

コンマ形雲

加藤 政 勝*

1. はじめに

気象衛星画像にしばしば現われるコンマ形雲は、主たる偏西風じょう乱の後面にみられる2次的なじょう乱で、水平スケールは5~10°である。積乱雲を主としたコンマ状の雲域で、中層の強い正渦度移流域に形成される。

コンマ形雲と主じょう乱の間には通常晴天域がみられるが、発達して主じょう乱に併合することもある (Anderson *et al.*, 1969)。今回紹介するコンマ形雲は、1978年7月10日から11日にかけてアムール川流域から樺太北部を通り、オホーツク海にぬけた主じょう乱の後面300 km 位のところに形成され、主じょう乱と同様に北東進したものである。

2. 画像上の特徴

口絵第1図(a)は、7月11日00Zの可視画像である。コンマ形雲④は主じょう乱に伴う雲域③の後面にみられ、両者の間にははっきりと晴天域が認められる。水平スケールは600~700 km、雲の様相から対流雲を含む輝いた雲域として識別される。

第1図(b)は、同時刻の500 mb 渦度(ζ)でコンマ形雲④は正渦度最大(+59)のすぐ東側に位置している。これらは第1節で述べたいくつかの特徴をそなえている。700 mb の鉛直流(第1図b)の分布をみると、コンマ形雲の領域は下降流になっている。

沿海州の正渦度(+59を含む)の全体としての反映はコンマ形雲の北東側の主雲域③にあり、この領域は上昇流になっており、雲域④と③は異なった構造をもっていると推察される。口絵第2図(a)、(b)は第1図と同時刻の赤外画像および地上天気図である。(a)図より、コンマ形雲④の雲頂高度はかなり高く、一部絹雲も認められる。(b)図において、主じょう乱に対応する雲域③には地上低気圧が解析されているが、コンマ形雲④に

対応する地上じょう乱は検出できない。発達したコンマ形雲には、通常地上低気圧の中心がそのスパイラル状雲の focal point にある (Anderson *et al.*, 1969) とされているが、画像上で雲域④がかなり組織的であるにもかかわらず、地上天気図にその反映がみられない。

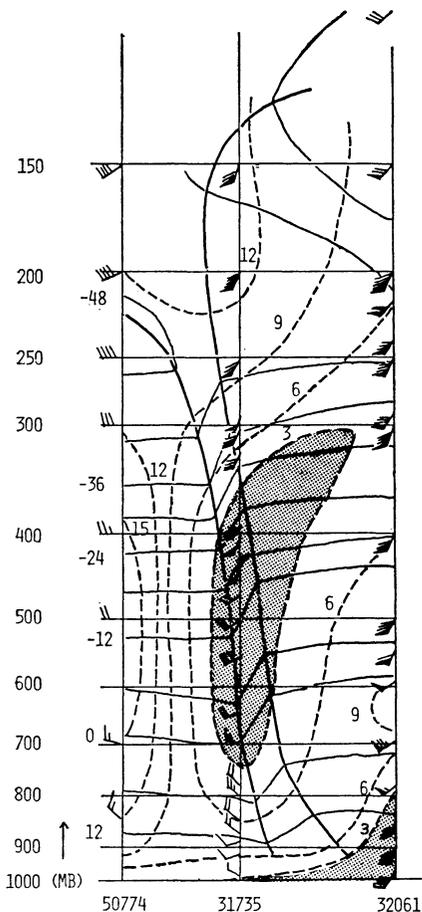
3. 解析

衛星画像で認められるコンマ形雲の形状についての報告はいくつかあるが、構造的、力学的な面からのアプローチは少ない。今回解析したコンマ形雲と類似したじょう乱として、Reed (1979) が Polar low の2例について衛星画像を参照しながら総観解析を行なっている。筆者のコンマ形雲が夏期の大陸上でのものであるに対し、Reed の例は冬期で洋上に1,000~1,500 km の間隔をもって連続してみられるコンマ形雲であるが、いくつかの点で共通点がみられるので比較しながら述べ構造の一端を探ってみた。

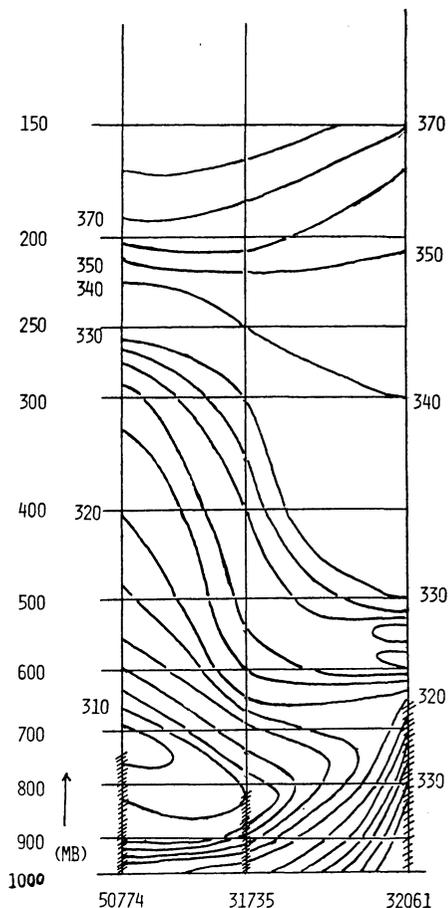
3.1 断面図解析

第3図、第4図は、第1図と同時刻の東西断面および相当温位図で、第1図(b)のc-d-eに沿ったものである。第3図からはっきりした frontal zone が存在することがわかり、対流圏全層にわたる深いもので、傾圧性も顕著で Reed (1979) の例に類似している。しかし、Reed の例が全層にわたって条件付不安定になっているのに対し、この例は状態曲線(図省略)や、第4図からも期待されるように、700 mb 以下で条件付不安定、700~600 mb にかけて安定層をなし、600~300 mb にかけては湿潤断熱線に沿っている。また、frontal zone の傾斜は大きく約1/30で、一般の frontal zone の傾斜1/30~1/250, Sawyer (1953) の内の最大傾斜を持っている。しかし、地上付近では front は不明瞭であり Reed (1979) の例と同様である。湿潤域の東西幅は狭く、垂直にはおよそ300 mb に達している。800 mb 以下では比較的乾燥している(地点32061の800 mb 以下では湿潤であるが、これは主じょう乱に属する)。

* M. Kato, 気象衛星センターシステム管理課。



第3図 第1図と同時刻の断面図。第1図(b)のc-d-eに対応。実細線は気温(°C), 破線は気温露点差, スティップル域は3°C以下, 実太線は frontal boundary および tropopause.



第4図 第3図と同時刻の相当温位解析図。実線は相当温位(K), 斜線部は対流不安定域.

第4図の相当温位 (θ_e) 解析によると, 地点31735においては 800~550 mb 間で $\theta_e=310\sim 324$ K で傾度が大きく, この付近が frontal zone と思われる. 800mb 付近に θ_e の値の小さな気塊が西北西方向より侵入しており, 800 mb 以下の下層で対流不安定である. これらのことは, front が活発なアナフロントであることを示す. 下層での不安定化は, 傾圧波に対して短波長の成長をうながしコンマ形雲の形成に好条件と思われる (Staly・Gall, 1977).

3.2 相当温位解析による ω の見積もり

第4図の frontal zone 内の $\theta_e=320$ K の気塊について

て θ_e が保存するという仮定の下に上昇速度を求めてみた. 第5図は, Browning (1969) にならって系 (コンマ形雲) の移動速度を差し引いた, 系に対しての相対風をプロットしたものである. これより第5図中の*印の位置における ω を求めると, -17 mb/hr となり, コンマ形雲を形成するのに相応な上昇流値となり3.1節で述べたアナフロント的センスがあると思われる.

3.3 線形化したバランス風による診断 ω 方程式を用いたの ω の算出

相当温位解析 (2) より求めた上昇流がほぼコンマ形雲を形成するに相応しい値を得たが, コンマ形雲の形成される場所が中層の極大域のすぐ東側ということから, 渦度と密接な関係を持つと考えられる. 幸いなこと

に、コンマ形雲のネック（第5図中の*印）の位置に高層観測データがあったので、この点に焦点をあてて力学的効果による ω の大きさを求めてみた。渦度方程式は全項（摩擦項は無視；口絵第2図（b）の地上天気図にみられるようにコンマ形雲が存在する領域において風速場が極大の西と東において大きな変化がみられないことより、摩擦効果はコンマ形雲の形成に大きな役目を果たしているとは思われない）を、発散方程式は線形化したバランス風を用いる。断熱近似で診断 ω 方程式を導き、スケール・アナリシスを最後に施した。基本方程式は Haltiner (1971)；渦度方程式

$$\begin{aligned} &-\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla(\zeta + f) + \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} + (\zeta + f) \nabla v_x \\ &+ \mathbf{k} \cdot \nabla \omega \times \frac{\partial \mathbf{v}_r}{\partial p} = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

発散方程式（線形化したバランス風）

$$\nabla \cdot (f \nabla \psi) - \nabla^2 \Phi = 0 \quad (2)$$

熱力学方程式

$$\frac{\partial \ln \theta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \ln \theta + \omega \frac{\partial \ln \theta}{\partial p} = 0 \quad (3)$$

ここで、 \mathbf{v}_r ；非発散風 \mathbf{v}_x ；発散風 ψ ；流線関数 Φ ；ジオポテンシャル その他は慣例に従った。

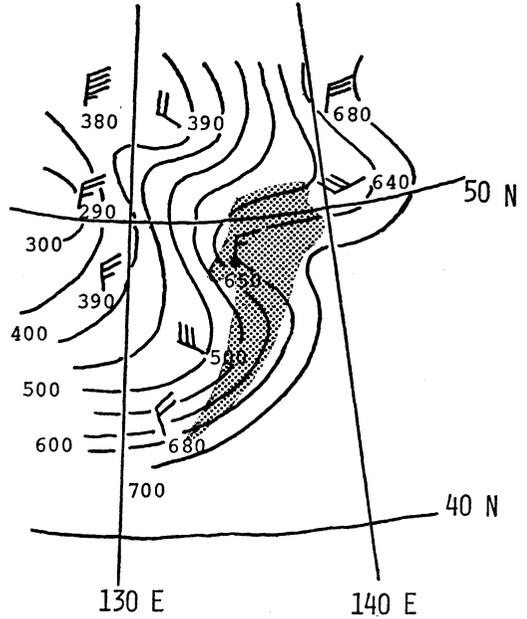
(1), (2), (3) より、

$$\begin{aligned} \nabla^2 (\sigma \omega) + f \frac{\partial}{\partial p} \left[(\zeta + f) \frac{\partial \omega}{\partial p} \right] &= f \frac{\partial}{\partial p} [\mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f)] \\ &- \nabla^2 \left(\mathbf{v} \cdot \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) - \nabla f \cdot \nabla \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial p} \\ &+ f \frac{\partial}{\partial p} \left(\omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} \right) + f \frac{\partial}{\partial p} \left(\mathbf{k} \cdot \nabla \omega \right. \\ &\left. \times \frac{\partial \mathbf{v}_\psi}{\partial p} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 $\sigma = -\alpha \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$ （安定度）で今回は領域内の平均をとった。

(4) 式で、 $\omega = \omega_a + \omega_r$ を仮定する。 ω_a は大規模場における上昇流、 ω_r はそれ以外の効果によるものである。 ω_a について準地衡風関係、 $\sigma \nabla^2 \omega_a + f(\zeta + f) \frac{\partial^2 \omega_a}{\partial p^2} = f \frac{\partial}{\partial p} [\mathbf{v} \cdot \nabla (\zeta + f)] + \nabla^2 \left(\mathbf{v} \cdot \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)$ が成立することを考慮して、 ω_r について整理すると；

$$\begin{aligned} \sigma \nabla^2 \omega_r + f(\zeta + f) \frac{\partial^2 \omega_r}{\partial p^2} - f \mathbf{k} \cdot \frac{\partial}{\partial p} \left(\nabla \omega_r \times \frac{\partial \mathbf{v}_\psi}{\partial p} \right) \\ - f \frac{\partial^2 \zeta}{\partial p^2} \omega_r = -\nabla f \cdot \nabla \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial p} + f \omega_a \cdot \frac{\partial^2 \zeta}{\partial p^2} \end{aligned}$$



第5図 実線は等圧線、風は系に対する相対風。

$$+ f \mathbf{k} \cdot \frac{\partial}{\partial p} \left(\nabla \omega_a \times \frac{\partial \mathbf{v}_\psi}{\partial p} \right) \quad (5)$$

(5) 式の各項を地点 31735（第5図の*印）の $p=700$ mb で ω を見積もる。大規模場の ω_a としては気象庁がFAX放送している6層ファインメッシュ・モデルの700 mbの ω の初期値を使用する。与えられた誌面の都合で詳細は割愛するが、(5)式右辺の最大項は第1項 $-\nabla f \cdot \nabla \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial p}$ で他の項は1オーダー値が小さい。すなわち、第3図の断面図からも推測される様に、地点31735の700 mb付近についての風速場の垂直シアアの時間変化は、frontal zoneが急峻であるがゆえに大きな値をもつであろうことが推測される。

コンマ形雲の水平スケールを東西波長 L_x 、南北波長を L_y とし、 $L_x = L_y \cong 1,000$ km,

$\omega_r = A(p) \cdot e^{i \left(\frac{2\pi}{L_x} x + \frac{2\pi}{L_y} y \right)}$ とする。ここで、 $A(p)$ は振幅。これらの仮定の下にオーダーを考慮して ω_r を(5)式に代入し $A(p)$ について整理すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A(p)}{\partial p^2} - 4.69 \times 10^{-4} A(p) &= 7.80 \\ &\times 10^{-8} \cdot e^{-i \left(\frac{2\pi}{L_x} x + \frac{2\pi}{L_y} y \right)} \end{aligned} \quad (6)$$

$\left| e^{-i \left(\frac{2\pi}{L_x} x + \frac{2\pi}{L_y} y \right)} \right| \leq 1$ を考慮し、(6)式で $A(700)$

を求めると、 $A(700) \cong \pm 1.66 \times 10^{-4} \cong \pm 0.6 \text{ mb/hr}$ となる。したがって、700 mb の ω_r の取り得る最大値は -0.6 mb/hr となる。

第5図の*印の位置における大規模場における上昇流 ω_a は $+4.0 \text{ mb/hr}$ であり、上に求めた ω_r に相当する -0.6 mb/hr を加えたものが力学的効果による上昇流となるわけであるが、両者の和は $+3.4 \text{ mb/hr}$ であり、依然として下降流である。これらのことはコンマ形雲の形成に非断熱的效果が重要であることを示唆しているように思われる。

4. 検討

第3節で引用した Reed (1979) は、単にケース・スタディについてふれているのみならず、これまでに報告されている Polar air mass に伴う比較的波長の短い (1,000~2,000 km) じょう乱に関して観測的・理論的な総合報告を行なっていて、その要旨は、(イ) Polar low は本質的に傾圧波でありしかも傾圧性は対流圏全層にわたっている (ロ) 強い低気圧性 wind shear をもちジェットの極側にみられ、対流圏全層にわたって条件付不安定になっている (ハ) 帯状流の場においてよりもすでに変形をうけた大規模場において発達し、特に、下層での不安定化は傾圧波の波長を短くする効果がある (ニ) CISK およびバトロピック不安定も付加的な作用をもつと思われる、等の考察を述べている。筆者のケースと上記の Polar low との対比を試みると、(イ) (ハ) については一致がみられる。(ロ) の前半部であるジェットの極側に低気圧性 (第1図b参照) の領域がみられるのは同様であるが、対流圏全層にわたって条件付不安定にはなっていない (第4図参照)。

(ニ) のバトロピック不安定は可能性としては考えられる (第1図b参照) が、CISK 的な作用は考えにくい (第4図で示したように 800 mb 付近への寒気の流入および 650 mb 付近の安定層)。第3節での解析結果を総合して今回のコンマ形雲のモデルを描いてみると、

次のようになる。断熱近似の ω 方程式から期待される上昇流は、コンマ形雲を形成するに充分ではない (下層の不安定はこのスケールの現象では大切であり、今回安定度 σ をじょう乱内の平均をとったことに問題はあるが)。観測点が少ないことおよびコンマ形雲が対流雲を含むということから、若干の制約はあるにしても相当温位解析から得られる上昇流はコンマ形雲形成にふさわしい値であった。したがって、断面図 (第3図, 第4図) にみられるように強い寒気の核が中層から下層にかけ鋭く侵入することにより、その前面で相対的に暖かい (コンマ形雲は主じょう乱の寒気側に位置する) 気塊が強制的に上昇させられ、激しいアナフロント的な作用をなし、凝結熱の急速な放出を伴って活発化し、生成エネルギーの供給をうけているのではないかと思われる。

波長 1000 km 位のコンマ形雲は衛星画像でしばしば観測される現象であるが、これまでのところ納得のいくような理論的・構造的な説明はなされていないと思われるので、今後の問題としたい。

文献

- Anderson, R.K., J.P. Ashman, F. Bittner, G.R. Farr, E.N. Anderson, V.J. Oliver and A.H. Smith, 1969: Application of Meteorological Satellite Data in Analysis and Forecasting, ESSA Technical Report NES-51, Washington, D.C.
- Browning, K.A., and T.W. Harrold, 1969: Air motion and precipitation growth in a wave depression, Quart. J.R. Met. Soc., 95, 288-309.
- Haltiner, G.J., 1971: Numerical Weather Prediction, John Wiley and Sons, Inc., chap. 3.
- Reed, R.J., 1979: Cyclogenesis in Polar Air Streams, Mon. Wea. Rev., 107, 38-52.
- Sawyer, J.S., 1953: The free atmosphere in the vicinity of fronts, Geophys. Mem., No. 96, 24.
- Staley, D.O. and R.L. Gall, 1977: On the wavelength of maximum baroclinic instability, J. Atmos. Sci., 34, 1679-1688.