

負渦度領域を持つ軸対称渦の安定性

石川 裕彦・光田 寧

ON THE STABILITY OF THE AXISYMMETRIC VORTEX WITH THE NEGATIVE VORTICITY REGION

By *Hirohiko* ISHIKAWA and *Yasushi* MITSUTA

Synopsis

According to the recent analytical studies of mesometeorology, it becomes obvious that the nearly axisymmetric vortices such as the tornadoes and the severe convective meso cyclones are sometimes superposed by non-axisymmetric disturbances. This phenomenon has been also simulated in the laboratory experiments and is called 'multiple vortex phenomenon'. The similar non-axisymmetric disturbance has been found in the Typhoon vortex.

Several attempts have been made to explain this phenomenon theoretically. However, the instability of the disturbance of azimuthal wavenumber two has been rather uncertain. In the present study, the stability of the axisymmetric vortex is examined. The basic vortex is postulated to have a negative vorticity region just outside the radius of maximum tangential wind velocity. Using this model, it is verified that the disturbance of wavenumber two could be destabilized. And this result is compared with the elliptical eye wall of the Second Miyakojima Typhoon.

1. 序

近年のメソ気象学における観測的研究の結果、トルネードや対流性のメソ低気圧等の軸対称に近い大気の中にも非軸対称な擾乱が生じる場合がある事が明らかになってきた。Fujita 他¹⁾ はトルネードが地上に残したサイクロイド状の被害跡を詳細に解析した。そして、1つのトルネードの中に複数の副次的な渦が存在し、それらの渦がトルネードの中心のまわりを回転していると考え、このシステムが移動する事によりサイクロイド状の被害跡が説明できる事を示した。同様の解析は Agee 他²⁾ も行っている。また、そのようなシステムの存在を示す写真や映画もいくつか発表され³⁻⁴⁾、これらの資料に依る解析も行われている。Agee 他²⁾ は、1つの thunderstorm が複数のトルネードを発生させた場合について一連のトルネードの経路を解析したが、トルネードを発生させる母体となるメソ低気圧自体が非軸対称な擾乱を含む場合があり、この擾乱に伴いトルネードが発生すると考え、Fig. 1 に示すようなメソ低気圧のモデルを提案している。

一方、もっとスケールの大きな大気の渦である台風については、台風を中心近くで周期的な気圧振動が存在する事があるのは以前から知られていた⁵⁻⁷⁾。光田と吉住^{8,9)} は第2宮古島台風の通過時に宮古島で観測された気圧、風向、風速、降雨強度、潮位をレーダーエコーの時間変化とともに詳しく解析した。そしてこれらの気象要素に見られる周期的変動は、楕円形の台風眼(波数2の擾乱)が2時間弱の周期で台風の中心の回りを回転することにより生じている事を明らかにした。さらに吉住¹⁰⁾ は、他の台風の場合にも同様な周期的変動が観測されている事を調べた。Fig. 2 には第2宮古島台風の場合の気圧変動、降雨強度の、回転する台風眼に相対的な分布を示してある。擾乱の最大振幅が平均的な台風眼の半径(最大風速半径と大体一致すると考えられる)で達成されている事と、最大振幅の ridge が半径が増すとともに反時計回り方向にシフトする事の2点が特徴的である。

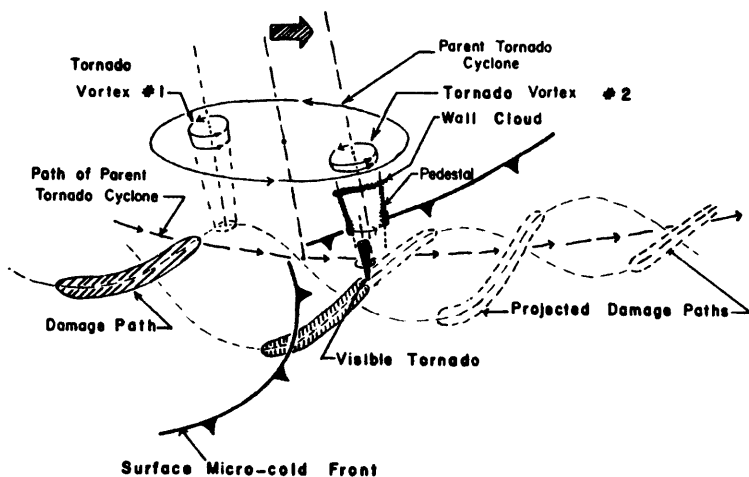


Fig. 1. Schematic drawing of the tornado cyclone containing two tornados and accompanying tornado damage paths (after Agee et al., 1976).

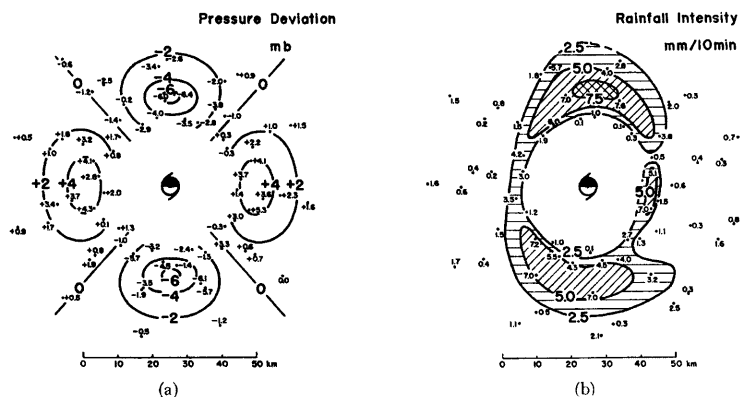


Fig. 2. The pressure deviation (a) and the distribution of the rainfall intensity (b) relative to the rotating eye wall. (After Mitsuta et al. (1973))

以上に述べたような非軸対称な副次的渦が生じる現象は複合渦現象 (multiple vortex phenomenon) と呼ばれ、トルネード低気圧の室内実験でも再現されている^{11,12)}。Church 他¹²⁾ は大型の実験装置を用いてこの現象を定量的に調べ、流量に相対的な回転の強さを表すパラメータ (S) が増加するとともに流れのパターンが層流単一渦から乱流単一渦へと変化し、さらに S を増すと渦が2つ、3つと分裂していくということを見つけた。

このような複合渦現象を軸対称渦の力学的不安定として説明しようとした研究はいくつかある。Snow¹³⁾

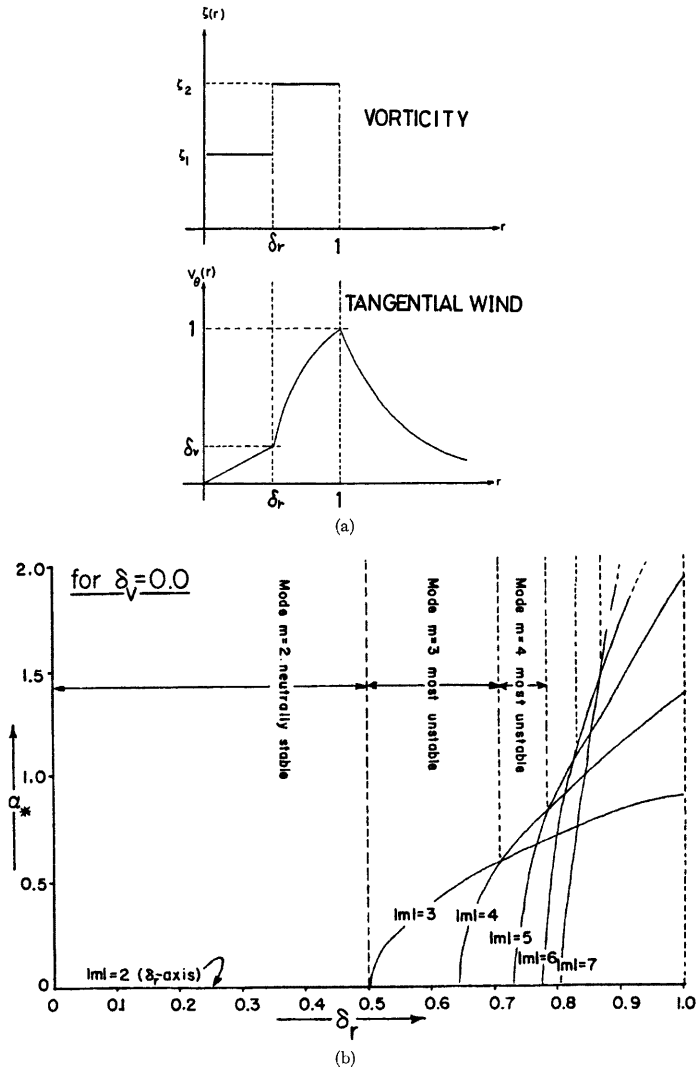


Fig. 3. Snow's (1978) model profile, (a), and his result showing the hysteresis effect, (b).

は最大風速半径 (RMW) の内側に渦度の集中した領域を持つモデルプロファイル (Fig. 3 a) について非軸対称な微小擾乱の安定性を調べ、波数 3 以上の擾乱が不安定となる事、渦度の集中した領域が薄くなるとともに、波数の大きな擾乱が次々と不安定化し最も不安定となる事を示した (Fig. 3 b)。しかし彼のモデルでは波数 2 の擾乱は中立安定であり、室内実験で見られる 2 つの渦や第 2 宮古島台風の楕円形の台風眼等が軸

対称流の不安定性によって生じる事は説明できない。Staley & Gall¹⁴⁾ は Hoecker¹⁵⁾ が見積った Dallas tornado の風速データを用いてその安定性を調べた。そして2つの独立な不安定なモードが存在し、一方は RMW より内側でプロファイルに依存するモード (inner mode)、他方は RMW より外側のプロファイルに依存するモード (outer mode) である事を示した。またこれらの擾乱は基本流を、安定なランキン複合渦に近づける方向に運動量を輸送する事を見つけた。また彼らの調べた例では outer mode は波数2でかなり強い不安定性があらわれた。

Hoecker¹⁵⁾ のデータは RMW の外側に負渦度領域が存在するのが特徴である。一方台風風の風速分布、渦度分布について正野他¹⁶⁾ は、渦の運動エネルギーが有限であるためには RMW の外側に負渦度領域が存在する事が必要である事を論じている。また正野¹⁷⁾ 他は、循環定理を用いた考察から負渦度領域の必要を論じ、また負渦度領域の存在を示すいくつかの解析例を示した。この研究の目的は、最大風速半径の外側に負渦度領域を持つプロファイルの安定性について調べ、台風等に見られる波数2の擾乱を説明する事にある。

2. 線型安定性問題の設定

この研究では線型論の範囲で問題を扱うことにする。非粘性、非圧縮性流体の連続の式、運動方程式は

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{uv}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad \dots\dots\dots(3)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad \dots\dots\dots(4)$$

となる。ここで (u, v, w) は円筒座標系 (r, θ, z) での速度成分、 ρ, p は各々密度と圧力である。各変数は

$$u = U + u', v = V + v', w = W + w', p = P + p' \quad \dots\dots\dots(5)$$

のように軸対称な基本場 (大文字) と擾乱 (′ を付した項) に分けることができる。(5) 式を (1)~(4) 式に代入し擾乱の2次の項を省略すると次の線型擾乱方程式系を得る。

$$\frac{\partial u'}{\partial r} + \frac{u'}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v'}{\partial \theta} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + U \frac{\partial u'}{\partial r} + u' \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial u'}{\partial \theta} + W \frac{\partial u'}{\partial z} + w' \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{2V}{r} v' = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r} \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + U \frac{\partial v'}{\partial r} + u' \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial v'}{\partial \theta} + W \frac{\partial v'}{\partial z} + w' \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{u'V + Uv'}{r} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p'}{\partial \theta} \quad \dots\dots\dots(8)$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + U \frac{\partial w'}{\partial r} + u' \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{V}{r} \frac{\partial w'}{\partial \theta} + W \frac{\partial w'}{\partial z} + w' \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} \quad \dots\dots\dots(9)$$

基本場は次の方程式系を満たさなくてはならない。

$$U \frac{\partial U}{\partial r} + W \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{V^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial r} + W \frac{\partial V}{\partial z} + \frac{UV}{r} = 0 \quad \dots\dots\dots(11)$$

$$U \frac{\partial W}{\partial r} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \quad \dots\dots\dots(12)$$

$$\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots(13)$$

(6)~(9) 及び (10)~(13) は基本場として3つの速度成分を全て含んでいる。しかし基本場として全成分を考慮すると、(10)~(13)に含まれる非線型性のため基本場の設定自体が困難となる。一般に渦流では接線

成分が卓越していると考えられるので以下では基本流として θ 方向に一樣な接線風速 $V(r)$ だけを考える。微小擾乱としては、

$$\psi = \psi^* \exp[i(m\theta - \nu t)] \quad \dots\dots\dots(14)$$

を与える。 ψ は流れ関数であり速度成分は ψ を用いて

$$u' = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad v' = -\frac{\partial \psi}{\partial r} \quad \dots\dots\dots(15)$$

と表わされる。このような基本場と擾乱を (6)~(9) へ代入して整理すると次の 2 つの式を得る。

$$\frac{d^2}{dr^2} \psi^* + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \psi^* - \frac{m^2}{r^2} \left\{ 1 + \frac{r}{m} \frac{d}{dr} \left(\frac{dV}{dr} + \frac{V}{r} \right) \right\} \psi^* = 0 \quad \dots\dots\dots(16)$$

$$\frac{\rho}{\rho} = \frac{1}{m} \left\{ \left[-\nu + \frac{mV}{r} \right] r \frac{d\psi^*}{dr} - m \left(\frac{dV}{dr} + \frac{V}{r} \right) \psi^* \right\} \quad \dots\dots\dots(17)$$

(16) 式は流れ関数の動径方向の分布を決定する 2 階の常微分方程式、(17) は圧力の分布を与える式である。ある $V(r)$ の分布が与えられた時、(16) は固有値 ν 、固有関数 ψ^* を求める固有値問題となる。

最大風速半径の外側に負の渦度領域を持つ軸対称流のモデルとして

$$V = \begin{cases} r & (0 < r < 1) \\ \frac{1}{2} Z_2 (r - r^{-1}) + r^{-1} & (1 < r < \delta) \\ \left[\frac{1}{2} Z_2 (\delta - \delta^{-1}) + \delta^{-1} \right] \delta \cdot r^{-1} & (\delta < r) \end{cases} \quad \dots\dots\dots(18)$$

のような接線風速の分布を考える。対応する鉛直渦度の分布は

$$\zeta = \begin{cases} 2 & (0 < r < 1) \\ Z_2 & (1 < r < \delta) \\ 0 & (\delta < r) \end{cases} \quad \dots\dots\dots(19)$$

となる。ここで Z_2 は負であるとする。基本場の形を Fig. 4 に示す。中心から半径 1 までは剛体回転、半径 1 から δ までの層で Z_2 という負の渦度を持つ。半径 δ 以上では渦度 0 のポテンシャル渦である。基本場は半径 1 で最大風速 1 となるよう規格化してある。また半径 δ での風速が負にならないために付加条件

$$\delta < \sqrt{\frac{2 - Z_2}{-Z_2}} \quad \dots\dots\dots(20)$$

が必要である。(18)は適当な圧力分布の存在の下に(10)~(13)を満たす。

(18) 式で示した基本場を用いる事により (16) 式は

$$\frac{d^2 \psi^*}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\psi^*}{dr} - \frac{m^2}{r^2} \psi^* = 0 \quad \dots\dots\dots(21)$$

と簡単化される。代わりに $r=1, \delta$ での境界条件

$$\rho = \text{const.} \quad (\text{at } r=1, \delta) \quad \dots\dots\dots(22)$$

$$\psi^* = \text{const.} \quad (\text{at } r=1, \delta) \quad \dots\dots\dots(23)$$

が必要である。また擾乱は中心と無限遠で 0 とならなくてはならないので、さらに

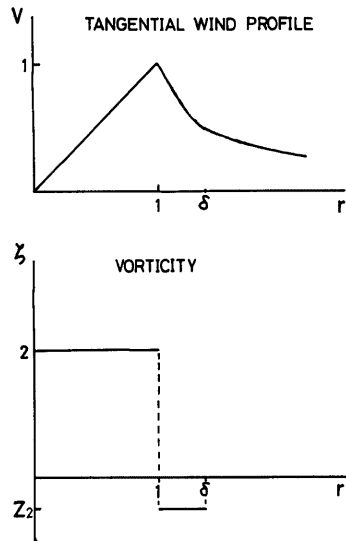


Fig. 4. The model profile assumed in the present study.

$$\psi^*=0 \quad (r \rightarrow 0) \quad \dots\dots\dots(24)$$

$$\psi^*=0 \quad (r \rightarrow \infty) \quad \dots\dots\dots(25)$$

の2つの境界条件が必要である。 $m=1$ の場合には、(24)、(25)の代わりに

$$\psi^* \neq 0, \quad \frac{\partial \psi^*}{\partial r} = 0 \quad \dots\dots\dots(26)$$

も可能であるがこの境界条件は意味のある解を与えない。境界条件(24)、(25)を考慮すると(21)の解は

$$\psi^* = \begin{cases} A_1 r^m & (0 < r < 1) \\ A_2 r^m + B_2 r^{-m} & (1 < r < \delta) \\ B_3 r^{-m} & (\delta < r) \end{cases} \quad \dots\dots\dots(27)$$

となる。ここで A_1, A_2, B_1, B_2 は係数である。(22)、(23)は係数間の関係を与える。各係数が0でないという条件より ν についての2次方程式

$$\nu^2 + C\nu + D = 0 \quad \dots\dots\dots(28)$$

を得る。ここで

$$C = -\frac{1}{\delta} [m(\delta + V(\delta)) - \delta] \quad \dots\dots\dots(29)$$

$$D = \frac{1}{4\delta m} [(2mV(\delta)\delta^{m-1} - Z_2\delta^m)(2m + Z_2 - 2) + Z_2(Z_2 - 2)\delta^{-m}] \quad \dots\dots\dots(30)$$

$$V(\delta) = \frac{Z_2}{2} (\delta - \delta^{-1}) + \delta^{-1} \quad \dots\dots\dots(31)$$

である。 $(C-4D) \geq 0$ であれば基本流は安定、負であれば不安定となり、発達率及び固有振動数は各々

$$\nu_i = \frac{1}{2} \sqrt{4D - C^2} \quad \dots\dots\dots(32)$$

$$\nu_r = -\frac{C}{2} \quad \dots\dots\dots(33)$$

で表わされる。

3. 結果

3.1 中立安定曲線と発達率

$\nu_i=0$ は、基本流の形を表わす $\delta-Z_2$ 空間での中立安定曲線を与える。**Fig. 5** に $\delta-Z_2$ 空間での不安定領域と発達率とを波数 $2 \sim 6$ について示す。各図中で影を付してある部分が不安定領域を表わしている。縦軸と横軸は各々 $\delta \rightarrow 1, Z_2 \rightarrow 0$ の極限としてのランキン複合渦に対応する。各図で右上方に現われている曲線は(20)式で表わされる $V(\delta) > 0$ の条件に対応するもので、この曲線より上方でも不安定領域は存在する。どの波数も左右の安定領域にはさまれて不安定領域が存在する。また波数が増すとともに不安定領域は狭くなり、また全体に δ の小さい方へ移動している。発達率は Z_2 が増す程大きくなる。また発達率の ridge は殆んど直立している。

これらの結果は、波数 m の擾乱が不安定となるためには、負渦度領域が適当な幅を持つ事が必要であり、波数が増すほどその幅は薄くなる事を示唆している。また発達率の ridge が直立している事からこの幅は Z_2 の大きさには依存しない事がわかる。この事は擾乱の形に由来するものと思われる。即ち、擾乱の動径方向のスケール $(\delta-1)$ と接線方向のスケール (δ/m) の比が適当な大きさの擾乱が不安定となる事を示していると考えられる。なお、波数1の擾乱については、 $m=1$ を(29)~(31)へ代入する事により、安定である事が容易に証明される。

Fig. 6 は **Fig. 5** の(a)から(e)を重ね合わせたもので、 $\delta-Z_2$ 空間での最も不安定な波数を示してある。負渦度領域の幅が小さくなるとともにより大きな波数の擾乱が最も不安定となる様子を示している。これは

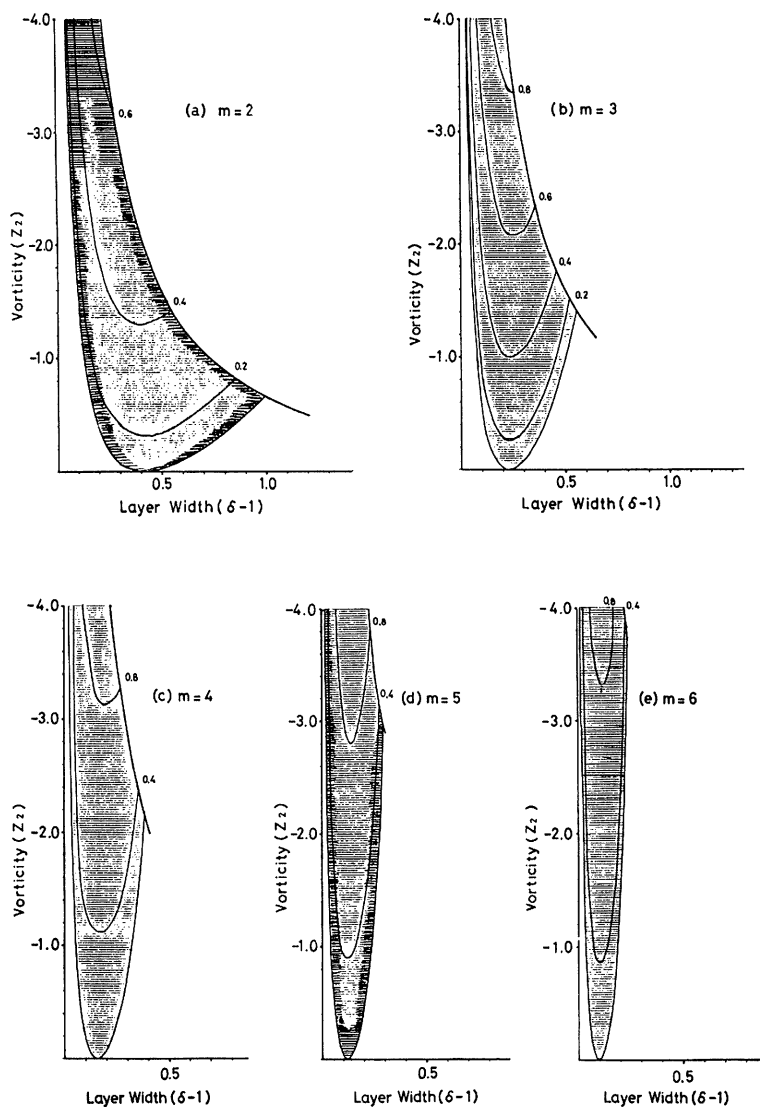


Fig. 5. Stability diagram of various wavenumbers. Abscissa is the width of the negative vorticity layer.

Snow¹³⁾ が最大風速半径の内側に正渦度の集中領域が存在する場合について得た結果と対をなすものと考えられる。

3.2 擾乱の角速度

擾乱が中心の周囲を回転する速さは v_r/m で表わされる。ここで関心のあるのは不安定な擾乱が基本流の

どのあたりの半径の流速で流されているかという点である。この半径を r_0 とすれば、 r_0 は

$$\frac{\nu_r}{m} r_0 = V(r_0) \quad \dots\dots\dots (34)$$

で求められる。Fig. 7 に (34) 式から求められる r_0 を、いくつかの Z_2 の値 ($-0.2, -0.8, -1.4, -2.0$) について、 δ の関数として示してある。図中に於て太線の部分はその波数が最も不安定な波数である事を示している。また破線は $r=\delta$ を表わしている。すなわちこの線より下が負渦度領域を、上方はポテンシャル渦の領域を表わしている。一般的特徴としては波数が大きい程 r_0 が小さい。すなわち波数が大きい程回転速度が速い事があげられる。また r_0 は、特に最も不安定である場合には、殆んどの場合負渦度領域に存在する。

3.3 固有関数と運動量輸送

ここでは不安定な擾乱の流れ関数と擾乱による運動量輸送を考察する。 ψ^* を求めるには前節で求まった ν を用いて (27) 式の係数を決定すればよいが、ここでは (16) 式を差分形にして、数値的に求めた結果を示す。

Fig. 8, Fig. 9 に波数 2, 3 の流れ関数、運動量流束

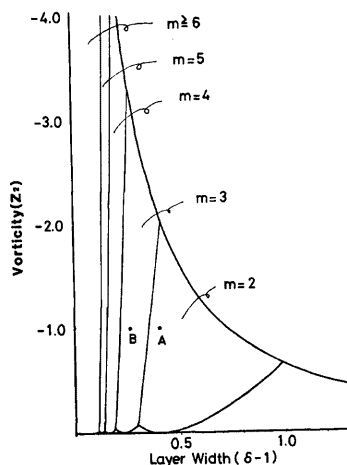


Fig. 6. Composite of Fig. 5 (a)~Fig. 5 (e). Most unstable modes are shown in the parameter space.

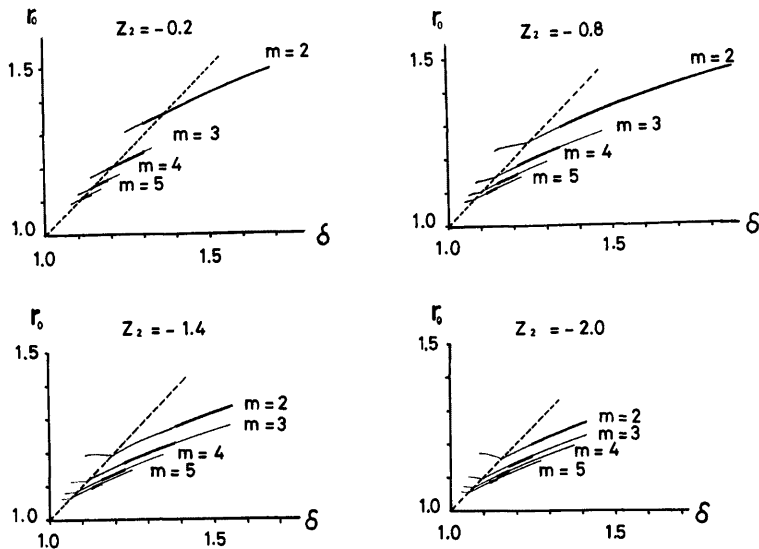


Fig. 7. Steering radius (r_0). The scale of abscissa is δ and the broken line is $r_0=\delta$. The region between this curve and the abscissa is the negative vorticity region.

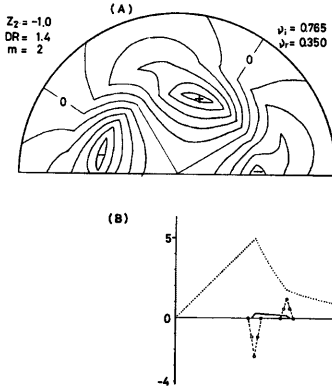


Fig. 8. The stream function of the disturbance of wavenumber two, when $Z_2 = -1$ and $\delta_r = 1.4$ (a). The Fig. 8 (b) shows the momentum flux (solid line), flux convergence (broken line) and the profile of basic state (dotted line).

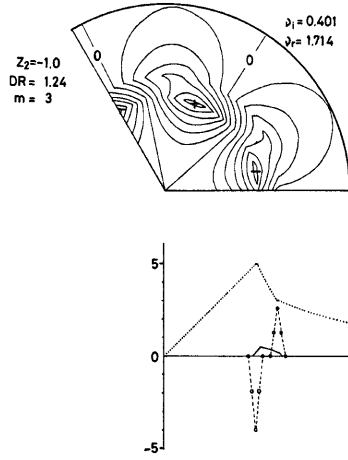


Fig. 9. Same as Fig. 8, for the wavenumber three. Basic state is defined by $Z_2 = -1$ and $\delta_r = 1.24$.

とその収束を示す。それぞれのモードに対応する基本流は、Fig. 7 の中に A, B で示してある。両方の流れ関数には2つの共通な特徴が認められる。まず第1に、擾乱の最大振幅は最大風速半径 ($r=1$) で達成されており、また弱いピークが $\delta=1$ で存在する。第2点としては流線関数の ridge (trough) は負渦度領域で反時計回り方向にシフトし、他の領域では一定となる事である。

比較のために Snow¹³⁾ が調べた例に対応する流れ関数を求めた結果を Fig. 10 に示した。この場合には擾乱の振幅の最大は半径 δ_r に見られる。また顕著な2次のピークが半径1に見られる。また正渦度の集中した領域で流れ関数の ridge が時計回り方向にシフトしている。

擾乱の性質を調べる目的で擾乱による運動量輸送(実線)とその収束(破線)を基本場のプロファイル(点線)と共に Fig. 8~10 の下半分に記してある。負渦度領域をもつ基本流の場合 Figs. 8, 9 では、最大風速半径 ($r=1$) で強い運動量の発散(基本流への減衰作用)が、また半径 δ で強い収束(基本流加速)が見られる。擾乱が基本流に及ぼすフィードバック効果についての詳細な議論は非線型論に譲らなくてはならないが、少なくとも次の

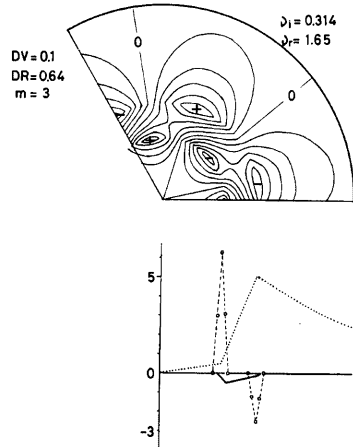


Fig. 10. An example of the disturbance flow pattern and the momentum flux occurred in the profile studied by Snow (1978).

事は言えるであろう。すなわち、擾乱による基本流への減速，加速作用の結果，基本流はランキン複合渦に近づく。ランキン複合渦は安定な渦であるから，この事は擾乱が基本流を安定化する作用を持っている事を意味する。また別の見方をすると次のように解釈できる。上に述べたような性質の擾乱が存在するにも関わらず基本流が維持されているとするなら，半径1にはエネルギーの湧き出しが，またより大きな半径でエネルギーの吸い込みが存在しなくてはならない。換言すれば，この擾乱は維持されている渦においてエネルギーを外側へ散逸する役割りを果していると言える。この事は，特に台風の維持機構を考える時代に，興味ある解釈を与えるものと考えられる。

一方，Fig. 10 に示した場合においては，負の渦度を持った基本流と比べて，運動量輸送の方向は逆であるが，基本流を安定なランキン複合渦に近づけるという点で，その性質は同じだと言える。

3.4 自然現象との対比

前節までは，半径1で最大風速1となるように規格化された基本流に対する無次元の議論であった。この節では，次元を持った発達率，振動周期を考察する事により自然現象との対比を見る事にする。最大風速半径を d_0 ，最大風速を V_0 とすれば，単位を持った発達率は

$$\nu_i^* = \frac{V_0}{d_0} \nu_i \quad \dots\dots\dots(35)$$

で表わされる。また，この擾乱に伴い観測される筈の振動周期は

$$T^* = \frac{2\pi d_0}{V_0} \cdot \frac{1}{\nu_r} \quad \dots\dots\dots(36)$$

で表わされる。星印は次元を持つ量である事を示している。

自然現象との対比を，ここでは台風の場合について議論する。台風渦に於ける代表的な値として， $d=20$ km， $V_0=60$ m/s を用いる。負渦度の大きさについては具体的な値はよくわかっていないが，台風の平均的な構造を考えるとあまり大きな値ではないと思われる。ここでは Z_2 の値として，3つの例 (-0.2 ， -0.5 ， -0.8) を考える事にする。Fig. 11 に発達率（上図）と振動周期（下図）を示してある。発達率の縦軸には e -holding time を目盛ってある。各図中で太線部はその波数が最も不安定である事を示している。この図からわかるように波数2の擾乱は大体30分から60分ぐらいの周期を持つ。また e -holding time は，台風の寿命に比べて，擾乱が発達するのに充分な程短い事がわかる。吉住¹⁰⁾の結果を Table 1 に示す。台風眼付近での振動周期が10分から1時間程度である事，波数2の擾乱（楕円眼）を伴う変動の周期はおよそ20分か

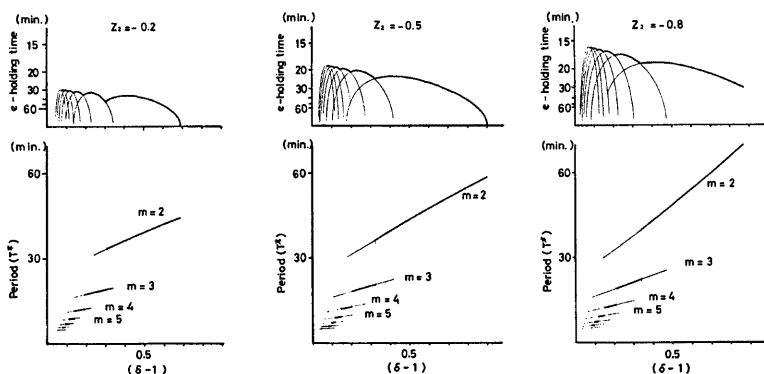


Fig. 11. The growth rate (upper figure) and the period of oscillation (lower part).
The ordinate of growth rate is scaled by e -holding time (min).

Table 1. Six cases when the pressure oscillation was found by Yoshizumi (1974).

Typhoon	Weather Station	Double amplitude of oscillation	Period	Remarks
T 5612	Naha	6.5 mb	20 min	Maximum amplitude occurred near the margine at the eye wall.
T 5714	Miyakojima	3.5 mb	15 min	
T 5905	Ishigakijima	2.5 mb	30 min	Maximum amplitude occurred at just outside its eye.
T 5914	Miyakojima	2 mb	15 min	
T 6314	Ishigakijima	—	20~30 min	Elliptical eye was reported.
T 6405	Miyakojima	2 mb	1 hour	Elliptical eye was reported.

ら1時間程度である事がわかる。

第2宮古島台風の場合は変動周期の他、擾乱の型（最大振幅の出現位置、ridgeの反時計回り方向へのシフト）に於ても、観測と理論はよい対応をしている。

4. ま と め

大気中に生じる複合渦現象を説明するために、非粘性、非圧縮性流体の軸対称渦の安定性を調べた。基本流としては最大風速半径の外側に負渦度領域を持つ渦を想定した。結果は以下のように要約される。

- 1) 波数2以上の擾乱は基本流の状態を示すパラメータ空間のかなりの領域で不安定となる。
- 2) 負渦度領域の幅が十分広い時には波数2が最も不安定となり、負渦度領域が薄くなると共に、波数の大きい擾乱が次々と最も不安定となる。
- 3) 擾乱の流れ関数の最大振幅は最大風速半径($r=1$)で達成される。また負渦度領域で擾乱のridgeは反時計回りにシフトする。
- 4) 擾乱は負渦度領域の外端付近の基本流に流されて反時計回りに回転する。
- 5) 擾乱による運動量輸送は負渦度領域を通じて外向きである。

特にSnow¹³⁾の研究では説明されていない波数2の擾乱の不安定性がこのモデルでは説明できる点が特徴である。またこのモデルを用いる事により、振動周期、擾乱の型の2点に於て、第2宮古島台風の楕円眼が説明できると思われる。

謝 辞

この研究を進めるにあたり、防災研究所暴風雨災害部門、および京大理学部気象研究室の諸氏より有益な御示唆を頂いたことを感謝したい。

参 考 文 献

- 1) Fujita, T. T., D. L. Bradbury and C. F. Van Thullenar: Palm Sunday tornadoes of 11 April, 1965. Mon. Wea. Rev., Vol. 95, 1970, pp. 26-69.
- 2) Agee, E. M., C. R. Church, C. M. Morris and J. T. Snow: Some synoptic aspects and dynamic features of vortices associated with the tornado outbreak of 3 April, 1974. Mon. Wea. Rev., Vol. 103, 1975, pp. 318-333.

- 3) _____, J. T. Snow and P. R. Clare: Multiple vortex features in the tornado cyclone and the occurrence of tornado families. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 104, 1976, pp. 552-563.
- 4) _____, _____, F. S. Nickerson, P. R. Clare, C. R. Church and L. A. Schaal: An observational study of the West Lafayette, Indiana, tornado of 20 March, 1976. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 105, 1977, pp. 893-907.
- 5) Deppermann, C. E.: Some characteristics of Phillipine typhoons. *Bull. Amer. Met. Soc.*, Vol. 20, 1939, pp. 303-307.
- 6) Fujita, T. T.: Pressure distribution within typhoon. *Geophys. Mag.*, Vol. 23, 1952, pp. 437-452.
- 7) Jordan, C. L.: Surface pressure oscillations in tropical cyclones. National Hurricane Research Project Report, No. 50, 1962, pp. 39-50.
- 8) Mitusta, Y. and S. Yoshizumi: Characteristics of the Second Miyakojima Typhoon. *Bull. Disaster Prevention Res. Inst., Kyoto Univ.*, Vol. 18, Part 1, 1968, pp. 15-34.
- 9) _____, and _____: Periodic variation of pressure, wind and rainfall observed at Miyakojima during the Second Miyakojima Typhoon. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 51, 1973, pp. 475-485.
- 10) Yoshizumi, S.: Statistical consideration of pressure oscillations occurring near the typhoon center. *Papers in Met. and Geoph.*, Vol. 25, 1974, pp. 1-12.
- 11) Ward, N. B.: The explanation of certain features of tornado dynamics using a laboratory model. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 29, 1972, pp. 1194-1204.
- 12) Church, C. R., J. T. Snow, G. L. Baker and E. M. Agee: Characteristics of tornado-like vortices as a function of swirl ratio: A laboratory investigation. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 1979, pp. 1755-1776.
- 13) Snow, J. T.: On inertial instability as related to multiple vortex phenomenon. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 35, 1978, pp. 1660-1677.
- 14) Staley, D. O. and R. L. Gall: Barotropic instability in a tornado vortex. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, 1979, pp. 973-981.
- 15) Hoecker, W. H.: Wind speed and air flow patterns in the Dallas tornado of April 2, 1957. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 100, 1960, pp. 167-180.
- 16) Syōno, S.: On the structure of atmospheric vortices. *J. Meteor.*, Vol. 8, 1951, pp. 101-103.
- 17) _____, Y. Ogura, K. Gambo and A. Kasahara: On the negative vorticity in a typhoon. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 29, 1951, pp. 1-19.