

壁面密度噴流の形成領域について

福嶋 祐介*・高島 哲雄**

Development region of wall buoyant jet

Yusuke FUKUSHIMA, Tetsuo TAKASHIMA

The steady part of an inclined wall buoyant jet consists of a flow development region and a fully developed region of flow. The properties of fully developed region of flow have been investigated analytically. On the other hand the properties of flow development region are unknown.

This paper reports a study of flow development region of inclined wall buoyant jet. To investigate flow development region, we carried out experiments and a numerical analysis. The purpose of our experiments was to find the properties of flow development region of inclined wall buoyant jet. The mean velocities and Reynolds stresses are measured by using Laser Doppler Anemometer. The $k-\epsilon$ turbulence model is used in the analysis. The basic equations for two-dimensional inclined wall buoyant jet are discretized by SIMPLE method. It is found that a numerical model can explain well experimental result.

Key words: wall buoyant jet, turbulence model, numerical analysis

1. 序 論

密度の一樣な流体中に密度差のある流体が流入する場合、その流体が周囲流体より重いか軽いかによって、流下、あるいは上昇する。このような現象は密度噴流と呼ばれている。密度噴流が壁面に沿って流下あるいは上昇する場合を、特に壁面密度噴流と呼んでいる。

壁面密度噴流は自然界でよく観察される現象である。海底で発生する濁泥流、貯水池に流入する洪水流などはその例である。また、工学的には、LNG タンクからの冷却水、工場排水や下水処理場処理水の放出など、環境問題と密接に関わっている現象でもある。

壁面密度噴流は、周囲流体に侵入する先端部とそれに続く定常部に分けられる。本研究では定常部を扱う。定常部はさらに、流れの形成領域と流れの確立領域に分けられる。Fig. 1 に示すように、スロットから放出された流れは、流れの上部で噴流と周囲流体が混合し、混合層が発達する。壁面上では境界層が発達する。スロット出口から混合層と境界層がぶつかるまでの領域を形成領域、そこより下流を確立領域という。

本研究は、密度噴流が傾斜した壁面に沿って流下す

る、傾斜壁面密度噴流を対象とする。流れは定常で、十分に発達した乱流であるとする。

これまでに壁面密度噴流に関する研究は数多く行われているが、ほとんどが確立領域についてのものであり、形成領域について言及しているものは少ない。福永¹⁾は鉛直壁面密度噴流の確立領域の流速分布、密度分布を水素気泡法とサイフォン採水によって測定している。中島²⁾は、傾斜壁面密度噴流の全領域を対象として、流速分布、濃度分布の測定を試みたが、彼の実験では形成領域が非常に短く、結果的に確立領域についてのみの測定となっている。福嶋³⁾は、 $k-\epsilon$ 乱流モデ

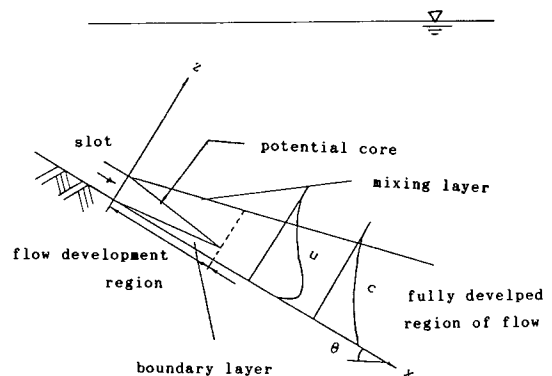


Fig. 1 The conception of inclined wall buoyant jet.

原稿受付：平成元年3月31日

*長岡技術科学大学建設系

**㈱アイエヌエー新土木研究所

ルを用いたとき、壁面密度噴流の確立領域に相似解が存在することを示し、壁面が鉛直な場合からかなり水平に近い場合にまで適用できることを示した。これにより、傾斜壁面密度噴流の確立領域における、流速分布、密度分布などの特性はかなり明らかになった。

そこで本研究では、1) 流れの形成領域を中心として、流速分布、密度分布などを測定する。2) $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いて数値計算を行い、測定値との比較、検討を行う。

以上、二点を柱とし、傾斜壁面密度噴流の形成領域の特性を、実験的、理論的に明らかにすることを目的とする。

2. 実験的検討

(1) はじめに

定常状態の壁面密度噴流は、流れの形成領域と流れの確立領域に分けられる。確立領域の特徴は、1) 流速分布、密度分布が相似となる、2) 断面的最大流速が一定となる、3) 噴流の厚さは直線的に増加する、4) 層平均リチャードソン数が一定となる、等である。これらは、福嶋³⁾によって解析的に明らかにされている。

一方、形成領域の特性については、十分に明らかにされていない。形成領域は、壁面の傾斜角が小さいときにはかなり長くなることが予想され、この領域の特性を明らかにすることは、工学的に重要である。

この章では、形成領域の平均流特性と乱流構造を実験的に把握することを目的とする。

(2) 実験装置および実験方法

実験は Fig. 2 に示すような幅 30.0 cm、深さ 100.0 cm、水平方向 180.0 cm のアクリル板製水槽に、水平に対して 30 度になるように傾斜板を設置し、傾斜板上に幅 8.5 cm の水路を設け、水槽に真水を満たし、水頭差一定のもとで、傾斜板上方のスロットから食塩水を放出して行った。スロットは、長さ 50.0 cm、スロット出口 40.0 mm × 82.5 mm = 33.0 cm² である。

流速の測定には、レーザードップラー流速計を用いた。レーザードップラー流速計は測定した流速を電圧値として出力する。本研究では、出力された電圧値を、AD 変換器を用い、0.05 秒間隔で 100 秒間、パソコンで読み取った。

濃度の測定には、サイフォン採水器を用いた。サイフォンによって採取した食塩水の濃度を導電率計によって電気伝導度として測定し、相対密度差に換算した。

(3) 実験結果

実験は初期相対密度差 0.0055 (RUN1) と 0.0102

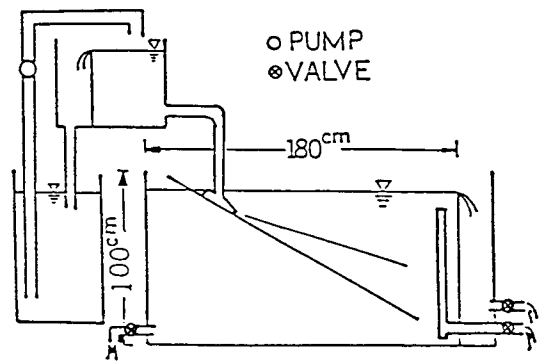


Fig. 2 Experiment equipment.

(RUN2) の 2 種類について行った。ここでは RUN2 についての実験結果を示す。

Fig. 3 は半値幅の流下方向への変化を示している。X = 10.0 cm - 15.0 cm から半値幅は直線的に増加している。Fig. 4 は層平均リチャードソン数の流下方向への変化を示している。X = 20.0 cm 以降ではほぼ一定となっている。Fig. 5 は断面内最大流速の流下方向への変化を示している。X = 30.0 cm 程度までは徐々に加速し、それ以降ではほぼ一定となっている。Fig. 6 は X 方向流速 u の各断面における分布である。横軸は断面内最大流速 u_{max} で、縦軸は半値幅 $b_{1/2}$ で無次元化してある。X = 20.0 cm までは流速分布は相似ではない。X = 20.0 - 30.0 cm ではかなり相似に近づいているが完全に相似ではない。X = 30.0 cm 以降ではほぼ相似といえる。これらのことから、本研究では形成領域の長さは X = 20.0 - 30.0 cm であると考えられる。これはスロット出口の高さを D とすると、 $X/D = 5.0 - 7.5$ に相当する。この値は、Rajaratnam⁴⁾が壁面噴流で示した値 $X/D = 6.1 - 6.7$ とほぼ同程度の値である。

Fig. 7 - Fig. 10 はそれぞれ相対密度差、レイノルズ応力、乱流エネルギー、分子粘性逸散率の相似性を示している。横軸が無次元化された各物理量、縦軸が半値幅で無次元化された壁面からの距離である。確立領域では流速分布、密度差分布以外の物理量も相似になることがわかる。

3. 理論的検討

(1) はじめに

周囲流体との密度差がない場合の噴流の形成領域の解析法としては、Albertson ら⁵⁾の方法が知られている。これは、噴流の流れの方向の流速分布が $\exp(x)$ 型

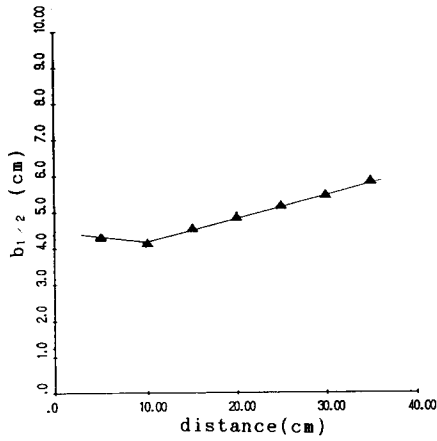


Fig. 3 The variation of half width in the longitudinal direction.

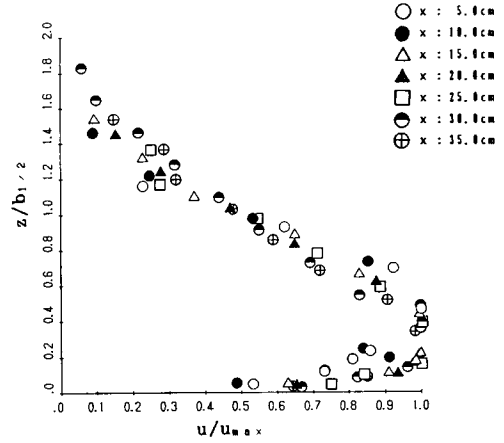


Fig. 6 The profile of velocity u .

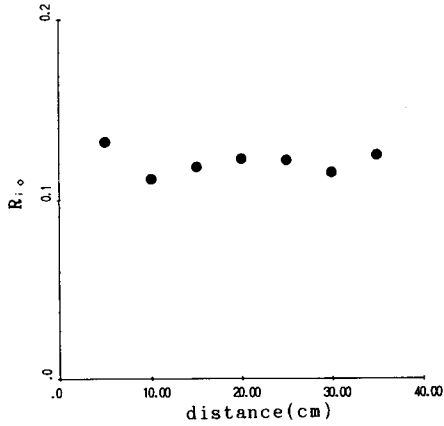


Fig. 4 The variation of overall Richardson Number in the longitudinal direction.

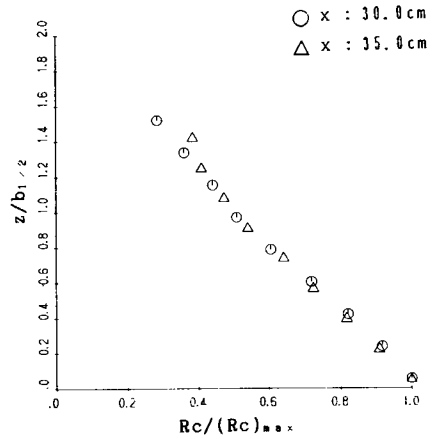


Fig. 7 The profile of relative density difference.

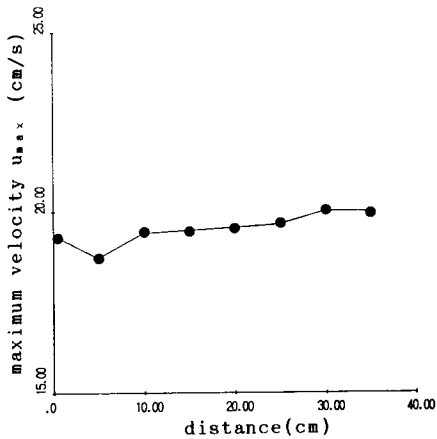


Fig. 5 The variation of maximum velocity in the longitudinal direction.

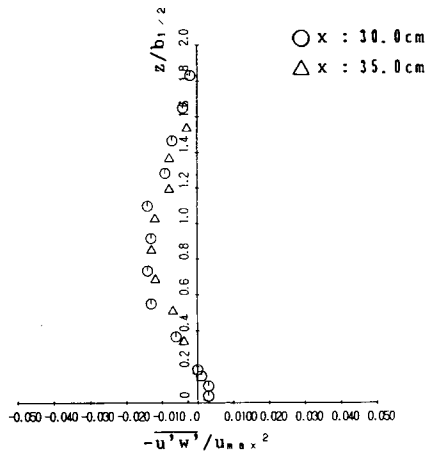


Fig. 8 The profile of Reynolds stress.

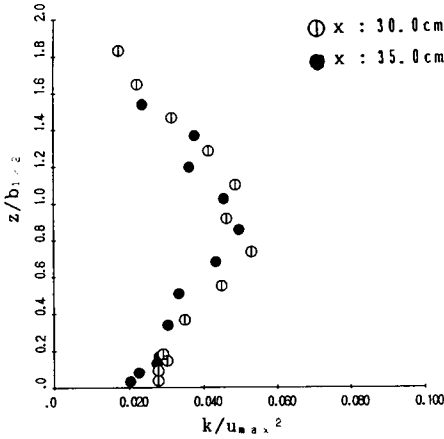


Fig. 9 The profile of turbulent kinetic energy.

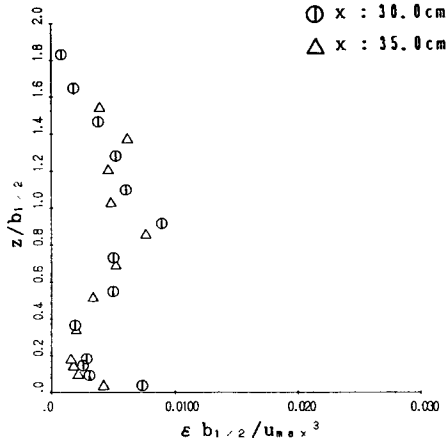


Fig. 10 The profile of viscous dissipation rate.

の指数関数で与えられるという仮定を出発点とし、初期コア（形成領域）の長さだけによって定まる実験定数の関数として、種々の水理量を導いたものである。この方法は、どちらかといえば経験的方法といえるだろう。

また、Rajaratnam は壁面噴流の形成領域の長さが、流れの噴出部における初期レイノルズ数のみによって決まることを示している。

一方、近年、乱流の解析に、乱流量である、乱流エネルギー k と分子粘性逸散率 ϵ を未知量とする、 $k-\epsilon$ 乱流モデルが一般化しつつある。この章では、傾斜壁面密度噴流の形成領域の解析に、 $k-\epsilon$ 乱流モデルを用い、計算結果と実測値を比較することによって、密度噴流のような成層した流れにおける $k-\epsilon$ 乱流のモデルの妥当性を検討する。

(2) 傾斜壁面密度噴流の基礎方程式

密度 ρ_0 の一様な流体中に、これより大きな密度を持つ流体が流入する場合を考える。流れは二次元、定常、非圧縮であり、十分に発達した乱流であるとする。このとき、流れの連続式、 x, z 方向の運動方程式、塩分濃度 c (あるいは温度差、濁質などの密度差の原因となるスカラー量) の拡散方程式、乱流エネルギー k の式、分子粘性逸散率 ϵ の式は次のようになる。

連続式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{1}$$

x 方向運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \{ u^2 - (\nu + \nu_t) \frac{\partial u}{\partial x} \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ uw - (\nu + \nu_t) \frac{\partial u}{\partial z} \} \\ & = Rcg \sin \theta + \frac{\partial}{\partial x} \int_z^h (Rc \, dz) g \cos \theta \tag{2} \\ & - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial w}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

z 方向運動方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \{ uw - (\nu + \nu_t) \frac{\partial w}{\partial x} \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ w^2 - (\nu + \nu_t) \frac{\partial w}{\partial z} \} \\ & = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial w}{\partial z} \right) \tag{3} \end{aligned}$$

塩分濃度 c の拡散方程式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left\{ uc - \left(\frac{\nu_t}{\sigma_t} + D \right) \frac{\partial c}{\partial x} \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ c(w - v_s) - \left(\frac{\nu_t}{\sigma_t} + D \right) \frac{\partial c}{\partial z} \right\} = 0 \tag{4} \end{aligned}$$

乱流エネルギー k の式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left\{ uk - \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ wk - \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right\} \\ & = \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + Rg \cos \theta \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial z} - \epsilon \tag{5} \end{aligned}$$

分子粘性逸散率 ϵ の式

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left\{ u\epsilon - \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ w\epsilon - \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right\} \\ & = c_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \left\{ \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + (1 - c_{3\epsilon}) Rg \cos \theta \frac{\nu_t}{\sigma_t} \frac{\partial c}{\partial z} \right\} \\ & - c_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} \tag{6} \end{aligned}$$

ここで、 u, w は x, z 方向の流速成分、 ν は動粘性係数、 ν_t は過動粘性係数、 R は相対密度差と塩分濃度の比 (Rc が相対密度差)、 g は重力加速度、 p' は静水

圧からの差圧, θ は水路の傾斜角, D は塩分の分子拡散係数, v_s は清水中での濁質の沈降速度, σ_t は乱流シュミット数である. 式(4), (5), (6)の中で, $c_\mu, \sigma_k, \sigma_\epsilon, c_{1\epsilon}, c_{2\epsilon}, c_{3\epsilon}, \sigma_t$ はモデル中の数値定数であり, Table 1 の標準値を用いる.

Table 1 Values of the constants in the $k-\epsilon$ model.

c_μ	$c_{1\epsilon}$	$c_{2\epsilon}$	$c_{3\epsilon}$	σ_t	σ_k	σ_ϵ
0.09	1.44	1.92	1.0	0.8	1.0	1.3

ここで, Table 1 に示した値のうち, $c_{3\epsilon}, \sigma_t$ の値以外は, 多くの研究者の検討がなされており, 汎用性が高いと推定される⁷⁾. 著者らは³⁾, 壁面密度噴流の相似解を求め, $c_{3\epsilon}$, 及び σ_t の値を検討を行っており, Table 1 に示した値はほぼ妥当であると推察される. しかし, 本研究で取り扱ったような流れより成層度の大きい場合には, 特に $c_{3\epsilon}$ についてさらに検討する必要があると考えられる.

式(1)~(6)が $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いたときの二次元傾斜面密度噴流の基礎方程式である.

(3) 境界条件

数値計算を行うために, Patankar⁶⁾ の SIMPLE 法によって, 基礎式を Fig. 11 に示すような計算格子について離散化し, 数値計算を行った. 図中, 横を向いた三角形が x 方向流速の格子点, 上向きの三角形が z 方向流速の格子点, 丸がその他の物理量に関する格子点である. 黒く塗りつぶした三角, あるいは丸で示された格子点で境界条件を与えた.

境界条件は次のようである.

流入部

流入部では u, c, k に実験から得られた値を用いた. ϵ については v_t の実測値から逆算した値を用いた. また, w と圧力補正量 p' は次のように与えた.

$$w = 0 \quad (7a) \quad p'' = 0 \quad (7b)$$

流出部

流出部では流れは一方向性であると仮定し, u, c, k, ϵ についてはもはや下流からの影響は受けないとする. 流れは一方向性であるから,

$$w = 0 \quad (8a) \quad p'' = 0 \quad (8b)$$

底面 (壁面)

壁面では壁関数法⁷⁾を用いる. また, 壁に直交する流速成分, および相対密度差のフラックスが零になる.

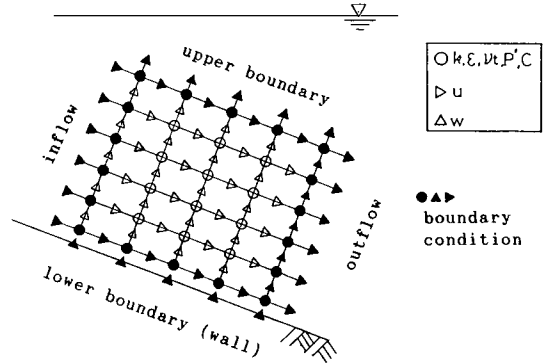


Fig. 11 The conception of calculation grids.

すなわち,

$$z = z_0 \text{ で,} \quad \frac{u_0}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z_0 u_*}{\nu} + A_s \quad (9a)$$

$$\frac{k}{u_*^2} = \frac{1}{\sqrt{c_\mu}} \quad (9b) \quad \epsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z_0} \quad (9c)$$

$$\frac{\partial c}{\partial z} = 0 \quad (9d) \quad w = 0 \quad (9e)$$

ここで, κ はカルマン定数, u_* は摩擦速度, $A_s (= 5.5)$ は定数である.

上部境界面

上部境界面では u, c, k, ϵ の勾配が零である. さらに

$$p'' = 0 \quad (10)$$

とする.

(4) 計算結果と実測値の比較

Fig. 12—Fig. 17 に計算値と実測値の比較をしめす. 丸印が実測値, 実線が計算値を示している. 横軸は流下距離, 縦軸は壁面からの距離である. 各図の左下に示されている数字は図のスケールを表している. Fig. 12 は速度 u の流下方向への分布を示している. 計算値と実測値はよく一致している. Fig. 13 は相対密度差の流下方向への分布を示している. 流下距離が大きいところで計算値と実測値の一致はあまりよくない. これは実験に用いた水槽の中に生じた弱い逆流のために実測値が大きく測定されたものと考えられる. しかし, 全体としては実測値と計算値の一致はよい. Fig. 14 はレイノルズ応力の分布である. 実測値と計算値の一致は良好である. Fig. 15 は乱流エネルギーの分布であ

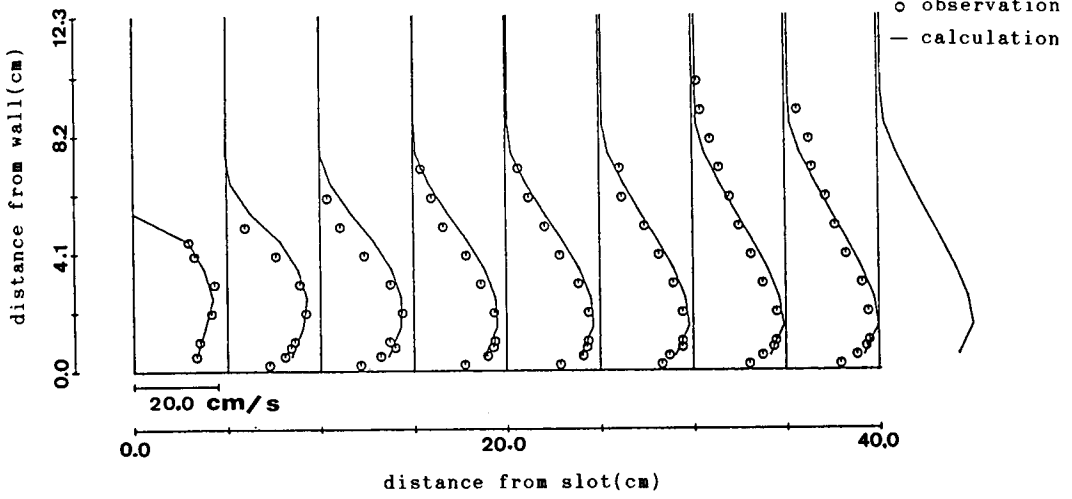


Fig. 12 The distribution of velocity u in the longitudinal direction.

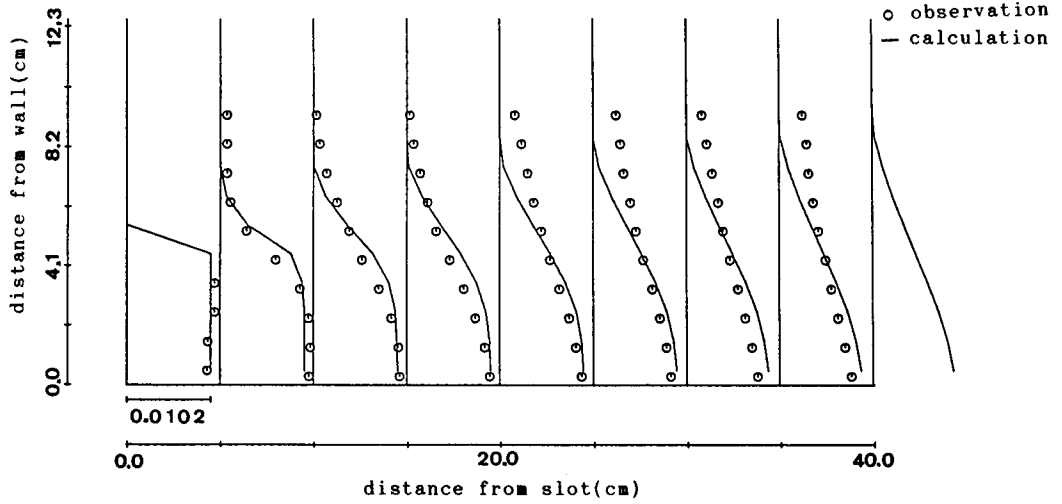


Fig. 13 The distribution of relative density difference in the longitudinal direction.

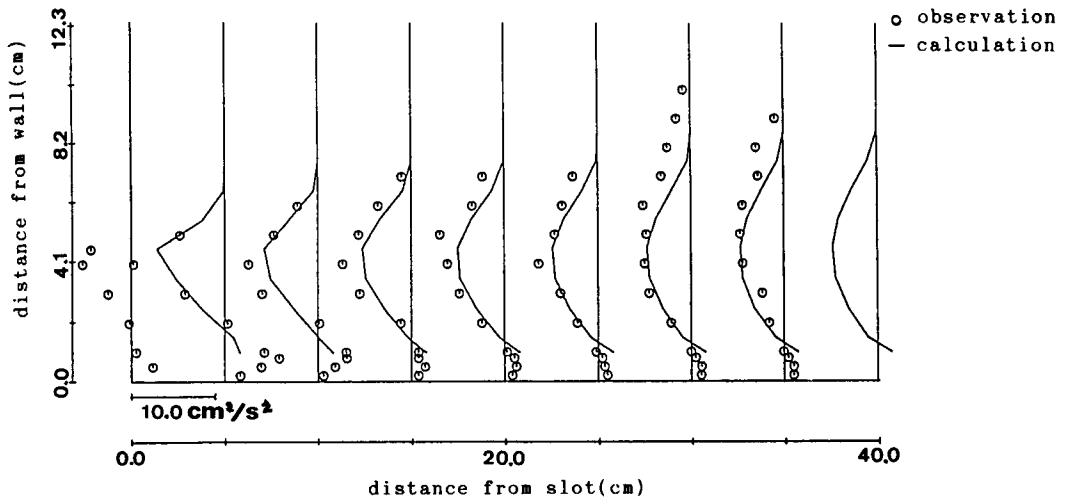


Fig. 14 The distribution of Reynolds stress in the longitudinal direction.

壁面密度噴流の形成領域について

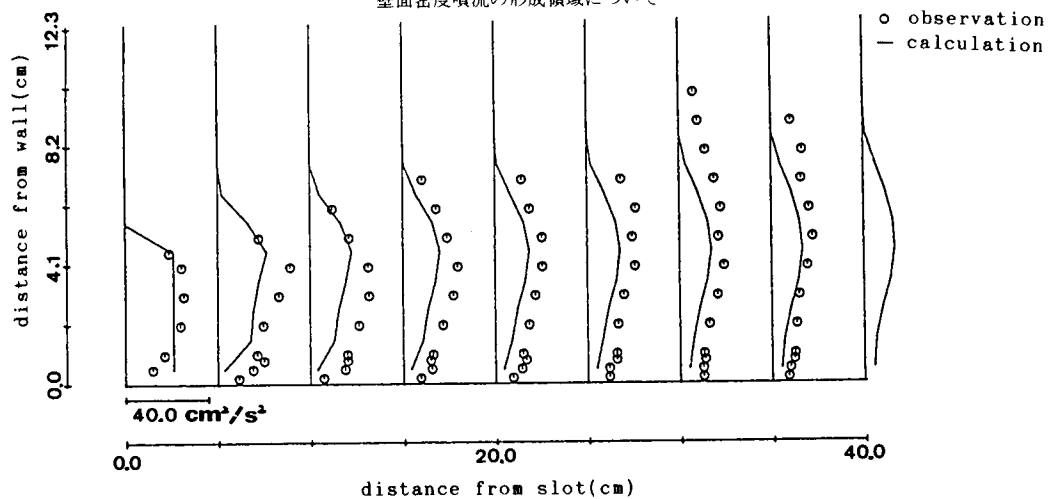


Fig. 15 The distribution of turbulent kinetic energy in the longitudinal direction.

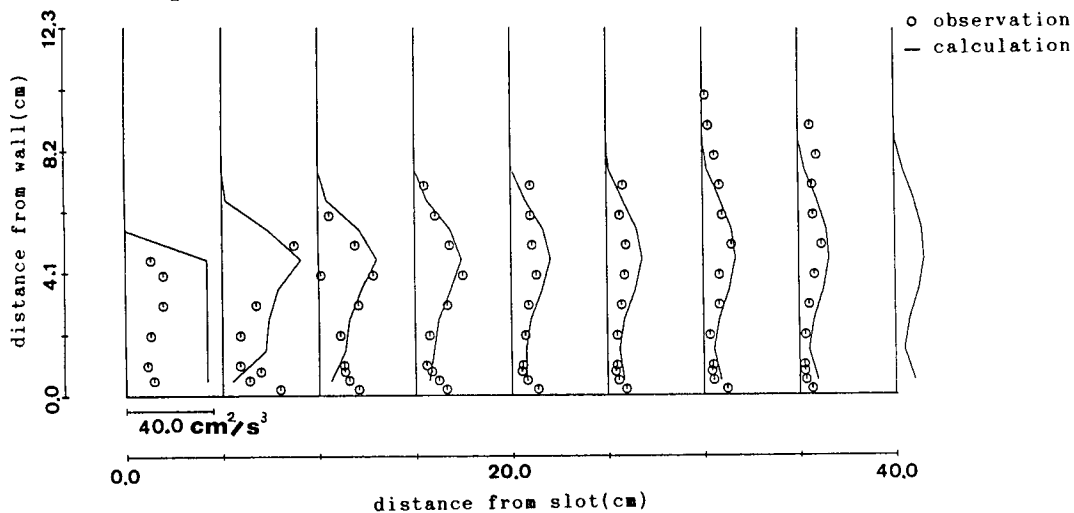


Fig. 16 The distribution of viscous dissipation rate in the longitudinal direction.

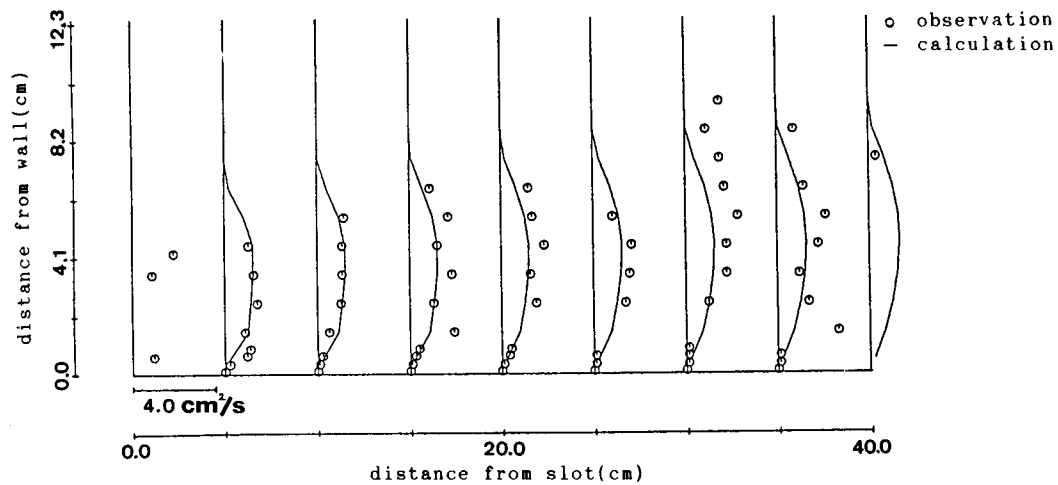


Fig. 17 The distribution of eddy viscosity in the longitudinal direction.

る。全体的に、実測値が計算値を上回っている。これは水槽が小さかったために乱れが大きく、また逸散しにくかったためと考えられる。計算値と実測値の傾向はほぼ同じである。Fig. 16は分子粘性逸散率の分布である。計算値と実測値はかなりよく一致している。Fig. 17は渦動粘性係数の分布である。流下距離の大きいところでは実測値がばらついているが、実測値と計算値はかなりよく合っている。

4. 結 論

本研究は、壁面が水平に対して30度に傾いた場合の傾斜壁面密度噴流の形成領域の特性について、実験および $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いた数値計算により、実験的、理論的に検討を加えた。以下に、本研究で得られた主な結論を列記する。

(1) 本研究では形成領域の長さは $X/D = 5.0-7.5$ であった。これはRajaratnamが壁面噴流について示した値とほぼ同程度の値である。壁面噴流で示された値は、壁面密度噴流についてもかなり妥当であるといえる。

(2) $k-\epsilon$ 乱流モデルは傾斜壁面密度噴流の形成領

域のような成層した密度流にも充分適用が可能である。

本研究では、壁面の傾斜角が30度という密度効果のあまり大きくない場合の形成領域を取り扱った。今後は、傾斜角の小さい場合の傾斜壁面密度噴流について検討する必要がある。

参 考 文 献

- 1) 福永和久：鉛直壁面密度噴流に関する研究，長岡技術科学大学修士論文，1984.
- 2) 中島卓夫：傾斜壁面密度噴流に関する研究，長岡技術科学大学修士論文，1985.
- 3) 福嶋祐介：乱流モデルによる傾斜壁面密度噴流の解析，土木学会論文集，第399号/II-10，pp.65-74，1988.
- 4) Rajaratnam, N. (野村安正訳)：噴流，pp.217-218，森北出版，1980.
- 5) Albertson, M.L., Y.B.Dai, R.A. Jensen and H. Rouse：Diffusion of submerged jets, Trans. ASCE, Vol.115, pp.639-677,1950. 玉井信行「密度流の水理」から引用。玉井信行：密度流の水理，pp.74-76，技報堂出版，1980.
- 6) Patankar, S.V.(水谷幸夫，香月正司訳)：コンピューターによる流れと熱移動の数値解析，森北出版，1985.
- 7) Rodi, W.: Turbulence Models and Their Application in Hydraulics, State of the Arts Paper, IAHR, 1980.