

II-52

冷気流を模擬した冷水密度流実験

北海道大学 正 員 中山 恵介
 北海道大学 学 生 員 佐藤 圭洋
 北海道大学 正 員 長谷川和義
 北海道大学 フェロー会員 藤田 睦博

1. はじめに

冬期石狩湾周辺において、地上に発生した冷気が河川流域を流下して行き石狩湾上へ張り出し、季節風とぶつかることにより生じた上昇流により、雪雲が発生することが観測されている¹⁾。このタイプの雪雲は、季節風があまり強くなく、前日が比較的穏やかな日であり、変化が日単位であるといった特徴を持っている。以上のことから著者らは、冷気の発生が地上と海上との熱容量の差による放射冷却により発生しているものとして、解析および数値計算を行ってきた^{2) 3)}。その解析および数値計算は、扱いやすさ・計算時間の観点から鉛直座標方向に積分したもので行われており、冷気流上部の風速・風向と界面抵抗係数が、冷気流張り出し計算結果に大きな影響を与えていることを示している。そこで、冷気流を模擬した実験を行うことにより界面抵抗係数を導出することが必要であると思われる。

これまでの研究において、陸風を実験で再現するために、密度流張り出し開水路を上部風と同じ速度で移動させることにより、非定常な密度流の形状変化を考察したものが^{4) 5)}。また、冷気流の形状を気球により観測したものが⁶⁾。陸風の実験は密度流の多くの3次元的な挙動の詳細を与えることができるが、実現象における密度流の張り出し距離を推定するための抵抗係数について、岩崎数等との関係を示したものではない。冷気流の観測も同様、張り出し距離について有用なパラメータを与えてはいない。

そこで本研究は、冷気流と上部風との間の界面抵抗係数の算定を精度良く与えるために、冷気流を模擬した温度差を利用した冷水密度流実験を行い、温度差と速度分布の関係を導出することにより、本論文で導出した抵抗係数算定法を用いて適応し検討を行うことを目的とする。

2. 温度差に起因した密度流実験

2.1 実験装置と結果

冷気流を模擬するために、外部流よりも温度の低い冷水を発生させ、外部流に対抗して冷水が張り出す実験を行った。図-1に冷水密度流実験水槽を示す。水槽は、全長 3.6 m×高さ 0.6 m×奥行き 1.0 mであり、水深は 0.4 mで実験を行った。冷気流が張り出してゆくメソスケールの大気中では、外部風(季節風)はポテンシャルフローに近いものと考えられる。実験水槽において、そのポテンシャルフローに外部流を近づけるために、冷気流張り出し平板を底面から0.15m上に設置した。幅が1.0mと大きいことから、幅方向に一樣流を得るために前後に緩衝材を設けた。ポンプ容量は0.5 m³/minであり、外部流速は最大約2.1cm/secが得られる。実験は矢印方向に一樣流を作り出し、cooling plateと書かれた冷却板を外部流よりも低い温度に冷却することにより冷気を発生させ、外部流との密度差を用いて冷却板を流下させ外部流内に張り出させることにより行った。発生した冷気の測定は、鉛直構造を知るために点Aにおける鉛直速度・温度分布の測定で行い、張り出し距離は区間A-Bにおける温度分布で測定した。

図-2～図-4に、表-1に示す条件下で実験を行ったときの点Aにおける鉛直温度・速度分布を示す。実線は温度

表-1 実験条件

	Velocity cm/sec	Max Temp. difference
case 1	0.88	2.8
case 2	1.23	2.0
case 3	0.95	0.9

Density current experiment for a cold air flow

by Keisuke Nakayama, Takahiro Satoh, Kazuyoshi Hasegawa and Mutsuhiro Fujita

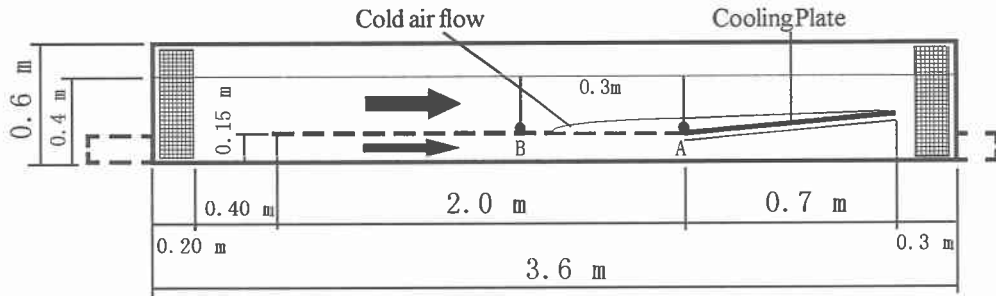


図-1 冷水密度流実験水槽

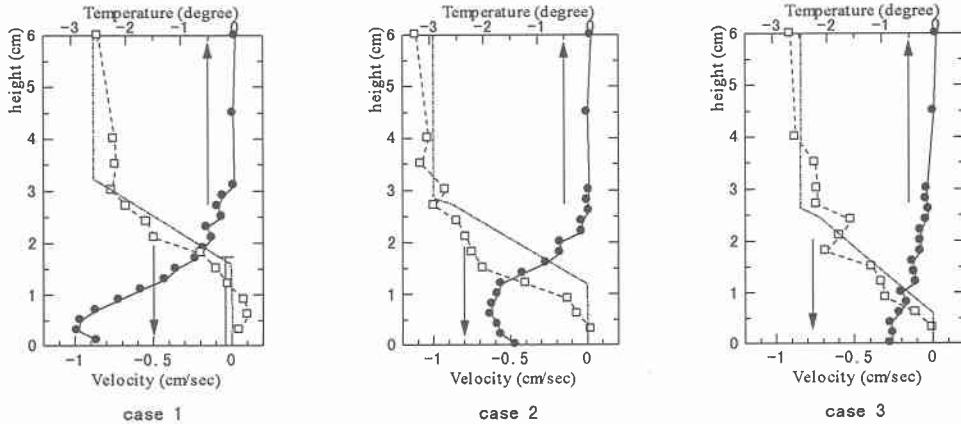


図-2 点Aにおける鉛直温度・流速分布 図-3 点Aにおける鉛直温度・流速分布 図-4 点Aにおける鉛直温度・流速分布

分布，破線は速度分布を示している．case 1～case 3にかけて冷却板の冷却効果を小さくしてゆき，外部流速を調整することにより，それぞれの張り出し距離が $xe = 0.280 \text{ m}$ ， 0.210 m ， 0.125 m と再現された．case 1とcase 2の張り出し距離は，case 1とcase 3に現れている大きな温度差が生じていないにもかかわらず，張り出し距離が大きく違っている．冷気流の張り出しは温度差も関係するが，外部流速の二乗と抵抗係数に大きく影響を受けることから，case 2はcase 1に比べ外部流速が大きく張り出し距離に差が顕著に表れたものと考えられる．

2.2 スペクトルとレイノルズ応力

図-5・図-6に，case 1における冷気流張り出し底面から $0.4 \text{ cm} \times 6.0 \text{ cm}$ における主流流速成分スペクトル密度関数を示す．両者とも低周波数から高周波数における乱れ成分が現れている．底面から 6.0 cm におけるスペクトルは，底面から 0.4 cm のものよりも激しく振れている．底面から 6.0 cm のものは，主流流速鉛直分布図(図-2)から中立乱流状態にあつたと思われ，そのためスペクトルに小刻みに激しく振れる成分が現れたものと思われる．底面から 0.4 cm におけるものは，冷気流内部でのレイノルズ数が10程度であり， 6.0 cm スペクトルより乱れが小さいことから，粘性の効果が卓越した流れ場でのスペクトルであると考えられる．

図-7・図-8にcase 1における測定点におけるレイノルズ応力 $-u'v'$ ・ $-u'w'$ を示す． $-u'v'$ は全体的に正の値をもっており， $\partial u / \partial y$ が同様に正の値をもっていたと考えられる．case 1の実験において，主流流速幅方向分布が，実験水槽の幅が大きいため，幅方向一様流速を与えるよう緩衝材を設けたにもかかわらず，僅かながら壁面流速が中心部流速より大きくなった．流速分布観測点は中心より流れ方向に向かって若干左側に設けられており， $\partial u / \partial y$ が正で与えられる付近であつたことから妥当な結果であると思われる． $-u'w'$ は，冷気流が速度分布に与える影響が小さくなっていると思われる，底面から 3.5 cm においてほぼゼロとなっている．それまでは負の値をもっており，図-2より $\partial u / \partial z$ が負の値をもっていることと一致している．図-2より，最も主流流速鉛直勾配が大きいのは，底面から 1.8 cm 付近であることが分かる．図-8において， $-u'w'$ の最大値は底面から 1.6 cm 付近で生じていることから，遷移層が底面から $1.6 \sim 1.8 \text{ cm}$ 付近に存在していたと考えられる．

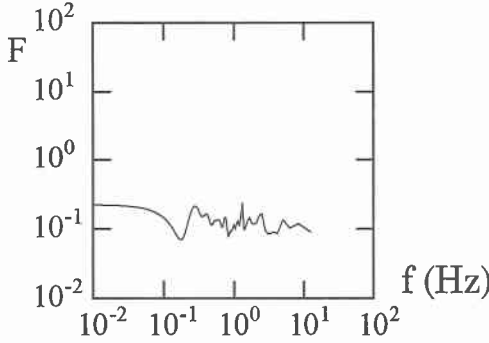


図-5 h=0.2cmにおける主流流速成分
スペクトル密度関数

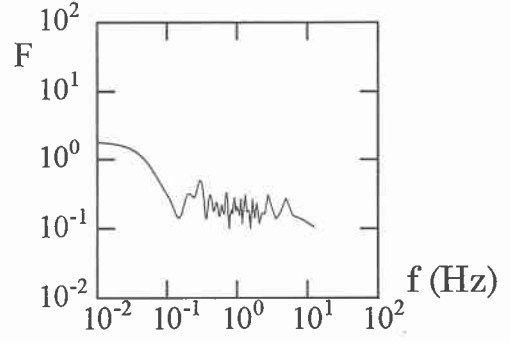


図-6 h=6.0cmにおける主流流速成分
スペクトル密度関数

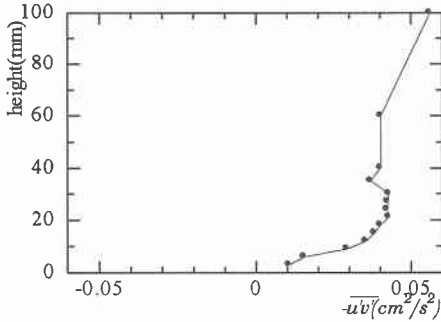


図-7 case 1における主流流速と横断方向流速の
相関鉛直分布

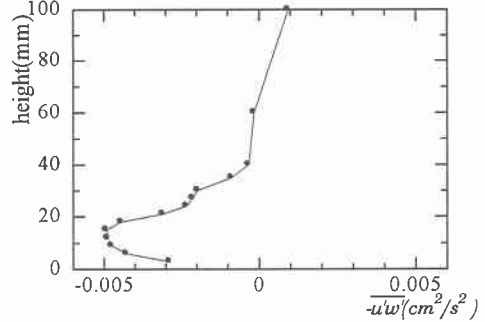


図-8 case 1における主流流速と鉛直方向流速の
相関鉛直分布

2.3 速度分布の推定

図-9に速度分布を導いた際に用いる速度分布概略図を示す。図中に示された上部速度分布域は日野⁷⁾による方法を用い、式(1)で表現される。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{z'}{\delta} + \beta \frac{z' - \delta}{L} \right) + \frac{u_l}{u_*} + \frac{u_*}{v} \delta \quad (1)$$

ここで、 u = 流速、 u_* = 摩擦速度、 $\kappa = 0.4$ 、 L = モーニンオピコフ長さ、 $b = 4$ 、 u_l = 冷気流上端流速、 δ = 遷移層厚さ、 v = 動粘性係数である。冷気流内部流速は、式(2)～式(4)で示される x 方向の運動方程式、 z 方向の運動方程式、熱力学第一法則により表現される。

$$\begin{cases} \frac{f_i u_0^2}{h} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} \alpha g (\theta - \theta_T) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} \theta - \theta_T = \frac{x}{2h} C_f \Delta \theta \end{cases} \quad (4)$$

ここで、 f_i = 界面抵抗係数、 u_0 = 外部代表流速、 ρ = 冷気流内部密度、 α = 体膨張係数、 θ = 冷気流内部温度、 θ_T = 境界における冷気流内部温度、 C_f = バルク係数、 $\Delta \theta$ = 冷気流張り出し始点と外部流との温度差である。式(2)の左辺の項で外部流と冷気流との間の摩擦抵抗を考慮し、右辺第2項で粘性効果を含み、式(3)の左辺の項に温度変化による浮力項を考慮している。式(4)は冷気流張り出し平板が外部流温度と等しいために起こる、冷気流内部への熱の供給をバルク係数を用いて導かれている。式(4)を式(3)に代入したものを式(2)に代入することにより、式(5)を得る。

$$-\frac{f_i u_0^2}{h} = g \alpha \Delta \theta \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{1}{2} \alpha \Delta \theta g C_f \left(-1 + \frac{z}{h} - \alpha z \frac{1}{h^2} \frac{\partial h}{\partial x} \right) - v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (5)$$

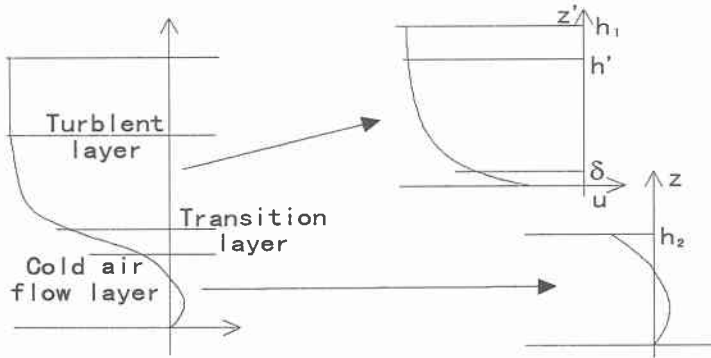


図-9 速度分布概略図

冷気流内鉛直温度・速度分布計測を冷気流張り出し始点において行っていることから、式(5)に $x=0$ を代入することにより本実験への適用が出来る。

0次オーダー方程式：

$$-\frac{f_i u_0^2}{h} = g \alpha \Delta \theta \frac{\partial h}{\partial x} \quad (6)$$

$$h = h_0 \sqrt{1 - 2f_i F_i^2 x} \quad (7)$$

1次オーダー方程式：

$$0 = \frac{1}{2} \alpha \Delta \theta g C_f \left(-1 + \frac{z}{h} - xz \frac{1}{h^2} \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (8)$$

at $x = 0$

$$u = \frac{1}{24\nu h_2} \alpha \Delta \theta g C_f (2z^3 - 6h_2 z^2 + 3h_2^2 z) \quad \left(\because \int_0^{h_2} u dz = 0 \right) \quad (9)$$

式(5)は0次オーダーの式(6)と、1次オーダーの式(8)に分離することが出来る。式(7)は式(6)の解であり、冷気流の張り出し形状を示し、式(9)は式(8)の解である冷気流内部流速を現している。結局、式(1)と式(9)を合わせるにより冷気流内外流速分布を得ることが出来る。図-2～図-4内の一点鎖線で流速分布再現計算を行った結果を示す。パルク係数は一般的に多く用いられる0.001を用いたため、張り出し平板からの熱の供給の効果が小さく、冷気流内部流速はほとんど生じていない。全体的には、遷移層・成層乱流層内の流速分布がよく再現されているのではないかとと思われる。尚、式(1)において必要とされるモーニンオビコフ長さに関しては、後述の3. 界面抵抗係数の算定式導出において詳しく述べる。

3. 界面抵抗係数の算定式導出

3.1 冷気流内部流速を無視した場合の界面抵抗係数算定式の導出

これまで多くの手法により界面抵抗係数の算定がなされてきているが、レイノルズ数とリチャードソン数が大きく変化した場合に全域をカバーできる算定式はない。冷気流張り出し形状の算定には、界面抵抗係数が非常に重要であることから、レイノルズ数の変化にともなう実験規模・実現規模での界面抵抗係数の算定式の導出を行う。冷気流内部流速は実験よりほとんど無視できるものであったので、 $u=0$ として式(1)を用いて界面抵抗係数を算定する。式(10)に基礎式および境界条件を示す。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{z'}{\delta} + \beta \frac{z' - \delta}{L} \right) + \frac{u_*}{\nu} \delta \quad (10)$$

$$u|_{z'=h'} = u_0$$

式(10)は、 $h' = 2 \sim 5 \times L$ という値が実験より得られていることから、界面抵抗係数を算定するために必要な摩擦速度がモーニンオビコフ長さで大きく変化することを示している。(本研究では $h' = 2 \times L$ を用いる)。そこで、式(11)で示される、須賀らの研究⁹⁾により得られた連行速度とリチャードソン数の関係をモーニンオビコフ長さに応用すると、モーニンオビコフ長さを式(12)の形で決定することが出来る。

$$w = u_0 \times a \text{Ri}^{-b} \quad (11)$$

須賀らによれば、 $a = 0.002, b = 3/2$

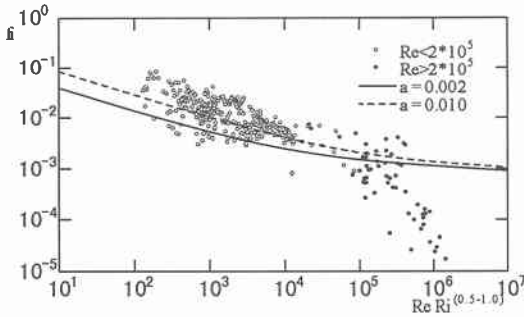


図-10 $Re < 2 \times 10^5$, $b = 0.5$ における f_i と $Re Ri^{b-1}$

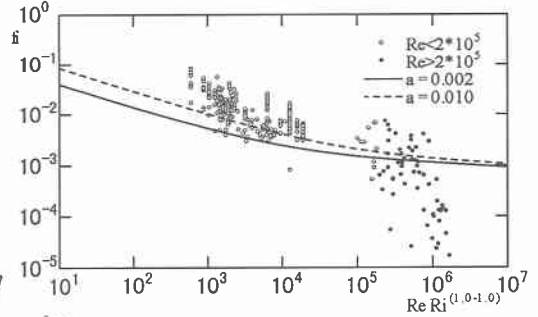


図-11 $Re < 2 \times 10^5$, $b = 1.0$ における f_i と $Re Ri^{b-1}$

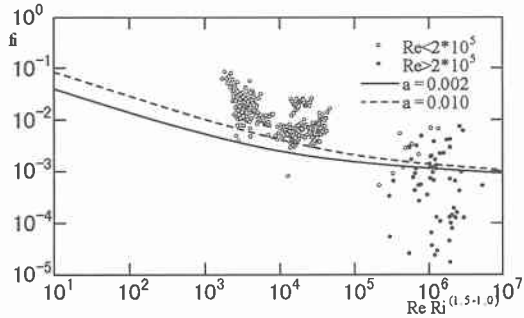


図-12 $Re < 2 \times 10^5$, $b = 1.5$ における f_i と $Re Ri^{b-1}$

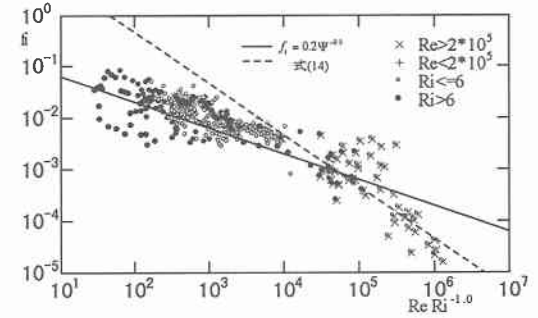


図-13 $Re > 2 \times 10^5$ における f_i と $Re Ri^{-1}$

$$L = \frac{u_*^3}{\kappa g \alpha \Delta \theta w} = \frac{h_1 u_*^3}{\alpha \kappa u_0^3} Ri^{b-1} \quad (11)$$

ここで、流速分布は大きな速度勾配をもち立ち上がっていると考えられることから、リチャードソン数とレイノルズ数を水深方向平均流速を用いず、代表流速 u_0 を用いて表現することとする。結局、 $f = (u_*/u_0)^2$, $Re_* = u_* \delta/\nu = 11.6$ と式(11)を式(10)に代入することにより、境界条件を考慮して式(12)を得る。

$$1 = \frac{\sqrt{f_i}}{\kappa} \ln \frac{2f_i^2}{\alpha \kappa R_0} Re Ri^{b-1} + \frac{\beta}{\kappa} 2\sqrt{f_i} - \frac{\beta \alpha R_0}{f_i^{3/2}} \frac{1}{Re Ri^{b-1}} + R_0 \sqrt{f_i} \quad (12)$$

式(12)は、 f_i がこれまでに提案されてきた岩崎数ではなく、 $Re Ri^{b-1}$ の関数であることを示している。尚、鉛直熱フラックスが温度差と連行速度を用いて表現されており、連行速度を求める際に使われている a と b は実験・観測結果をもとに種々変化させることが出来る。

観測・実験結果⁹⁾を参考にすると、レイノルズ数が 2×10^5 以上になると成層乱流域が形成されず、遷移層から直接中立乱流層に移行している様子が、 $\delta \gg L$ となっていることから推測される。そこで、中立乱流層までの遷移層厚さを δ として、 $z/L \gg 1$ のとき $\kappa z/u_* \partial u/\partial z \sim z/L$ であることを利用し、摩擦速度を求め界面抵抗係数を導くことにする。式(13)にモーニンオピコフ係数を用いて示した速度分布式を示す。 $R_0 = u_* \delta/\nu$ を代入すると、式(14)の $Re > 2 \times 10^5$ の条件下での界面抵抗係数算定式が得られる。

$$u = \frac{u_* \beta}{\kappa L} z \quad (13)$$

$$f_i = \frac{\beta R_0}{Re Ri^{-1}} \quad (14)$$

式(14)は、これまで界面抵抗係数の算定によく用いられてきた岩崎数の関数である。

3.2 界面抵抗係数算定式の適応結果

1) $Re < 2 \times 10^5$ における場合.

図-10～図-12に $b = 1.5, 1.0, 0.5$ と変化させた場合の $Re Ri^{b-1}$ と f_i との関係を示す。それぞれ図中に a を0.002と0.010に変化したときの関係がプロットされている。全体として a が大きくなると、界面抵抗係数は大きくなつ

ている。鉛直熱フラックスが連行速度で現されているといった仮定を用いていることから、一般的に a は 10^{-3} 程度であることを考えると、大きく見積もっても 10^{-2} 程度であると思われるため、 $a=10^{-2}$ までの計算にとどめる。更に、連行速度は安定度を示すリチャードソン数が大きくなると逆比例して小さくなると考えられるため、 $b>0.5$ における計算にとどめた。これらを比較すると、 $Re<2\times 10^5$ においては $a=0.010$ 、 $b=0.5$ がもっとも界面抵抗係数を算定するのに適していると思われる。尚、本理論によれば、横軸に岩崎数をとるということは鉛直熱フラックスが安定度(Ri)に関係なく決まるということを意味しており、 $Re<2\times 10^5$ における界面抵抗係数を、本研究で導いた $ReRi^{a-1}(b>0)$ で現したほうがより精度良く表現できると思われる。

2) $Re>2\times 10^5$ における場合。

図-13に式(14)により現される界面抵抗係数と実測データを示す。実線は、横軸が岩崎数と一致していることから、比較のため観測値を最もよく現すとして用いられている式 $f_i = 0.2 \Psi^{0.5}$ を示している。これでは、 $Re>2\times 10^5$ の場合の抵抗係数と Ψ との間の傾向をうまく示すことが出来ず、 Ψ が大きくなると界面抵抗係数を大きく見積もりすぎてしまっている。本研究で導いた式(14)は Ψ の増加による f_i の現象を、傾向を捉え現すことが出来ている。但し、図中に示されるリチャードソン数が小さく安定度の小さな場合($Ri<6$)は、 $Re\approx 2\times 10^5$ において $\delta\gg L$ とならず式(12)で解かれる解に従っているものが存在している。この現象は、 $\delta\gg L$ となる現象を乱流剥離と呼ぶならば、乱流剥離への遷移を現す不安定であると思われる。

5. まとめ

- ① 温度差を用いた冷気流模擬実験を行い、日野の理論・パルク係数をもとに導いた鉛直速度分布式を用いることにより、鉛直温度分布から鉛直速度分布を精度良く再現することが出来た。
- ② 主流は冷気流よりもより乱れた状態であり、中立乱流状態であった。レイノルズ応力 $u'v'$ の最大値は、主流流速遷移層と一致して生じており、測定が精度良く行われたことを示していた。
- ③ 界面抵抗係数がレイノルズ数・リチャードソン数を代表流速を用いて表すことにより、対数+直線分布が成り立つと思われる $Re<2\times 10^5$ において、 $ReRi^{-0.5}$ の関数で表現できることが分かった。遷移領域から中立乱流領域に乱流剥離していると思われる $Re>2\times 10^5$ では、 $\delta\gg L$ のため普遍関数が z/L に比例していると仮定することにより、界面抵抗係数が $ReRi^{-1.0}$ の関数で現されることが分かった。

謝辞：本研究を進めるにあたり、開発局石狩川開発建設部、北石狩衛生施設組合にデータの入手・観測及び研究に対して多くの助言をいただいた。又、本研究は、文部省科学研究費奨励研究A(中山恵介, 08750617)ならびに(財)河川環境管理財団の平成8年度河川整備基金助成(中山恵介, 8-1-①-1)の資金援助を受けて実施されたものである。記して、感謝の意を表します。

【参考文献】

- 1) 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雪雲特性に関する研究, 土木学会論文集, 投稿中, 1996.
- 2) 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, pp. 31-42, 1995.
- 3) 中山恵介, 中島一彦, 長谷川和義, 藤田睦博: 雪雲発生要因である冷気流に関する数値実験的研究, 水工学論文集, 投稿中, 1996.
- 4) BRITTER, R. E., and J. E. SIMPSON, : Experiments on the dynamics of a gravity current head, J. Fluid Mech., vol. 88, pp. 223-240, 1978.
- 5) SIMPSON, J. E., and R. E. BRITTER, : The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface, J. Fluid Mech., vol. 94, pp. 477-495, 1979.
- 6) Berson, F. A., : Some measurements on undercutting cold air, Quart. J. Royal Meteo. Soc., Vol. 84, pp. 1-16, 1958.
- 7) 日野幹雄: 密度流の流速分布および界面抵抗について, 水工学論文集第23巻, pp. 347-353, 1979.
- 8) 須賀堯三, 高橋晃: 淡塩二層流の連行係数, 第31回年次講演会講演集, II, pp. 383-384, 1976.
- 9) 玉井信行, 浅枝隆: 塩淡2層流境界面における抵抗係数について, 土木学会論文集, pp. 67-81, 1978.