

二次元フォーストプルームの乱流構造に関する実験的研究

EXPERIMENTAL STUDY ON TURBULENCE STRUCTURE IN TURBULENT PLANE FORCED PLUME

室田 明*・中辻啓二**・玉井昌宏***

By Akira MUROTA, Keiji NAKATSUJI and Masahiro TAMAI

Experimental results on the mean and turbulent properties, notably the Reynolds shear stress and turbulent heat fluxes of turbulent plane jets and plumes are presented. All the quantities have been measured using two-component hot-film anemometry and resistance thermometry in the developed flow region of hot water issuing into low speed coflowing stream from a sharp-edged rectangular slot of 0.4 cm wide. The results show that buoyancy increases the turbulence levels in plumes when compared with jets. For example, the maximum Reynolds shear stress is nearly 60% higher in plumes. The constant eddy viscosity model is found to be applicable to describe the turbulence structure in both flows. Furthermore, the differences in turbulent kinetic energy balance between both flows are examined. The buoyant production of turbulent energy is about 30% of the shear production in plumes.

Keywords: plane forced plume, jet, plume, turbulence structure

1. 緒 言

温度や組成の違いにより周囲流体と密度の異なる噴流は、放流口近傍では運動量流束の卓越したジェット的な挙動を呈し、放流口からの距離の増大とともに浮力流束が支配的なプルーム的な流動へと移行する。ジェット、プルームおよびそれらの遷移過程を含めた流動をフォーストプルームと総称する。このような流動は温排水や下水処理水の水中放流や大気への排煙拡散等によく観察される。それらの運動量、熱や物質の乱流拡散特性を予知することは環境影響評価や流体混合・燃焼装置の設計に直接関連する工学的に重要な課題である。

ジェットに関する研究は比較的古くから実施されてきた。プルームに関しては理論も実験も少なく、その流動や拡散過程は十分に理解されていないのが実状である。理論解析では浮力項が運動方程式に入ってくるため密度の保存方程式と連立して解く必要があり、解析的取扱いが複雑になるためである。乱流諸量に及ぼす浮力の影響は今のところ明確ではない。また、実験的にはプルーム

の流速が小さいことや、密度差とくに温度差の介入が流速の計測を困難にしていたことが挙げられる。

1970年代後半になり乱流計測がようやく実施されるようになった。最近いくつかの詳細な実測データが提示され始めている。特に、Chen-Rodi¹⁾やList²⁾による総括的報告はフォーストプルームの平均流動特性の認識の一致をもたらすのに多大に貢献した。また、著者らも前報³⁾でジェットからプルームに至るフォーストプルームの全流程にわたる流動を一貫して記述できる理論を展開し、既発表の実測値との良好な一致を得ている。

これに対して、乱流構造に関する信頼すべき実測データは非常に少ない。しかも、個々の実測値の傾向には大きな相違が存在しており、定量的にはもとより定性的にもフォーストプルームの乱れ特性を把握できたとはいえない。たとえば、乱れエネルギーの生成や乱れスケールに及ぼす浮力の影響に関して、中込・平田⁴⁾と、Ogino et al.⁵⁾、Ramaprian-Chandrasekhara⁶⁾とは異なる見解を示している。

したがって、フォーストプルームの乱流混合機構を究明するためには、測定精度の高い乱流計測結果の蓄積が急務であると考えられる。そこで、本研究では鉛直上向きに放流した二次元温水フォーストプルームを対象に、ジェット流動とプルーム流動での平均流速・平均温度分

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科
(〒565 吹田市山田丘2-1)

** 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科(同上)

*** 正会員 工修 大阪大学助手 工学部土木工学科(同上)

布，乱れ強度と乱流流速の分布や，乱れエネルギー収支を実験的に明らかにし，浮力の乱流構造に及ぼす影響を検討する。

2. 実験の概要

実験は図一1に示す前面ガラス張の水槽（高さ130 cm，幅90 cm，奥行90 cm）の前方15 cmを仕切って行った。まず，ヒーターで加熱した温水を恒温水槽内で一定温度に調節した後に，水槽下端の中央に設置した縮流スリット（幅0.4 cm，奥行き15 cm）より鉛直上向きに放流して二次元フォーストブルームを生起させた。有限な容量をもつ水槽の静止流体中に温水を放流すると，フォーストブルーム特有の周囲流体の連行のために，周囲流体は時間の経過とともに減少する。その結果，熱収支の不均衡に原因して水槽の水表面付近で成層化した界面が低下する。したがって，計測領域を確保するために，周囲流体と同じ温度（密度）の流体を実験の間補給する必要がある。本研究では水槽下端から上方に向かって低速の一樣流（約1 cm/s）を生起させた。補給水はすべて連行流体として使われ，放流したフォーストブルームの流動特性には何ら影響を及ぼさないことを前もって可視化観測から確認した。

スリットの形状はフォーストブルームの初期流動に重要な影響を与えるので慎重に設計した。その形状は整流箱から15 cmの区間において1：2.5に絞り，その先端部20 cmは口径0.4 cm×15 cmの矩形管路になっている。また，放流口先端は45°のエッジに機械加工され，不要な攪乱が生じないように留意した。

流下(x)方向と横(y)方向の流速変動の計測にはX型ホットフィルム流速計（日本科学工業製KANOMAX 21-1312）を用いた。また，温度計測には直径0.8 mm，長さ4 mmの芝浦電子製高感度サーミスターを用いた。温度変動を電圧変動に変換するブリッジ回路は個々の

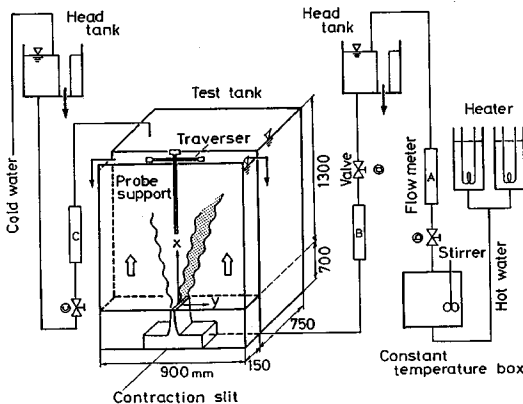
サーミスターごとに温度-抵抗特性に合わせて，出力電圧が温度変動に対して直線性を保つように設計・製作した。周波数応答性は最大20 Hzであった。サーミスターはホットフィルム・プローブの中心から奥行き(z)方向に4 mm離して設置し，同時計測した。

用いたホットフィルム流速計は定温度方式のため，温度変動場での計測に際しては若干の工夫を必要とする。流速計の出力電圧V (Volt) と流速U (cm/s) との間には次式の関係がある。

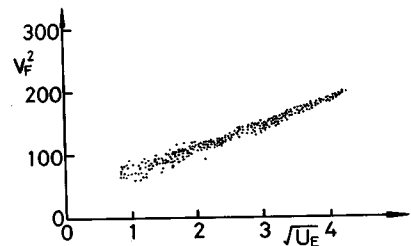
$$V^2 = A' + B' \cdot U^n \dots\dots\dots (1)$$

ここで， $A' = A(T - T_a)$ ， $B' = B(T - T_a)$ であり，Tはプローブの動作温度(°C)， T_a は周囲水の温度(°C)，A, B, nは実験定数である。今回の実験ではブルームにおける温度変動は10°C以上になるために，一般に用いられている電気回路による温度補正は適用しにくい。そこで，流速計の出力電圧から流速値を一意的に決定するためには，流速と温度に対する特性をあらかじめ較正し，温度変動に応じて流速を補正する必要がある。温度変動に伴うA', B'の変化を評価する予備実験を実施した。長さ1 mの振り子の先端にホットフィルムプローブと電磁流速計(計測技研製 KENEK VM 201)のプローブを取り付けて恒温水槽内で単振動させた。水温は8~35°Cの範囲でおよそ2°Cの間隔で変化させた。振り子は0~21 cm/sの範囲で作動した。nの値は測定範囲内で良好な直線性を示すn=0.5を採用した。

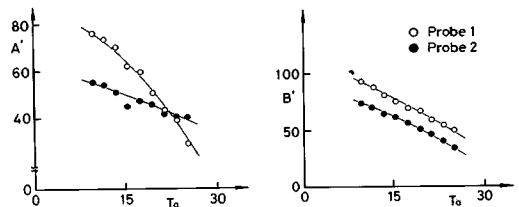
図一2は25°Cにおける電磁流速計による流速 U_E とホットフィルムの出力電圧 V_F の関係を示している。図中のプロットから求まる最適直線により各温度における切片 A' と傾き B' を決定した。図一3は温度変化に伴う A' , B' の変化を示す。本実験ではサーミスターによる



図一1 実験装置



図一2 流速 U_E と出力電圧 V_F の関係



図一3 温度較正曲線

表-1 水理諸元

Run	U_0 (cm/s)	ΔT_0 (°C)	ϵ_0	Fd_0	Re_0
1	28.0	5.0	0.0008	50.0	1045
2	8.0	55.0	0.0138	3.4	612

変動温度より A' と B' との値を決定し、較正曲線式 (1) を用いて出力電圧を流速値に変換した。

実験の水理諸元を表-1 に示す。ここに U_0 : 放流口流速 (cm/s), ϵ_0 ($=\Delta\rho_0/\rho_a=(\rho_a-\rho_0)/\rho_a$): 放流口相対密度差, ΔT_0 ($=T_0-T_a$): 放流口温度差, Fd_0 ($=U_0/\sqrt{\epsilon_0 g W_0}$): 放流口密度フルード数, Re_0 ($=U_0 W_0/\nu$): 放流口レイノルズ数, W_0 : 放流口幅, ρ_a : 周囲水密度である。計測断面は Run-1 に対しては $x/W_0 \approx 50$, Run-2 に対しては $x/W_0 \approx 80$ である。Chen-Rodi¹⁾ による無次元距離 $X_*=(x/W_0) \cdot Fd_0^{-1/3}(\rho_0/\rho_a)^{2/3}$ は各計測断面で 0.28, 15.8 であることから、流れはそれぞれジェット ($X_* < 0.5$) とブルーム ($X_* > 5.0$) の範疇に属する。ただし、座標系は放流口を原点にとり、鉛直上向きに x 軸、横方向に y 軸とした。計測器からの出力電圧はデータレコーダーに収録された後、サンプリング周波数 100 Hz で 240 秒間 AD 変換され、以後電算処理された。

13 本のサーミスターを熊手状に配置した多点同時計測⁷⁾から、ブルームにおいて大規模な組織的構造が約 2 秒の周期で、左右断面に交互に現出するのが観測された。計測時間はこの周期を考慮して決定した。

3. 実験結果と考察

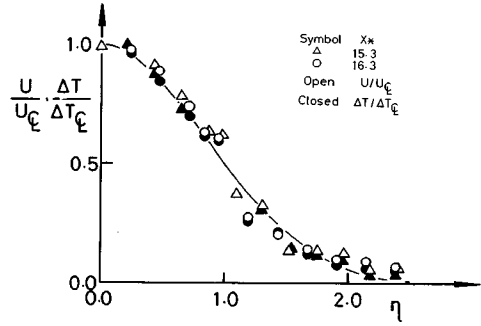
(1) 平均流速・平均温度差分布

次元解析¹⁾や理論解析³⁾より、フォーストブルームの完全発達領域、いわゆる自己相似性が成立していると考えられる流れの確立領域では、軸上流速値 U_q はジェットでは流下距離 x の $-1/2$ 乗に比例して減衰し、ブルームでは一定値となること、また、軸上温度差 ΔT_q はジェットでは $x^{-1/2}$ に、ブルームでは x^{-1} に比例して減衰することがよく知られている。本実験においてもこれらの減衰則が妥当であることが確認された (文献 3) 参照)。

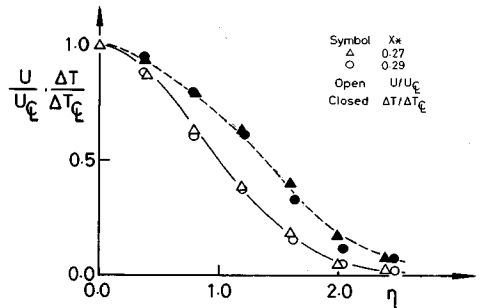
図-4 は流下方向平均流速 U および平均温度差 ΔT の横方向分布を示す。縦軸はおおのこの値を U_q と ΔT_q で、また、横軸は横方向距離 y を平均流速分布の半値半幅 $y_{0.5}$ で無次元表示している。図中の白抜記号と黒塗記号はそれぞれ流速と温度差の実験値を、実線はガウス分布を表わす。平均流速分布はジェットもブルームも自己相似性を示し、次式に示すガウス分布で近似できる。

$$U/U_q = \exp(-\ln 2 \cdot \eta^2) \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 $\eta = y/y_{0.5}$ である。



(a) ブルーム流動



(b) ジェット流動

図-4 流下方向平均流速と平均温度差の横方向分布

一方、平均温度差分布も自己相似性を示し、ガウス分布ではほぼ近似できるが、ジェットではその拡がり率は平均流速分布のそれより少し大きい。平均温度差分布の半値半幅 $y_{0.5T}$ を用いて比較すれば、平均温度差分布の拡がり率が平均流速分布のその約 1.4 倍であることがわかる。この比率は Reichardt を始めとする二次元ジェットを対象とした多くの実験結果と一致している。他方、ブルームにおいては平均流速分布と平均温度差分布が一致するのが特徴である。運動方程式中の浮力項の増大とともに、平均温度差分布は平均流速分布に漸近するという著者らの理論解析結果³⁾とも一致している。

次に、横方向平均流速 V の横方向分布を図-5 に示す。図中の黒塗記号はジェット、白抜記号はブルームの実測値を示す。横方向流速の絶対値が流下方向流速の 10% 以下であることから、実測値のちらばりは大きい。横方向流速分布はジェット、ブルームともに自己相似であるが、それらの傾向には明白な違いがある。つまり、ジェット流動においては $|\eta| < 1.2$ の中心軸付近において外向きの流動が、また外縁部では中心軸向きの流動が生起しているのが観察されるのに対して、ブルーム流動では中心軸方向の流動が断面全域にわたって現われているのが認められる。この違いは流下方向流速 U の減衰特性の相違に起因する。たとえば、ブルームでは $dU_q/dx = 0^{1),3)}$ であることから、 $dV/dy|_{\eta=0} = 0$ となる

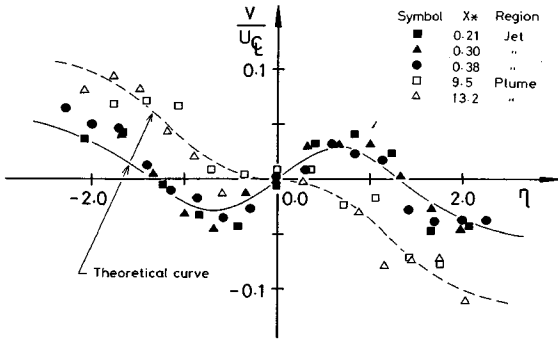


図-5 横方向平均流速分布

ことが連続式から推察される。他方、ジェットでは $dV/dy|_{\eta=0} \neq 0$ である。そこで、流下方向平均流速 U の実験式 (2) を連続方程式に代入することにより、横方向平均流速 V の分布を求める。 $V(y)$ は次式のように記述される。

$$\frac{V(y)}{U_q} = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \operatorname{erf}(\sqrt{\alpha} \eta) \left(\frac{dU_q}{dx} \cdot \frac{y_{0.5}}{U_q} + \frac{dy_{0.5}}{dx} \right) + \frac{dy_{0.5}}{dx} \exp(-\alpha \eta^2) \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 $\alpha = \ln 2$, $\operatorname{erf}(y) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^y e^{-t^2} dt$ である。図中に示す実線と破線は dU_q/dx , $dy_{0.5}/dx$ の実測値を代入して求めたジェットとプルームの解析解を示す。解析解と実測値との合致度は非常に良好であり、前述の横方向分布の違いをうまく説明している。

いま1つ興味深いことはフォーストプルームの外縁部での横方向流速 $V_{\eta=\infty}$ の絶対値である。一般に、連行係数は

$$\alpha = V_E/U_q \dots \dots \dots (4)$$

で表現されるが、それは $V_{\eta=\infty}/U_q$ に相当すると考えてよい。同図より α_{jet} と α_{plume} の実測値はそれぞれ 0.05, 0.112 であり、プルームの連行係数はジェットのその 2.24 倍であることを示している。その値は式 (3) に $dy_{0.5}/dx$ として実測値 0.11 (ジェット) および 0.13 (プルーム) を与えたときの解 $\alpha_{plume}/\alpha_{jet} = 2.36$ と一致する。また、それは著者らの理論解³⁾ $\alpha_{plume}/\alpha_{jet} = 0.148/0.063 = 2.35$ と良好に一致する。

(2) 乱れ強度・乱流流束の横方向分布

二次元ジェットの乱流計測は Corrsin-Uberoi⁸⁾ 以来数多く実施されている。二次元加熱ジェットに対しても、Bashier-Uberoi⁹⁾, Davis et al.¹⁰⁾, Ramaprian-Chandrasekhara⁶⁾ (以下、R-C と略記する) 等がある。しかし、二次元プルームとなると、Kotsovinos¹¹⁾, 中込・平田⁴⁾, R-C⁵⁾ だけであり、数少ない。Kotsovinos と R-C は LDV を用いた計測であるのに対して、他は熱線流速計を用いた計測である。緒言で述べたように、研究者相

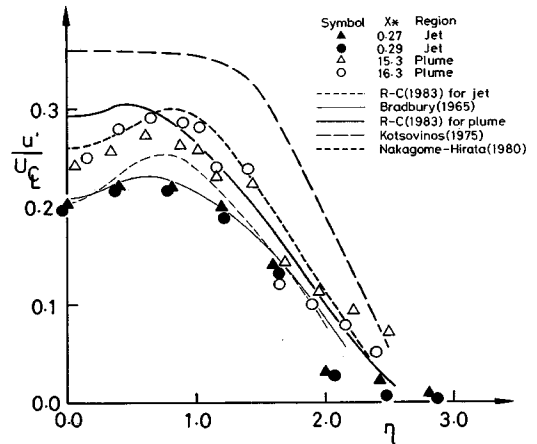


図-6 u 変動の乱れ強度分布

互の実測値の傾向は異なり、かつ個々の実測値のちらばりも大きい。それは二次元プルームでの乱流計測において一層顕著にみられる。本節ではジェット流動とプルーム流動で計測した乱流諸量の分布を提示するとともに、既往の実験値の代表例との比較を行う。既往の実験値は便宜上一本の曲線で示すが、相当のちらばりを有しているのは断るまでもない。

a) 乱れ強度分布

図-6 は流下方向流速の相対乱れ強さ u'/U_q の横方向分布を示す。白抜印はプルーム流動、黒塗印はジェット流動を示し、実線・破線は既往の発表データの代表例を示す。以下同様の表示法を用いる。ジェットとプルームはともに軸上で極小値を、 $\eta = y/y_{0.5} = 0.8$ 付近で最大値をもつ双頭形の分布を示す。ジェットに比べてプルームの絶対値は横断面全域にわたって大きく、軸上での値はそれぞれ 0.20 と 0.24、最大値は 0.22 と 0.28 である。プルームの絶対値はジェットのその約 1.2 倍である。この傾向は R-C の結果とも一致している。 \bar{u}^2 の輸送方程式中の生成項の比率はプルームとジェットで約 1.8 倍であり、この違いが両者の絶対値の違いをもたらしていると推測できる。プルームでは浮力による生成項 $g\beta u\bar{\theta}$ があり、その値はせん断による生成項 $-\bar{u}v \cdot \partial U/\partial y$ の 27% と大きい。

ジェットの実験値は Bradbury¹²⁾, Everitt and Robins¹³⁾ らの均質噴流のそれとよく一致している。また、プルームの最大値は R-C と中込・平田の 0.29 と比較的良好に合うが、Kotsovinos の 0.38 よりはるかに小さい。彼の実験値は LDV で測定されたものであるが、絶対値ならびに分布形とも他のプルームの実験値と比較して少し異なった傾向を示しているようである。

図-7 は横方向流速の相対乱れ強さ v'/U_q の横方向分布を示す。 v'/U_q の分布は軸上付近での極端な落ち

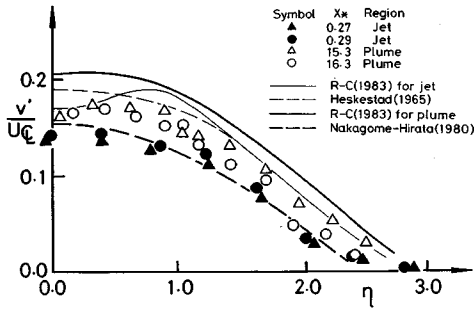


図-7 v変動の乱れ強度分布

込みはなく横方向に比較的平坦である。その絶対値は外縁に向かうに従って緩やかに減少する傾向を示す。実験値はジェット・ブルームともに Heskstad⁽⁴⁾, R-C や中込・平田のそれと比較して全体に小さめの値を示しているが、ブルームの値はジェットのその約1.2倍である。それは u'/U_q と同様の比率を示す。 \bar{v}^2 の輸送方程式はジェット・ブルームとも同一の形であり、生成項はない。 \bar{v}^2 成分は圧力変動を含む拡散項によって \bar{u}^2 成分より分配される。その分配機構が同じであるために、ジェットとブルームにおける u' と v' の比率が同じになるであろう。

断面積分した運動量流束 M の流下方向保存方程式は

$$2 \frac{d}{dx} \int_0^\infty \rho(U^2 + \bar{u}^2 - \bar{v}^2) dy = 2 \int_0^\infty \Delta \rho g dy \dots (5)$$

で表現される。全流束 M に対する乱れの貢献度は図-4, 6, 7 に示される U, u, v の分布を断面積分することにより算定でき、ブルームでは約6%, ジェットでは約4%である。R-Cの算定結果はそれぞれ5%, 3%を報告している。流下方向の運動量の輸送に貢献する乱れの割合は意外と小さい。

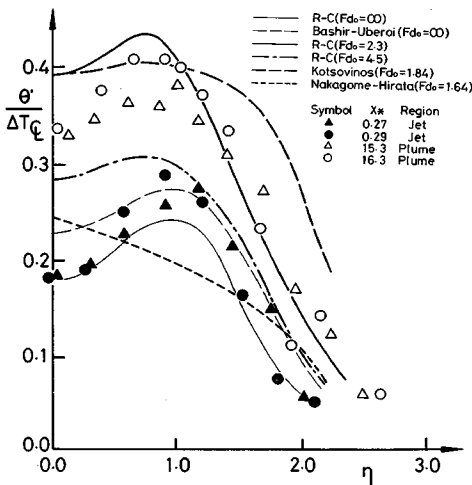


図-8 温度変動 θ の乱れ強度分布

次に、温度変動の相対乱れ強さ $\theta'/\Delta T_q$ の横方向分布を図-8 に示す。 $\theta'/\Delta T_q$ の分布は u'/U_q の分布と同様に双頭形である。ブルームとジェットとの絶対値の比率は軸上値では1.83倍、最大値では1.50倍と u'/U_q の比率と比較して大きい。Kotsovinos や R-C の実験値と比較したとき、放流口密度フルード数 F_{d0} が4.5, 3.4, 2.3, 1.84 と減少するに伴って、ブルームの $\theta'/\Delta T_q$ の値は一樣に増大することがわかる。つまり、温度変動の乱れ強度は放流口リチャードソン数 $Ri_0 (=1/F_{d0}^2)$ に依存することを示唆する。中込・平田の実験値は絶対値・分布形ともに他の結果と異なる。

$\theta'/\Delta T_q$ の最大値の位置はジェットでは $\eta=0.8$ 付近であり、また、ブルームでは $\eta=1.0$ 付近である。 u'/U_q の分布はジェットもブルームもともに $\eta=0.8$ 付近で最大値をとったのと若干異なっている。これらの結果はジェットにおける平均温度差分布の拡がり平均流速分布と比較して大きいことに対応している。

b) レイノルズ応力分布と乱流浮力流束分布

図-9 は無次元レイノルズ応力 \bar{uv}/U_q^2 の横方向分布を示す。 \bar{uv}/U_q^2 の値は中心軸で0.0, $\eta=0.8$ 近傍で最大値をとる分布形を示す。ブルームの最大値0.026はジェットの値0.016と比較して約1.6倍である。R-Cの実測結果および著者らの理論結果と比較すれば、その値は横断面全域にわたって小さい。特に $\eta > 1.0$ の領域でその傾向は顕著である。しかしながら、ブルームとジェットとの乱流強度の比率ならびに分布形は良好に一致する。この違いは \bar{uv} の輸送方程式中の生成項の値に依存していると推察できる。浮力による生成項 $g\beta v\theta$ はせん断による生成項 $-\bar{v}^2 \cdot \partial U/\partial y$ の9%程度の値でしかない。中込・平田がブルームで測定した \bar{uv}/U_q^2 の最大値は0.01であり、ジェットの値よりも小さい。

次に、無次元乱流浮力流束 $\bar{v}\theta/U_q \Delta T_q$ と $\bar{u}\theta/U_q \Delta T_q$ の横方向分布を図-10, 11 に示す。横方向乱流浮力流束 $\bar{v}\theta$ はレイノルズ応力の分布形と同一であり、

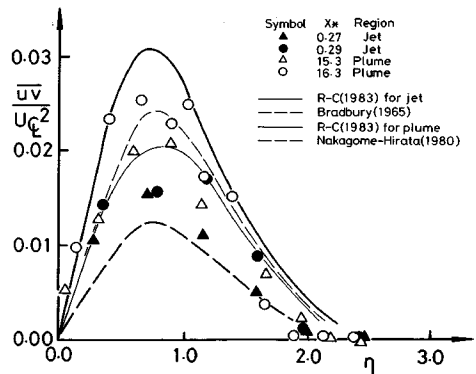


図-9 レイノルズ応力 \bar{uv} の横方向分布

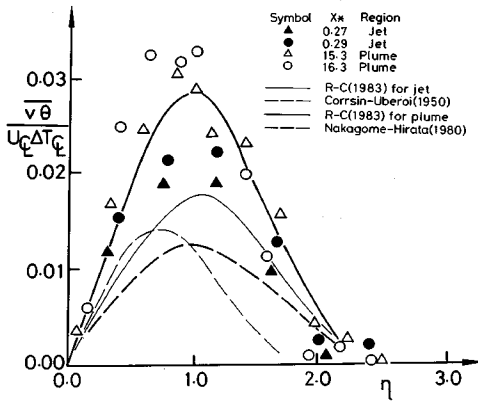


図-10 乱流浮力流束 $\overline{v\theta}$ の横方向分布

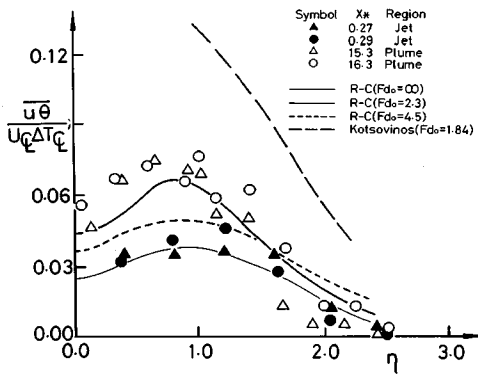


図-11 乱流浮力流束 $\overline{u\theta}$ の横方向分布

ブルームの値はジェット約 1.5 倍である。 $\overline{v\theta}$ の輸送方程式中に浮力による生成項がない割合だけ \overline{uv} の倍率よりも小さい。 $\overline{v\theta}$ の実測値は、R-C、中辻・平田や Corrsin・Uberoi らの実験結果より少し大きい。これは \overline{uv}/U_q^2 の値の比較とは逆の傾向である。一方、流下方向乱流浮力流束 $\overline{u\theta}$ の分布は、その生成項に $-\overline{u^2} \cdot \partial \Delta T / \partial x$ 、 $-\overline{uv} \cdot \partial U / \partial x + g\beta \overline{i^2}$ を含むため、軸上においても値を有する。ブルームの軸上値および $\eta = 0.8$ 近傍に現われる最大値はともにジェットのそれの約 1.7 倍である。それらの絶対値は R-C、中辻・平田の実測値と比較して少し大きい。Kotsovinos の実測結果は軸上で最大値 $\overline{u\theta}/U_q^2 = 0.26$ を示し、横方向に一樣に減少する分布形を示している。

図-4 と図-11 の $U \cdot \Delta T$ と $\overline{u\theta}$ を断面方向に積分することにより、流下方向浮力流束 N の保存方程式

$$2 \frac{d}{dx} \int_0^\infty \rho(U\Delta T + \overline{u\theta}) dy = 0 \dots\dots\dots (6)$$

が得られる。今回の測定によれば、全浮力流束 N に対する乱流成分の寄与率はブルームでは 13%、ジェットでは 7% であった。この値は全運動量流束 M に及ぼす

浮力の寄与率の約 2 倍の値である。同様の比較が R-C と Kotsovinos によってブルームに対して行われており、それぞれ約 10%、約 40% であることを報告している。後者の値は異常に大きい。

乱れ強度および乱流流束分布の実験値の比較にみられたように、Kotsovinos と中辻・平田の実験値は著者らおよび R-C の実験結果と異なる傾向を示す。かつ、各分布間の相互関係を統一的に説明できないことも指摘できる。彼らの乱流計測の信頼度は乏しいと思われる。

c) 渦動粘性係数と乱流プラントル数

渦動粘性係数 ϵ_M は次式で定義される。

$$\epsilon_M = \overline{uv} / \frac{\partial U}{\partial y} \dots\dots\dots (7)$$

図-12 は U および \overline{uv} の平滑曲線を用いて式 (7) から得られた無次元渦動粘性係数 $\epsilon_M / U \cdot y_{0.5}$ の横方向分布を示す。今回の \overline{uv} の実験値が他の実測値と比較して $\eta > 1.0$ の領域で急減することを反映して、 ϵ_M の値もその領域でしだいに減少する傾向を示すが、 $\eta < 1.0$ の主要部では $\epsilon_M / U_q y_{0.5}$ が一定値となることと同図から明白である。その値はブルームでは 0.34、ジェットでは 0.24 である。著者らは理論解析³⁾で y 方向に一定値の渦動粘性係数を仮定し、しかも流下とともにその値は変化する ($\epsilon_M = f(x)$) と仮定したが、その仮定が適切であることを示している。同図に R-C と Bradbury の実験値を載せたが、彼らの値は少し大きい。それは図-9 の

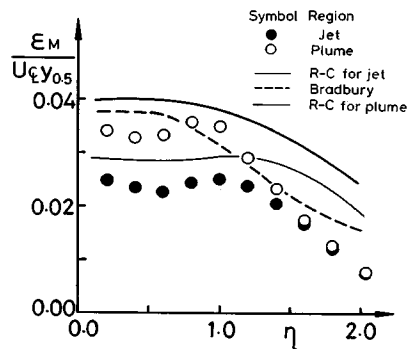


図-12 渦動粘性係数 ϵ_M の横方向分布

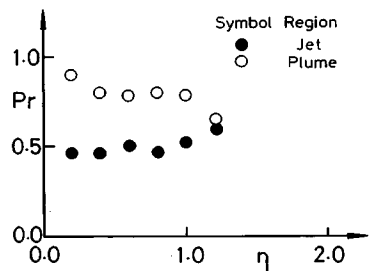


図-13 乱流プラントル数 P_r の横方向分布

— \overline{uv} の値の違いに原因していると思われる。ブルームとジェットとの比率は約 1.4 倍もあり、R-C の実験値と良好に一致している。

渦拡散係数も同様に $\epsilon_k = \overline{v\theta} / (\partial\Delta T / \partial y)$ により算出される。よって、乱流プラントル数は次のようになる。

$$P_r = \epsilon_M / \epsilon_k = \frac{\overline{uv}}{v\theta} \cdot \frac{\partial\Delta T}{\partial y} / \frac{\partial U}{\partial y} \dots\dots\dots (8)$$

図—13 は P_r の横方向分布を示す。 $\eta > 1.0$ の範囲の P_r は前述の理由で相当のばらつきを示したので、図では割愛した。同図より、乱流プラントル数 P_r の値はブルームで 0.82、ジェットで 0.48 になることがわかる。後者は運動量輸送理論と渦度輸送理論との比 (ϵ_M / ϵ_a) 0.5 および Hegge-Zijnen¹⁵⁾ の実測値 0.56 に匹敵する。また、前者は理論解析³⁾ で推定した P_r の範囲 (0.7~0.8) に対応している。一方、R-C はブルーム流動に対して $P_r = 0.94$ を報告している。

図—14 は次式で定義される混合距離 l の横方向分布を流速分布の半値半幅 $y_{0.5}$ で無次元表示して示す。

$$l^2 = \overline{uv} / \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \dots\dots\dots (9)$$

$l / y_{0.5}$ は中心軸近傍を除く横断面全域ではほぼ一定値を示しており、ブルームの混合距離はジェットのそれの約 1.1 倍である。浮力は乱れ強度の増大に寄与するとともに、運動量の横方向輸送に関与する乱れ構造の規模の増大にもわずかながら貢献することが認められる。

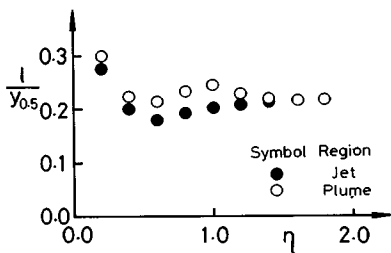
(3) 乱れエネルギー収支

乱れエネルギー $\overline{q^2}$ ($= 1/2(\overline{u^2} + \overline{v^2})$) の平衡式は次のように表わされる。

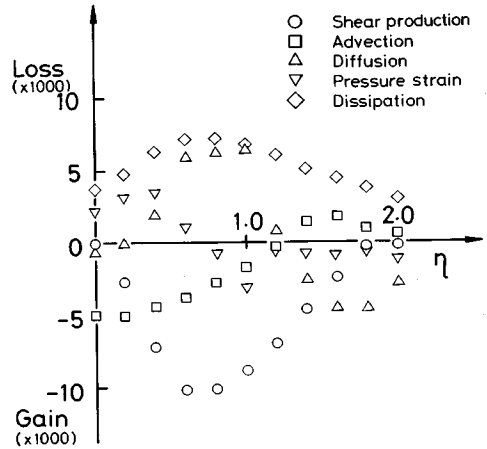
$$\underbrace{U \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial x}}_{\text{対流}} + \underbrace{V \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial y}}_{\text{せん断による生成}} = \underbrace{-\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y}}_{\text{せん断による生成}} + \underbrace{+ ag \overline{u}}_{\text{浮力による生成}}$$

$$-\underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \overline{vq^2}}_{\text{乱流拡散}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \frac{\overline{pv}}{\rho}}_{\text{圧力拡散}} - \underbrace{\epsilon}_{\text{粘性消散}} \dots\dots\dots (10)$$

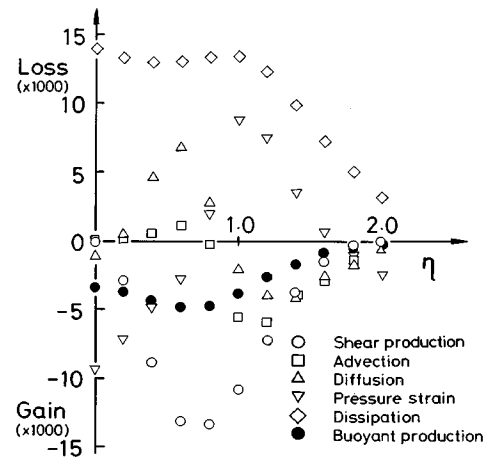
上式中の 1)~5) 項については各水理量の実測値ならびに自己相似分布形を用いて計算した。また、粘性消散項についてはパワースペクトル $P_u(k)$ (k : 波数) を算出し、



図—14 混合長 l の横方向分布



(a) ジェット流動



(b) ブルーム流動

図—15 乱流エネルギーの平衡関係

慣性領域において成立する $P_u = 0.05 \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$ の関係を用いて推算した。6) 項の圧力拡散項は \overline{pv} を直接測定できないので式 (10) の残差として評価した。

図—15 は $y_{0.5} / U_0^3$ で無次元表示した各項の横方向分布を示す。ジェット流動の乱れエネルギーの平衡状態は定性的には既往の実験結果と一致するが、せん断による生成項の最大値 0.01 にみられるように各項の絶対値は小さい。これは前述したレイノルズ応力の絶対値が今回の実験において小さいことに由来する。ジェットの横断面ではせん断による生成項と粘性消散項とが釣り合うという局所平衡の関係は満たされていない。また、対流項と拡散項の値は決して小さくないことがわかる。

ブルーム流動においては乱れ強度が大きいために、すべての項はジェット流動と比較して大きい。両流動ともにせん断による生成項は $\eta = 0.8$ 近傍で最大値を示す相似な分布形を示しているが、ブルームの最大値はジェットのそれの約 1.3 倍である。両図を比較して顕著な違い

は、ブルームの対流項が軸上で0.0であるのに対し、ジェットのそれは軸上で大きな値の利得を示す。ジェットにおける対流項は中心部 ($\eta < 1.2$) で大きな利得となり、外部では減少して損失となる。断面積分すれば、全対流項が利得となることから、乱れエネルギーはジェット中心部で上流側から供給されていることを示唆する。ブルームの第2の特徴は、浮力による生成項がせん断による生成項の34%であり、浮力が乱れエネルギーの生成に多大に貢献していることである。両生成項を合算すれば、それはジェットのせん断による生成項の約1.7倍である。

一方、乱流拡散項は $0.3 < \eta < 0.9$ の領域でせん断と浮力により生成された乱れエネルギーをブルーム外縁部に向かって拡散する働きをしている。断面積分値が0に近いことから、この値の算定は満足すべきものである。ジェット流動においても乱流拡散項は同様な傾向を示している。粘性消散項はブルーム中心部で一定値となり、非常に大きな損失 -0.013 を示す。したがって、ブルーム軸近傍では粘性消散項と生成項とは平衡状態にない。この不均衡を是正するために、圧力拡散項は中心部でかなり大きな値を示す。式(10)の残差として算出される圧力相関項が正しいものとするならば、ブルーム流動の圧力拡散項は外縁部 ($0.7 < \eta < 1.9$) の乱れエネルギーを中心部 ($\eta < 0.7$) に輸送する重要な貢献を果たしていると考えられる。これは、ジェットにおいて圧力拡散項が乱れエネルギーを中心部から外縁部に輸送しているのとは相反する現象である。

4. 結 語

鉛直上向きに放流した二次元フォーストブルームの乱流拡散機構を解明するために、ジェット流動とブルーム流動において乱流諸量の計測を行い、乱流構造に及ぼす浮力の影響を実験的に検討した。本研究で得られた主要な結果は以下のとおりである。

(1) 平均流速 U と平均温度差 ΔT の横方向分布はガウス分布で近似できる。ブルームでは両分布はほぼ重なり合うが、ジェットでは平均温度差分布の拡がり率が平均流速分布のその約1.4倍である。この比率の違いは、実測した乱流プラントル数がブルームで0.82であるのに対し、ジェットでは0.48であることに起因している。

(2) 平均流速 V の横方向分布から求まる連行係数はブルームでは0.112、ジェットでは0.05である。両者の間には2倍程度の開きがある。これらの値は平均流速 U の分布形および拡がり率を与えて計算した解析結果と、また著者らの理論解とよく一致する。

(3) 流速の相対乱れ強さ u'/U_q と v'/U_q について

は、ブルームの値はジェットのその約1.2倍である。温度変動 $\theta'/\Delta T_q$ の絶対値も同様の傾向を示すが、放流口リチャードソン数 Ri_0 の増加とともに $\theta'/\Delta T_q$ の値が増大するのが特徴である。

(4) レイノルズ応力 \overline{uv} 、乱流浮力流束 $\overline{v\theta}$ と $\overline{u\theta}$ の横方向分布はブルームとジェットで相似な形状をしている。しかし、その絶対値はブルームの方が約1.6倍大きい。これがブルームでの乱れ強度の増大をもたらす原因である。

(5) フォーストブルームの外縁部 ($\eta > 1.0$) ではレイノルズ応力 \overline{uv} や乱流浮力流束 $\overline{v\theta}$ の測定に誤差を含むため測定値は相当ばらつく傾向にあるが、渦動粘性係数や乱流プラントル数は横断面内で一定値とみなし得る。このことから、フォーストブルームの計算に適する理論は乱流粘性モデルであると結論づけられる。

(6) ブルームにおける乱流強度および乱流流束の横方向分布を比較した結果、Kotsovinosと中辻・平田の実験値は今回の実測値およびRamaprian-Chandrasekharaの結果と異なる傾向を示す。しかも、各諸量間の相互関係を統一的に説明できない。よって、彼らの乱流計測の信頼度は乏しいと考えられる。Ramaprian-Chandrasekharaと今回の実測ではブルームとジェットとの比率ならびに横方向分布形等はうまく一致するが、彼らの計測値の方がおしなべて今回の結果より少し大きい。

(7) ジェットにおける乱れエネルギーはせん断効果による生成と上流側からの供給により利得されるのに対し、ブルームではせん断と浮力が乱れエネルギーの生成に寄与する。浮力による生成項はせん断による生成項の約30%に相当し、浮力の乱流エネルギーへの貢献は大きい。乱れによって流下方向に輸送される浮力流束はブルームにおいて全流束の13%にあたる。

最後に、本実験の遂行に熱心に強力で頂いた大阪大学大学院生 浅田浩章君 (現・フジタ工業) と町田博紀君 (現・奥村組) に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Chen, C. J. and Rodi, W. : Vertical turbulent buoyant jet : A review of experiment data, Pergamon Press, p. 83, 1980.
- 2) List, E. J. : Mechanics of turbulent buoyant jets and plumes, Turbulent Buoyant Jets and Plumes (W. Rodi ed.), HMT Series 6, Pergamon Press, pp. 1~68, 1982.
- 3) 室田 明・中辻啓二・中井正則 : 二次元フォーストブルームの連行係数に関する理論的研究, 土木学会論文集, 第369号/II-5, pp. 23~31, 1986.
- 4) 中辻秀樹・平田 賢 : 二次元サーマルブルームの乱流拡散機構, 日本機械学会論文集 (B編), p. 2023~2036, 1980.
- 5) Ogino, F., Takeuchi, H., Ohki, M. and Mizusina, T.

- : Turbulence measurements in an axi-symmetric buoyant jet, Proc. 3rd Sympo. Turbulent Shear Flows, Davis, 1981.
- 6) Ramaprian, B.R. and Chandrasekhara, M.S. : Study of vertical plane turbulent jets and plumes, IIHR Rept. No.257, The University of Iowa, 1983.
 - 7) 室田 明・中辻啓二・玉井昌宏 : 二次元フォーストブルームの大規模渦運動, 土木学会第30回水理講演会論文集, pp.649~654, 1986.
 - 8) Corrsin, S. and Uberoi, M.S. : Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet, NACA TN, 1950.
 - 9) Bashir, J. and Uberoi, M.S. : Experiments on turbulent structure and heat transfer in a two-dimensional jet, Phys. Fluids, Vol.18, No.4, pp.405~410, 1975.
 - 10) Davis, A.E., Keffer, J.F. and Baines, W.D. : Spread of heated plane turbulent jet, Phys. Fluids, Vol.18, pp.770~775, 1975.
 - 11) Kotsovinos, N.E. : A study of the entrainment and turbulence in a plane buoyant jet, Rept. No. KH-R-32, W.M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, Caltech, 1975.
 - 12) Bradbury, L.J.S. : The structure of a self-preserving turbulent plane jet, J. Fluid Mech., Vol.23, pp.41~61, 1965.
 - 13) Everitt, K.W. and Robins, A.G. : The development and structure of plane jets, J. Fluid Mech., Vol.88, pp.563~583, 1978.
 - 14) Heskestad, G. : Hot wire measurements in a plane turbulent jet, Trans. ASME, J. Appl. Mech., Vol.32, pp.721~734, 1965.
 - 15) Hegge Zijnen, B.G. : Measurements of the velocity distribution in a plane turbulent jet of air, Appl. Sci. Res., Section A, Vol.7, pp.256~277, 1958.

(1988.4.21・受付)
