大気密度成層における擾乱の発達過程

北野 慈和^{1*}・山田 朋人¹・泉 典洋¹

¹北海道大学大学院工学院 (〒060-8628札幌市北区北13条西8丁目北海道大学工学院河川流域工学研究室)

* E-mail: appukin@gmail.com

日本の豪雨イベントを引き起こすメソスケールの現象の一つとして線状降水帯が挙げられるが、その物理機構については不明な点が多い。線状降水帯の形成過程を解明することは防災の観点から非常に重要である。そこで本研究では、線状降水帯が発生する条件の一つである不安定な成層をした大気場の空間特性を解析的に明らかにした。解析では、問題を単純化するために降水や熱力学的な効果は考えず、大気場における鉛直方向の擾乱の水平分布のみを考慮している。この解析により擾乱の発達とフルード数及び密度差に関する無次元パラメータとの関係が明らかとなり、これらと線状降水帯との関係性について考察した。

Key Words : *instability, ship wave, lee wave, method of stationary phase, line-shaped rainbands*

1. はじめに

近年、豪雨を引き起こす現象の一つとして線状降水帯が注目されている。2004年新潟福島豪雨(図-1(左))、2010年北海道豪雨など多くの被害を引き起こしているものの、その発生原因や発達過程についてはよく分かっていないのが現状である。線状降水帯は前線や収束場、さらには水蒸気の凝結過程、降水などの相互作用によって形成されると考えられる非常に複雑な現象である。本研究はこれら多様な因子の中から、現象の起点となる収束場に注目する。

線状降水帯には様々な種類があり、Bluestein and Jain¹⁾や吉崎・加藤²⁾によって分類が成されているが、本研究では小倉・新野³⁾に示されているような上層が冷たく、下層が暖かいような不安定な大気場に収束場が形成され上昇気流が生じる事によって発生するケースを考える。収束場は不安定な大気場のある一点に与えられた擾乱と考えられることから、本論文では不安定な成層場に与えられた擾乱が水平方向にどのように発達していくかを調べる。

成層場に擾乱が与えられる類似の現象として、船等の擾乱が水面を移動することによって形成される航跡波が挙げられる。航跡波は1891年にKelvin⁴⁾によって初めて理論的に説明されたことからKelvin波とも呼ばれ、以後Havelock⁵⁾、Lamb⁶⁾、Lighthill⁷⁾等によって研究が行われてきた。また、航跡波と同等の現象が大気中にも山岳波として観察されることが知られている。航跡波が気液界面上を擾乱源が移動しているのに対し、山岳波は静止した

擾乱源の上を連続した密度成層を有する大気場が移動しているといった相違点を有するが、点状擾乱による重力を復元力とした界面波という意味では同様の現象とすることが出来る。山岳波の研究はShaman and Wurtele^{8) 9)}によって理論解析、数値解析が行われている。

これら航跡波及び山岳波の理論では下層が重いような安定した密度成層を対象としており、場に対して移動する点状の擾乱が与えられるという特徴を有している。これに対し本研究では線状降水帯の素過程である収束場と不安定な大気場に注目し、上層が重いような不安定な成層に点状の擾乱を与える場合を考える。このような問題設定を行うことにより、山岳波と線状降水帯は、成層した大気場に点状の擾乱を与えるという点で類似性を持つ現象として扱える。先にも述べたとおり、この2者の違いは点状擾乱が与えられる大気場が安定成層か不安定成層かに帰結される。図-1(左)は線状降水帯の7時間平均降雨強度分布、図-1(右)は山岳波の一例を示している。降雨の有無や空間スケールは異なっているが、それらの水平分布には共通点があり本研究において航跡波の理論を用いるきっかけとなった。

なお、不安定現象を扱う一般的な手法の一つとして線形安定性理論がある。本研究の問題設定に類似している既存の研究としては、静止した密度成層の不安定問題を扱うRayleigh-Taylor不安定と、鉛直分布を有する水平流速を持つ流れ場の不安定問題を扱うKelvin-Helmholtz不安定が挙げられる。線形安定性理論を用いるとその流れ場全体が安定であるか、不安定であるかを知ることが出来る

図-1 線状降水帯の平均降雨強度分布と山岳波の一例。左図:新潟福島豪雨事例:2004年7月13日6~13時の7時間平均」Yamada et al.¹⁰⁾。右図:Cabo Verde 共和国 Fogo 島に発生した山岳波の一種 (2007.11.29) USGS¹¹⁾

が、流れ場に与えられた点状の擾乱の発達過程を知ることにはできない。そこで本研究では、線形安定性理論に航跡波の理論を応用する。Schmid and Henningson¹²⁾は航跡波の理論における停留位相法を用い、密度差のない流れ場に生じる擾乱の群速度を求めた。本研究ではこの群速度を用いて点状の擾乱の水平方向への発達範囲を求める。

本研究では、水平流速、不安定な密度分布を有する流れ場に、航跡波のような点状の擾乱源を与える場合を考える。従って、Kelvin-Helmholtz不安定問題で扱われるTaylor-Goldstein方程式に関して、密度分布が不安定であるRayleigh-Taylor不安定のような場を仮定し、さらに航跡波の理論を応用する。これらの方法を用いて、擾乱源が点状である場合の擾乱の発達過程を解析する。

2. 線形理論と停留位相法

本研究で用いる理論を説明する。本研究では、上層が重いような不安定な流れ場に発生する点状擾乱の発達領域を考える。Schmid and Henningson¹²⁾は、鉛直方向に密度差がない場合の区分的線形境界層における群速度の発達の仕方を扱った。本研究では、大気現象を扱うために密度差を有する流体における擾乱の水平方向の群速度に着目する。

線形理論を用いて擾乱の大きさ・発達領域を解析する。基礎方程式として、Boussinesq 近似を施した Navier-Stokes 式、連続式、さらに流体塊は移動時に密度不変(断熱)であるという条件式を用いる。そこから、分散関係式と擾乱の大きさ・範囲を求める。以下に式の導出の詳細を記す。

(1) 基礎方程式

流速、圧力、密度を基本場流れと擾乱項とに分けて定義する。基本場流れは x (流れ) 方向にのみ流速 $U(z)$ をもつものとし、圧力を $P(z)$ 、密度を $\bar{\rho}(z)$ とする。なお、 z (鉛直) 方向にのみ流速、圧力、密度が変化する基本場

を想定している。擾乱項に関しては x 方向の流速、 y (横断) 方向の流速、 z 方向の流速、圧力、密度をそれぞれ u 、 v 、 w 、 p 、 ρ とする。擾乱項は、 x 、 y 、 z 、 t の関数である。以上で定義した変数を用い、Boussinesq 近似を施した Navier-Stokes 式は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{dU}{dz} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial x}, \quad \bar{\rho} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial x} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} \\ \bar{\rho} \left(\frac{\partial w}{\partial t} + U \frac{\partial w}{\partial x} \right) &= -\frac{\partial p}{\partial z} - g\rho \end{aligned} \quad (1)$$

なお、同式は静力学平衡を仮定し、さらに微小振幅波理論により式を線形化している。また、流体塊は移動時に密度不変であると仮定し、次式(2)で表す。

$$\frac{D(\bar{\rho} + \rho)}{Dt} = 0 \quad (2)$$

これを、線形化すると、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + U \frac{\partial \rho}{\partial x} + w \frac{d\bar{\rho}}{dz} = 0 \quad (3)$$

を得る。最後に、連続式は

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

となる。以上、式(1)、(3)、(4)が基礎方程式となる。

(2) 擾乱項の導入

変数の擾乱項を以下のように定義する。

$$\begin{aligned} u &= \tilde{u}(z)e^{i(\alpha x + \beta y - \alpha c t)}, \quad v = \tilde{v}(z)e^{i(\alpha x + \beta y - \alpha c t)}, \\ w &= \tilde{w}(z)e^{i(\alpha x + \beta y - \alpha c t)}, \quad p = \tilde{p}(z)e^{i(\alpha x + \beta y - \alpha c t)}, \\ \rho &= \tilde{\rho}(z)e^{i(\alpha x + \beta y - \alpha c t)} \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $\tilde{u}(z)$ 、 $\tilde{v}(z)$ 、 $\tilde{w}(z)$ 、 $\tilde{p}(z)$ 、 $\tilde{\rho}(z)$ は変数 z の関数である。また、 α 、 β を波数の x 成分、 y 成分とし、 k を波数の大きさと定義する (図-2(a))。また、波速を c とし、周波数を $\omega = \alpha c$ とする。このとき、擾乱項に対する t 、 x 、 y の偏微分は

$$\frac{\partial}{\partial t} = -i\alpha c, \quad \frac{\partial}{\partial x} = i\alpha, \quad \frac{\partial}{\partial y} = i\beta \quad (6)$$

と置き換えることが出来る。これより基礎方程式(1)、(3)、(4)は以下のように書き換えることが出来る。

$$\bar{\rho} \left((U - c) i\alpha \tilde{u} + \tilde{w} \frac{dU}{dz} \right) = -i\alpha \tilde{p} \quad (7)$$

図-2 本研究の理論に用いられる概念図

- (a) 波数の概念図。波数は (α, β) もしくは (k, θ) の組で決定される。
- (b) 基本場の模式図。区分的に線形近似を施し、密度界面を持つ。
- (c) 変位の仮定。基本場は水平方向に一定の値を持つが、擾乱によって変位 ζ が生じる。

$$\bar{\rho}(U-c)i\alpha\tilde{v} = -i\beta\tilde{p} \quad (8)$$

$$\bar{\rho}(U-c)i\alpha\tilde{w} = -\frac{d\tilde{p}}{dz} - g\tilde{\rho} \quad (9)$$

$$(U-c)i\alpha\tilde{\rho} + \tilde{w}\frac{d\bar{\rho}}{dz} = 0 \quad (10)$$

$$i\alpha\tilde{u} + i\beta\tilde{v} + \frac{d\tilde{w}}{dz} = 0 \quad (11)$$

なお、以上の式(7)~(11)から $\tilde{w}$ 以外の変数を消去すると、

$$gk^2\bar{\rho}'\frac{\tilde{w}}{\omega - \alpha U} = \alpha\tilde{w}\left[\bar{\rho}\frac{dU}{dz}\right]' + (\omega - \alpha U)\left[\bar{\rho}\frac{d\tilde{w}}{dz}\right]' - \bar{\rho}\tilde{w}k^2(\omega - \alpha U) \quad (12)$$

が得られる。 $'$ は z による微分を示す。この式(12)は三次元に拡張した Taylor-Goldstein 方程式に相当するが Brunt-Väisälä 振動数を用いた表記はしていない。本研究は上層が重いような不安定な流れ場を扱うため、流れ場は振動しないためである。

(3) 変位の仮定と接合条件①

ここで、鉛直方向の変位を定義する。図-2(c)に示すように基本場の U と $\bar{\rho}$ が $z=h$ の上下において別々に定義される基本場を考える。 $z=h$ の水平面において、流速、圧力、密度は一定の値をとる。この一定の値をとる水平面は擾乱が与えられることで鉛直方向に変位を持つことが考えられる。この鉛直方向の変位 ζ を次のように表す。

$$\zeta = \tilde{\zeta}e^{i(\alpha x + \beta y - \alpha ct)} \quad (13)$$

鉛直方向の変位の全微分は鉛直方向の流速 w と等しく、

$$\frac{\tilde{w}_s}{\omega - \alpha U_s} = -i\tilde{\zeta} \quad (14)$$

が得られる。ここでの添え字 s は対象としている変位を持った水平面上の値であることを示す。式(14)の右辺は上層、下層で同一であるため、次の条件式が得られる。

$$\frac{\tilde{w}_{sl}}{\omega - \alpha U_{sl}} = \frac{\tilde{w}_{sII}}{\omega - \alpha U_{sII}} \quad (15)$$

なお、添え字 I 、 II はそれぞれ、 $z < h$ 、 $z > h$ の流体の層を示す。式(15)は上層と下層の接合条件となる。

(4) 接合条件②

式(12)を $h+\zeta-\varepsilon$ から $h+\zeta+\varepsilon$ まで z で積分する。

$$\int_{h+\zeta-\varepsilon}^{h+\zeta+\varepsilon} \left(gk^2\bar{\rho}'\frac{\tilde{w}}{\omega - \alpha U} \right) dz = \int_{h+\zeta-\varepsilon}^{h+\zeta+\varepsilon} \left(\alpha\tilde{w}\left[\bar{\rho}\frac{dU}{dz}\right]' + (\omega - \alpha U)\left[\bar{\rho}\frac{d\tilde{w}}{dz}\right]' - \bar{\rho}\tilde{w}k^2(\omega - \alpha U) \right) dz \quad (16)$$

$\varepsilon \rightarrow 0$ とすると、

$$gk^2\left[\bar{\rho}_s\frac{\tilde{w}_s}{\omega - \alpha U_s}\right]_{II-I} = \alpha\left[\tilde{w}_s\bar{\rho}_s\frac{dU_s}{dz}\right]_{II-I} + \left[(\omega - \alpha U_s)\bar{\rho}_s\frac{d\tilde{w}_s}{dz}\right]_{II-I} \quad (17)$$

が得られる。 $[\]_{II-I}$ は流体層 II における括弧内の値と流体層 I による括弧内の値との差を導くことを示すものである。これが二つ目の接合条件となる。

(5) 基本場と境界条件の導入

基本場を次のように与える (図-2(b))。

$$\left. \begin{aligned} U &= U_{II} & \bar{\rho} &= \rho_{II} & (h < z) \\ U &= U_I(z) = \frac{U_{II}}{h}z & \bar{\rho} &= \rho_I & (0 \leq z \leq h) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

ここで、 U_{II} 、 ρ_I 、 ρ_{II} は定数である。なお、境界条件は、次のとおりである。

$$\tilde{w} = 0 \quad (z = \infty), \quad \tilde{w} = 0 \quad (z = 0) \quad (19)$$

式(18)の基本場より、式(12)は以下のように表せる。

$$\frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial z^2} - k^2 \tilde{w} = 0 \quad (20)$$

式(20)を接合条件及び境界条件の下で解くと、

$$\begin{aligned} & h g k^2 (\rho_{II} - \rho_I) (e^{kh} - e^{-kh}) \\ &= -(\omega - \alpha U_{II}) \alpha (e^{kh} - e^{-kh}) \bar{\rho}_I U_{II} \\ & \quad - h k (\omega - \alpha U_{II})^2 (\bar{\rho}_{II} (e^{kh} - e^{-kh}) + \bar{\rho}_I (e^{kh} + e^{-kh})) \end{aligned} \quad (21)$$

を得る。ここで、後の議論をしやすいように、二つの変数を導入する。図-2(a)に示すように波数 k の x 軸に対する角度 θ を

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= k \cos \theta \\ \beta &= k \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

で定義し、さらに密度差を

$$\rho_{II} = \rho_I + \Delta \rho \quad (23)$$

で定義する。これより、波数の向きと大きさは k と θ で決定され、密度は ρ_I 、 ρ_{II} の代わりに ρ_I と $\Delta \rho$ で決定される。また、代表流速、代表長さをそれぞれ U_{II} 、 h とし、無次元化した値を*で表すと、波数は $k^* = hk$ 、無次元化した波速は $c^* = c/U_{II}$ 、Froude 数は

$Fr = U_{II} / \sqrt{gh}$ 、密度に関する無次元数は $R = \Delta \rho / \rho_I$ と定義される。無次元化した波速 c^* について式(21)を解くと、

$$\begin{aligned} c^* &= 1 - \frac{1}{2k^* (1 + R + \coth(k^*))} \\ & \pm \sqrt{\frac{1}{4k^{*2} (1 + R + \coth(k^*))^2} - \frac{R}{Fr^2 k^* \cos^2(\theta) (1 + R + \coth(k^*))}} \end{aligned} \quad (24)$$

を得る。なお、ルート内部の第2項には、 R/Fr^2 で表される内部Froude数もしくはRichardson数に相当する無次元数が見つかるが、ここではそれらによる表記を用いない。 R とそれに従属する R/Fr^2 を用いるのではなく、互いに独立な R と Fr を用いて議論を進める。

以上の式の導出は密度場を与えているという点では異なるが、Schmid and Henningson¹²⁾の方法に準拠している。これ以降は、密度場を与えられたことによる擾乱への効果を吟味していく。

(6) 時間発達を伴う擾乱

式(5)より、波速 c^* が正の虚部を持つ複素数であるとき擾乱は時間とともに発達することがわかる。式(24)より

り $R < 0$ のような安定した成層の場合、 c^* は常に実数であり擾乱は時間とともに発達・減衰しないことが確認出来る。また、式(24)の二つの解のうち、ルートの項自身の符号が負であるものは、虚部が必ず負となるため、時間とともに減衰する。従って、式(24)については時間発達する次の解のみを考える。

$$\begin{aligned} c^* &= 1 - \frac{1}{2k^* (1 + R + \coth(k^*))} \\ & + \sqrt{\frac{1}{4k^{*2} (1 + R + \coth(k^*))^2} - \frac{R}{Fr^2 k^* \cos^2(\theta) (1 + R + \coth(k^*))}} \end{aligned} \quad (25)$$

波速 c^* が複素数となる条件式は式(25)のルート内部が負になるときであり次式で与えられる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4k^{*2} (1 + R + \coth(k^*))^2} \\ & - \frac{R}{Fr^2 k^* \cos^2(\theta) (1 + R + \coth(k^*))} < 0 \end{aligned} \quad (26)$$

Fr について整理すると、

$$Fr < \sqrt{4R(1 + R + \coth(k^*))} k^* / |\cos(\theta)| \quad (27)$$

が得られる。右辺は k^* に関して増加関数であり、 $k^* \rightarrow 0$ のとき、最小値 $2\sqrt{R} / |\cos(\theta)|$ をとる。 $\theta = 0$ のとき $2\sqrt{R} / |\cos(\theta)|$ は最小の値を持つ。従って、

$$Fr < 2\sqrt{R} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{R}{Fr^2} = \frac{(g/\rho_I)(\Delta\rho/h)}{(U/h)^2} \equiv Ri > \frac{1}{4} \quad (28)$$

を満たすとき、波数 k^* 、 θ の値によらず、擾乱は常に時間発達することが分かる。なお、式(28)はRichardson数が1/4以上であることも示している。Miles¹³⁾、Howard¹⁴⁾は二次元において式(28)と同等の不安定性の条件式を導き出している。本研究は三次元を考察しており、 θ の値を0とすることで(28)式を導いた。言い換えれば三次元の流れ場においては θ の値によって条件が変化すると言える。

(7) 停留位相法

分散関係式(24)より、本理論で扱う波は分散性を有し波数に対して異なる波速を持つことが確認出来る。自然界に存在する様々な波数を含んだ擾乱の挙動を知るためには、全ての波数の擾乱を重ね合わせなければならない。これはFourier変換に相当し以下のように表現出来る。

$$w^* = \frac{1}{4\pi^2} \iint \tilde{w}^* e^{i\left(\alpha^* \frac{x}{l} + \beta^* \frac{y}{l} - \omega^* t\right)} d\alpha^* d\beta^* \quad (29)$$

図-3 擾乱の存在領域 ($Fr = 0.5$ 、 $R = 0.05$ 、 $t^* = 1$)

図-4 擾乱の存在領域の幅 L の値

添え字の*は代表流速、代表長さをそれぞれ U_{II} 、 h とし、無次元化したことを示す。ここで停留位相法の考え方をを用いる。Euler の公式より、被積分関数の指数関数の部分は

$$e^{i\left(\alpha^* \frac{x^*}{t^*} + \beta^* \frac{y^*}{t^*} - \omega^*\right)t^*} = \cos\left(\left(\alpha^* \frac{x^*}{t^*} + \beta^* \frac{y^*}{t^*} - \omega^*\right)t^*\right) + i \sin\left(\left(\alpha^* \frac{x^*}{t^*} + \beta^* \frac{y^*}{t^*} - \omega^*\right)t^*\right) \quad (30)$$

と書き換えることが出来る。時間 t^* が十分に大きいとき、式(31)で定義する Ψ の小さな変化に対して、振幅 $\tilde{w}^*$ がほとんど変わらないにもかかわらず、振動関数の式(30)は激しく振動する。

$$\Psi = \alpha^* \frac{x^*}{t^*} + \beta^* \frac{y^*}{t^*} - \omega^* \quad (31)$$

その結果、式(29)の積分は積分範囲で被積分関数の値が打ち消される領域も存在するが、このうち打ち消されない領域を示す条件式は次式となる。

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \alpha^*} = \frac{x^*}{t^*} - \frac{\partial \omega^*}{\partial \alpha^*} = 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial \beta^*} = \frac{y^*}{t^*} - \frac{\partial \omega^*}{\partial \beta^*} = 0 \quad (32)$$

この式は、 α^* 、 β^* による ω^* の変化率が0となることを示しており、このとき式(30)は振動しない。なお、 ω^* の α^* 、 β^* に関する偏微分は群速度である。従って、式(32)は次のように書き換えられる。

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial \alpha^*} \equiv c_{gx}^* = \frac{x^*}{t^*}, \quad \frac{\partial \omega^*}{\partial \beta^*} \equiv c_{gy}^* = \frac{y^*}{t^*} \quad (33)$$

ここで c_{gx}^* は x^* 方向の群速度、 c_{gy}^* は y^* 方向の群速度である。本研究では、式(33)を用いることで擾乱の発達する座標を決定できると考える。式(33)は群速度を示す関係式であるが、

$$x^* = c_{gx}^* t^*, \quad y^* = c_{gy}^* t^* \quad (34)$$

と書くことにより、ある時間 t^* における擾乱の水平方向の存在範囲を示すことが出来る。つまり、時刻 $t^* = 0$ の時に $(x^*, y^*) = (0, 0)$ に与えられた擾乱源が、時刻 t^* にどの範囲に存在するかを示している。

3. 結果

以上の議論で、不安定な成層の流れ場に点状の擾乱を与えたときの、その擾乱の水平方向の広がりを評価できる式を導いた。式(34)より、任意の波数 (k^*, θ) に対する擾乱の存在領域 (x^*, y^*) が分かることから、擾乱の発達領域 (図-3) が得られる。流下方向に雫状の発達領域が形成されることが分かった。図中に定義した擾乱の幅 L は、鉛直方向の擾乱が発達する水平方向の範囲を示している。

図-4は Fr と R に対する L の値を示す。同図は密度界面を持つ2層流に与えられる擾乱源が発達する領域の幅 L が、 Fr と R の二つのみによって決定されることを示している。しかし、片方のパラメータを固定した場合、もう一方のパラメータの変化が擾乱域の幅を一様に増加(減少)させない点が興味深い。

一般的に Fr が大きい場合は重力項より慣性項が勝る現象である。すなわち基本場の流速が大きい場合であり、擾乱の発達領域は相対的に流下方向に拡大しやすいために、 Fr の増加が L の減少を促進したものと考えられる。一方、 Fr が小さい場合は重力項が支配的な現象である。そのため流体の密度差が擾乱の形状を決定し図-4に示すとおり R の値のみによって現象が決定されると考えられる。

また、 R の増加は鉛直不安定を発達させる効果があり、その結果擾乱は成長することが予想される。しかし、重力項が支配的な場合、図-4より相対的にわずかではあるが R の増加は擾乱域の幅である L を減少させる効果を持つ。これは鉛直方向における擾乱の成長が卓越するために水平方向の擾乱域が狭まったためと考えられる。言い換えれば水平方向への分散性よりも鉛直方向の擾乱の成長性が高い結果だと推察される。

なお、 (Fr, R) の組み合わせについて慣性項が強い場合と重力項が強い場合を考察したが、慣性項が強い場合の方が L の変化が大きかった。擾乱の発達する水平領域は慣性項が強いときに敏感に変化する事が読み取れる。

4. 考察

本研究の理論で用いた基本場は上層に強い風が吹いており、下層が軽い不安定な大気場である。このような場の一点に収束場が発生した場合、その上昇気流はその一点で密度界面を鉛直方向に崩す。これは本理論における $(x^*, y^*) = (0, 0)$ に与えられる擾乱源だと解釈できる。

以上より、3節にて得られた結果は不安定な大気場に収束場を与える影響までを考察するのに有益であると考えられる。ある一点に与えられた収束場が不安定な大気場を崩す範囲を説明することで、その後発達する雲の存在範囲の傾向が説明可能となろう。

一方、本理論においては熱力学的な効果、相変化、降水等の影響は加味されていない。従って、鉛直方向への雲の発達や降水強度、並びにダウンバースト等を表現することは出来ない。今後の課題としていきたい。

5. まとめ

本研究では、不安定な成層をした密度界面に与えられた点状の擾乱源が水平方向にどのように発達するのかを扱った。基本場のフルード数 Fr 及び密度差に関するパラメータ R と擾乱域の横断方向の幅 L との関係性を論じた。これは線状降水帯形成の素過程となる「収束場が不安定な大気場に与える影響」を定性的に考察するのに有効であると考えられる。

謝辞：本研究は気候変動適応研究推進プログラム
(RECCA)、気候変動に対する水分野の適応策立案・実施

支援システム構築プロジェクト(IMPAC-T, JICA/JST), およびCREST持続可能な水利用を実現する革新的な技術システムの成果の一部である。

参考文献

- 1) Howard B. Bluestein, Michael H. Jain: Formation of Mesoscale Lines of Precipitation: Severe Squall Lines in Oklahoma during the Spring, *Jornal of the Atomospheric Sciences*, Vol42, No. 16, 1985
- 2) 吉崎正憲, 加藤輝之: 豪雨・豪雪の気象学, 朝倉書店, 2007
- 3) 小倉義光, 新野宏: 天気の教室 お天気の見方・楽しみ方(6) 謎に満ちた不意打ち集中豪雨—2004年6月30日静岡豪雨の場合(その2), 天気, Vol. 53, No.10 pp. 821-828, 2006.
- 4) Sir William Thomson Lord Kelvin: MATHEMATICAL AND PHYSICAL PAPERS Vol. IV, Cambridge University Press, 1910
- 5) T. H. Havelock: The Propagation of Groups of Waves in Dispersive Media, with Application to Waves on Water Produced by a Travelling Disturbance, *Proc. R. Soc. Lond. A* 81 398-430, 1908
- 6) Sir Horace Lamb: Hydrodynamics, Cambridge University Press, 1932
- 7) M. J. Lighthill: River waves, Symposium on Naval Hydrodynamics, 1957
- 8) R. D. Shaman and M. G. Wurtele: Ship Waves and Lee Waves, *Atomos. Sci.*, Vol. 40, 1982.
- 9) R. D. Shaman and M. G. Wurtele: Threer-Dimensional Structure of Forced Gravity Waves and Lee Waves, *Atomos. Sci.*, Vol. 61 2003.
- 10) Yamada et al.: Climatology of line-shaped rainbands over northern Japan in boreal summer between 1990 and 2010, *Atomos. Sci. Lett.*, DOI: 10. 1002/asl.373
- 11) USGS Global Visualization Viewer: <http://glovis.usgs.gov/>
- 12) Peter J. Schmid and D. S. Henningson: Stability and Transition in Shear Flows, Applied Mathematical Sciences 2000
- 13) John W. Miles: On the stability of heterogeneous shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.10 1961
- 14) Louis N. Howard: Note on a paper of John W. Miles, *J. Fluid Mech.*, Vol.10 1961

(2012. 4. 20 受付)

(2012. 7. 28 受理)

The Development of disturbance on the atmospheric density stratification

Yoshikazu KITANO¹, Tomohito J. YAMADA¹ and Norihiro IZUMI¹

¹Division of Field Engineering for the Environment, Graduate School of Engineering Hokkaido University

There are many unknown issues about line-shaped rainbands (LRBs) which is one of the meso-scale meteorological phenomena making torrential rainfall events in Japan. For disaster prevention, it is very important to reveal the formation mechanism of LRBs. In order to know the mechanism, the authors try to examine the instability of the density stratification. In this study, the rainfall and thermodynamic effects are not considered. To simplify the discussion, this theory considers only the up/down motion of the disturbance in the stratified atmosphere. Using this theory, the authors correlate the region of horizontal disturbance and the two parameters which characterize the shape of LRBs, i.e. the Froude number and the rate of density difference.