201.
- Yamasaki, M., 1968 b: A tropical cyclone model with parameterized vertical partition of released latent heat. *J. Met. Soc. Japan*, **46**, 202-214.
- Yamasaki, M., 1968 c: Detailed analysis of a tropical cyclone simulated with a 13-layer model. *Pap. Met. Geophys.*, **19**, 559-585.
- Yanai, M., 1961 a: A detailed analysis of typhoon formation. *J. meteor. Soc. Japan*, **39**, 187-213.
- Yanai, M., 1961 b: Dynamical aspects of typhoon formation. *J. meteor. Soc. Japan*, **39**, 282-309.
- Yanai, M., 1964: Formation of tropical cyclones. *Rev. Geophys.*, **2**, 367-414.
- Yanai, M., 1968: Evolution of a tropical disturbance in the Caribbean Sea Region. *J. meteor. Soc. Japan*, **46**, 86-109.
- Yanai, M. and T. Tokioka, 1969: Axially symmetric meridional motions in the baroclinic circular vortex: a numerical experiment. *J. meteor. Soc. Japan*, **47**, 183-198.