格子乱流中の点源プルームと円柱との干渉について*

(第2報, 変動濃度場の特性)

中村育雄**, 酒井康彦***
角田博之†, 荒尾寅彦††A Disturbance Effect of a Circular Cylinder on the Diffusion of Matter by a
Plume from a Point Source in Grid-generated Turbulence
(2nd Report, Characteristics of the Fluctuating Concentration Field)Ikuo NAKAMURA, Yasuhiko SAKAI,
Hiroyuki TSUNODA, and Torahiko ARAO

Experimental examination has been made of the disturbance effect of a circular cylinder on the diffusion process of a dye solution by a non-buoyant plume from a point source in grid-generated water turbulence. This paper is mainly associated with the characteristics of the fluctuating concentration field upstream of, around, and behind the cylinder. The results for the velocity and mean concentration fields have been already reported in ref. [1]. The interesting result upstream of the cylinder is that the concentration fluctuation r. m. s. values on the plume axis (i. e. the stagnation line) show a rapid decrease near the stagnation point. This is because the turbulence distortion by the cylinder promotes the mixing of matter. The data behind the cylinder show that the vertical profiles of r. m. s. values have double-peaks and their center-line r. m. s. values obey the hyperbolic decay law in the downstream direction. Further, as in the mean concentration field, the vertical and horizontal profiles of r. m. s. values appear to be nearly similar behind about 20 diameters from the cylinder.

Key Words: Turbulence, Diffusion, Grid-turbulence, Non-buoyant Plume, Circular Cylinder, Disturbance, Concentration Fluctuation

1. 緒 言

乱流中に発達する点源プルームと障害物との干渉は、大気や海洋中における構造物周りの汚染物質の拡散に関連して、工学的にも重要な問題である。本研究の目的は、このような乱流中に障害物が存在するために生じる流体塊の変形（平均流場の付加ひずみ速度）、それに伴うかく乱作用（乱れの変化）がプルームの拡散機構に及ぼす影響を実験的に調べることであり、ここでは、流れ場や障害物形状の単純さを考慮し、基本的かつ重要な問題として、正方格子乱流中の点源プルームと円柱との干渉を取り上げたものである。

本問題に関連した研究として、円柱のような二次元鈍頭物体周辺やその下流域で、源が物体に近い場合のプルームによる物質拡散を調べた例^{(2)~(4)}や、本研究とは目的を異にするが、類似した流れ場内での拡散問題として、加熱円柱の後流域での温度場を調べた例⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽¹⁵⁾、さらに、高速の可燃性混合気流中に、円柱

のような鈍頭物体をおいて火炎を安定化させる、いわゆる、保炎器に関する研究⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾が挙げられる。

しかしながら、前報⁽¹⁾でも述べたように、公害などの実際の観点から重要となる点源プルームについて、物体周りの濃度場を変動分まで含めて測定した例は、濃度測定自身の困難さも起因して、これまでにほとんど行われていないようである。

このような状況にかんがみ、著者らは前報⁽¹⁾において、格子乱流中の点源プルームが円柱によってかく乱される場合について、主に円柱下流域での速度場および平均濃度場の測定を行い、これを報告した。その結果、プルーム中心軸を含み主流方向と円柱スパン方向を含む面内およびスパン方向に垂直な面内の濃度の分布はともに、円柱直径の20倍以上の下流域で相似性の存在を示し、特に後者の分布は円柱のかく乱作用により、円柱の無い場合のガウス分布と比べて、プルーム中心付近でより平坦となり、かつその空間的広がりが著しく大きくなることが示された。また、円柱下流域におけるプルーム中心軸上の平均濃度の減衰は、円柱の無い場合と同様に双曲線減衰則で良く近似できるが、平均濃度の定量的な値はかなり小さくなることが明らかにされた。

本報では、前報に引き続き、円柱上流、周辺、下流域

* 昭和61年10月7日 第64期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和61年4月1日。

** 正員、名古屋大学工学部 (〒464 名古屋千種区不老町)。

*** 正員、名古屋大学教養部。

† 准員、名古屋大学大学院。

†† 学生員、名古屋大学大学院。

での濃度変動 rms 値の分布, およびブルーム中心軸上における rms 値の変化について得られた測定結果を示し, 変動濃度場の性質を調べる。

主 な 記 号

- x, y, z : ブルーム軸と円柱中心軸の交点を座標原点として, それぞれ, 主流方向, 円柱スパン方向および x, y に垂直な方向
 x_r : 格子から円柱中心軸までの x 方向距離
 r, θ : 円柱半径方向座標および前方よどみ線と r 方向のなす角度
 Γ, γ : 平均濃度, 変動濃度
 Γ_j : 噴出試料濃度
 d, a : 供試円柱直径および半径
 M : 正方形格子メッシュ寸法
 L : x 方向変動速度に対する積分特性距離
 b_{ry}, b_{rz} : y, z 方向平均濃度分布半値幅
 b_{rr} : r 方向平均濃度分布半値幅
 I : 間欠係数
- 添 字
 θ : θ 方向に測定した値を示す。
 c : 対称濃度分布の中心軸上での値を示す。
 m : 最大平均濃度位置での値を示す。
 $'$: rms 値を示す。
- その他の記号については, その都度定義する。

2. 実 験 条 件

本実験データは, 前報⁽¹⁾と同一の実験によって得られたものであり, ここでは主な実験条件のみを示す。詳細は前報⁽¹⁾を参照されたい。

流路入口にメッシュ寸法 $M=10$ mm, 格子棒直径 2 mm の正方形格子が設置された。拡散物質は D. F. オレンジ水溶液であり, 格子中央部に取付けられた出口径 2 mm のノズルから主流の約 1.7 倍の速度で流れ場内に噴出される。ノズル出口は格子下流 2 M の位置にある。供試円柱は直径 $d=10$ mm とし, 格子下流 $x_r/M=35$ の断面においてブルーム中心軸と円柱中心軸とが直交する空間位置に水平に固定されている。また, 格子下流の主流の平均流速は $U_0=13.9$ cm/s であり, レイノルズ数 $Re_d=U_0d/\nu$ (ν : 水の動粘性係数), 円柱固定断面における乱れ度 u'/U_0 (u' は下流方向変動速度 rms 値) および乱れの尺度 L/d (L は u の自己相関係数から求められる積分特性距離) はそれぞれ 1064, 1.9%, 0.8 である。

3. 実 験 結 果 と 考 察

3.1 円柱上流側特性 円柱上流側での濃度場は, 前報で述べた $x/d=-5.0$ の断面内の測定に加え, よどみ線上での流体要素の変形あるいは乱れ場の変化が濃度場に及ぼす影響を調べるために, ブルーム中心軸上での測定を行った。

図には示さないが, $x/d=-5.0$ の断面内での濃度変動 rms 値の分布は, 平均濃度分布の場合と同様に, 円柱の存在による影響はみられなかった。したがって, 物質放出源から少なくともこの断面内までの拡散場の構造は, 通常の格子乱流中のものと同一であると見なすことができる。

図 1 は, ブルーム中心軸上すなわち円柱よどみ線上での濃度変動 rms 値 γ_c の x 方向変化を示す。なお, 図 1 には参考のために平均濃度 Γ_c の変化も重ねて示し, γ_c, Γ_c は噴出試料濃度 Γ_j で無次元化され, 横軸は格子からの距離 $x+x_r$ を d で無次元化して, 両対数グラフ上にプロットされている。また, 図 1 中の破線は円柱よどみ点の位置を表している。ここで, 円柱の存在しない通常の格子乱流中のブルームにおける γ_c および Γ_c の下流方向への減衰が, 双曲線減衰則に従うこと⁽⁸⁾を考慮すれば, 本実験においても円柱の存在の影響を受けていない領域で, γ_c, Γ_c は下流方向に双曲線的に減衰していくことが予想される。このような観点から, 図 1 中の一点鎖線, 実線は濃度場が円柱の影響をまだ受けていないと思われる範囲 $\{(x+x_r)/d \leq 34\}$ のデータに対し, 双曲線減衰則を仮定して, 最小二乗法により求めた γ_c および Γ_c の変化の近似曲線を示しており, 各々次式で表される。

$$\begin{aligned} \text{一点鎖線: } \gamma_c/\Gamma_j &= 1.72\{(x+x_r)/d + 18.3\}^{-1} \\ \text{実線: } \Gamma_c/\Gamma_j &= 1.03\{(x+x_r)/d + 5.76\}^{-1} \end{aligned}$$

図 1 円柱上流側中心軸上の γ_c の変化

.....(1)

図1から、円柱の影響は $-1 \leq x/d$ において著しく、 γ_c は一点鎖線と比べ急激に減少していくことがわかる。また、 γ_c ほどめいりようでないが、 Γ_c にもわずかな低下がみられている。このような物体よみ線上の物質拡散問題に関しては、物体近傍での乱れの強さ、乱れのスケールと物体スケールとの関係および分子拡散の影響等が複雑に関係しており、まだ不明な点が多い⁽¹¹⁾。しかしながら、本実験結果については、よみ点近傍で Γ_c に比べ γ_c の減衰が著しく、その結果、図1には示されていないが、相対強度 γ_c/Γ_c の大きな低下が起こっている。このことは、この領域で点源を出た色付きの流体塊の混合が促進され、濃度場がより均一化していることを推測させる。すなわち、よみ点に近づくにつれて、 x 方向の平均流速 U は減少していくが、一方では、前報で述べたように変動速度 u' は大きくなっていくため、流体塊の混合が進むものと予想される。

3.2 円柱周りの特性 図2(a), (b)に円柱周

(a) Γ_c と d で無次元化

(b) γ_m と $b\Gamma_c$ で無次元化

図2 円柱周辺における γ' の半径方向分布

りの半径方向の γ' の分布を $\theta=45, 90, 135^\circ$ について重ねて示す。ただし、図2(a)においては、縦軸を Γ_c で無次元化し、横軸を壁面からの距離 $r-a$ を d で無次元化し、図2(b)においては、縦軸を最大rms値 γ_m で無次元化し、横軸を平均濃度分布の半値幅 $b\Gamma_c$ で無次元化してある。図2(a)から、前報図6(a)で述べた平均濃度場と同様に、円柱上部での流線の絞まりのために、 $\theta=90^\circ$ 方向の γ' 分布全体の幅は他の $\theta=45, 135^\circ$ に比べてかなり狭くなっていることがわかる。また、壁面からの距離が $d/2$ 以下の領域では、 $\theta=45, 90^\circ$ および $\theta=135^\circ$ の3種類の方向について、いずれも円柱壁面に近づくにつれて、 γ' の低下がみられ、壁面から離れた所にピークが存在している。この3方向のうち、 $\theta=45^\circ$ および $\theta=90^\circ$ 方向の壁面近傍の γ' の低下は、円柱周辺での流体塊が流線に沿って運ばれていくと考え、よみ点に近い測定点ほど γ' の低下が著しいという図1で示された結果と対応している。つまり、円柱壁面に近い流体塊ほど、よみ点近くでの速度の乱れの増加による混合を強く受け、これが γ' の低下を引き起こすものと考えられる。一方、 $\theta=135^\circ$ 方向の γ' の低下は他と比べ特に著しく、図2(b)からわかるように、ピーク値の半分近くまで低下している。これは、上記の原因に加えて、壁面近傍の測定点がはく離せん断層内側の再循環領域に入っているためと予想される。円柱背後の再循環領域の存在は、保炎器において特に重要であり、この領域内では高温の燃焼ガスが中心軸近くで逆流するように渦運動をしており、燃焼ガスの濃度分布および温度分布はこの内部でほぼ一様となることが確かめられている⁽⁹⁾。本実験における γ' の低下も再循環領域内での濃度場の一様性に起因していると思われる。

図3は、相対強度 γ'/Γ_c の半径方向の分布を示している。円柱壁面近傍での相対強度は、図3ではやや判

図3 円柱周辺における相対強度の半径方向分布

別しにくい、値の大きい物から順に、 $\theta=90, 45, 135^\circ$ となっている。 $\theta=45^\circ$ から $\theta=90^\circ$ にかけてのこの壁面近くでのわずかな増加は前報で述べたように、円柱上部での流体の加速とスパン方向への広がりの結果引き起こされる Γ の減少に起因し、 $\theta=90^\circ$ から $\theta=135^\circ$ にかけてのその減少は、先に述べた γ' の急激な低下と対応している。また、どの分布も濃度場外縁に向かうにつれて、すなわち、濃度場が間欠的になるにつれて、 γ'/Γ の値が上昇していくことがわかる。相対強度と間欠性の関係については、円柱下流側に対する結果の所で考察する。

次に、壁面からの距離 $(r-a)/d=0.3$ の半径位置で前方よどみ線上($\theta=0^\circ$)から円周に沿って測定した平均濃度と変動rms値の分布を図4に示す。図4から、 γ'_0 はよどみ線上から $\theta=120^\circ$ 付近まであまり大きな変化を示さないが、 $\theta=120^\circ$ を超えて円柱の背面 $\theta=150^\circ$ においては、先に述べたように測定点が再循環領域に入るため、 γ'_0 の急激な低下が見られる。また、図4には参考のために、平均濃度 Γ_0 に対する結果も示されているが、前報に述べた理由で Γ_0 は $\theta=0^\circ$ から 80° 付近にかけて減少して極小値となった後、はく離点(可視化により、 $\theta=80^\circ$ 付近と予想される)を超えてわずかに上昇し、背面 $\theta=120^\circ$ 以降で再び急激に減少している。相対強度 γ'_0/Γ_0 はこの Γ_0 の変化に伴って $\theta=80^\circ$ 付近でピークに達した後、 $\theta=150^\circ$ での値まで低下しており、これは図3で述べた特徴と一致している。以上の結果から、円柱壁面近傍($r-a)/d=0.3$ での同一半径上の濃度場に対して、平均濃度は前方よどみ線上で最大となるが、実際の公害問題などで重要となる平均濃度に対する瞬時最大濃度の比(Peak to

図4 γ'_0, Γ_0 の円柱周方向変化 [$(r-a)/d=0.3$]

mean ratio)⁽¹²⁾と関係するパラメータの一つである相対強度は円柱上部 $\theta=80^\circ$ 付近で最大値をとることがわかる。

3.3 円柱下流側特性 図5(a), (b)は z および y 方向の濃度変動rms値 γ' の分布の下流方向変化を調べたものである。ただし、縦軸は Γ_0 で、横軸は z および y 座標を d で無次元化してあり、また、 z, y 方向の測定はそれぞれブルーム中心軸を含む面内で行われた。 z, y 方向分布共に、下流に行くにつれて中心軸上の値が小さくなりながら、ほぼ対称な分布を保って広がっていく様子は平均濃度場の場合と同様であるが、明確にわかる他の特徴点として、 z 方向の分布に中心軸上以外のところで中心軸を挟んで二つのピークが生じていることが挙げられる。図5(a)よりわかるように、二つのピーク間の距離は分布の広がりとともに下流方向に大きくなっていく。後流中のrms値に対するこのようなピークが存在は、円柱自身を加熱した温度場の実験⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽¹⁵⁾でも見られる。

図6(a), (b)は、図5と同様に、それぞれ z, y 方向の γ' の下流方向変化を示したものであるが、相似性の有無を調べるために、その縦軸、横軸は各々、中心軸上のrms値 γ'_0 および z, y 方向平均濃度分布の半値幅 b_{rz}, b_{ry} で無次元化されている。図6(a)より、10

図5 円柱下流側における γ' の z, y 方向分布 (Γ_0 と d で無次元化)

$\leq x/d \leq 40$ の範囲で実験点は良くまとまった分布を示しており、この測定範囲の z 方向の γ' の分布に相似性の存在が示唆される。相似領域での γ'/γ_c のピーク値は約 1.33 であり、これは $z/b_{rz} \approx \pm 0.7$ の z 方向位置に存在している。一方、同様に無次元化された z 方向の平均濃度分布〔前報、図 8 (a)〕から、平均濃度が z 方向に最大濃度こう配を持つ位置は、 $z/b_{rz} \approx \pm 1$ に相当している。そこで、いま、 $-\overline{\gamma u_z}$ にこの配形の拡散モデルを仮定し、 z 方向の乱流拡散係数 D_T を一定値とするならば、濃度変動強度 $\overline{\gamma^2}$ の生成項は $P \approx -\overline{\gamma u_z} \times (\partial \Gamma / \partial z) \approx D_T (\partial \Gamma / \partial z)^2$ と評価され⁽¹²⁾、したがって、 γ' がピーク値をとる位置は生成項 P が最大となる位置、すなわち、 $(\partial \Gamma / \partial z)_{\max}$ となる位置よりも少し内側に存在することになる。円柱下流側の γ' の z 方向分布にこのような二つのピークが存在する物理的原因はまだ明らかでない。このような円柱下流側の変動濃度場に関して、次の過程が推測される。すなわち、本実験の円柱下流側での測定領域 $5 \leq x/d \leq 40$ は、平均速度分布が相似となりつつある、いわゆる後流の発達の中間領域⁽¹⁶⁾に相当するため、 γ' の分布には小規模な乱流渦の影響に加え、カルマン渦列による大規模な組織構造による影響も考慮にいれる必要がある。円柱上流側で発達する点源ブルームは円柱と干渉して上下に分かれ、その大部分はカルマン渦内に巻き込まれて下流方向に発達していく。このため、濃度の高い流体塊と低い流体塊とが大きな空間的スケールで入り混じりこれが大きな濃度変動を示す原因になると考えられる。一方、カルマン渦は中心軸上の上下に交互に形成されるため、円柱下流側で観察されるブルームは、その重心が上下に移動する一種の蛇行運動 (meandering) を起こしているといえる。この大きな濃度変動とブルームの蛇行運動とが γ' の z 方向分布に中心的な役割を果たすと予想される。今後、以上のことを検証するために、間欠関数(濃度が検出された時 1, そうでない時には零となる関数)で条件付けした統計量あるいはカルマン渦周期で条件付けした統計量などを求める必要がある。Anand ら⁽¹⁴⁾は、格子乱流中に張られた熱線ワイヤのごく下流での変動温度場に対して、ワイヤ位置での z 方向の変動速度で条件付けられた速度-温度の条件付結合確率密度関数の輸送方程式を数値的に解き、温度変動 rms 値の z 方向分布に対して、本実験と同様の二つのピークを持つ分布を得ている。なお、図 6 (a) 中の実線は、LaRue ら⁽⁵⁾による主流の乱れが無視できる場合の加熱円柱後流中の温度変動 rms 値の分布であるが、本実験結果とはかなり異なり、ピーク値がより大きくかつ外側に位置している。

図 6 (b) から、 $20 \leq x/d \leq 40$ の測定範囲内で y 方向の γ' 分布にも相似性の存在が示唆される。また、図 6 (b) 中の実線は、円柱のない通常の格子乱流中に発達する点源ブルームの濃度変動強度 $\overline{\gamma^2}$ に対する相似解⁽⁷⁾から得られる分布であり、本実験点を良く近似していることがわかる。したがって、前報でも述べたように、本実験での円柱下流側の乱れ場は y 方向にほぼ一様であると言える。ただし、ここで注意すべきことは、 γ' の定性的な y 方向変化が一致しているのであって、実際の γ' の値は格子乱流の場合と比べかなり小さくなっている点である (図 8)。

次に、円柱下流側での平均濃度 Γ に対する rms 値 γ' の相対的な変化を調べるために、図 7 (a), (b) に相対強度 γ'/Γ の z, y 方向分布の下流方向変化を示す。図 7 (a) から、 z 方向の相対強度分布は $x/d=5$ から 20 付近までは、中心軸上の値が減少していくが、これより下流の測定範囲では中心軸上の値に大きな変化はなく、近似的に相似分布となることがわかる。また、 $5 \leq x/d \leq 40$ の全測定範囲で、相対強度は濃度場外縁に向かって濃度信号が間欠的となるにつれて急激に増加している。ここで、相対強度と間欠性との関係について考えてみる。信号の間欠性を表すパラメータとして間欠係数 I 、つまり、全測定時間に対する濃度検出時間の比が挙げられる。いま、ある位置で測定される

図 6 円柱下流側における γ' の z, y 方向分布 (γ_c と b_{rz}, b_{ry} で無次元化)

濃度信号 $\tilde{I}(t)$ の時系列の確率密度関数を $P(\tilde{I})$, この時系列信号のうち濃度検出部のみに対する確率密度関数を $P_i(\tilde{I})$, 濃度非検出部のみに対する確率密度関数を $P_n(\tilde{I})$ とすると, 三者の間には次式の関係がある⁽¹³⁾.

$$P(\tilde{I}) = (1-I) \cdot P_n(\tilde{I}) + I \cdot P_i(\tilde{I}) \quad \cdots \cdots (2)$$

濃度信号の場合, 非検出部では $\tilde{I}=0$ であるので, 通常 $P_n(\tilde{I})$ はデルタ関数で置き換えられ

$$P(\tilde{I}) = (1-I) \cdot \delta(\tilde{I}) + I \cdot P_i(\tilde{I}) \quad \cdots \cdots (3)$$

となる. 上式から $\tilde{I}$ の期待値, 分散, すなわち, 平均濃度 $\bar{I}$, 変動強度 $\overline{\gamma^2}$ は次のように計算できる.

$$\bar{I} = I \cdot \langle \tilde{I} \rangle \quad \cdots \cdots (4)$$

$$\overline{\gamma^2} = I \cdot \langle \gamma^2 \rangle + I(1-I) \cdot \langle \tilde{I} \rangle^2 \quad \cdots \cdots (5)$$

ここに, $\langle \tilde{I} \rangle$, $\langle \gamma^2 \rangle$ はそれぞれ $P_i(\tilde{I})$ に対する期待値と分散, つまり濃度検出部のみに対する (以下, 条件付と略す) 平均濃度および変動強度である. 式(4), (5)より相対強度 $\gamma'/\bar{I}$ は次式で表すことができる.

$$\frac{\gamma'}{\bar{I}} = \sqrt{\frac{1}{I} \left(\frac{\langle \gamma^2 \rangle}{\langle \tilde{I} \rangle^2} + 1 \right)} - 1 \quad \cdots \cdots (6)$$

したがって, 相対強度は間欠係数 I と条件付相対強度 $\sqrt{\langle \gamma^2 \rangle} / \langle \tilde{I} \rangle$ の関数となる. 濃度場外縁に向かって, I は零へと減少し, 一方, $\sqrt{\langle \gamma^2 \rangle} / \langle \tilde{I} \rangle$ は信号に濃度検出部が存在するかぎり有限値をとるので, 結局, 外縁部では主に I の減少により $\gamma'/\bar{I}$ が急激に増加していくと考えられる.

図7 円柱下流側における相対強度の z, y 方向分布

図7(b)から, y 方向の分布は z 方向とほぼ同様の特徴を示しているが, 分布全体の幅はやや広がっており, また, 下流に向かうにつれて分布が狭くなる傾向がある. この傾向は, 格子乱流中の点源ブルームにおける相対強度の半径方向分布⁽⁸⁾に対する傾向と一致している.

次に, 円柱下流側での γ' の減衰を調べるために, 中心軸上の γ' の下流方向変化を図8に示す. ただし, 図8には比較のために円柱の無い場合に本実験と同じ格子下流位置で測定された γ' の分布⁽⁸⁾も重ねて示し, 実験点は両対数グラフ上にプロットされている. 格子乱流中の場合の γ' が下流方向距離, すなわち, 拡散時間の -1 乗に比例して減衰していくことは, 既に, 実験的にも⁽⁸⁾, 相似解からも⁽⁷⁾確認されており, 図8中の破線は最小二乗法により求められたもので, 次式で与えられる⁽⁸⁾.

$$\text{破線: } \gamma'/\bar{I} = 1.83/(x/d + 70.1) \quad \cdots \cdots (7)$$

本実験においても, 円柱下流の γ' の z, y 方向分布が良い相似性を示していることから, γ' の x 方向変化にべき乗法則が成立することが示唆される. 図8より, 本実験点は $10 \leq x/d \leq 40$ の測定範囲でほぼ直線的に変化し, その傾きがほぼ -1 となっていることがわかる. そこで, γ' の逆数を最小二乗法により直線近似して得られた曲線が図8中の実線であり, これは次式で与えられる.

$$\text{実線: } \gamma'/\bar{I} = 0.083/(x/d + 1.26) \quad \cdots \cdots (8)$$

図8から, $x/d \geq 5$ の測定点は実線により良く近似できることがわかる. なお, 円柱下流側の γ' の減衰に, 格子乱流中の場合と同様な -1 乗則が成立することについての物理的理由はまだ明らかでないが, このような性質が実験的に示されたことは, 今後の本研究と類似した数値シミュレーションなどに有益な情報を提供するものと思われる. また, 図8からわかるように, 円柱下流側の γ' は下流に行くにつれて格子乱流中の場合の値と比べてかなり小さくなっていく.

図8 円柱下流側中心軸上の γ' の減衰

図9 円柱下流側中心軸上の相対強度の変化

最後に、下流側中心軸上の相対強度 γ_c/Γ_c の x 方向変化を、格子乱流の場合と比較して図9に示す。図9中の実線、破線はそれぞれ、本実験と格子乱流⁽⁸⁾の場合に、中心軸上の平均濃度 Γ_c の最小二乗近似曲線〔既報⁽⁸⁾、式(9)、前報⁽¹⁾、式(6)〕と γ_c に対する近似曲線式(8)、(7)より求められる γ_c/Γ_c の予想曲線であり、それぞれ次式で与えられる。

$$\text{実線: } \gamma_c/\Gamma_c = 0.80(x/d + 6.32)/(x/d + 1.26) \quad (9)$$

$$\text{破線: } \gamma_c/\Gamma_c = 2.18(x/d + 47.9)/(x/d + 70.1) \quad (10)$$

図9より、本実験点は格子乱流とは逆に、下流方向にわずかに減少しながら、一定値(約0.8)へと漸近していくことがわかる。 γ_c/Γ_c が下流方向に減少していくことは、 γ_c の x 方向減衰が Γ_c の減衰に比べ相対的に速いということを意味しており、これは主に円柱後流ブルーム中心軸上の混合効果が大いことに起因している。また、本実験と格子乱流の場合との γ_c/Γ_c の漸近値の大きな差は、両者の拡散状態をオシロスコープで目視で比較することによれば、主に濃度場中心軸上の間欠性の違い、つまり、前者の間欠係数 I が同じ測定点における後者の I と比べ大きくなっていることのためと思われた。

4. 結 言

正方形格子乱流中に発達する点源ブルームが、ブルーム軸と直角に置かれた円柱と干渉する場合について、円柱上流側、円柱周辺および円柱下流側の変動濃度場の特性を実験的に調べ、以下の結論が得られた。

(1) 円柱上流側ブルーム中心軸上(前方よどみ線

上)のrms値 γ_c の分布は $-0.5 > x/d \geq -1$ の領域で、円柱よどみ点に近づくにつれて、円柱の干渉を受けて急激に減少し、また、相対強度 γ_c/Γ_c も同様に減少していくことが示された。

(2) 円柱下流側の γ' の z 方向分布は、中心軸線上以外の所に中心軸を挟んで二つのピークが存在し、さらに、 y 方向の分布とともに $20 \leq x/d \leq 40$ の測定範囲で相似性の存在が示唆される分布となった。

(3) 円柱下流側ブルーム中心軸上の γ_c の減衰は、 $5 \leq x/d \leq 40$ の測定範囲で、円柱の無い格子乱流中と同様に双曲線減衰則で良く近似できたが、 γ_c/Γ_c の定量的値は円柱の無い場合よりかなり小さくなった。

終わりに、本研究を進めるに当たり、有益な示唆をいただいた山梨大学 宮田勝文助教授、ならびに、実験に際してご協力を惜しまれなかった卒業研究学生(当時)の西田守氏に謝意を表す。また、本実験装置の製作については名古屋大学 柳田武広助手ならびに神田博邦、村上初男両技官に多大のご協力をいただいた、ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) 中村・ほか3名, 本論文集, 765ページ.
- (2) Hunt, J. C. R. and Mulhearn, P. J., *J. Fluid Mech.*, 61-2 (1973), 245.
- (3) Puttock, J. S. and Hunt, J. C. R., *Atmospheric Environ.*, 13-1 (1979), 1.
- (4) Puttock, J. S., *Atmospheric Environ.*, 13-1 (1979), 15.
- (5) LaRue, J. C. and Libby, P. A., *Phys. Fluids*, 17-11 (1974), 1956.
- (6) Freymuth, P. and Uberoi, M. S., *Phys. Fluids*, 14-12 (1971), 2574.
- (7) 中村・ほか3名, 機論, 49-447, B (昭58), 2530.
- (8) 中村・ほか3名, 機論, 50-453, B (昭59), 1254.
- (9) 辻, 機械の研究, 29-9, (昭52), 1123.
- (10) 香月・ほか3名, 機論, 51-470, B (昭60), 3215.
- (11) Hunt, J. C. R., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 17 (1985), 447.
- (12) Csanady, G. T., *Turbulent Diffusion in the Environment, Geophysics and Astrophysics Monographs*, 3 (1973), D. Reidel Publishing Company, 222.
- (13) 例えば, O'Brien, E. E., *J. Fluid Mech.*, 89-2 (1978), 209.
- (14) Anand, M. S. and Pope, S. B., *Turbulent Shear Flows*, 4 (1985), 46, Springer-Verlag.
- (15) Fabris, G., *Turbulent Shear Flows*, 1 (1979), 55, Springer-Verlag.
- (16) 木谷・松村, 機論, 51-463, B (昭60), 775.

討 論

〔質問〕 白 樫 正 高〔長岡技術科学大学〕

(1) 図6(a)の二つのピークとカルマン渦との関係を述べておられるが、濃度変動のスペクトルを見ることによりその考え方の正当性がある程度は確かめられると思う。そのような検討結果があれば示していただきたい。

〔回答〕 付図1(a), (b)に変動速度信号、変動濃度信号のスペクトルを示す。ただし、各々の信号は図中に記されているように、円柱下流域のほぼ同じ測定点で観測されたものである。付図1(a)から、速度場のスペクトルのピークが2.8 Hzにあることがわかり、これはストローハル数 $St = fd/U_0$ (f は渦放出周波数) を0.2として得られる f の値とほぼ一致している。付図1(b)から、速度場ほど明りょうではないが、付図1(a)と同じく、 $f=2.8$ Hzにピークが存在していることがわかる。したがって、いまだ明確な根拠は得られていないが、本文中で述べたように、円柱下流域における変動濃度場に対して、大きな空間的スケールの運動に起因する濃度変動と小さなスケールの運動に起因する変動とを考慮に入れる必要があるものと思われる。今後、本文中で述べたような濃度信号に対してカルマン渦周期で条件付けた統計量などを求めることによって、円柱下流域の変動濃度場の構造を明らかにしていく必要があると考えている。

〔質問〕 田 村 尚 敬〔北海道大学工学部〕

点源ブルームの噴出速度を主流速度の1.7倍とされたが、特にこの速度比を選ばれた理由は何か。また、この速度比を変化させた場合、変動濃度場の特性にどのような変化をもたらすとお考えか、ご教示願いたい。

〔回答〕 まず、点源ブルームの噴出速度 U_j と主流速度 U_0 との速度比 U_j/U_0 の選択方法について回答する。円柱のない場合に、 $x/d=0$ (格子下流 350 mm) の断面内で、速度比を種々に変化させて平均速度場の測定を行い、ノズルの後流あるいは噴流による平均速度場へのかく乱の影響が、 U_0 の2%以内に収まる速度比を選び、この結果、約1.7倍という速度比が得ら

付図1 速度信号および濃度信号のスペクトル波形

れた。一般に、速度比が小さすぎると試料の注入が困難となり、濃度計による検出精度が低下し、逆に、速度比が大きすぎると試料は噴流となって流れ場内に噴出されるため、拡散物質が周囲の流れ場に対して passive であるという点源ブルームとしての仮定が成立しなくなる。選択法の詳細および試料の注入方法については、本文文献(8)を参照されたい。次に、速度比を変化させた場合の変動濃度場の特性への影響に関しては、現在までこの種の実験を行っていないので、詳細は不明である。しかしながら、速度比の変化が小さい場合、つまり、先に述べた点源ブルームとしての仮定が成立し、したがって、試料注入によって生じる速度場へのかく乱が、噴出後すぐに減衰して、本実験の測定範囲 $x/d \geq -5$ でほとんど無視できるような速度比の範囲に対して、この速度比の変化は変動濃度場の定量的な値、たとえば γ_c の値などに影響を及ぼすのみで、結論に述べたような定性的な特性あるいはブルームの拡がりなどには、おそらく影響はないものと考えられる。著者らも、この問題に興味をもっているので、今後、機会があったら、詳しく調べていきたいと思っている。