

札幌周辺に豪雪をもたらす冷気流発生時 における風の場に関する研究

A study on a wind field when a cold air flow which causes
snow fall on Sapporo city appears

中山 恵介^{*}・長谷川和義^{**}・藤田 睦博^{***}

By Keisuke Nakayama, Kazuyoshi Hasegawa and Mutsuhiro Fuzita

Sapporo has a heavy snowfall when a cold air flow appears on Ishikari Bay against the monsoon. Predicting a wind field is important to predict a snowfall. First, we study on horizontal convection by numerical analysis which is caused by temperature difference between the sea and the cold air flow which is about 20°C. On the other way, convection on the tip of the cold air flow is confirmed by doppler radar observations. Second, we analyze the wind field and derive a release rate of the latent heat between the convection area and the compensation area by convection model.

As a result, it was found that the horizontal convection is weak on an actual condition and that the vertical profile of the vertical velocity in convection model is similar to actual one. The change from the convection to a little low pressure around Ishikari Bay can be estimated with the release rate of the latent heat.

Key Words : wind field, cold air flow, horizontal convection, cumulus convection, CISK

1. はじめに

冬期、札幌は多くの豪雪にみまわれ、社会的に大きな影響を受ける。札幌は日本における豪雪地帯中において、非常に多くの降雪パターンをもつことで知られている。その中でも特徴的な雪雲として、冷気流張り出しをともなった雪雲が存在する。冬期夜間石狩湾周辺において、熱容量の違いにより陸上に外気(季節風)より冷たい空気塊が発生する。そのように発生した冷気は山間部を東から西に降下(この時点で冷気流と呼ばれる)し、海上に張り出す。海上に張り出した冷気流は、季節風である北西風とぶつかり石狩湾中央部に停滞し、あたかも前線のような働きで雪雲を発生させる。雪雲は北西風により札幌上空に運ばれ豪雪をもたらす¹⁾。

著者らは、これまで雪雲発生要因である冷気流に関して二層流的な扱いを通して、重要な雪雲発生位置を決定する冷気流張り出し距離について研究を行い、予測可能であることを示した^{2) 3)}。それにともない冷気流張り出し後の雪雲発生・推移に関して研究を行うことは、札幌周辺の豪雪予測を行う上で必要であると思われる。

これまで、多くの雲の推移予測が行われてきた。偽湿潤断熱過程を考慮し予測を行うもの⁴⁾、移流の効果に着目し降雪予測を行うもの⁵⁾がある。これらの手法は、雲発生後の推移予測を行うものであり、発生機構まで考慮したものとはなっていない。更に、冷気流張り出し先端形状をトリガーとする特徴的な構造に関して解析的に論じたものではない。冷気流張り出し収束雲に関して、その性質を掴むための観測も多く行われている。季節風内部に塩水楔状に流入してくる冷気流が特徴であることから、ドップラーレーダによる観測が多い。その中で冷気流先端形状の重要性、冷気流発達・衰退にともなう温暖・寒冷前線型への変化、冷気流と季節風との間のK-H不安定などが示されている^{6) 7) 8)}。これらは多くの有用なデータを与えるものである。しかし、その結果を用いモデルを作り予測にまで適用するといった試みは行われていない。

本研究は、冷気流が張り出すときの海上と冷気流との温度に着目し風の場の推定を解析的にを行い、冷気流先端形状を

* 正会員 工修 北海道大学 工学部 土木工学科 (〒060 北海道札幌市北区北14条西7丁目)
** 正会員 工博 北海道大学 工学部 土木工学科 (〒060 北海道札幌市北区北14条西7丁目)
*** 正会員 工博 北海道大学 工学部 土木工学科 (〒060 北海道札幌市北区北14条西7丁目)

発端とする収束雲を積雲対流モデルを用い解析的に再現し、その発生した雪雲がいわゆる石狩湾小低気圧へと発達する可能性を検討したものである。

2. 海上と冷気流との温度差による対流

冷気流張り出しによる風速場の大きな変化は、多くのドップラーレーダー観測から得られているように、先端形状に起因するものである。冬期、石狩湾上に張り出す冷気流温度と海上との温度差は20℃にも達する。水平境界断面上で大きな温度差が生じことは、水平対流の起こる可能性を示している。本節では、冷気流が張り出した場合の境界の温度分布に着目し、定常・非定常状態における風速場を解析的に導出した結果を示す。

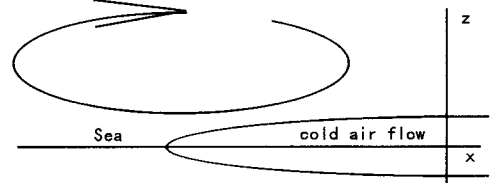


図-1 水平対流モデル概要

2. 1 定常解

図-1に冷気流張り出し時の座標系を示す。冷気流は張り出し距離に比べ、高さが非常に低いことが分かる。本計算において冷気流形状は座標変換の容易さからも楕円とした。式(1-1)・式(1-2)に基礎方程式を示す。式(2)により無次元化されたものである。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial z} + \alpha \frac{\partial T}{\partial x} = \varepsilon \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) \\ k\omega = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - A \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \end{array} \right. \quad (1-1) \quad \left\{ \begin{array}{l} z = \frac{1}{h_0} z_*, \quad x = \frac{1}{h_0} x_*, \quad \psi = \frac{1}{UL} \psi_* \\ \omega = \frac{h_0}{U} \omega_*, \quad T = \frac{1}{T_0} T_* \end{array} \right. \quad (1-2) \quad \left\{ \begin{array}{l} k = \frac{h_0}{L}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{\kappa} \\ a = \frac{\alpha g T_0 h_0}{U^2}, \quad \varepsilon = \frac{\nu}{UL} \end{array} \right. \quad (2)$$

ここで、 Ψ ：流れ関数、 ω ：渦度、 T ：気温、 α ：大気の体膨張係数、 ν ：渦粘性係数、 κ ：熱拡散係数、 Γ ：気温減率、 x ：水平方向座標、 z ：鉛直方向座標、 h_0 ：冷気流代表高さ、 U ：代表風速、 L ：冷気流張り出し距離、 T_0 ：代表温度（冷気流と海上との温度差）、 Pr ：プラントル数、 ε ：レイノルズ数の逆数である。

式(3)に従い摂導展開を行う。ゼロ次解・一次解・二次解の方程式は紙数の都合上省略し、解の導出のみ以下に示す。
①ゼロ次解：流れ関数はポテンシャルフローを採用する。渦度はゼロである。気温分布は海上と冷気流との温度差に着目しポテンシャルフローのもと決定される。
②一次解：流れ関数はゼロである。渦度は、ゼロ次解の気温分布による温度効果により冷気流先端部を中心とし発生する。気温分布は生じない。
③二次解：流れ関数は一次解により得られた渦度を基に導出される。渦度は生じない。気温分布は生じるが、微小であるため考慮しない。

ゼロ次解の流れ関数を導出する際のポテンシャルフローは、冷気流形状効果が大きいと考えられるため、直交座標変換を用いて求めた。逆に、ゼロ次解の気温分布導出において、温度効果は海上と冷気流の温度差に起因するところが大きく、冷気流形状効果は小さいと考え無視した。一次解の渦度導出はポアソン方程式の導出であることから、グリーン関数を用いて解いた。二次解で導出される流れ関数は、解析的に導出できない一次解の渦度を基に導くことになるため、渦度を近似式で表現した上で導いた。式(4-1)～式(4-8)に導出された解を示す。

摂導式： $\left\{ \begin{array}{l} \psi = \psi_0 + k\psi_1 + k^2\psi_2 + \dots \\ \omega = \omega_0 + k\omega_1 + k^2\omega_2 + \dots \\ T = T_0 + kT_1 + k^2T_2 + \dots \end{array} \right. \quad (3)$

一次解： $\psi_1(x, z) = 0 \quad (4-4) \quad T_1(x, z) = 0 \quad (4-6)$

$$\omega_1 = \alpha \alpha \varepsilon^3 \left\{ -\frac{1}{2l} e^{-il(R+\xi-m)} \text{Ei}[il(R+\xi-m)-Lz_0] - \frac{1}{2l} e^{il(R+\xi+m)} \text{Ei}[-il(R+\xi+m)-Lz_0] \right. \\ \left. + \frac{1}{l} e^{-k_0} \log \left[\sqrt{(\xi+R)^2 + (\eta-z_0)^2} \right] - \frac{1}{2l} e^{-il(R+\xi-m)} \text{Ei}[-il(R+\xi-m)-Lz_0] \right. \\ \left. - \frac{1}{2l} e^{il(R+\xi+m)} \text{Ei}[il(R+\xi+m)-Lz_0] + \frac{1}{l} e^{-k_0} \log \left[\sqrt{(\xi+R)^2 + (\eta+z_0)^2} \right] \right\} \quad (4-5)$$

ゼロ次解： $\psi_0(\bar{x}, \bar{z}) = \bar{z} - \frac{\bar{z}}{\bar{x}^2 + \bar{z}^2} \left\{ \begin{array}{l} x = \bar{x} + \frac{a^2 \bar{x}}{\bar{x}^2 + \bar{y}^2} \\ y = \bar{y} - \frac{a^2 \bar{y}}{\bar{x}^2 + \bar{y}^2} \end{array} \right. \quad (4-1)$

$$\omega_0(x, z) = 0 \quad (4-2)$$

二次解： $\psi_2 = \frac{1}{b^2 - a_1^2} e^{-a_1|x-x_0|} \cos\{b(z-z_0)\} \quad (4-7)$

$$\omega_2(x, z) = 0 \quad (4-8)$$

ここで、 α ：不連続境界を近似的に数値で表すための係数、 a_1, b ：グリーン関数を用いて表現される渦度を近似式で表現する上で現れる係数、 $l = (Cr U / (2 \kappa) h_0 / T_0)$ 海上のバルク係数から算定される熱伝達に関する係数（ U ：季節風風速、 Cr ：バルク係数）、 z_0 ： z 座標上の渦度中心位置、 R, x_0 ： x 座標上の冷気流先端位置、 $\xi = x/x_0^{1/2}$ 、 $\eta = z/z_0^{1/2}$ である。

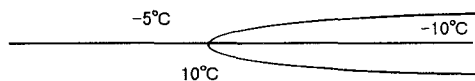


図-2 境界条件

表-1 計算条件

case番号	ν (m ² /sec)	Pr	図番号
case1	300.0	1.0	図-3
case2	1000.0	1.0	図-4
case3	1000.0	0.5	図-5

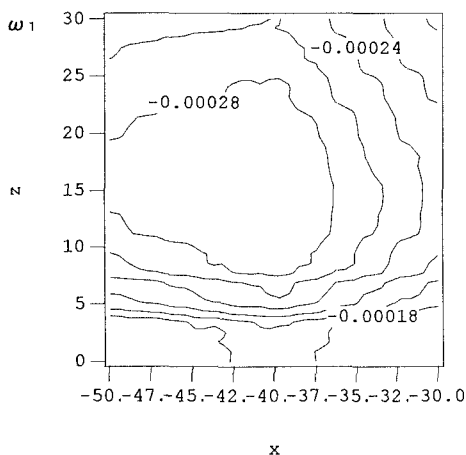
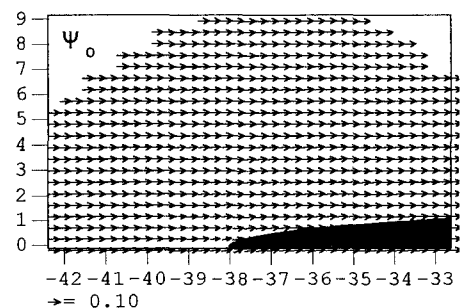


図-3 case1 風速ベクトル図と渦度コンタ図

図-2に境界条件を示す。表-1に渦粘性係数とプラントル数を变化させた計算結果と対応する図の一覧を示す。case1は温度効果による風速場の変化が微小であり無視される程度のものであったため、 Ψ_0 および渦度コンタを表示する。case2~case3は合成後の Ψ および渦度コンタを表示する。case1とcase2はプラントル数が同じで渦粘性係数だけが変化したものである。渦の中心はcase1の方が低く位置している。渦の強さはcase2の方が強くなっている。以上は、渦粘性係数が大きくなり渦の規模が大きくなると、渦の中心は高くなることを示している。case2とcase3は渦粘性係数は同じでプラントル数が変化したものである。プラントル数が小さいほど、渦の中心が高くなっていることが分かる。プラントル数が小さくなることは、熱拡散係数が大きくなることを意味する。さらに、熱拡散係数が大きくなることにより、渦の規模が大きくなることを示している。全体として風速場に注目すると、非常に大きな渦粘性係数を与えない限り風速場に変化をもたらさないといえる。

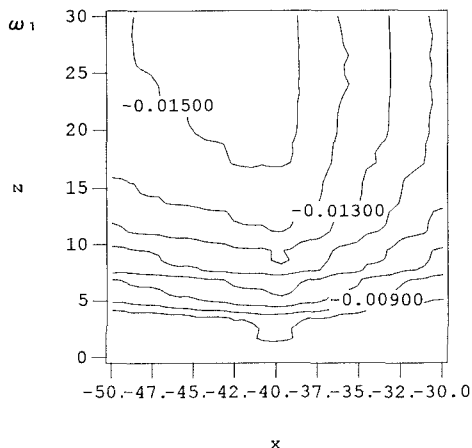
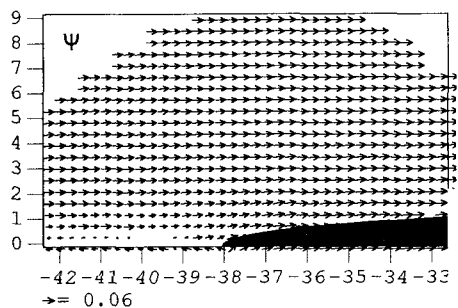


図-4 case2 風速ベクトル図と渦度コンタ図

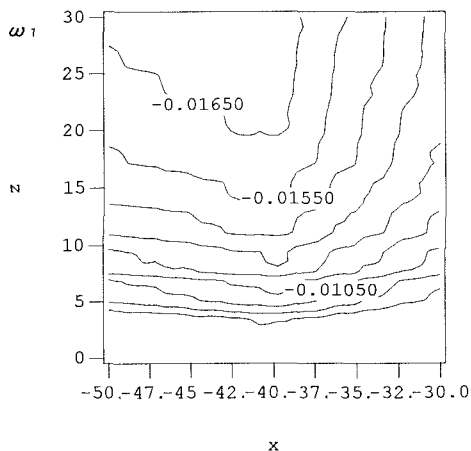
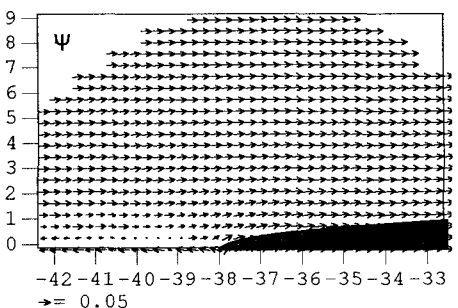


図-5 case3 風速ベクトル図と渦度コンタ図

2. 2 非定常解

図-1と同様の座標系を用いる。式(5)により無次元化を行い、式(6-1)・式(6-2)を基礎方程式として得る。

$$\begin{cases} z = \frac{1}{h_0} z_*, x = \frac{1}{h_0} x_*, \psi = \frac{1}{UL} \psi_* \\ \omega = \frac{h_0}{U} \omega_*, T = \frac{1}{T_0} T_*, t = \frac{UL}{h_0^2} t_* \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial z} + a \frac{\partial T}{\partial x} = \epsilon \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) \\ k \omega = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - A \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\epsilon}{Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \end{cases} \quad (6-1)$$

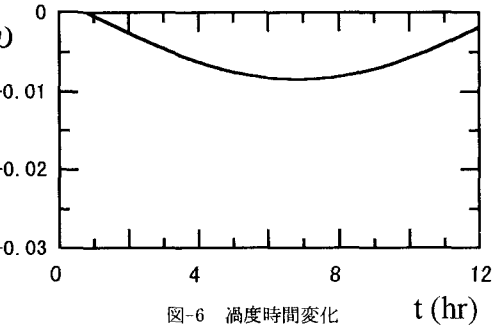


図-6 過度時間変化

$$\begin{cases} k = \frac{h_0}{L}, Pr = \frac{\nu}{\kappa} \\ a = \frac{\alpha g T_0 h_0}{U^2}, \epsilon = \frac{\nu}{UL} \end{cases} \quad (6-2)$$

式(3)を用い、定常問題と同様な考え方で摂導解析を行う。その際、海上部分の温度が日変化により周期的に変化するとして計算を行った($T=T_0 \sin(\omega t)$)。解は紙数の都合上および定常解を解いたのと同様の手法を用いていることから省略する。

計算条件は $\nu=3000.0\text{m}^2/\text{sec}$, $Pr=1.0$, 他の条件は定常解と同様とした。図-6に過度の最大値変化図を示す。海温は日変化をしており、図-6では6時間目が温度差最大を示す。過度の最大値は、6時間50分後くらいに海温最大値より遅れて生じている。過度が大きくなる時間に最も対流が強くなり雲が生じやすくなっていることを考慮すると、わずかではあるが明け方より雲が生じやすくなっていることを示している。渦粘性係数やプラントル数による変化は定常解で示したものと同様のものであった。

本節全体を通して、海上と冷気流との温度差に起因する水平対流は、現象のスケールに見合った渦粘性係数より大きく見積もらない限り、無視できる程度のものであるといえる。

3. 冷気流先端形状をきっかけとした積雲対流モデル^{a)}

前節より、海上と冷気流との間の温度差が冷気流先端周辺での対流に大きく関与しているものではないことが分かった。冷気流先端での上昇流が雪雲形成に大きな役割をはたしていることは、多くの観測により確認されている。本節では、上昇流がきっかけとして積雲対流が生じるとの仮定のもと風速場について解析を行う。ここで扱うモデルは、非常にシンプルな積雲対流モデルであり、対流域とその周辺の補償流域を仮定する。両者間で、エントレイン・デトレインが起こることにより積雲対流を模擬する。これは水蒸気と雨水の関係をパラメタライズすることの意味し、解析的に解を求めること、理解を十分に行うことを可能にしている。

対流域	補償流域
m_c	m_e
T_c	T_e
q_c	q_e
h_{dc}	h_{de}

図-7 積雲対流モデル概略図

3. 1 解析手法

図-7にモデルの概要図を示す。ここで、 T : 気温, q : 比湿, h_d : ($=C_p T + g z$) 乾燥大気のエネルギー, h_s : ($=C_p T + g z + l q$) 湿潤大気のエネルギー, 添え字 c, e : それぞれ対流域, 補償流域となっている。式(7)~式(9)に無次元化されていない基礎方程式(運動方程式, 熱力学第一法則, エネルギー連続式)を示す。

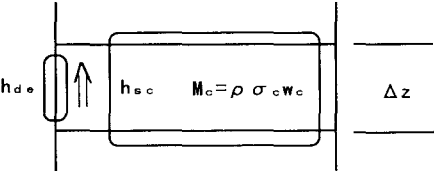


図-8 エネルギー連続の仕組み

$$\begin{cases} \frac{\partial w_*}{\partial t_*} + w_* \frac{\partial w_*}{\partial z_*} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z_*} - g = \frac{T_{vc*} - T_{ve*}}{T_{ve*}} \quad (7) \\ \frac{\partial \theta_*}{\partial t_*} + w_* \frac{\partial \theta_*}{\partial z_*} = \frac{\theta_*}{C_p T_*} L(C - E) \quad (8) \\ h_{dc} \frac{\partial M_c}{\partial z} - \frac{\partial M_c}{\partial z} h_{dc} + \rho L(C - E) = 0 \quad (9) \end{cases}$$

$$\begin{cases} h_{de} = C_p T_{e*} + g z_* \\ M_c = \rho \sigma_c w_{c*} \quad (7-a) \\ h_{dc} = C_p T_{c*} + g z_* \\ \theta_* = T_* \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa}{C_p}} \quad (8-a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \theta_* = T_M \theta, t_* = T_I t \\ z_* = h_M z, w_{c*} = w_M w_c \end{cases} \quad (10)$$

ここで、 σ_c : 対流域の全体にしめる割合, w_* : 実鉛直風速, θ_* : 実温位, p : 圧力, g : 重力加速度, T_{vc*} : 対流域内実仮温位, T_{ve*} : 補償流域内実仮温位, T_* : 実温度, C_p : 定圧比熱容量, L : 凝結の潜熱, C : 単位質量あたりの水蒸気の凝結率, E : 雨水の蒸発率, R_d : 単位質量あたりの気体定数, T_M : 代表温度, T_I : 代表時間, h_M : 代表高さ,

w_M : 代表風速である。

以下に方程式系の説明を示す。①運動方程式(7) : 鉛直方向成分のみ考慮し、温度効果により影響をうけるといったものになっている。冬期石狩湾において発生する積雲対流は背の低いものであり、対流域内での気圧は補償流域内の気圧である静力学平衡状態であると仮定している。②熱力学第一法則式(8) : 水蒸気から雨水への変化・雨水から水蒸気への蒸発による温度変化を考慮している。③エネルギー連続式 : エントレイン・デトレインを考慮している。これは対流域内で断熱仮定を用いて方程式を解くことなく、比湿の変化推定を可能にしている。その効果によって得られた非断熱加熱率を熱力学第一法則内に考慮することにより、積雲対流モデルがつくられる。図-8に湿潤大気エネルギー連続式の模式図を示す。エネルギーが対流域内と補償流域内において混合しつつ保存されている様子が示されている。境界条件は、補償流域内は一定の状態を保ち、対流域下部において冷気流先端形状に起因する鉛直風速が与えられるといったものになっている。

式(7)・式(9)・式(7-a)および式(8)・式(8-a)より得られる式を式(10)の無次元化を用いることにより式(11)・式(12)を得る。式(12)を導出する際、冬期石狩湾周辺を考慮している点から比湿 $q < 0.003$ 以下であり非常に小さく、仮温度は温度と等しいとみなせるため置き換えた。

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{h_M}{T_i w_M}, \quad \varphi = \sigma_c, \quad b = \frac{Rd}{C_p} \frac{\partial \ln p}{\partial z} \\ a &= \frac{gh_M}{T_M C_p} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{Rd}{C_p}}, \quad \varepsilon = \frac{w_M}{g T_i}, \quad \zeta = \frac{w_M^2}{gh_M} \quad (12) \\ z &= 18410.0 \log_{10} \frac{1013.25}{p} \Rightarrow p = \frac{1013.25}{10^{z/18410.0}} \end{aligned}$$

式(12)→式(11)に代入することにより式を得る。その式を式(13)の摂動展開式を用いることにより摂動展開を行い解を求める。紙数の都合上解 w_{000} , w_{100} のみ式(14)・式(15)を記載する。

摂動式 :

$$\begin{aligned} w_c &= w_{000} + \varepsilon w_{001} + \frac{\zeta}{\varepsilon} w_{010} + \zeta w_{011} + \varepsilon^2 w_{002} + \left(\frac{\zeta}{\varepsilon} \right)^2 w_{020} + \dots \\ &\quad + b \left(w_{100} + \varepsilon w_{101} + \frac{\zeta}{\varepsilon} w_{110} + \dots \right) \end{aligned} \quad (13)$$

解 :

$$w_{000} = w_x \left\{ -1 + \varphi \left(1 + \frac{a}{\partial \theta_a / \partial z} \right) \right\} + c_1 \sin \left(\sqrt{\frac{1}{\eta \theta_x}} \frac{\partial \theta_a}{\partial z} \tau \right) + c_2 \cos \left(\sqrt{\frac{1}{\eta \theta_x}} \frac{\partial \theta_a}{\partial z} \tau \right) \quad (14)$$

$$w_{100} = \varphi \frac{\theta_a + \theta_K}{\partial \theta_a / \partial z} w_x + c_3 \sin \left(\sqrt{\frac{1}{\eta \theta_x}} \frac{\partial \theta_a}{\partial z} \tau \right) + c_4 \cos \left(\sqrt{\frac{1}{\eta \theta_x}} \frac{\partial \theta_a}{\partial z} \tau \right) \quad (15)$$

3. 2 実現象への適用

代表値として式(16)の値を与える。気温分布としては、過去観測により冷気流張り出しをともなった収束雲が生じたときのゾンデデータを用いた¹⁰⁾。さらに、重要なファクターである対流域と全流域との比は $\sigma_c = 0.254$ を採用した。これは下層での鉛直風速が初期状態で与えられるものに一致させるといった境界条件を用いることにより導くことが出来る。

$$\begin{aligned} h_M &= 4000 \text{ m} & Rd &= 289 \text{ m}^2/\text{s}^2 \text{ K} \\ w_M &= 1 \text{ m/s} & C_p &= 1006 \text{ m}^2/\text{s}^2 \text{ K} \\ T_i &= 1000 \text{ sec} & T_M &= 10^\circ \text{ C} \end{aligned} \quad (16)$$

解のうち、 w_{000} , $b w_{100}$ が他の項に比べ卓越していたため、図-9には $w_{000} + b w_{100}$ のみ考慮した結果の鉛直風速分布を示す。さらに、

簡単のため定常解における結果を採用した。補償流域内のエネルギーをエントレインすることにより、高高度域において大きな風速が生じていることが分かる。これは積雲対流の発達期にみられる現象である¹¹⁾。

4. 石狩湾小低気圧への発達可能性について

本論文で用いた積雲対流モデルは、非断熱加熱率をエネルギー連続式を用いて表現している。大山, チャーニイ・エリアッセン⁹⁾は、積雲対流により解放されるエネルギーは大気境界層で収束する水蒸気量に依存するものとして、非断熱加熱率を式(17)のように表している。

$$\frac{1}{C_p} Q_1 = \frac{\rho L(C - E)}{C_p} = \rho \pi \eta S w^* \quad (17)$$

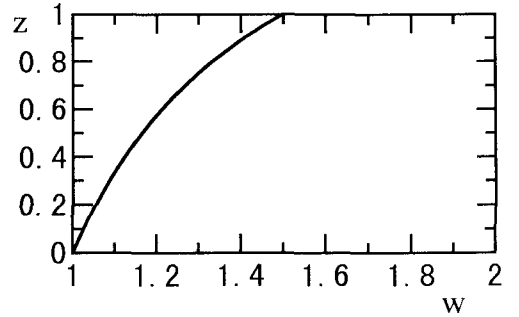


図-9 鉛直風速分布

$$\eta(z) = \frac{a}{\partial\theta_{\alpha}/\partial z} \sigma_c^2 \left(\frac{1}{a} \frac{\partial\theta_{\alpha}}{\partial z} + \frac{b}{a} (\theta_{\alpha} + \theta_{\kappa}) + 1 \right) \left\{ 1 + \frac{1}{\partial\theta_{\alpha}/\partial z} [a + b(\theta_{\alpha} + \theta_{\kappa})] \right\} \quad (18)$$

ここで、 η ：潜熱解放量の鉛直分布、 S ：温位の鉛直傾度である。式(17)で導入される非断熱加熱率は対流雲の発生を再現する上で用いやすい仮定であったが、潜熱解放量をこちらで決めなければならないといった欠点があった。そこで、本モデルと式(17)を考慮すると、 $\eta(z)$ は式(18)のように導出される。式(18)において特徴的なことは、積雲対流の規模を決定する σ_c が境界条件により決定されたなら、大気の温位の状態を考慮して $\eta(z)$ を導出することが出来ることである。

$\eta > 1$ であるかどうかで、積雲対流が台風のような大規模擾乱へと発達する可能性をもつか判定することが出来る。これは積雲対流と大規模擾乱との相補的相互作用がその大規模擾乱を不安定化させるかどうかの条件：『第二種の条件付き不安定』、CISKから得られる。

冷気流張り出しをともなった収束雲は、発生後石狩湾小低気圧へと発達することがある^{2) 3)}。故に、式(18)で示される η を求めることにより収束雲が低気圧性の対流に発達するかどうか判断することが出来る。図-10(case1)に今回用いた条件をもとに計算されたときの η の鉛直分布を示す。図-11(case2)に1ケースだけであるが石狩湾小低気圧が発生したときの鉛直温位分布を用いて本モデルにより導いた η を示す。case1の $\eta(z)$ の値の方がcase2よりも大きく小低気圧への発達可能性を示している。但し、実際に小低気圧が生じたのは9:00~15:00/13/Jan./1992であり、ゾンデデータはその後の21:00/13/Jan./1992のときのものである。さらに、初期状態の鉛直風速が維持されるといった境界条件の下で対流域割合 σ_c を決定しており、実際の σ_c と異なっている可能性がありレーダデータ等で確認を行う必要がある。これらのことを考慮し、今後多くのケースについて解析結果との比較を行い、その適応性について検討を行うつもりである。

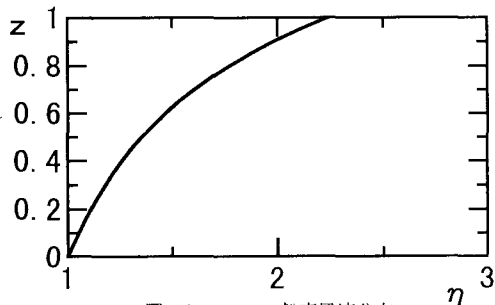


図-10 case1 η 鉛直風速分布

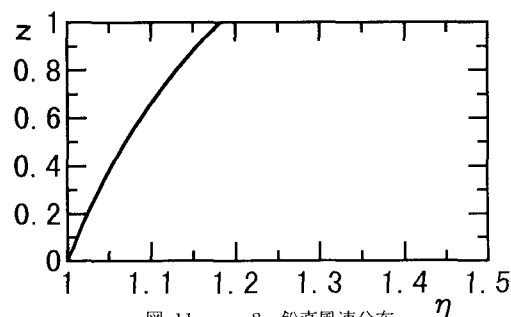


図-11 case2 η 鉛直風速分布

5. まとめ

(1) 冷気流張り出し時の海上と冷気との温度差に起因する水平対流を、摂動解析を用いることにより定常的・非定常的に求めることが出来た。水平対流による渦がポテンシャル流れ場に影響を与えるためには、渦粘性係数を実現スケールよりも2オーダー程度大きく見積もる必要があった。水平対流が風速場に与える影響は小さく無視できるものであると思われる。

(2) エントレイン・デトレインを用いて積雲対流を表現することにより、対流場内での鉛直風速分布を推定することが出来た。(3) 積雲対流モデルから推定される潜熱解放量を用い、CISKにより積雲対流が石狩湾小低気圧に発達するかどうか判定する手法を導いた。一例であるが、実現象においてその判定条件の適応可能性を検討した。

謝辞：本研究を進めるにあたり、本学低温科学研究所の牛山朋来氏にデータの入手及び研究に対して多くの助言を頂いた。記して、感謝の意を表します。

【参考文献】1) 菊池勝弘：都市の豪雪災害の予測と軽減・防除に関する研究，1993。2) 中山恵介，長谷川和義，藤田睦博：冬期石狩湾における鉛直断面内の冷気流形状に関する研究，水工学論文集第39巻，1995。3) 中山恵介，長谷川和義，藤田睦博：冬期石狩湾において豪雪をもたらす冷気流張り出しに関する研究，土木学会論文集，投稿中，1995。4) 中北英一，田中実，椎葉充晴，池淵周一，高橋琢馬・3次元レーダーによるエコー強度情報を用いた水蒸気相変化量と大気3次元風速の同時推定手法，水工学論文集第36巻，pp. 483~488，1992。5) 小野節夫，菅原透，笹本誠，堺茂樹，平山健一：風の影響を考慮した降雪分布予測について，水工学論文集第34巻，pp. 103~108，1990。6) Masahito Ishihara, Hitoshi Sakakibara and Zenji Yanagisawa, Doppler Radar Analysis of the Structure of Mesoscale Snow Bands Developed between the Winter Monsoon, Journal of the Meteorological Society of Japan, pp. 503-519, 1989。7) Kazuhisa Tsuboki, Yasushi Fujiyoshi and Gorow Wakahama, Structure of a Land Breeze and Snowfall Enhancement at the Leading Edge, Journal of the Meteorological Society of Japan, pp. 757-769, 1989。8) Kazuhisa Tsuboki, Yasushi Fujiyoshi and Gorow Wakahama, Doppler Radar Observation of Convergence Band Cloud Formed on the West Coast of Hokkaido Island II: Cold Frontal Type, Journal of the Meteorological Society of Japan, pp. 985-999, 1989。9) 浅井富雄，大気対流の科学，東京堂出版，1992。10) 牛山朋来・佐藤晋介，遠藤辰雄，藤吉康志・武田喬男：石狩湾上における帯状雲の三次元風速場と発達過程，北海道大学低温科学研究所業績第3632号，1992。11) 佐藤晋介，若濱五郎：2台のドップラーレーダによる3次元風速場の測定，本学低温科学研究所業績第3509号，1991。