

二次元フォーストブルームの流動・乱流特性の 渦列モデルによる解析

A VORTEX-STREET MODEL OF FLOW AND TURBULENCE PROPERTIES IN TURBULENT PLANE FORCED PLUME

室田 明*・中辻啓二**・玉井昌宏***

By Akira MUROTA, Keiji NAKATSUJI and Masahiro TAMAI

A numerical simulation of the vortex-street model for the coherent structures in a turbulent plane jet and plume is described. Attention is focussed on the topological features of the coherent structures detected experimentally. The model formulation includes the streamwise development of von Karman-type vortex street pattern in terms of the similarity-scaling relationships. The model was found to predict the lateral profiles of mean flow and turbulence quantities including the Reynolds stress, in particular, the differences of their quantities in a jet and a plume reasonably well. The non-symmetric arrangement of coherent structures is the essential mechanism for the production of the Reynolds stress and the entrainment.

Keywords : plane forced plume, coherent structure, vortex-street model, jet, plume

1. 緒 言

近年、せん断乱流の多層構造性に着目した条件付き抽出法の適用が数多く試みられている。その結果、可視観測からは推測の域を出なかった組織的構造の特性が定量的に明らかになり、乱流輸送に果たす貢献も解明されつつある。著者ら^{1),2)}も二次元ジェットとブルームの乱流計測を実施し、完全発達領域における組織的構造と連行現象や乱流輸送との関連について検討を行ってきた。しかしながら、条件付き抽出法によって検出した組織的構造を動力学的にどのように位置付けるかは、なかなか難しい問題である。組織的構造により惹起される流動特性の検討が必要である。

Oler・Goldshmidt³⁾は二次元噴流の完全発達領域の流動をランキン渦の単純な重ね合わせによってモデル化した。そのモデルは乱れ特性が実験値とあまり合致しない欠点をもっているものの、実験により得られた組織的構造の情報を基本として構築されたものであり、組織的

造の水理学的役割を検討するうえで簡便、かつ有為な方法であると考えられる。同じような着想に基づいて、ランキン渦モデルを噴流の連行機構の説明に適用したものに、福岡・佐藤⁴⁾の研究がある。

本研究では、著者らの実施した二次元フォーストブルームの実験¹⁾によって得られた組織的構造のトポロジに基づいた渦列モデルを展開して、二次元ジェットとブルームの流動および乱流特性や連行係数の違い（たとえば、室田・中辻・玉井²⁾；室田・中辻・中井⁵⁾）を解析することを試みる。

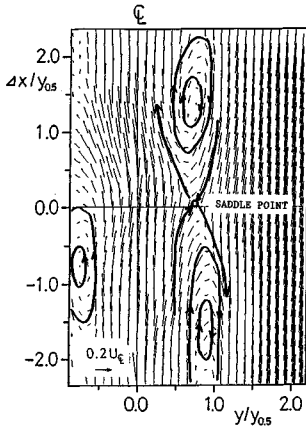
2. フォーストブルームにおける組織的構造

せん断乱流や壁面乱流における組織的構造に関する研究はここ十年あまり積極的に実施されている。また、組織的構造の動力学に関する総括が数多く提出されている。たとえば、Laufer⁶⁾、Kovaszny⁷⁾、Hussain⁸⁾、Antonia⁹⁾らがその代表例である。その理由は、ジェットやブルームの二次元自由乱流を例に示せば、①放出流塊の揺らぐフラッピング現象、②乱流変動の相互相関関数にみられる左右非対称性と周期性、③周囲流体塊の連行加入現象、④運動量や物質の乱流輸送機構、⑤自己保存性、⑥レイノルズ数への非依存性、等の自由乱流特有の現象が、組織的構造を考えることによって矛盾なく統

* 正会員 工博 大阪大学名誉教授
(〒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)



図一 二次元ブルームで条件付き抽出された組織的構造とトポロジ特性 (室田ら¹⁾参照)

一的に説明できるからである。

図一は、ブルームの完全発達領域で条件付き抽出した乱流構造を移流速度 $U_v (=0.65 U_\epsilon)$ 、ここに U_ϵ は中心軸上平均流速) で流下 (x) 方向に動く移動座標系から観察した流速変動ベクトルの概観¹⁾を示している。同図から、ブルームの広がり幅と同程度の大きさの秩序立った渦構造がブルーム内に存在しているのが明瞭に認められる。また、それらの主要なモードは中心軸に関して Karman 渦列と類似の非対称に配置された二列の渦列であり、左右断面で逆向きの循環を有した渦構造であることがわかる。

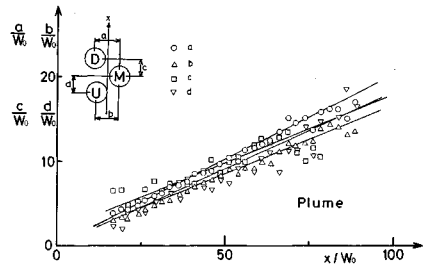
この流動に特徴的な特異点は渦心点と鞍点 (saddle point) である。渦心点は循環パターンの中心であり、可視観測では染料の高濃度部に相当する。一方、鞍点は流線の収斂線と発散線とが交差する点である。発散線は中心軸に対して 50 度の角度で傾いており、大きなひずみがこの方向に生じる。また、条件付き抽出した温度や流速分布の急激な変化も発散線に沿って生じている (室田・中辻・浅田¹⁾の図-5, 6 参照)。この発散線に沿う渦の強い伸張は鞍点に収斂する流れをもたらす。その 1 つは周囲流体を連行する内向きの運動であり、もう 1 つは内部流体を鞍点に向かわせる外向きの運動である。両運動により輸送された運動量や熱・物質は、次に発散線に沿って中心軸あるいは外部へと輸送される。後者は運動量や熱・物質の乱流輸送が活発になる領域である。一方、鞍点近傍は、レイノルズ応力や乱流熱 (物質) フラックスの絶対値が大きくなる領域であると考えられる。

このように、組織的構造間の干渉がもたらす鞍点周りの渦の伸張は、周囲環境水の連行加入や乱流エネルギーの生成と消散にとって重要な役割を果たしている。同じような組織的構造のトポロジ特性は Oler・Goldshmidt²⁾、Komori・Ueda¹⁰⁾、Thomas・Goldsh-

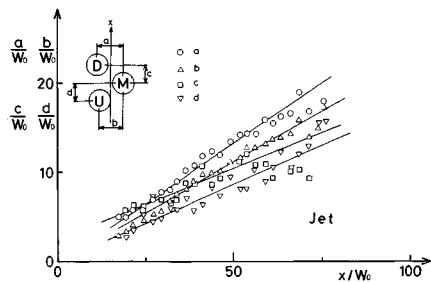
midt¹¹⁾、Antonia *et al.*¹²⁾、室田ら^{1), 13)}によって噴流の自己保存領域において見出されている。また、後流においても Kiya・Matsumoto¹⁴⁾、Antonia *et al.*¹⁵⁾、Hussain・Hayakawa¹⁶⁾らによって明瞭に抽出されている。Antonia *et al.*¹²⁾の条件付き抽出・平均の結果によれば、組織的構造のレイノルズ応力 $\overline{u'v'}$ および乱流熱フラックス $v\theta$ への貢献度は噴流でそれぞれの慣用的長時間平均値の約 50%, 70%, 後流で約 25%, 50% である (ただし、上記の数値は断面平均値である)。このように組織的構造の乱流輸送に果たす役割は非常に大きい。

そこで、ジェットおよびブルームにおける組織的構造のトポロジ特性を調べるために、可視観測から得られた渦構造間の間隔の流下方向変化を示したのが図-2, 3 である。 $\Delta x = 1 \text{ cm}$ ごとに渦 M を移動させ、上流側の渦 U と下流側の渦 D との横 (y) 方向の間隔 a, b および流下 (x) 方向の間隔 c, d を求め、放流口幅 W_0 で無次元表示した。渦 M のサンプル数は 5 から 35 である。

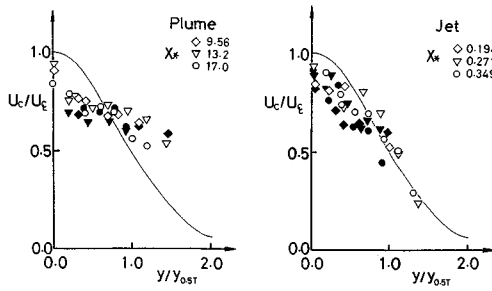
すべての間隔は流下方向に線形に増加する傾向を示しており、その増加率の範囲はブルームで 0.20 (dc/dx) から 0.13 (dd/dx)、ジェットで 0.27 (dc/dx) から 0.16 (dd/dx) である。ジェットの広がり率は一般にブルームより大きい。しかし、各間隔の増加率の散乱程度ならびに各間隔での実測値の散乱程度に関していえば、ブルームの方がジェットと比較して小さい。その傾向は y 方向の間隔 a および b の変化において明瞭である。



図二 組織的構造の間隔の流下方向変化 (ブルーム)



図三 組織的構造の間隔の流下方向変化 (ジェット)



図—4 組織的構造の移流速度

次に、組織的構造の流下方向移流速度を求めたのが図—4である。流下方向に $\Delta x = 3 \text{ cm}$ 離れた2断面に6本ずつのサーミスターを配置して温度変動を計測した。移流速度の算定法として次の2つの方法を採用した。

- ① 相互相関関数の最大値が現われる遅れ時間 τ_{\max} を用いた移流速度： $U_c = \Delta x / \tau_{\max}$
- ② コヒーレンスが最大となる周波数 f_c と位相角 ϕ_c を用いた位相速度： $U_p = 2\pi \Delta x f_c / \phi_c$

図中の白抜き記号と黒塗り記号はそれぞれ中心軸上の平均流速 U_∞ で基準化した U_c および U_p を示す。また、実線は平均流速分布である。

ブルームにおける移流速度と位相速度の横方向分布は比較的平坦であり、その絶対値は軸上平均流速の約70~65%である。これに対して、ジェットの移流速度は平均流速の影響を少し受けて、平均流速分布に近い分布を示す。しかし、位相速度 U_p は $0.3 < y/y_{0.5} < 1.1$ の範囲でおよそ $0.65 U_\infty$ の一定値となる。位相速度はある特定の周波数成分の移流速度を表わしており、物理的には組織的構造のような渦動の通過過程をとらえていると考えられる。したがって、組織的構造はブルーム、ジェットにおいて軸上平均流速の70~65%の速度で移流すると考えてよい。これは、条件付き抽出した流速ベクトルを $0.65 U_\infty$ で動く移動座標系からみたときに、秩序立った構造が明瞭に現われたこと(図—1)とも一致する。

3. 渦列モデル

(1) 渦列モデルの基本構成

前章で示した組織的構造の乱流輸送への貢献を定量的に評価するために、瞬間的乱流変動 α は次のように定義する(たとえば, Hussain⁸⁾)。

$$\alpha(x_i, t) = \bar{\alpha} + \langle \alpha \rangle + \alpha_r \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 α は流速変動 u, v あるいは温度変動 θ を示す。上付きバーは慣用的長時間平均を、角括弧 $\langle \rangle$ は条件付き時間平均(組織的構造の寄与成分)を、添字 r はランダム変動成分(組織的構造とは無相関の小スケールの乱流運動からの寄与)を示す。つまり、乱流成分 $\langle \alpha \rangle +$

α_r の慣用的な長時間平均は0となる。

本モデルで想定する乱流成分は $\langle \rangle$ で表示される組織的構造である。二次元ジェットあるいはブルームの完全発達領域での流動は図—5に示すような渦列構造によって模擬されると考える。すなわち、矩形分布で流下方向に線形に広がる非粘性の流れ場と、図—1の渦列パターンを構成するすべてのランキン渦の線形和によって、あらゆる位置の流速変動が決定される。

モデル化されたジェットあるいはブルームの流動は次式の広がり率と流速遞減則によって支配されることはよく知られている(たとえば, 室田・中辻・中井⁹⁾)。

$$y_{0.5} = c_x x \quad \text{for jet and plume.} \dots \dots \dots (2)$$

$$U_\infty \sim \begin{cases} x^{-1/2} & \text{for jet,} \\ x^0 & \text{for plume.} \dots \dots \dots (3) \end{cases}$$

ここに、 $y_{0.5}$ は流下方向平均流速分布の半値半幅、 U_∞ は中心軸上の流下方向平均流速である。

そこで、場の流れの長時間平均成分 $U_B(x, y)$ はジェットに対しては流下方向運動量流束の保存を満たすように、またブルームに対しては流下方向浮力流束の保存を満たすように次式で与える。

$$U_B = c_B U_\infty \dots \dots \dots (4)$$

ただし、

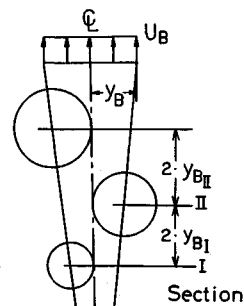
$$\begin{cases} 0 < c_B \leq 1.0 & \text{for } |y/y_{0.5}| \leq 1.0, \\ c_B = 0 & \text{for } |y/y_{0.5}| > 1.0. \end{cases}$$

一方、主要な乱流成分を構成する渦列構造は図—1にみられるKarman渦列と類似の左右非対称な配置で与える。実験結果⁴⁾より渦中心の流下方向間隔が上流側の渦の位置する断面の半値半幅の2倍程度であると仮定すれば、中心の渦[座標 (x_r, y_r)] から上流側第 i 番目(あるいは下流側第 $-i$ 番目)の渦中心の流下方向位置 (x_i, y_i) は次のように求まる。

$$\begin{cases} x_i = x_r / (1 + 2.0 c_x)^i \\ y_i = (-1)^{i+1} c_x x_i \end{cases} \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 c_x は i 番目の渦の位置の半値半幅 $y_{0.5t}$ の広がり率 $y_{0.5t}/x_i$ であり、渦中心が半値半幅に位置するように与えた。

渦列を構成する渦は次式のランキン渦で与える。



図—5 モデルの概念図

$$V_{ri} = \frac{\Gamma_i}{2\pi r} \left[1 - \exp \left[-1.26 \left(\frac{r}{r_{ci}} \right)^2 \right] \right] \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 V_{ri} ：渦の回転速度、 r_{ci} ：核半径、 r ：渦中心からの距離である。 Γ_i は循環強度であり、中心軸上流速 $U_{\xi i}$ と関連つけた次式を用いて算出する。

$$\Gamma_i = (-1)^{i+1} c_c 2\pi r_{ci} U_{\xi i} \dots\dots\dots (7)$$

また、核半径 r_{ci} は次式のように定義する。

$$r_{ci} = c_j y_{0.5i} \dots\dots\dots (8)$$

ただし、 c_c と c_j は実験定数である。二次元ジェットおよびブルームは自己保存性の流動であり、渦列も図—1あるいは図—5に示す位相パターンを保ちながら移流すると考えられることから、渦の諸特性はマクロな速度スケールと長さスケール、すなわち軸上流速 U_{ξ} と半値半幅 $y_{0.5}$ を用いて式 (4)~(7) のように決定した。その結果、渦の循環強度は自己保存則に従って、ジェットでは $x^{1/2}$ に、またブルームでは x に比例して成長することになる。ブルームの断面積分した運動量流束は浮力項を介して流下方向に増大することより、この記述は合理的な表現である。

ある時間 t における渦の配置が決定されると、渦列によって生成される任意点 (x, y) での流速変動 (u_v, v_v) は (x_i, y_i) 座標に中心を有するランキン渦 n 個の線形重ね合わせによって次のように算出される。

$$\left. \begin{aligned} u_v(x, y, t) &= - \sum_{i=1}^n V_{ri} \cdot \xi_i / r_i \\ v_v(x, y, t) &= - \sum_{i=1}^n V_{ri} \cdot \eta_i / r_i \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 $\xi_i = x - x_i$ 、 $\eta_i = y - y_i$ 、 $r_i^2 = \xi_i^2 + \eta_i^2$ 。

実験結果に基づき、渦列群は式 (5) の位相パターンを保ちながら移流速度 $U_c (= 0.7 U_{\xi})$ で流下すると仮定すれば、任意点 (x, y) での流速変動 (u_v, v_v) が時々刻々式 (9) より求まる。

しかし、渦の流下に伴って移流速度が減少もしくは一定となるのに対して、式 (5) によれば、渦列間の距離はしだいに長くなるという矛盾した結果をもたらす。この事実は、現象的には、たとえば合体現象等を介して単位長さ当たりの渦の数が減少することに対応している。その過程で、渦構造間の相互干渉による運動量の輸送が活発になることは十分予想できる。本モデルのようなおのおの渦運動の線形重ね合わせではこのような非線形な流動を表現することはできない。Oler・Goldshmidtモデル³⁾の欠点はこの効果を無視したことに原因している。

そこで、本モデルでは渦列構造により生起された横方向流速変動と流下方向流速の横方向勾配により運動量の乱流輸送が行われると仮定して、その効果を次式のように表現する。

$$u_M = c_M (U_B / y_{0.5}) v_v \Delta t \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 u_M は運動量交換による流下方向流速変動の増減分、 Δt は計算時間間隔である。 u_M は v_v に単純に加算した。表示式では、係数 c_M は Δt に依存する形になっているが、流速変動は渦の線形重ね合わせによって算出されるので、 c_M は普遍定数と考えてよい。

(2) 計算方法

初期条件として $t=0$ での中心渦の位置を $x = x_0$ に設定すれば、上流側あるいは下流側の渦の位置は式 (5) で決定される。その渦列パターンを移流速度で Δt 刻みに移流させれば、任意点の流速変動の時間変化は

$$\left. \begin{aligned} u(x, y, t) &= U_B + u_v + u_M \\ v(x, y, t) &= v_v \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

によって算定でき、渦列パターンの一周期で平均化すれば、時間平均 $U(x, y)$ 、 $V(x, y)$ が求まる。

計算に際して実験定数をあらかじめ与える必要がある。 c_B は計算した中心軸上平均流速 U_{ξ} が U_{ξ} の実験値と合致するように 0.7 の値を採用した。残りの定数は実験結果に基づいて $(c_x, c_j, c_c, c_M) = (0.1, 0.8, 0.8, 0.3)$ を採用した。流速変動の計算結果にモデル化した渦列の数が影響を与えることはいうまでもない。ただし、対象とする点 (x, y) から離れて存在する渦の影響は相対的に小さくなるのは式 (9) から自明である。 $i = \pm 2$ と $i = \pm 3$ の渦列を用いて計算した結果、両者の違いは流速変動にほとんど現われないことが認められたので、 $i = \pm 2$ つまり 5 個の渦列を仮想して計算した。

4. 計算結果とその考察

(1) ジェットとブルームの水理諸量の比較

ジェットに対しては式 (3) に示した $U_{\xi} \sim x^{-1/2}$ 、ブルームに対しては $U_{\xi} =$ 一定の流速遞減則を適用して、渦列構造の通過に伴う乱流変動の違いを比較する。

図—6, 7 は時間平均した流下方向流速 U および横方向流速 V の横 (y) 方向分布を示す。縦軸と横軸はそれぞれ中心軸上流速 U_{ξ} と半値半幅 $y_{0.5}$ で無次元表示した。また、白抜き記号と黒塗り記号はブルームとジェットの計算値を、実線と破線はそれぞれの完全発達領域における既往の実験値の平均曲線³⁾を示す。以下の図においても同様の表示を用いる。

ランキン渦の単純な重ね合わせによって流下方向流速 U の分布が実験値を良好に模擬することは Oler・Goldshmidt の渦列モデル³⁾によって実証されている。本モデルでは流下方向の運動量流束の保存を表現するために流下方向時間平均流速が矩形分布で導入され、横方向運動量輸送の効果 (式 (10)) が加算されたのが、彼らのモデルと異なる点である。図—6 の流下方向流速 U の計算結果は Oler・Goldshmidt モデル³⁾と同様にガウス分

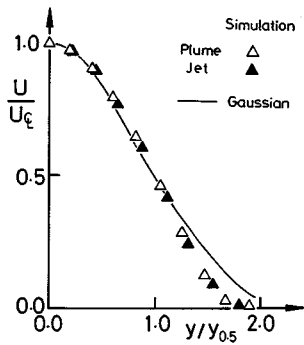


図-6 流下方向平均流速 U の横方向分布

布におおむね一致している。また、ブルームの流速分布がジェットのと比較してガウス分布により近づく傾向にあることから、横方向の運動量の乱流輸送はブルームの方が大きいことが推察できる。

他方、図-7のブルームにおける横方向流速 V の計算値は全断面にわたって中心軸向きの流動を、またジェットにおいては中心軸付近で生じる外縁向き、外縁部で生じる中心軸向きの流動をうまく表現している。この傾向は連続方程式に平均流速 U の分布(図-6)ならびにブルーム、ジェットそれぞれの dU_{ξ}/dx , $dy_{0.5}/dx$ の値を代入して解析的に求められる分布形と一致しており、特筆に値する。ブルームの外縁部における中心軸向き流速はジェットのその約2倍である。その比率は実験²⁾や理論⁵⁾によって得られた連行係数の比率とほぼ一致している。しかしながら、ブルームの計算値は実験値と比較して20%程度小さい。図には示さないが、横方向流速 V の絶対値には広がり率 $c_x (= dy_{0.5}/dx)$ の影響が他の実験定数に勝って大きいことが確認されている。 c_x の増加に従って、 V の絶対値は線形に増大する。一方、 $c_x=0.0$ としたときには全域で $V=0.0$ となった。つまり、モデルで「組織的構造が広がりながら流下方向に移流する」運動学的条件を与えたことが図-7にみられるジェットあるいはブルーム特有の V の横方向分布を模擬することを示唆している。これは組織的構造およびそ

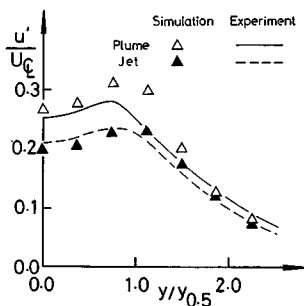


図-8 u' の横方向分布

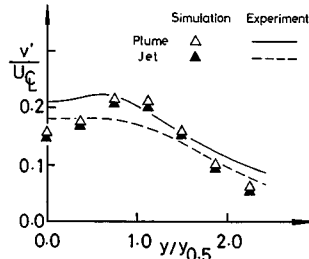


図-9 v' の横方向分布

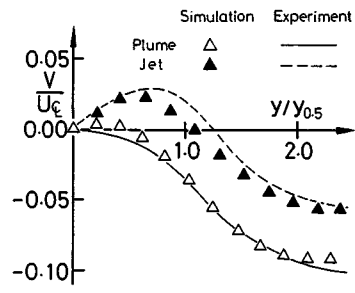


図-7 横方向平均流速 V の横方向分布

の渦列が流下方向に線形に増大すること(図-2, 3参照)と密接に関連している。

図-8, 9は流下方向流速および横方向流速の乱れ強度 u' , v' の横方向分布を示す。 u'/U_{ξ} と v'/U_{ξ} の計算値は両流動ともに特徴的な双頭型の分布を示している。ランダムな変数成分の寄与が30%~50%であること¹²⁾を考えれば、実験値との一致度は定量的にも定性的にも満足すべき範囲にある。ブルームとジェットの差違も u'/U_{ξ} の分布で良好に模擬されており、ブルームの絶対値はジェットのその約1.3倍である。しかし、 v'/U_{ξ} の分布には両流動の差違はほとんど認められない。

次に、レイノルズ応力 \overline{uv} の計算結果を図-10に示す。計算値は実験値の2倍程度大きい値を示すものの、分布形やジェットとブルームの違いは実験結果を比較的うまく再現している。両者の絶対値の相違は渦列モデルが秩序立った組織的構造のみを考慮し、それより小さな規模の乱流成分を無視したことに起因している。小規模の乱流成分の拡散効果を導入するならば、図に現われたような局所的な強いひずみは緩和されるものと期待される。ブルームの最大値はジェットのその約1.4倍であり、実験結果の約1.7倍と同程度である。

Oler・Goldshmidtモデル³⁾においては符号の異なるレ

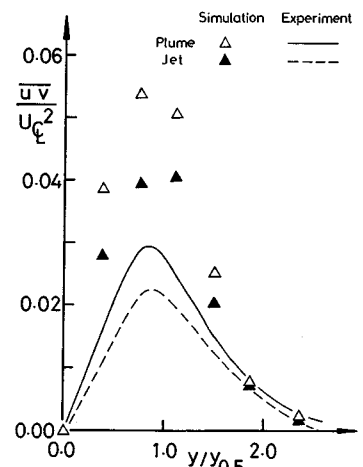


図-10 \overline{uv} の横方向分布

レイノルズ応力が計算され、また乱れ強度 u', v' の分布形もあまり合理的なものが得られなかったことと比較すれば、本提案モデルはブルームならびにジェットの動力学的特性を矛盾なく模擬していることがわかる。運動学的に与えられる渦列構造の線形和だけでは表現できない非線形現象、現象的には図-1の隣り合った渦同士の間隔を表現する運動量輸送効果を導入したことが渦列モデルの改善の原因の1つとして挙げられる。

(2) 渦列モデルの感度解析

任意点における流速変動は主として仮想した渦の線形和で表現されるのであるから、渦循環強度係数 c_e や核半径係数 c_r の増減は流速変動に線形的に影響を及ぼすことは十分予想できる。著者らは前報¹⁾で「組織的構造の非対称な配置が空間的に安定であるか否かが、ブルームとジェットの連行能の差違をもたらす」ことを指摘した。そこで、本節ではブルームに適用した計算を行い、渦列構造の非対称配置の影響および運動量交換係数 c_M の影響に関して検討する。

a) 非対称配置パラメーター β

渦列構造の非対称配置(式(5))からの逸脱の程度を表現するパラメーターとして次式の β を定義する。

$$\beta = (1 + a_{iu}c_x)/(1 + a_{id}c_x) \dots\dots\dots(12)$$

ここに、 a_{iu} は仮想した渦と上流側渦との流下方向間隔と半値半幅 $y_{0.5iu}$ との比率、 a_{id} は下流側渦との流下方向間隔と $y_{0.5id}$ との比率である。 $\beta=1$ は図-5に示した実験結果に基づく配置であり、 β の値が増大するほど非対称性が低下することになる。

図-11は β を1.0から1.3まで変化させたときの U, u' および \overline{uv} の横方向分布を示す。流下方向平均流速 U の分布をみれば、 β の増大に伴って、ガウス分布から逸脱する傾向が半値半幅より外側の領域においてみられる。しかし、全体的には平均流動は非対称性の程度にあまり影響されないことがわかる。一方、乱れ強度ならびにレイノルズ応力の分布には β の影響が顕著であり、 β の増大に伴ってそれらの絶対値は著しく減少する。実現象では図-5、つまり $\beta=1$ の配置を保って流動するのはまれである。ことに、時間平均流速、換言すれば組織的構造の移流速度が流下方向に変化するジェットにおいては、流下に伴い渦列の配置が非対称な配置から逸脱する傾向(つまり、 $\beta > 1.0$ になる)が強いと思われる。その結果、ジェットにおける乱れ強度やレイノルズ応力、

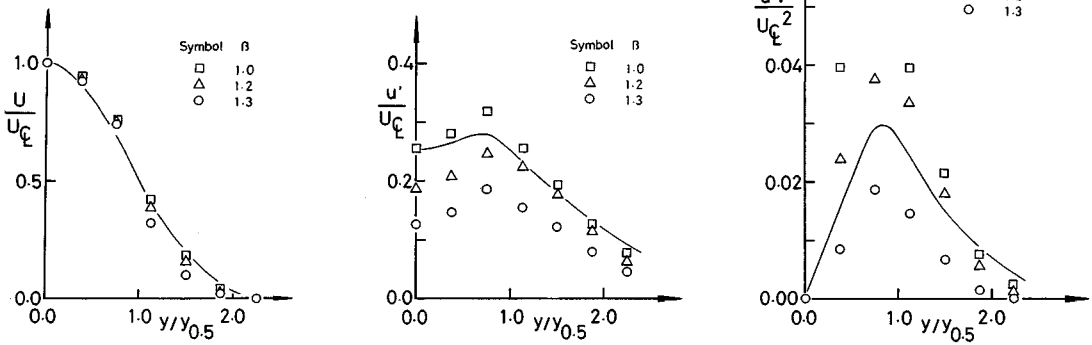


図-11 非対称配置の計算結果に及ぼす影響

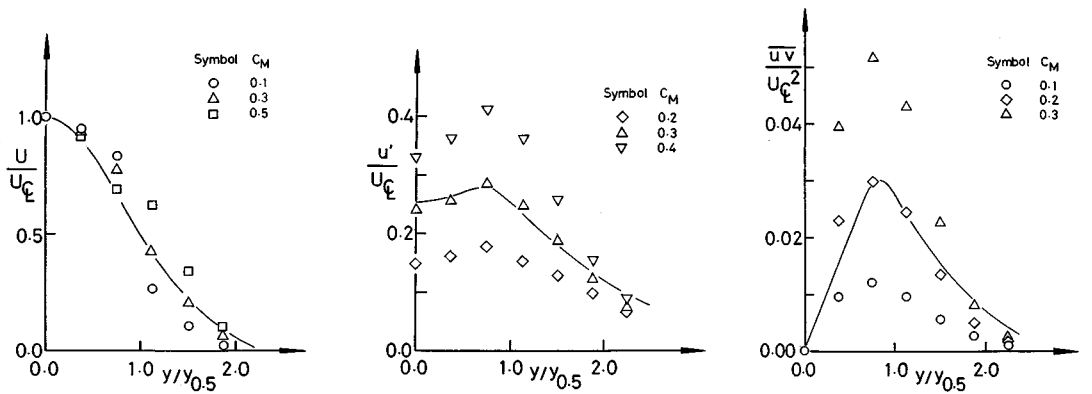


図-12 運動量交換係数の計算結果に及ぼす影響

ひいては乱流輸送はブルームに比較して小さくなるものと予測できる。

b) 運動量交換係数パラメーター c_M

c_M の値を 0.1 から 0.5 の範囲で変えて計算した結果を図—12 に示す。 c_M の値を大きくすれば、横方向運動量輸送が活発になり、式 (4) で与えた矩形の流下方向平均流速分布が平坦化される。つまり、 c_M の値の増加に伴って、平均流速 U は中心軸付近 ($y/y_{0.5} < 1.0$) で減少し、逆に外縁部 ($y/y_{0.5} > 1.0$) で増大する傾向を示す。しかし、あまり過大な c_M を与えると、半値半幅内外の流速が反転する矛盾した結果となる。 $c_M = 0.3$ がガウス分布を模擬できるという点で最適な値である。一方、 c_M の値は乱れ強度 u' やレイノルズ応力 \overline{uv} の絶対値に鋭敏な影響を及ぼすことが図 (b), (c) からわかる。しかしながら、 u' と \overline{uv} の分布形状は c_M の値にあまり影響されないようである。

5. 結 語

鉛直上向きに放出した二次元フォーストブルームに内在する組織的構造をランキン渦の渦列で模擬する渦列モデルを展開して、二次元ジェットとブルームの流動および乱流特性の違いをもたらす物理機構を解析した。本研究で得られた主要な結論は以下のとおりである。

(1) 前論文¹⁾の可視観測ならびに条件付き抽出・平均法で得られた「中心軸に対して左右非対称に配置され、かつ逆向きの循環を有している組織構造」に着目して、組織構造の流下方向への発達をランキン渦の渦列の相似パターンで模擬する Oler・Goldshmidt³⁾ のモデルを採用した。提案モデルの特徴は、渦列の相似パターンの移流に加えて、①ジェットでは流下方向の運動量流束の保存を表現するために、またブルームでは流下方向浮力流束の保存を満たすように流下方向平均流速を矩形分布で与えたこと、②組織的構造間の相互干渉を表現するために横方向運動量輸送の効果を導入したことである。

(2) 計算結果は、提案モデルが平均流速 U , V , 乱流強度 u' , v' ならびにレイノルズ応力 \overline{uv} の横方向分布を良好に予測することを示した。特に、ジェットとブルームの実験でみられた違いが定性的にも定量的にも再現できることがわかった。Oler・Goldshmidt³⁾ のモデルでは負のレイノルズ応力が計算されたり、乱流諸量の予測が合理的でなかったが、提案モデルはそれらを矛盾なく予報している。これは上述した組織的構造の動力学特性をモデルに加味したことに起因している。

(3) 渦列モデルの基本は非対称に配置された組織的構造の流下方向への発達を考慮したことにある。横方向流速やレイノルズ応力の生成機構は組織的構造の非対称な配置に原因している。乱流強度の絶対値が組織的構造

の強度やスケールのみならずその配置にも影響を受けることは興味深い。

(4) ジェットとブルームの乱流強度や連行係数の違いは、流下方向流速の逓減特性の違いとともに、組織的構造の非対称な配置が安定であるか否かにも依存することがわかった。

せん断乱流場において組織的構造の存在が発見され、組織的構造がレイノルズ応力の生成機構や運動量や熱・物質の乱流輸送機構に本質的な役割を果たすことが実験的に指摘されて久しい。しかし、組織的構造を動力学的にどのように位置づけるかに関してはまだ統一的な見解が得られていないのが実状である。本研究は実験で得られた組織的構造のトポロジ特性に着目して、組織的構造が流動場や乱流場に与える影響を定量的に評価することを試みたものである。流動の基本となる連続方程式を直接的に満たしていない等の欠陥も含んでいるが、組織的構造の役割の積極的な評価が本論文の基本姿勢になっていることを断っておきたい。ただし、図—7 の説明で記述したように、横方向流速 V の横方向分布は連続方程式に流下方向流速 U の横方向分布ならびに dU/dx , $dy_{0.5}/dx$ の値を代入して解析的に求められる結果と一致していることより、本渦列モデルによる解析結果は連続方程式を間接的に満たしていると考えてよい。

本研究の遂行にあたり文部省科学研究費補助金一般研究 (C) 課題番号 01550407 (代表者：中辻啓二) の援助を受けた。記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 室田 明・中辻啓二・浅田浩章：二次元フォーストブルームの完全発達領域における組織的構造と連行機構に関する研究，土木学会論文集，第 405 号／II-11, pp.165～174, 1989.
- 2) 室田 明・中辻啓二・玉井昌宏：二次元フォーストブルームの乱流構造に関する実験的研究，土木学会論文集，第 405 号／II-11, pp.79～87, 1989.
- 3) Oler, J.W. and Goldshmidt, V.W. : A vortex-street model of the flow in the similarity region of a two-dimensional free turbulent jet, J. Fluid Mech., Vol.123, pp.523～535, 1982.
- 4) 福岡捷二・佐藤郁太郎：二次元噴流中のオーガナイズド・モーションの構造とその水理学的役割，土木学会論文報告集，第 277 号，pp.71～83, 1978.
- 5) 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.
- 6) Laufer, J. : New trend in experimental turbulence research, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol.7, pp.307～326, 1975.
- 7) Kovaszny, L.S.G. : Large scale structure in turbulence : A question or an answer?, Lecture Notes in

- Physics, Vol. 75, pp. 1~18, 1978.
- 8) Hussain, A. K. M. F. : Coherent structures—reality and myth, Phys. Fluids, Vol. 26, No. 10, pp. 2816~2850, 1983.
 - 9) Antonia, R. A. : The organized motion and its contribution to transport in turbulent shear flows, Transport Phenomena in Turbulent Flows, Ed. by M. Hirata and N. Kasagi, Hemisphere Publ. Corp., pp. 91~110, 1988.
 - 10) Komori, S. and Ueda, H. : The large-scale coherent structure in the intermittent region of the self-preserving round jet, J. Fluid Mech., Vol. 152, pp. 337~359, 1985.
 - 11) Thomas, F. O. and Goldshmidt, V. W. : Structural characteristics of a developing turbulent planar jet, J. Fluid Mech., Vol. 163, pp. 227~256, 1986.
 - 12) Antonia, R. A., Chambers, A. J., Britz, D. and Browne, L. B. W. : Organized structure in a turbulent plane jet : Topology and contribution to momentum and heat transport, J. Fluid Mech., Vol. 172, pp. 211~229, 1986.
 - 13) 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.
 - 14) Kiya, M. and Matsumoto, M. : Turbulence structure in intermediate wake of a circular cylinder, Bull. JSME, Vol. 28, No. 245, pp. 2617~2624, 1985.
 - 15) Antonia, R. A., Browne, L. W. B., Bisset, D. K. and Fulachier, L. : A description of the organized motion in the turbulent far wake of a cylinder at low Reynolds number, J. Fluid Mech., Vol. 184, pp. 423~444, 1987.
 - 16) Hussain, A. K. M. F. and Hayakawa, M. : Eduction of large-scale organized structures in a turbulent plane wake, J. Fluid Mech., Vol. 180, pp. 193~229, 1987. (1989. 5. 12・受付)
-