

2次元フォーストプリュームの水理特性

室田 明*・中辻啓二**・石田悦一***・日置洋平****

1. ま え が き

浅水海域に水中放流される下水処理水の挙動ならびに混合希釈特性の解明¹⁾を直接の契機として著者等は研究を始め、前報²⁾では2次元フォーストプリュームの連行係数の変化を解析的に求める微分・積分混成モデルを展開した。噴流からプリュームへと遷移するフォーストプリュームでは連行係数は流下とともに増大する傾向にある。これは、現象論的にみれば、浮力流束が運動量流束に対して優勢になるとともにプリューム軸が緩慢にゆらぎ始めることと対応している。このゆらぎ現象が噴流とプリュームの連行能の差異に直接的に関与していると推察されているが、その機構は未だ明確ではない。

本研究では、フォーストプリュームの連行機構を解明する前段階として、基礎的な水理実験を実施し、その基本特性を明確にする。さらに、同時計測によって温度場の時空間構造を明らかにし、ゆらぎ現象についても言及する。

2. 実験装置および水理諸元

実験は 図-1 に示す前面 ガラス張の水槽（高さ 130 cm, 幅 90 cm, 奥行 90 cm）の前面 15 cm を仕切って行った。ヒーターで加熱した温水を恒温水槽で攪拌し一定温度に調節した後に、ヘッドタンクを通して縮流スリット（幅 0.4 cm, 長さ 15 cm）よりフォーストプリュームとして鉛直上向きに放流した。プリュームの温度はスリット内に設置したサーミスターで、また流量はバルブ④で調節し、流量計 B で測定した。熱収支の不均衡に原因する界面の低下ならびに対流を抑制するために、周囲水として水道水をバルブ③より供給するとともに、水槽の前後面で水位差をつけて計測水槽中に下方から上向きに一樣な流れを生起させている。流速と温度は直径 0.4 cm の小型プロペラ流速計（計測技研製）と高感度サーミスターを用いて計測した。

水理諸元は表-1に示す。ここに、 U : 流速, W_0 : ス

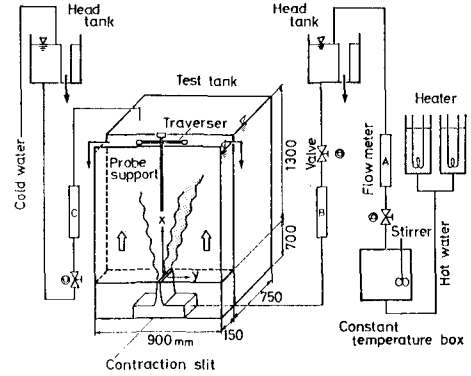


図-1 実験装置

表-1 水理諸元

Regime	U_0 (cm/s)	$d\rho_0$ (g/cm ³)	Fd_0	Re_0	x/W_0	yT (cm)
Jet	33.7	0.00079	68.5	977	62.5	3.85
Intermediate	21.8	0.00590	15.5	1 030	75.0	3.60
Plume-1	16.0	0.01520	7.0	1 130	87.5	3.90
Plume-2	8.3	0.01426	3.5	328	87.5	3.90

リット幅, $\epsilon (=4\rho/\rho_a)$: 相対密度差, $Fd_0=U_0/\sqrt{\epsilon g W_0}$: 密度フルード数, $Re_0=U_0 W_0/\nu$: レイノルズ数, yT : 流下位置 x/W_0 における温度の半値半幅である。添字 0 と a はそれぞれ放流口、周囲水の水理諸量を示す。

3. 基本的な水理特性

(1) 平均流速、平均温度差の流下方向逓減特性

図-2, 3 はプリューム軸上の平均流速 U_ϕ ならびに平均温度差 $\Delta T_\phi (=T_\phi - T_a, T_a$: 周囲水温度) の逓減特性を示したものである。縦軸と横軸は Chen・Rodi³⁾ の提唱した次式で表わされる無次元量 U_* , T_* および X_* で表示した。

$$\left. \begin{aligned} U_* &= \frac{U_\phi}{U_0} Fd_0^{2/3} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{-1/3} \\ T_* &= \frac{\Delta T_\phi}{\Delta T_0} Fd_0^{2/3} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{2/3} \\ X_* &= \frac{x}{W_0} Fd_0^{-4/3} \left(\frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{-1/3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 大阪大学講師 工学部土木工学科

*** 正会員 工修 北海道開発局旭川開発建設部

**** 学生員 大阪大学大学院工学研究科前期課程学生

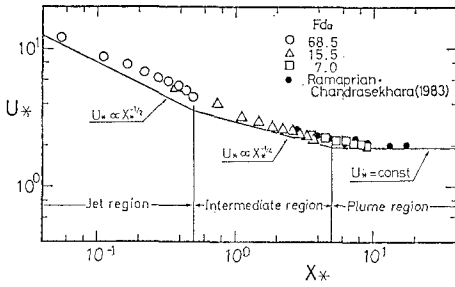


図-2 平均流速の流下方向変化

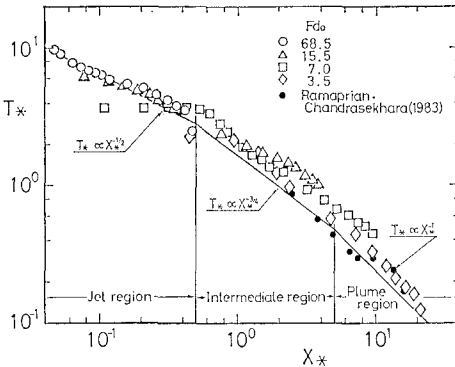


図-3 平均温度差の流下方向変化

Chen・Rodi は噴流あるいはプリュームの各領域に対して平均流速, 平均温度差および乱流フラックスの自己相似の仮定の下に, 支配方程式から U_ϕ と ΔT_ϕ の通減則を求めている. 図中の実線は既往の実験結果と合致するように求められた彼等の半経験式である. ただし, 中間領域は両領域を補間するように与えられている.

今回の実験値 (白抜き記号) ならびに Ramaprian・Chandrasekhara⁴⁾ (黒塗り記号) の通減率および領域区分は半経験式とよく合致しており, 噴流領域 ($x_* < 0.5$) では $U_* \propto X_*^{-1/2}$, $T_* \propto X_*^{-1/2}$, プリューム領域 ($5.0 < x_*$) では $U_* = \text{一定}$, $T_* \propto X_*^{-1}$ となる. しかし, その値は半経験式より少し大き目の値を示している. Ramaprian・Chandrasekhara の実験は LDA とサーミスターを併用した最も精度の高い実験値を提供していることから, Chen・Rodi の提案した半経験式は実験条件の違いあるいは水槽の特性によってある程度の許容範囲を有しているものと考えられる.

噴流とプリューム領域における通減率の違いは主に両流動形態での周囲水の連行の差異に原因しており, プリュームの連行能は噴流と比較して大きいことがわかる.

(2) 温度の断面内分布特性

図-4 は各領域の代表断面で測定した温度の平均値および最大値と最小値の断面内分布を示す. 縦軸は各々の値を中心軸上温度差 ΔT_ϕ で, また横軸は横方向距離 y を温度差の半値半幅 y_T で無次元表示している.

平均値 ΔT_{mean} の分布はいずれの領域においてもガウス分布形となり, 浮力効果の大小と無関係に相似則が成立していることがわかる. これに対して, 最大値 ΔT_{max} と最小値 ΔT_{min} の分布は各領域で明瞭な違いを示す. たとえば, 最大値の分布では中間流動とプリュームの $y/y_T = 1.7, 2.0$ の位置で急激な減少がみられる. 一方, 噴流ではそのような不連続な変化は認められない. また, 最小値の分布では周囲水温度, つまり $\Delta T_{\text{min}} = 0.0$ を示す位置が噴流・中間流動およびプリュームでそれぞれ $y/y_T = 1.15, 1.0, 0.7$ と中心軸に近づく傾向にある. 十分に発達したプリュームでは周囲水は中心軸にまで達するという興味深い結果を Kotsovinos⁵⁾ は報告している. これらの最大値と最小値の分布特性から, プリュームでは放流温水と周囲水の全断面にわたる大規模な横方向流動が生起しているものと推量できる.

つぎに, 図-4 に対応する各断面での乱れ強さ $\sqrt{\theta^2}/\Delta T_\phi$ の断面内分布を 図-5 に示す. 各流動とも乱れ強さの分布は中心軸付近で落ち込んでおり, $y/y_T = 0.0$ で最小, $y/y_T = 1.0$ 近傍で最大となる. 浮力効果の大きいほど, $\sqrt{\theta^2}/\Delta T_\phi$ の値は大きく, また最大値付近の分布形は非尖塔的になる. Kotsovinos はプリュームでの乱れ

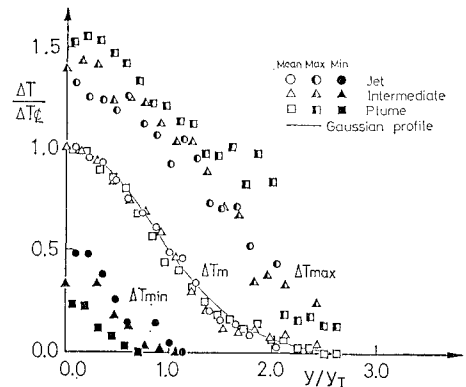


図-4 温度差の断面内分布

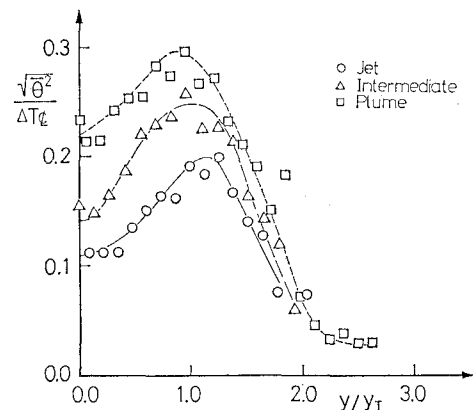


図-5 温度変動の乱れ強さの断面内分布

強さの分布形は top hat 型になることを、また中込・平田⁹⁾は中心軸付近でピークをとることを報告しているが、本実験では放流口密度フルード数 $Fd_0=7.0$ の $x/W_0=87.5$ の流下位置においてさえ分布形は双頭型でありピュアプルームにまで十分に発達していないことを示している。

(3) 分離された温度変動の評価

さて、図-4 の $\Delta T_{\max}$ と $\Delta T_{\min}$ の分布特性から、プルーム内部の乱流運動により中心軸近くの熱い流体塊が外縁に向かって移流し、また周囲水の流体塊がプルームの内部にまで入り込んでくるのが推定される。これは高温水塊と周囲水塊との間欠的な温度変動として計測された時系列に現われ、ある閾値温度を設定することにより放流温水と周囲水とを区別することが可能となる。

次節で述べる方法により温度変動の分散 $\bar{\theta}^2$ を放流温水と周囲水とに分離して ($\bar{\theta}^2 = \bar{\theta}_h^2 + \bar{\theta}_c^2$)、それらの断面内分布を示したのが図-6 である。 $\bar{\theta}_c^2$ は大規模な横方向流動によって生起しており、周囲水流塊の分担する分散 $\bar{\theta}^2$ として理解することが可能である。それゆえ、周囲水の連行の貢献を大略評価し得る量となるが、 $\bar{\theta}_c^2$ の分布は代表スケール (ΔT_{Φ} や y_T) で無次元表示する限りにおいては噴流とプルームでほとんど差異は認められなく、同形となる。すなわち、 $\bar{\theta}_c^2/\Delta T_{\Phi}^2$ は $y/y_T=1.1$ 付近でピークをもつただらかな分布を示す。

これに対して、 $\bar{\theta}_h^2/\Delta T_{\Phi}^2$ の分布形は噴流とプルームとは著しく異なっている。この原因は放流温水内で生成される $\bar{\theta}_h^2$ の違いにある。中込・平田は乱れ強度ならびに乱流熱流束の詳細な測定を行い、 $\bar{\theta}^2$ の収支式中の生成項 $-\overline{u\theta} \cdot \partial T / \partial x$ を評価している。それによれば、プルームでの $-\overline{u\theta}$ の分布は中心軸付近で大きく、外縁に向かって遙減するのに対して、噴流でのそれは中心軸上で落ち込んでいる。加えて、図-3 に示したようにプルームの $\partial T / \partial x$ が噴流と比較して大きいことから、 $-\overline{u\theta}$ との相乗作用によりプルームにおける $-\overline{u\theta} \cdot \partial T / \partial x$ の値は大きくなる。この結果、プルームの $\bar{\theta}_h^2$ の値は $y/y_T < 1.0$ の範囲で噴流のその約2倍にもなり、図-

5 の乱れ強さ $\sqrt{\bar{\theta}^2/\Delta T_{\Phi}}$ の分布形の違いに貢献している。

(4) 乱れの間欠性

乱れ変動が放流温水(乱流状態)か、周囲水(非乱流状態)かを判別する方法として、温度変動が設定した閾値温度 T_{th} を越えるか否かにより [1, 0] の二値で表現する間欠関数 $I(t)$ がある。この $I(t)$ を用いて、サーミスターが放流温水内にある時間の占有率 γ と放流温水塊の単位時間当りの通過周波数 f_I は次式のように定義でき、前者は間欠因子、後者は間欠周波数と称される。

$$\left. \begin{aligned} \gamma(x, y) &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I(x, y, i\Delta t) \\ f_I(x, y) &= \frac{1}{2N\Delta t} \sum_{i=1}^N \left| \frac{\partial}{\partial t} I(x, y, i\Delta t) \right| \end{aligned} \right\} \dots\dots(2)$$

間欠関数 $I(t)$ は閾値温度 T_{th} の関数となる。閾値温度の設定に際しては、 $y/y_T \geq 1.6$ で測定した温度変動を用いて、任意の $T_{th} = T_0 + \alpha \Delta T_{\Phi}$ ($0 < \alpha < 1$) に対して仮に求められる間欠因子 γ と α の間の曲線から変曲点を求め、その値を閾値とする合理的な方法を採用した。

図-7 は噴流とプルーム各領域の γ と f_I の断面内分布を示す。 f_I は測定断面における代表スケール U_{Φ} と y_T を用いて無次元量 $St_I = f_I \cdot y_T / U_{\Phi}$ で表示した。

間欠関数 γ の分布は $y/y_T < 0.5$ の範囲で $\gamma \approx 1.0$ の平坦な形状であり、外縁に向かって次第に減少する。その分布は噴流とプルームでほぼ同形である。これに対して、ストローハル数 St_I の分布は両流動形態で明瞭に異なる。噴流では St_I は半間欠点 ($\gamma=0.5$) でピークとなるガウス分布形になるのに対し、プルームでは $0.9 < y/y_T < 1.9$ の範囲で $St_I \approx 0.11$ の平坦な分布形になる。その値は噴流におけるピーク値の約65%であり、プルームと噴流の時間スケールの違いがうかがわれる。また、両流動形態で γ が類似の分布形を示すことを勘案すれば、プルームでは持続時間 ($=2\gamma/f_I$) の長い温水塊が長周期で間欠的に通過していることが予想される。これは、著者等⁷⁾あるいは Kotsovinos が可視観測により観察した、プルームのゆらぎ現象を反映している

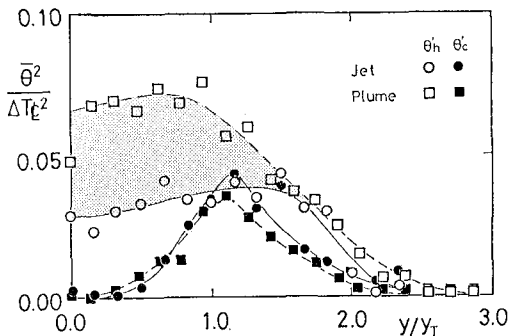


図-6 分離された温度変動の断面内分布

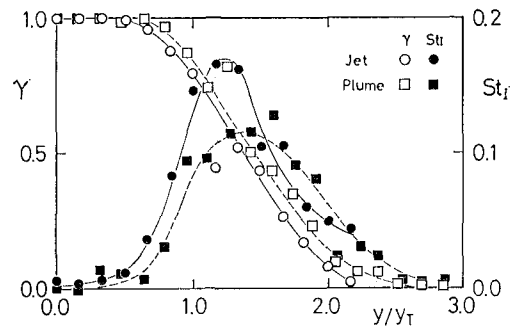
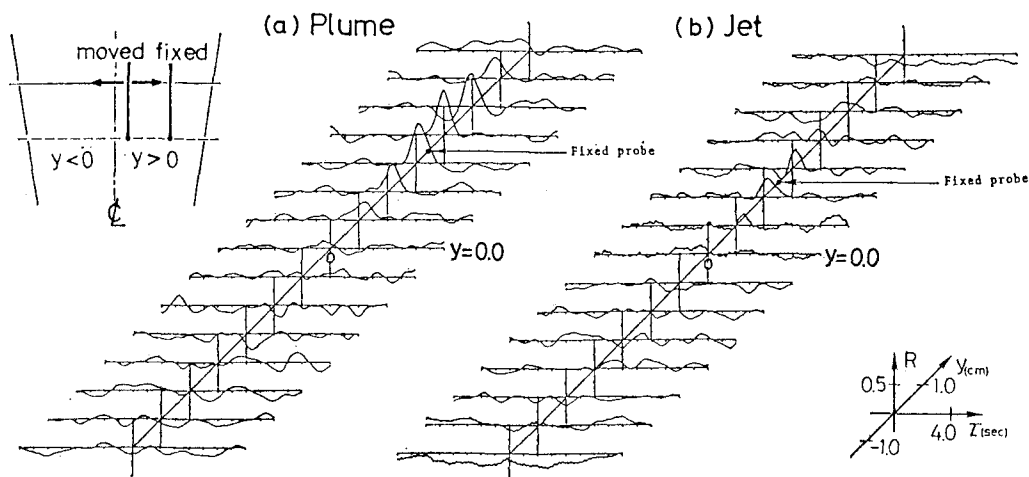


図-7 間欠関数と間欠周波数



図—8 プリュームと噴流における相互相関関数形

ものと考えられる。

4. 時空間乱れ特性

プリュームに内在するゆらぎのような時間的・空間的に変化する流動の構造をさらに明らかにするには、一点で計測した情報ではたとえ条件付抽出法を駆使したとしても現象の把握は難しい。そこで 図—8 に示すように 2 本のサーミスターを用い、1 本を $\sqrt{\theta^2}$ の値が最大となる位置に固定し、他の 1 本を断面内で移動させる同時計測を行った。得られた空間相関の描く物理像について考察し、ゆらぎの特性を明らかにする。なお、計測断面は表—1 に示した Jet, Plume-1 の 2 断面である。

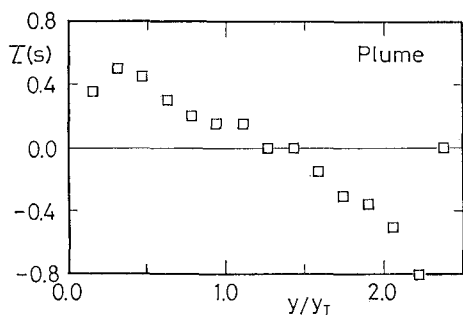
(1) 相互相関関数

図—8 はプリュームおよび噴流における空間相関を示したものである。横軸は遅れ時間、縦軸は相関係数、斜軸は横方向距離を示す。

プリュームにおいては、サーミスターを固定した $y > 0$ の断面で固定点を中心に最大値 0.8 程度の高い相関値を示し、中心軸近傍で相関はほとんどなくなる。他方、 $y < 0$ の断面ではその絶対値は小さいながらも逆に負の相関を示している。Antonia・Browne⁹⁾ は平面噴流の組織構造の解明を目的に流速と温度変動を同時計測しており、温度変動の相関係数はその絶対値は小さいものの流速変動の相関係数と対応することを報告している。このことより、 $y < 0$ の断面での相関も有意であると判断でき、プリュームの乱流構造は中心軸に対して逆対称となっていると推量できる。プリュームにおける時空間乱れ構造をさらに検討するために $y > 0$ において正の相関の最大値が現われる遅れ時間 τ の断面内分布を示したのが 図—9 である。横軸は温度の半値半幅で無次元化した横方向距離を、また縦軸は遅れ時間 τ を実時間で示す。遅

れ時間 τ の分布はサーミスター固定点で、中心軸側より正から負に遷移する直線となる。いま、ゆらぎの横方向の移流速度を $V_c = \Delta y / \Delta \tau$ で定義するならば、プリューム内で $V_c / U_c = 0.67$ の一定値となる。この事実よりプリュームにおいては乱流構造はプリューム全幅にわたって挙動するゆらぎ現象を呈しているものと推察される。

一方、図—8 (b) は同様の解析を噴流に対して適用した結果である。 $y > 0$ の断面ではプリュームと同様に固定点付近で最大となる正の相関値を示すが、その値はおよそ 0.4 程度であり、プリュームのそれと比べて小さく、且つその相関度の高い範囲も狭い。さらに、 $y < 0$ においては有意な相関はほとんど認められない。著者らは中心軸に対して対称な位置に 2 本のサーミスターを設置する実験も行い、本解析と同様に空間相関を検討した。その結果、プリュームにおいては $\tau = 0.0$ の相関係数は $y/y_T < 1.0$ の範囲で明瞭な負値を示すが、噴流においては有意な相関は認められなかった。このことより、噴流における乱流構造は中心軸の両側で独立に挙動しているものと推察される。これらの結果は噴流ではプリューム

図—9 遅れ時間 τ の断面内分布

に観られるような全断面にわたる規模のゆらぎが生じていないという可視観測の結果とも一致する。

(2) 空間スケール

図-10 は遅れ時間 $\tau=0.0$ のときの相関係数 R の断面内分布を示す。プリュームでは噴流に比べて相関係数の絶対値は大きく、高い相関度を示す位置は広範囲に及ぶ。そこで、図-10 に示した相関係数を断面内積分することによって両流動の乱れの空間スケールを定量的に評価した。積分スケール L は次式で定義される。

$$L = \int_{-\infty}^{\infty} R dy \quad \dots\dots\dots (3)$$

積分スケール L を温度の半値半幅で無次元化して示すならば、プリュームと噴流でそれぞれ $L/y_T=1.05, 0.59$ となる。プリュームでの積分スケールは噴流でのその約 1.8 倍となり、両流動の空間スケールの違いが定量的にわかる。

中込・平田は流速変動の自己相関関数に基づいた積分長さスケールを評価することによって同様の結果を得ている。このことより、ゆらぎ現象はフォーストプリュームの乱れスケールの増大をもたらしており、それには浮力効果が直接的に関与していると結論づけられる。

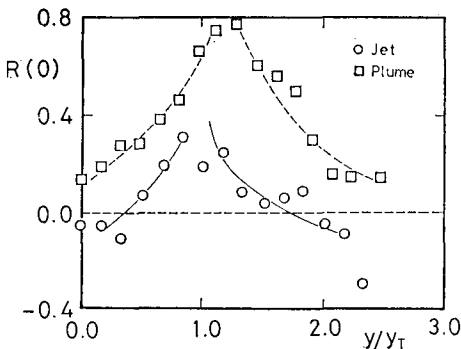


図-10 $\tau=0.0$ の相関係数の断面内分布

5. あとがき

流下とともに噴流形態からプリューム形態へと遷移する 2 次元フォーストプリュームの基本特性を水理実験から検討した。流動ならびに混合希釈特性は Chen・Rodi の半経験式にしたがって遷移し、各流動で自己相似が成立していることが明らかになった。温度乱れ変動および乱れの間欠現象も代表スケール（中心軸上流速、温度差および半値半幅）を用いて無次元表示する限りは噴流とプリュームとで相似形となる。両流動の違いは可視観測において観察されているゆらぎ現象にあり、間欠周波数あるいは相互相関関数の断面内分布の差異より定量的に確かめられた。今後はこのゆらぎ現象が連行機構にいかなる形で関与するかについて検討してゆく予定である。

参 考 文 献

- 1) 室田 明・中辻啓二・石田悦一：浅水海域に放流される下水処理水の混合希釈特性について，第 29 回海講論文集，pp. 604～608，1982。
- 2) 室田 明・中辻啓二・日置洋平：2 次元フォーストプリュームの微分・積分混成モデル，第 30 回海講論文集，pp. 571～575，1983。
- 3) Chen, C. J. and W. Rodi: Vertical Turbulent Buoyant Jets, A Review of Experimental Data, Pergamon Press, 83 p., 1980.
- 4) Ramaprian, B. R. and M. S. Chandrasekhara: Study of Vertical Plane Turbulent Jets and Plumes, IHR, Report, No. 257, March 1983.
- 5) Kotsovinos, N. E. and E. J. List: Plane Turbulent Buoyant Jets Part 2. Turbulent Structure, J. Fluid Mech., Vol. 81, Part 1, pp. 45～62, 1977.
- 6) 中込秀樹・平田 賢：2 次元サーマルプリュームの拡散機構，日本機械学会論文集，46 巻，410 号，pp. 2023～2036，1980。
- 7) 石田悦一・室田 明・中辻啓二・日置洋平：鉛直上向きプリュームに観られる渦動とゆらぎ，第 39 回年次学術講演会概要集，II-246，1984。
- 8) Antonia, R. A. and L. W. Browne: On the Organized Motion of a Turbulent Plane Jets, J. Fluid Mech., Vol. 134, pp. 49～66，1983。