

— 論文 —

一様温度場中に水平に放出される冷噴流の実験的研究*

梅木 雅之[†]・板東 晃功[†]・池上 康之[†]

要 旨

沿岸あるいは洋上のエネルギープラントからは、海洋中に冷排水が放出される。このような冷排水の挙動を明らかにするために、一様温度場の流体中に水平に放出される冷噴流の挙動に関して水槽実験を行なった。実験に用いた水槽は、幅 1 m、深さ 1.2 m、長さ 10.4 m である。冷噴流の実験は、実験水槽内に設置した内径 26 mm および 13 mm のノズルから、周囲温度よりも温度の低い冷水を放出させて行なった。水槽内の水温および放出される冷水の温度は熱交換器により温度調節が可能であり、本実験においては水槽内の温度を 25 °C および 35 °C、冷水の温度は 5 °C に設定した。電磁流速計および抵抗温度計を用いて冷噴流の平均速度と平均温度の鉛直方向分布を測定した。ノズル出口条件で決定される内部フルード数を変化させて測定を行なうことにより、平均速度および平均温度の減衰における内部フルード数依存性を研究した。

その結果、冷噴流の軌道、軌道上の平均温度および平均速度の減衰は、内部フルード数に依存することが判明した。そして、冷噴流の軌道については、ある長さスケールで規格化すると、内部フルード数に依存しない同一曲線で整理できた。

キーワード: 冷噴流, 内部フルード数, 温度減衰, 速度減衰

1. 緒 言

海洋中において周囲流体と密度の異なる流体が流入する現象は、自然界において多く見られる。例えば、河川や降雨による海洋への淡水の流入、深海におけるブラックスモーカや火山口からの温水の排出やさまざまなスケールにおける海洋循環による異なる温度、塩分濃度を持つ海水同士の混合などがある。このような冷水や温水の海洋への流入および混合が、どのように周囲の生態系や環境などに影響を与えるのか把握する必要がある。一方、工学上では、火力発電所からの温水

あるいは LNG 基地や海洋温度差発電プラントなどからの冷水の排水が挙げられる。海洋環境保全またはプラント設計段階での周囲環境への影響を予測する必要からも、温排水や冷排水の挙動を調べ、その詳細を理解しておくことが望まれる。温排水は、排水口から排出されると周囲流体と物質、運動量、熱を混合しながら浮上し、海面において大気との相互作用(大気海洋相互作用)による物質、運動量、熱の混合を行なう。一方、周囲流体より密度の大きい流体を排出する冷噴流においては排出された流体は周囲流体と運動量、熱、物質を混合しながら沈降していく。このような周囲流体より密度の大きい流体が沈降しながら周囲流体と熱、運動量、スカラーなどの混合を行なう場合は、海洋の温度場、塩分濃度、海流などの海洋環境の影響、噴出時

* 2005年6月14日受領; 2006年2月23日受理
著作権: 日本海洋学会, 2006

[†] 佐賀大学海洋エネルギー研究センター
〒849-4256 佐賀県伊万里市山代町久原

主著者 e-mail address: umeki@ioes.saga-u.ac.jp

の条件などが関係してくる。このために、実海域で測定を行なって個々の要因がどのように影響を及ぼしているのかを理解することは困難となる。このような理由もあり、これまで実験水槽を用いた研究が行なわれてきた。

Davies and Ahmed (1996) は、海洋中に周囲流体より密度の大きい海水が流入する現象を実験水槽を用いて研究を行ない、冷噴流の軌道における地球の自転によるコリオリ力の影響を可視化により調べている。また、池畑 (2000) は、同様の研究を PIV (particle image velocimetry) と LES (Large eddy simulation) により行ない密度成層がどのように水平方向に噴出した噴流の軌道とその広がり幅に影響を与えるのかを調べている。片野ら (1979) も、冷噴流の研究を実験水槽を用いて行なっている。片野らは、冷噴流の軌道を放出口での内部フルード数とノズル径をパラメータとした関係式 $x_2/D \propto Fr^{-2}(x_1/D)^3$ を提案している。

これまでの研究は、噴流の軌道や広がり幅に重点を絞った研究が主である。そして、周囲流体への拡散機構、速度およびスカラー (温度、塩分など) の減衰が、内部フルード数などのパラメータに対して、どのように依存しているのか詳細は未だ明らかではない。

本研究では、特に内部フルード数の影響を調べるために、最も簡単な系である一様温度場に限り冷噴流の研究を行なった。具体的には、一様温度場中の流体中に水平に放出される冷噴流の挙動の解明を目的として、このような自然界や工学上現れる密度差を伴う噴流現象を実験水槽を用いた実験的研究により解明することを試みた。特に、冷噴流の平均速度と平均温度の減衰の内部フルード数依存性に関して実験的に検討した。

記号

本研究では、以下のように記号を定めた。

- D : ノズル直径 (26, 13 mm)
- U_j : ノズル出口における冷噴流の流出速度
- Θ_j : ノズル出口における冷噴流の温度
- ρ_j : ノズル出口における冷噴流の密度
- Θ_a : 周囲流体の温度
- ρ_a : 周囲流体の密度

V : 冷噴流の軌道に沿った冷噴流の速度の大きさ

θ : 冷噴流の軌道に沿った温度

$\Delta\Theta_j = \Theta_j - \Theta_a$: ノズル出口での代表温度差

$\Delta\theta = \theta - \Theta_a$: 冷噴流の軌道に沿った周囲温度との温度差

$Re = U_j D / \nu$: レイノルズ数

$Fr = U_j / \sqrt{g'D}$: 内部フルード数

ν : 水の動粘性係数

$g' = g(\rho_j - \rho_a) / \rho_a$: 密度差により生じる重力加速度 (g : 重力加速度)

$Q_j = (\pi/4)D^2U_j$: ノズルより放出される流量

$M_j = U_j Q_j$: ノズルより放出される運動量

$B_j = Q_j g'$: ノズルから放出される浮力フラックス

s : ノズル出口を原点とした噴流の軌道上の座標

2. 実験方法

Fig. 1 は、本研究に用いた実験水槽の横断面図である。水槽の寸法は、幅 1 m、深さ 1.2 m、長さ 10.4 m とした。水槽側面の一部はガラスで構成されており、この観測窓から可視化を行なうことができる。水槽内の流れを整流し、一様な流れ場を得るために流路上流部には、パンチドパネルおよび整流格子が設置してある。水槽内の水温は、水槽の上流部および下流部にそれぞれ鉛直方向に 6 本ずつ取り付けられている抵抗温度計で測定された温度をもとに、流路途中に設けられた熱交換器により所定の温度に設定した。水槽内の水温の設定精度は、設定温度に対して ± 0.2 °C 以内に設定できる。冷噴流の平均速度および平均温度の測定は、それぞれ電磁流速計 (アレック電子: ACM250, 精度: ± 0.5 cm s⁻¹) と抵抗温度計 (旭計器: KT-201, 精度: ± 0.1 °C) を用いて行なった。電磁流速計の感知部は、直径 5 mm、長さ 25 mm、抵抗温度計は、直径 3 mm とした。この設定により、ノズルから離れた冷噴流の平均速度および平均温度の測定においては、空間分解能として十分である。

水槽の上部には、抵抗温度計および電磁流速計を取り付けることのできるトラバース装置を乗せてある。このトラバース装置により、温度計および流速計を水

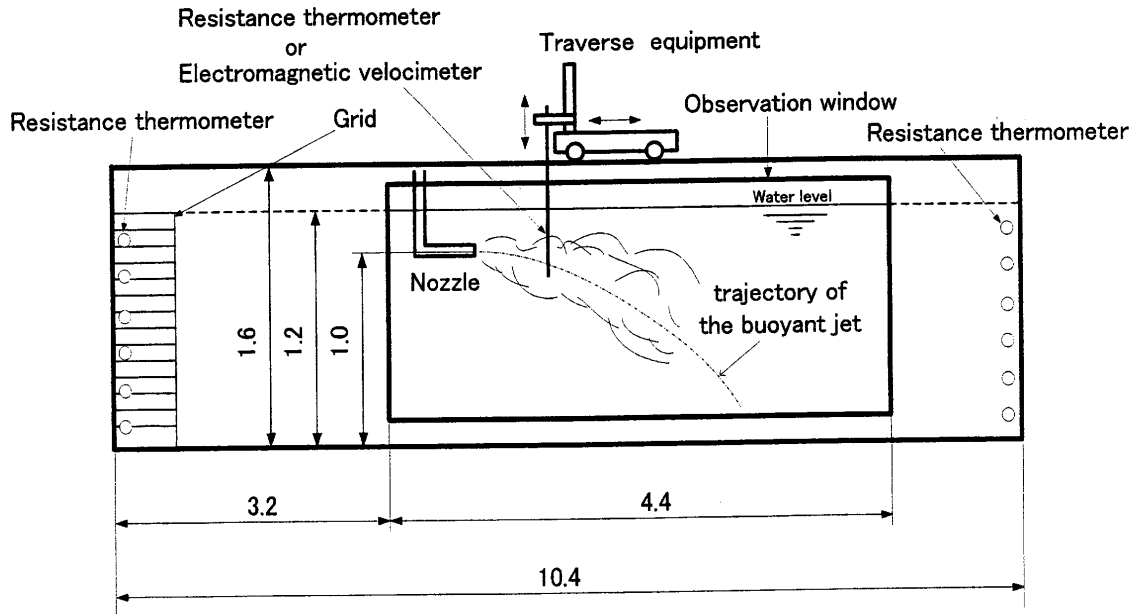


Fig. 1. Experimental apparatus. Units in m.

平方向および鉛直方向にトラバースさせることで、速度および温度の鉛直方向分布を測定することができた。冷噴流を放出させるためのノズルは、図に示したように観測窓の上流部で水面から下方に 20 cm の位置に設置した。測定は、冷噴流を放出し始めてから、定常状態に達した後 (数分程度) 測定を開始した。水槽内部の水の温度低下や水位上昇の影響を最小限に抑えるために、一つの条件に対して数回ほど水槽内部を所要の条件に設定し直して、測定を行なった。

いては、周囲は一様温度場で静止しているので Θ_a は深さ方向に一定であり、平均速度は零である ($U_a = 0$)。また、冷噴流の軌道上における平均速度と温度をそれぞれ V および θ で表す。

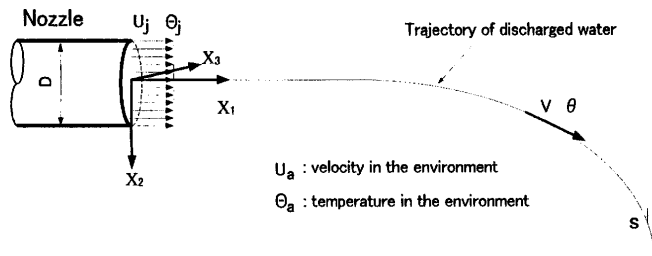


Fig. 2. Coordinate system.

Fig. 2 に本研究に用いた座標系を示す。噴出方向に x_1 軸、鉛直下方に x_2 軸をとり、座標系が右手系をなすように水槽幅方向に x_3 軸を設定した。座標原点は、ノズル出口中心とした。ノズル出口における平均速度および温度をそれぞれ Θ_j および U_j 、周囲の平均速度と温度をそれぞれ Θ_a および U_a とした。今回の測定にお

Table 1. Experimental condition.

	D [mm]	U_j [cm s ⁻¹]	$\Delta\Theta_j$ [°C]	Fr	Re
Case 1	13	205	-30	70	18,000
Case 2	26	61	-15	30	10,000
Case 3	26	63	-30	16	11,000
Case 4	26	28	-30	7	5,000
Case 5	26	17	-30	5	3,000

Table 1 に平均速度および平均温度の測定条件を示す。ノズル出口温度を一定温度 ($\Theta_j = 5^\circ\text{C}$) にして、周囲温度を $\Theta_a = 20^\circ\text{C}$ から 35°C まで変化させることで、内部フルード数を 5~70 の範囲に設定した。

さらに、内部フルード数が冷排水の流れ場に与える影響を明らかにするために、冷排水に染料 (チモールブルー) を混合して、可視化を行なった。可視化の条件は、 $Fr = 5.6$ と $Fr = 17.8$ の二つのケースで行なった。この二つの条件は、同じ流量 Q_j のもとで、冷噴流

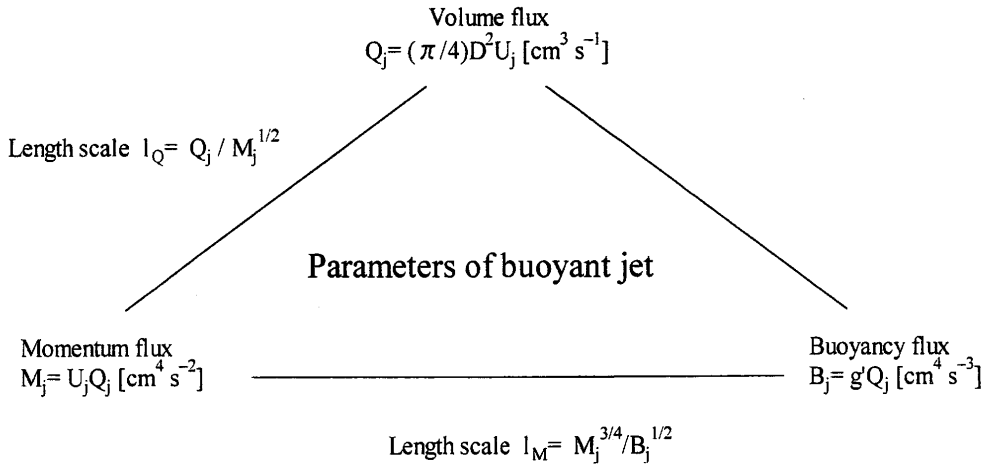


Fig. 3. Parameters of a buoyant jet.

のノズル出口温度 Θ_j と周囲温度 Θ_a を変化させて設定した。

3. 実験結果

3.1. 冷噴流の軌道

密度差を伴う噴流においては、ノズルより放出される流量 $Q_j = (\pi/4)D^2 U_j$ 、ノズルより放出される運動量 $M_j = U_j Q_j$ 、ノズルから放出される浮力フラックス $B_j = U_j g'$ が重要なパラメータとなる (Morton, 1959; Turner, 1979; Tian and Roberts, 2003)。ここに D はノズルの直径であり、 g' は密度差に伴う重力加速度である。周囲流体が一様温度場である時のブルームあるいは本実験のような密度差を伴う噴流においては、密度フラックス B_j が保存量となる。また、噴流の場合は、運動量 M_j が保存量となる。流量が保存量とならないのは、どちらの流れ場においてもエントレイメントの効果によって周囲の流体を巻き込み、流量が増加するためである。

流れ場を特徴付ける長さスケールとして、 Q_j 、 M_j と B_j をもちいた式 (1) のように定義される長さスケール l_M と l_Q を導入した (Papanicolaou and List, 1988; Shabbir and George, 1994)。

$$l_M = M_j^{3/4} / B_j^{1/2}, \quad l_Q = Q_j / M_j^{1/2} \quad (1)$$

Papanicolaou and List (1988) は、温水の上方噴出における実験を行ない、流れ場が $l_M < 1$ で噴流型、 $l_M > 5$ でブルーム型であることを示している。また、

池畑 (2000) や Davies (1996) は、水平方向に冷噴流を放出した際の放流水の底面への到達距離が、 l_M で整理できることを示している。長さスケール l_M は、運動量を持った流体が浮力に逆らって進む距離を表しており、 l_M が小さいほど浮力の影響が大きいことを示している。また、長さスケール l_Q は、ノズル径に対応しており、 $l_Q = \sqrt{\pi/4} D$ の関係がある。以上の冷噴流に関する量 (Q_j 、 M_j と B_j) と長さスケール (l_Q 、 l_M) の関係をまとめると Fig. 3 のように表される。また、これらの長さスケールと内部フルード数の間には次式が成り立つ。

$$Fr = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} \frac{l_M}{l_Q} \quad (2)$$

このように、内部フルード数には慣性力と浮力との比という意味のほかに、長さスケールの比という意味も持つ。

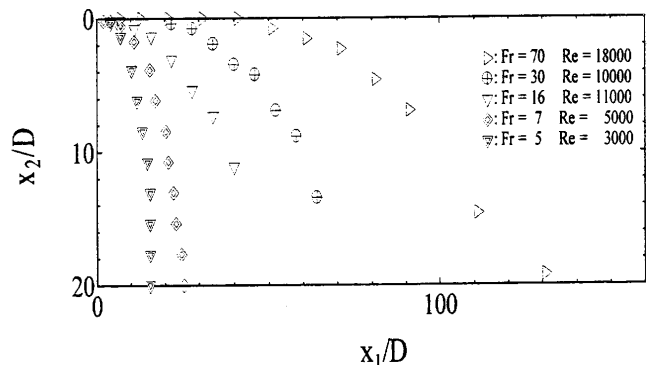


Fig. 4. Trajectory of the discharged cold water for x_2/D versus streamwise distance x_1/D .

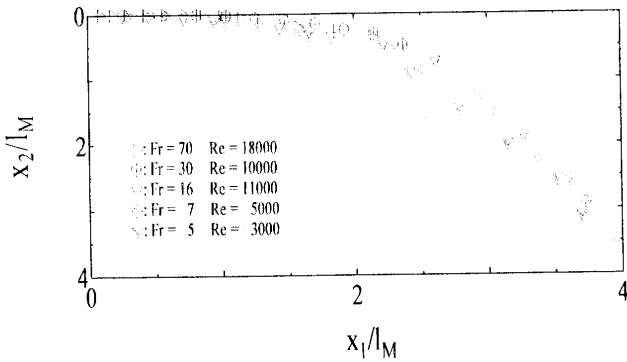


Fig. 5. Trajectory of the discharged cold water for x_2/l_M versus streamwise distance x_1/l_M .

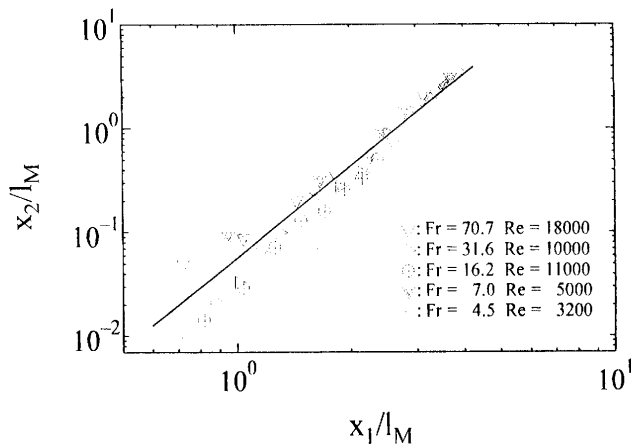


Fig. 6. Trajectory of the discharged cold water.

Fig. 4 に冷噴流の軌道を示す。図において座標は、ノズル径 D で規格化してあり、横軸および縦軸はそれぞれ x_1/D および x_2/D である。ノズル出口に座標原点をとり、鉛直下方に x_2 をとっている。冷噴流の軌道は、冷噴流の平均速度の最大値をとる位置として定義した。長さスケール l_M で規格化した場合の冷噴流の軌道を Fig. 5 に示す。図中において、横軸は x_1/l_M 、縦軸は x_2/l_M である。Fig. 6 は、冷噴流の軌道を両対数グラフで表したものである。ほぼ同一直線で整理できることが分かる。

3.2. 冷噴流の軌道上の速度変化

ノズル出口から噴出した冷噴流の平均速度を電磁流速計を用いて測定し、速度減衰の内部フルード数依存性を調べた。本研究では冷噴流の軌道に着目し、軌道に沿った座標 s を定義する。Fig. 2 に示したように、 s は

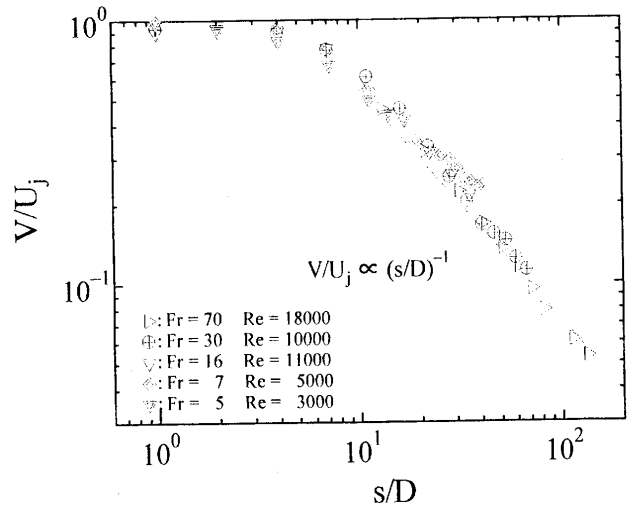


Fig. 7. Variation of non-dimensional mean velocity V/U_j along the trajectory s/D .

ノズル出口から噴流の軌道に沿った長さを表している。

Fig. 7 に冷噴流の軌道上での平均速度 (V/U_j) 変化を示す。縦軸は噴流軌道上の平均速度 V をノズル出口流速 U_j で無次元化し、横軸は、座標 s をノズル径 D で無次元化してある。図中には、乱流噴流の中心における平均速度の減衰を表す直線 $V/U_j \propto (s/D)^{-1}$ も示している。

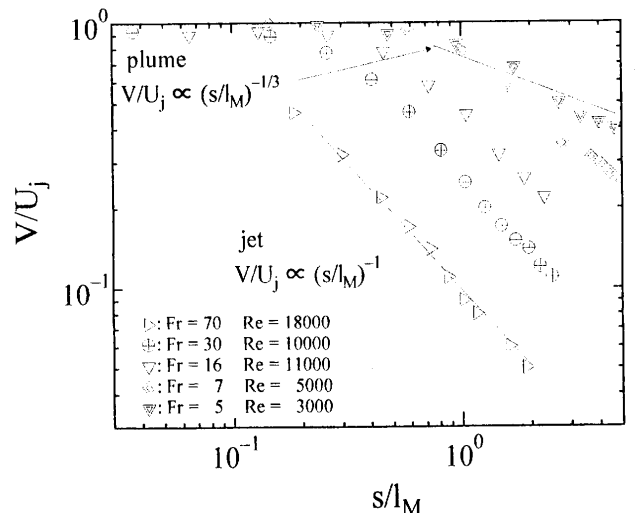


Fig. 8. Variation of non-dimensional mean velocity V/U_j along the trajectory s/l_M .

Fig. 8 は、冷噴流の軌道上での平均速度 (V/U_j) 変化を示す。図中において、横軸は座標 s を長さスケール l_M で無次元化してある。図中には、乱流噴流の平均速

度減衰を表す $V/U_j \propto (s/l_M)^{-1}$ と、プルームの平均速度減衰を表す $V/U_j \propto (s/l_M)^{-1/3}$ を示している。



Fig. 9. Visualization of buoyant jet at the conditions of $Fr = 6$ and $Re = 4,000$.

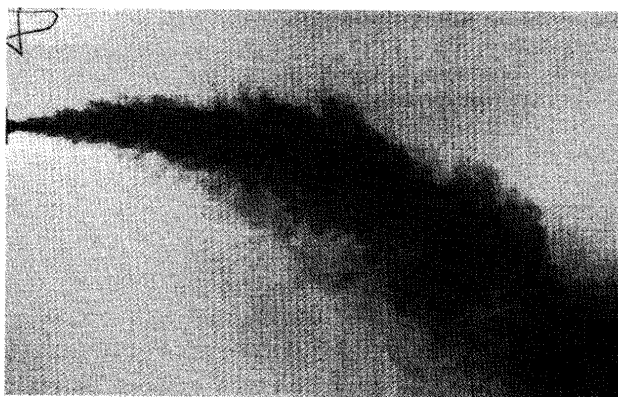


Fig. 10. Visualization of a buoyant jet at the conditions of $Fr = 18$ and $Re = 4,000$.

内部フルード数の違いによる冷噴流の挙動の相違を定性的に調べるために、冷噴流に染料(チモールブルー)を混合して、噴出される冷水を青色に着色して可視化を行なった。可視化は、同じレイノルズ数 ($Re = 4000$) および同じ流量 ($Q_j = 0.42 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$) のもとで内部フルード数 $Fr = 6$ と $Fr = 18$ の2条件で行なった。フルード数は、ノズル出口温度 Θ_j および周囲流体温度 Θ_a をそれぞれ変化させることで設定した。具体的には、 $Fr = 5.6$ では、 $\Theta_j = 5^\circ\text{C}$ と $\Theta_a = 35^\circ\text{C}$ また $Fr = 17.8$ においては $\Theta_j = 10^\circ\text{C}$ と $\Theta_a = 25^\circ\text{C}$ に設定した。Fig. 9 と Fig. 10 は冷噴流が定常状態に達したときの可視化写真であり、Fig. 10 に示した座標の原点

に噴出孔がある。可視化写真は、水槽の観測窓の近くにデジタルカメラを設置して、撮影した。

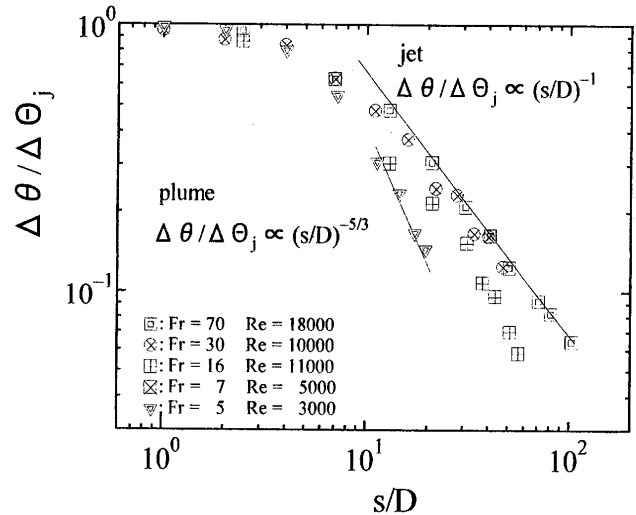


Fig. 11. Variation of non-dimensional mean temperature $\Delta\theta/\Delta\Theta_j$ along the trajectory s/D .

3.3. 冷噴流の軌道上の温度変化

冷噴流の軌道上の温度変化を明らかにするため、ノズル出口での温度 Θ_j と周囲温度 Θ_a との温度差 $\Delta\Theta_j \equiv \Theta_j - \Theta_a$ 、および、冷噴流軌道上の温度 θ と周囲温度 Θ_a の温度差 $\Delta\theta \equiv \theta - \Theta_a$ を定義した。

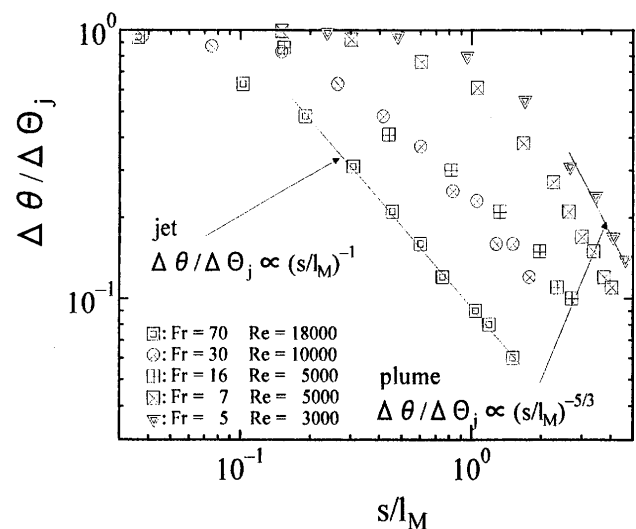


Fig. 12. Variation of non-dimensional mean temperature $\Delta\theta/\Delta\Theta_j$ along the trajectory s/l_M .

Fig. 11 に、冷噴流の軌道に沿った座標 s 上における

冷噴流の温度減衰を示す。図中の横軸は、ノズル径 D で規格化してあり、縦軸は $\Delta\theta/\Delta\theta_j$ である。図中の二つの直線は、乱流噴流とプルームの平均温度の減衰を表す直線であり、それぞれ $\Delta\theta/\Delta\theta_j \propto (s/D)^{-1}$ および $\Delta\theta/\Delta\theta_j \propto (s/D)^{-5/3}$ である。Fig. 12 に、座標を長さスケール l_M で無次元化し同一軌道上の温度減衰として、表したものを示す。図中の直線は、Fig. 11 と同様に乱流噴流とプルームの平均温度減衰を表す直線である。

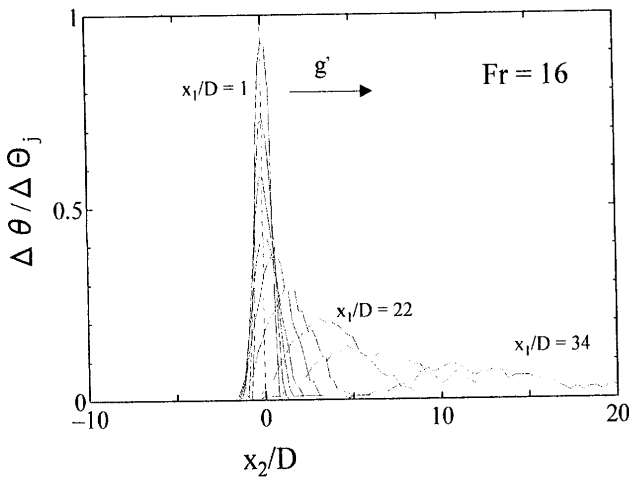


Fig. 13. Temperature distributions of discharged water at the condition of $Fr = 16$.

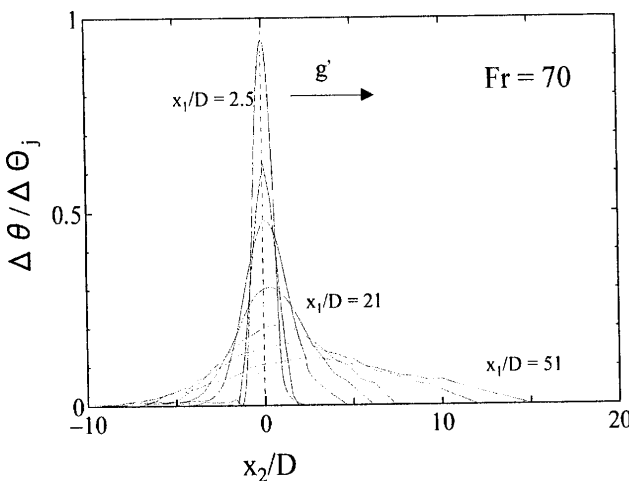


Fig. 14. Temperature distributions of discharged water at the condition of $Fr = 70$.

Fig. 13 と Fig. 14 に、内部フルード数 $Fr = 16$ と $Fr = 70$ での各 x_1 断面における温度 $\Delta\theta/\Delta\theta_j$ の x_2 方向分布を示す。図中縦軸は、冷噴流温度と周囲温度

の差を初期の温度差で割ったもの $\Delta\theta/\Delta\theta_j$ をとり、横軸には、鉛直方向座標 x_2/D をとっている。 $x_2/D = 0$ の位置にノズルが設定してあり、ノズル出口直後では、 $\Delta\theta/\Delta\theta_j = 1$ となる。また、図中の矢印は、重力加速度の方向を示している。

4. 考察

4.1. 冷噴流の軌道

冷噴流の軌道を示した Fig. 4 より、内部フルード数が小さいほど冷噴流の落ち込みが速いことが分かる。これは、内部フルード数が小さいほど、浮力の影響が大きいためである。一方、長さスケール l_M で冷噴流の軌道を規格化した Fig. 5 から分かるように長さスケール l_M で規格化した場合、内部フルード数に依らずほぼ同じ曲線上に乗る。このことから、長さスケール l_M は、冷噴流の軌道を整理するのに適した長さスケールであることが分かる。冷噴流の軌道が座標 x_1 の冪で表すことができることを明確に示すために、冷噴流の軌道を両対数グラフで表したものが Fig. 6 である。冷噴流の軌道は、両対数のグラフ上で同一直線で表すことができる。図中に示した直線は、 $x_2/l_M \propto (x_1/l_M)^3$ である。図より、冷噴流の軌道は内部フルード数に依らずにこの冪で表される曲線で整理できることがわかる。

片野ら (1979) は、フルード数が 5 から 30 の範囲の測定値と関係式 $z/D \propto Fr^{-2}(x/D)^3$ を比較して検討を行っており、データにばらつきがあるものの比較的良い一致を示している。 $Fr = (\pi/4)^{1/4} l_M/l_Q$ と $l_Q = \sqrt{\pi/4D}$ の関係を用いると、片野らの関係式は本研究で示した $x_2/l_M \propto (x_1/l_M)^3$ になり、本研究で用いた関係式と片野らの式は同一の曲線を示す。両関係式の大きな相違は、長さスケール l_M を導入したことにより、冷噴流の軌道が陽にフルード数に依存しない同一の関係式で整理できる点である。

4.2. 冷噴流の軌道上の速度変化

Fig. 7 より、速度 V/U_j は、図中に示した直線 $V/U_j \propto (s/D)^{-1}$ にほぼ一致しているように見える。しかし、内部フルード数が $Fr = 7$ よりも小さいものは、この直線

からずれる傾向がある。これは、内部フルード数が小さくなると浮力の影響が大きくなり、流れ場がプルームの特徴を持つためである。

冷噴流の軌道上の速度変化をそれぞれ長さスケール l_M とノズル径 D で規格化して表した Fig. 8 と Fig. 7 を比べて分かるように、長さスケール l_M で無次元化した Fig. 8 のほうが速度減衰の内部フルード数依存性が顕著に現れる。図中には、 $V/U_j \propto (s/l_M)^{-1}$ と $V/U_j \propto (s/l_M)^{-1/3}$ の二つの直線が示してある。Fig. 8 より、内部フルード数が大きい ($Fr \geq 16$) 場合では、速度は $(s/l_M)^{-1}$ に比例して減衰するのに対して、内部フルード数が小さい ($Fr \leq 7$) 場合では緩やかな減衰を示すようになる。特に、 $Fr = 70$ の場合は $V/U_j \propto (s/l_M)^{-1}$ に、 $Fr = 5$ の場合は $V/U_j \propto (s/l_M)^{-1/3}$ にほぼフィットする。この理由としては、内部フルード数が大きい場合には浮力の影響が比較的小さいため、冷噴流は水平方向に発達した乱流噴流となり、冷噴流の速度が乱流噴流の速度減衰に類似してくるためと考えられる。したがって、Pope (2000) や Tennekes and Lumley (1999) が乱流噴流の速度減衰で述べているのと同様に、この冷噴流も乱流噴流と同様に $V/U_j \propto s^{-1}$ で速度が減衰する。一方、内部フルード数が小さい場合、浮力の影響が大きく、冷噴流はノズル直後から沈降し、流れ場はプルームの状態になる。このため、速度減衰はプルームの速度減衰と同じく鉛直下方に $s^{-1/3}$ で減衰する。

長さスケール l_M で規格化した場合に冷噴流の軌道は内部フルード数に依らず同一直線で整理できるが、冷噴流の平均速度は異なる減衰過程を持つことが分かる。これは、冷噴流が噴流とプルームの双方の特徴を持ち合わせるためである。また、速度減衰が内部フルード数に依存し内部フルード数が小さい時はプルーム型になり、内部フルード数が大きい時は噴流型になるためである。

$Fr = 6$ および $Fr = 18$ の冷噴流の可視化写真 Fig. 9 と Fig. 10 を比較すると $Fr = 6$ の場合冷噴流は、ノズル直後から沈降していき、 $Fr = 18$ の場合には水平方向に発達してから沈降する。さらに $Fr = 18$ においては、噴出流量が同じであるにも係わらず、周囲への拡散幅が $Fr = 6$ に比べて大きく広がっている。これは、噴流が完全発達してエントレイメント効果が付加

されて、周辺流体との運動量や物質の拡散が促進されたためだと考えられる。このように、冷噴流において内部フルード数の違いにより、冷噴流の速度の減衰だけでなく、拡散幅が異なる。特に内部フルード数が大きい場合、水平方向への拡散が顕著になることが確認された。

4.3. 冷噴流の軌道上の温度変化

Fig. 11 より冷噴流の軌道上の温度変化は、Fig. 7 で示した速度減衰と異なり、内部フルード数の違いによる温度減衰の相違が顕著になる。内部フルード数が大きい $Fr = 70$ の場合、密度差のない噴流におけるパッシブなスカラーと同様に x_1^{-1} に比例して減衰する (Nakamura *et al.*, 1987; Panchapakesan and Lumley, 1993)。一方、内部フルード数が小さく浮力の影響が大きくなる場合には、温度の減衰は x_2^{-1} よりも大きくなり、直線 $\Delta\theta/\Delta\theta_j \propto s^{-5/3}$ に漸近する。プルームの場合、温度の減衰は $x_2^{-5/3}$ に比例して減衰する (Tennekes and Lumley, 1999) ことから、内部フルード数が小さい場合にはプルームとして温度が減衰していくことが分かる。

冷噴流の温度変化を長さスケール l_M で表した Fig. 12 より、温度減衰は、内部フルード数が大きい場合、冷噴流が $s/l_M \approx 1$ に落ち込むまでに $\Delta\theta_j$ の 10% 程度まで温度が減衰している。一方、内部フルード数が小さい場合には、 $s/l_M \approx 1$ まででは温度の減衰はほとんどない。

内部フルード数が低い $Fr = 16$ の場合には、初期において重力の影響が卓越し、噴出直後から沈降しながら温度分布が周辺に広がる (Fig. 13)。これに対して、内部フルード数が大きい $Fr = 70$ の場合には、水平方向の運動量が卓越し、水平軸上 ($x_2/D = 0$) を中心として周囲に大きく広がっている (Fig. 14)。長さスケール l_M で規格化した軌道は、双方ともにほぼ同一曲線であるのに、その温度拡散の挙動は大きく異なることが明らかとなった。これは、冷噴流の内部フルード数の相違で周囲への拡散過程が大きく異なることを示している。

5. 結論

海洋にみられる冷水の拡散現象の研究を目的として実験水槽を用いて実験を行なった。その結果、内部フルード数の違いによる冷噴流の速度および温度の減衰の相違に関して、以下のようなことが明らかになった。

1. 一様温度場中に水平に放出される冷噴流の軌道を幅広い内部フルード数 ($5 \leq Fr \leq 70$) の範囲に対して測定を行なった結果、長さスケール l_M のみを含む関係式 $x_2/l_M \propto (x_1/l_M)^3$ で表された冷噴流の軌道は、内部フルード数に依らず同一の曲線で表すことができることが分かった。今回提案した関係式は、長さスケール l_M だけが唯一のパラメータであり、これは、冷噴流において l_M が重要な長さスケールであることを示している。
2. 水平方向に噴出する冷噴流の速度および温度は、内部フルード数にの大きさによって異なる減衰過程を持つ。内部フルード数が大きい $Fr > 16$ の場合には、速度と温度の減衰はノズルから放出した後、発達した乱流噴流となり水平軸上で運動量と温度の減衰過程を経て沈降していく。一方、内部フルード数が小さい場合 $Fr \leq 7$ には、ノズル直後からプルーム流となり、沈降しながら温度と運動量が拡散していく。その中間の内部フルード数においては、冷噴流はプルーム流から噴流型への遷移区間であると考えられる。以上により、水平方向に噴出される冷噴流は、内部フルード数の違いにより、それぞれ異なる速度と温度減衰過程を経て沈降して、周囲流体へ拡散していくことが判明した。

謝辞

本研究は文部科学省 21 世紀 COE プログラム「海洋エネルギーの先導的利用科学技術の構築」の支援を受けた。

References

- Davies, P. A. and I. Ahmed (1996): Laboratory studies of a rounded, negatively buoyant jet discharged horizontally into a rotating homogeneous fluid. *Fluid Dyn. Res.*, **17**, 237-274.
- 池畑 義人, 本地 弘之 (2000): 安定成層流体中に流入する負の浮力を持つ噴流の LES モデルによる解析. *ながれ*, **19**, 332-341.
- 片野 尚明, 河村 博美, 和田 明, 鈴木 慶一, 田中 一彦 (1979): 冷排水噴流の重力拡散特性に関する実験的検討. 電力中央研究所報告, 依頼報告 378560.
- Morton, B. R. (1959): Forced plumes. *J. Fluid Mech.*, **5**, 151-163.
- Turner, J. S. (1979): *Buoyancy Effects in Fluids*. Cambridge Univ. Press, 174 pp.
- Tian, X. and P. J. W. Roberts (2003): A 3D LIF system for turbulent buoyant jet flows. *Exp. Fluids*, **35**, 636-647.
- Papanicolaou, P. N. and E. J. List (1988): Investigation of round vertical turbulent buoyant jets. *J. Fluid Mech.*, **195**, 341-391.
- Shabbir, A. and W. K. George (1994): Experiments on a round turbulent buoyant plume. *J. Fluid Mech.*, **275**, 1-32.
- Pope, S. B. (2000): *Turbulent Flows*. Cambridge Univ. Press, 98 pp.
- Tennekes, T. and J. L. Lumley. (1999): *A First Course in Turbulence*. Cambridge Univ. Press, 134 pp.
- Nakamura, I., Y. Sakai and M. Miyata (1987): Diffusion of matter by a non-buoyant plume in grid-generated turbulence. *J. Fluid Mech.*, **178**, 379-403.
- Panchapakesan, N. A. and J. L. Lumley (1993): Turbulence measurement in axisymmetric jets of air and helium. Part 2. Helium jet. *J. Fluid Mech.*, **246**, 225-247.

Experimental Study of a Horizontal Buoyant Jet in an Unstratified Environment

Masayuki Umeki [†], Akiyoshi Bando [†], and Yasuyuki Ikegami [†]

Abstract

The characteristics of velocity and temperature of a horizontal buoyant jet, cooler and denser than the *in situ* unstratified environment fluid, were studied experimentally. Based on these experiments, the behavior of the horizontal buoyant jet depends on parameters such as internal Froude number (Fr), Brunt-Väisälä frequency and Reynolds number.

Because the behavior of diffusion in the discharged water changes as these parameters change, it is important to understand how these parameter affect the diffusion process of the buoyant jet. However, few studies of the dependency of the parameters have been reported so far.

Present work focuses on the dilution of velocity and temperature along the trajectory of the buoyant jet and its dependency on internal Froude number. As a result, normalized trajectory of the negatively-buoyant jet can be expressed by $x_2/l_M \propto (x_1/l_M)^3$ (Fig. 2, 3). This is independent of the internal Froude number and of the dilution of mean velocity and mean temperature, which have different processes according to difference of an internal Froude number.

Key words: Buoyant jet, internal Froude number, dilution of the velocity,
dilution of the temperature

(Corresponding author's e-mail address: umeki@ioes.saga-u.ac.jp)

(Received 14 June 2005; accepted 23 February 2006)

(Copyright by the Oceanographic Society of Japan, 2006)

[†] Institute of Ocean Energy, Saga University, 1-48 Kubara, Hirao, Yamashiro-machi, Imari, Saga 849-4256, Japan