

準一様乱流場中における蛇行プルームの乱流拡散現象の実験的解明
(乱流レイノルズ数 R_λ の変化による平均特性の違い)*小杉 淳^{*1}, 蒔田 秀治^{*2}, 羽二生 博之^{*3}Experimental investigation on turbulent diffusion phenomena of meandering plume in the
quasi-isotropic turbulent field
(Variation of mean concentration properties for turbulent Reynolds numbers)Atsushi KOSUGI^{*1}, Hideharu MAKITA and Hiroyuki HANIU^{*1}Kushiro National College of Tech. Dept. of Mechanical Engineering
Otanoshike-nishi2-32-1, Kushiro-shi, Hokkaido, 084-0916 Japan

Received 21 June 2013

Abstract

Particle diffusion from a continuous point source was experimentally investigated to clarify the mechanism of turbulent diffusion for a wide range of turbulent Reynolds number R_λ . The values of R_λ were systematically changed from 43 to 445 by controlling turbulent intensity and vortex scale, using an active turbulent generator. Particle concentration was measured by a laser system. The mean concentration profiles agree with Gaussian distribution, and streamwise growth rate of the variance became larger as R_λ increased, as predicted by the Taylor's diffusion theory. Lagrangian properties (T_L , u_L , T_0) were determined from the streamwise growth rate of the variance σ_T^2 . Diffusion fields shifted from the short-time diffusion dominated by meandering diffusion to the long-time diffusion dominated by relative diffusion as R_λ increased. Then we discussed the ratio, β ($=T_L/T_E$), between the Lagrangian and Eulerian time scales. The contributions of the relative and meandering diffusions to the total diffusion were evaluated by the Lee & Stone's model.

Key Words : Atmospheric turbulent diffusion, Wind tunnel, Meandering plume, Lagrangian property

1. 結 言

大気乱流拡散現象の解明は、様々な汚染物質の環境リスクを評価する上で重要である。また、強い乱れ強さや大きなスケールを持つ渦が存在する高 R_λ 数乱流場での複雑な流体輸送現象と言う観点からも興味深い。大気乱流拡散研究は、Taylor(1921) や Richardson(1926)の拡散理論を出発点とし、多くの数理的(Batchelor,1950)(Gifford, 1959) および実験的な検証(Gad-el-Hak and Morton, 1979)(Nakamura et al., 1987)が行われてきた。

乱流拡散の定量評価を目的として、格子乱流場を用いたモデル実験(Nappo, 1981)(Warhaft, 1981)や数値シミュレーション(Squires et al., 1991)(Yeung and Borgas, 2004)が多数行われ、濃度場の平均および変動特性が調べられている。大気拡散はプルーム蛇行による拡散が支配的となる短時間拡散(近傍拡散)を経て、プルーム内部の相対的拡散が支配的な長時間拡散(遠方拡散)に移行する。格子乱流場では乱れや渦のスケールが小さく、渦の寿命時間(積分時間スケール)が拡散時間よりも短いため観測される拡散現象は長時間拡散が主体である。一方、大気中の拡散現象ではプルームの蛇行運動が大きな濃度変動をもたらす。高濃度の汚染物質の出現予測など、濃度場の変動特性を評価する上で、蛇行の効果を見逃すことができない。しかし、プルーム蛇行の効果を検討した研究は再現性の乏しい実地観測しかなく、Gifford(1959)の変動プルームモデルなど様々な理論的研究の検証や新たなモデル化

* 論文 No.13-00504 [DOI: 10.1299/transjsme.2014fe0023]

^{*1} 正員, 釧路工業高等専門学校 (〒084-0916 北海道釧路市大楽毛西 2-32-1)^{*2} 正員, フェロー, 豊橋技術科学大学 工学部^{*3} 正員, フェロー, 北見工業大学 工学部

E-mail: kosugi@jkushiro-ct.ac.jp

の観点からも信頼性の高い実験データの蓄積が望まれる。

短時間拡散現象を観測するには、乱流渦の寿命時間を長くし、拡散場の観測点まで渦を持続させなければならない。蛇行を伴う拡散の実験例としては、Nappo(1981)による大型拡散風洞実験や、永井ら(2001)の可動翼列を用いた風洞実験があるが、蛇行と拡散パラメータの関係は十分に考慮されていない。Makita ら(1991)は小型風洞に動的乱流発生装置（アクティブ・グリッド）を取りつけて粒子拡散実験を行い、可視化および拡散係数の算出などから、乱流渦によるプルームの蛇行運動を含む大気乱流拡散現象を模擬しうることを報告した（蒔田他, 1990, 小杉他, 2009）。Miyata ら (2009) は同型のアクティブ・グリッドを装着した風洞内で熱拡散実験を行い、温度と流速の多点同時計測から一様乱流と一様せん断乱流場中における輸送現象の解明を行った。本装置は多数の攪拌翼付きの格子をそれぞれランダムに反転運動させて、乱流渦スケールが大きくスペクトル中に明確な慣性小領域を有する乱流場を実現する。同装置は、Mydlarski and Warhat(1996)による passive scalar の統計的研究や、Kang(2003)らの高 Re 数の乱流理論の検証などにも採用され、高い有用性が認められている。著者らはアクティブ・グリッドを装着した風洞を用いて、 Re を系統的に変化させ、短時間及び長時間拡散領域における広範囲な拡散過程を再現し、その中で点源からの粒子拡散実験を行い、拡散場における乱流場のスケールと濃度特性の関連について検証してきた。本報では平均濃度特性の変化、および濃度場の Eulerian 計測から算出された Lagrangian 特性量を用いて拡散場の評価を行った。

2. 実験装置および方法

2.1 風洞および計測系

本実験に使用した吹き出し型風洞（図 1）は、断面 $0.7 \times 0.7\text{m}$ 、長さ 6m の測定胴を有し、平均流速 5m/s 時の乱流強度は 0.3% 以下、風路断面内の風速分布および乱れ強度分布は壁面近傍を除いて 0.5% 程度のバラツキで十分一様である。なお、図 1 は風洞を真上 (Y 軸方向) から見た状態を示している。アクティブ・グリッド(Makita, 1991) (図 1(a)) は縮流胴(縮流比 3.72)の下流に設置され、縦横各メッシュサイズ $M=46.7\text{mm}$ 間隔で設置された多数の攪拌翼を持つ 15 本の回転軸を、コンピュータ制御したパルスモータにより特定の条件下(平均迎え角 α° , 振れ角 $\pm\theta^\circ$) でランダムに反転運動(回転速度は約 2rps)させて、下流の励起乱流場の特性を制御する。

粒子濃度場の計測は蒔田ら(1990)と同様に図 1(b)に示すレーザ計測システム(検査体積は $0.16 \times 0.16 \times 1.24\text{mm}^3$)

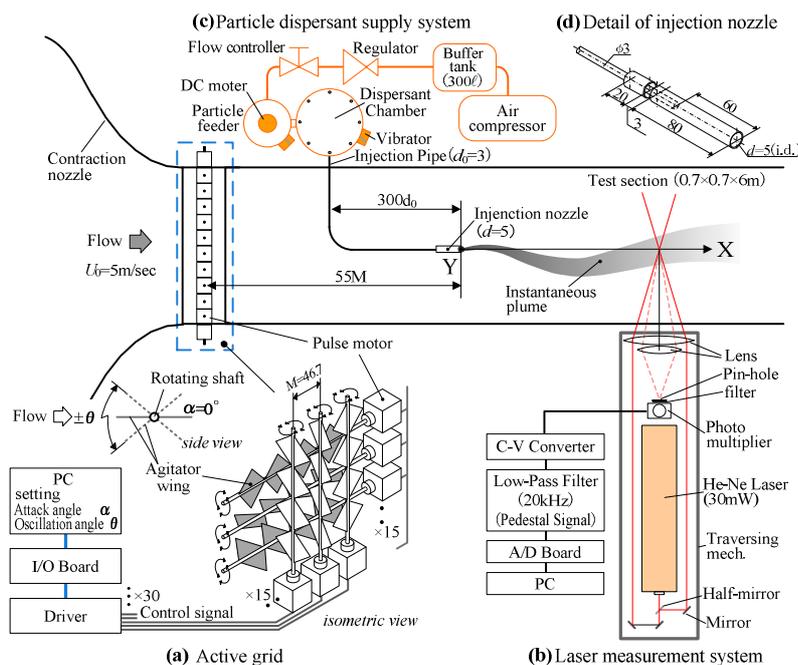


Fig.1 Schematic views of diffusion experiment facilities.

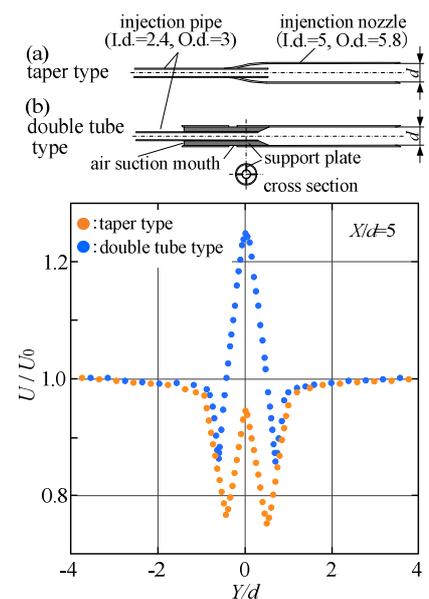


Fig.2 Comparison of nozzle wakes for 2 types of injection nozzle.

を用いた。トレーサ粒子の散乱光をピンホール($\phi 0.1$)に通して光電子増倍管(印加電圧 0.75~1kV)で検出したのち、ローパスフィルター(遮断周波数 $f_c=20\text{kHz}$)を通して粒子通過信号であるペDESTAL成分を抽出し、AD変換器(25kHz)でPCに取り込む。後述する信号処理を経て、適切なしきい値を与えてコンパレート処理した上で、粒子検出の時系列信号において計測時間内に観測された全粒子個数から単位時間当たりの粒子個数を求め、これを平均濃度とした。また、このとき時、粒子検出の時系列信号(図 3(c))を適切な平均化時間 Δt で区切り、その時間内に存在する粒子個数を区間ごとに求めて瞬間濃度を算出し、濃度の時系列信号を得た(図 3(d))。この適切な平均化時間は、図 3(a)のペDESTAL信号(原信号)から求められる濃度場の間欠率と、濃度の時系列信号から得られる間欠率が一致するように定めた(小杉と蒔田, 2005)。

トレーサ粒子には吹雪を模擬するとき一般的に用いられている活性白土(平均粒径 $10\mu\text{m}$, かさ密度 0.47)を使用した。沈降速度と緩和時間はそれぞれ約 3cm/s と 1.8msec である。また、その乱流場の積分特性時間に対する緩和時間の比であるストークス数(St)は、 $St=0.39\sim 0.047\ll 1$ であり、十分乱流変動に追従し、パッシブな拡散現象を再現できる(PIV ハンドブック, 2002)。トレーサ粒子は図 1(c)に示す粒子分散システムによって、搬送空気中にはほぼ均一に混合分散したのち、風路断面中央に 16 本の釣り糸($\phi 0.5$)で流れと平行に固定された粒子導入パイプ($d_0=3$)を通り、その先端に取り付けられている放出ノズル(内径 $d=5$)から定常的に放出した。その先端位置は乱流場の諸特性がほぼ平衡状態となる乱流発生装置の下流 55 倍メッシュとした。パイプに沿って発達する境界層を吸込み速度欠損を抑制する目的で、吸い込み口を備えた二重管構造の粒子放出ノズルを使用した(図 1 中(d))。

図 2 に主流流速 5m/s , ノズル吹き出し流量を 8.5 l/min にした時の、吹き出し口下流の $X/d=5$ における鉛直方向の平均流速分布の違いを示す。二重管(図 2(b))としたことによるベンチュリー効果によって二重管の吸い込み口からノズル周りの低速域を吸い込むことにより、欠損量およびその範囲が小さく抑えられ、さらに吹き出し流量も増加する。このため図 2(a)に示すテーパタイプよりもノズルからの吹き出し流量そのものも低減させることができ、本手法の有効性が確認された。濃度場における座標原点は放出ノズル吹き出し口とし、流れ方向に X , これと直交する座標を Y および Z とした。濃度場の計測は流れ方向に $X/d=20\sim 300$ の範囲において 11~13 断面で行ったが、アクティブ・グリッドの振れ角 $\theta \geq \pm 60^\circ$ では蛇行が大きくなりすぎて、下流でブルームが風洞壁に達するため、計測の最下流位置を $X/d=120\sim 180$ に狭め、それぞれの断面において Y 方向に約 35 点で行った。計測時間は乱流場の規模に応じ $60\sim 180\text{sec}$ とした。

2・2 信号処理およびしきい値の設定方法

ペDESTAL信号から粒子個数を求めるが、放出ノズルの出口近傍はトレーサの粒子濃度が高く、信号の重畳現象による浮き上がりが発生し(図 3(a)), 通常としきい値処理では粒子濃度の検出に誤差が生じる。

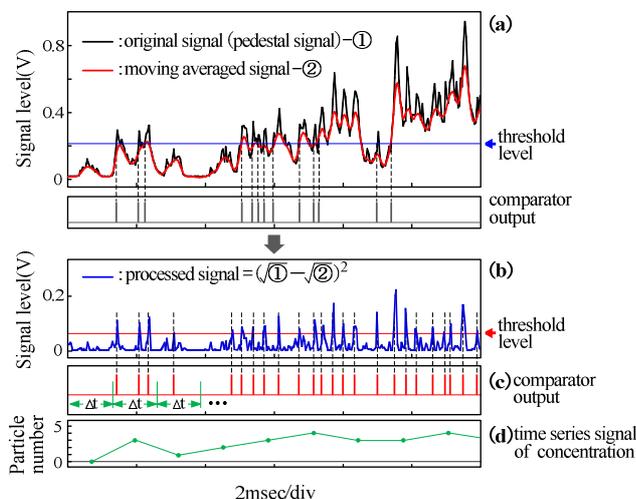


Fig.3 Signal processing of pedestal signal. Error due to superposed pedestal signal was effectively reduced by applying moving average based processing.

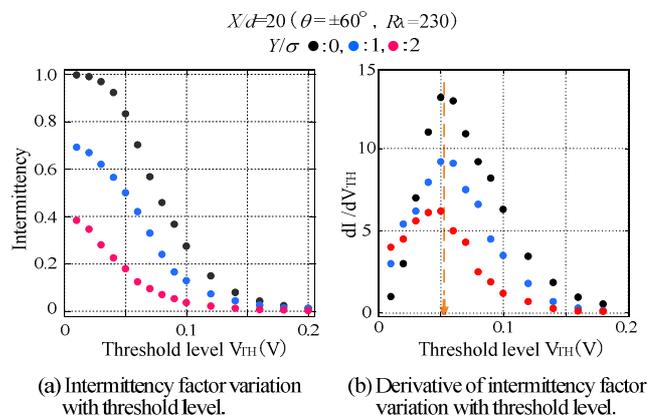


Fig.4 Method for determination of threshold level.

本研究では次に述べる移動平均をベースとした信号処理方法で重畳による信号の浮き上がりを除去して、粒子個数を求めた。なお、移動平均の最適な平均化点数は、実際には検査体積やサンプリング周期、粒子密度、粒子の大きさなどの計測条件によって変化する。このため本実験では重畳による誤計測が最も少なくなる（信号のペダスタルをできるだけ小さくする）平均化点数を実験的に定め設定した。まず、原信号に対し平滑化を行うため3点の局所データを用いた単純移動平均処理を行う。次にこの信号に対し個々のピーク値の差を抑えるために1/2乗を行い、重畳による浮き上がり部分を平滑化するために7点の局所データを用いた単純移動平均処理を行う。これを原信号を1/2乗したもののから差し引いた後に2乗したものが図3(b)に示される波形である。これは一種のバンドパスフィルター的な処理を行ったものであり、重畳による信号の浮き上がりが除去されていることがわかる。この信号に対し、しきい値を設定したコンパレート処理を行うが、本研究では Ramaprian and Haniu (1983)らの手法を参考に、図4(a)に示す濃度場の間欠係数を基にしきい値を設定した。なお、 σ は平均濃度分布のY方向標準偏差である。図4(b)は(a)の微分係数を示したものであり、各ピーク値はトレーサ粒子放出ノズルの中心軸($Y/\sigma=0$)から外縁付近($Y/\sigma=2$)まで、ほぼ同じしきい値において得られることがわかる。この傾向は他の乱流場や測定位置においても同様であり、このようにして定めたしきい値により得られた平均濃度分布がほぼ正規分布に従うことが確認できたため、本手法の妥当性がわかる。

2・3 乱流場の設定

本実験は主流速 $U_0=5\text{m/s}$ のもとアクティブ・グリッドの攪拌翼の平均迎え角 α を 0° とし、振れ角 $\pm\theta^\circ$ を変化させて5種類の励起乱流場(Excited turbulence)と、攪拌翼を流れに対して平行に静止させた格子乱流場を含め、6種類の異なる Re を持つ一様等方性乱流場を設定した。乱流場の計測は、放出ノズルを設置しない状態で定温度型熱線風速計 (C.T.A.) と X 型プローブ (タングステン $5\mu\text{m}$) を用いて行った。なお、強い乱れに対する速度場

Table 1 Characteristics of turbulent field ($X/M=55, U_0=5\text{m/s}$)

	$\theta(\pm^\circ)$	u'/U_0	v'/U_0	m_1	m_2	$u_1(\text{m/s})$	$L_{ux}(\text{mm})$	$L_{vx}(\text{mm})$	m_1	m_2	$T_E(\text{msec})$	$\lambda_g(\text{mm})$	n	$\epsilon(\text{m}^2/\text{s}^3)$	Re	Symbol
Grid Turbulence	0	0.025	0.020	1.05	1.03	0.108	21	14	0.41	0.43	4.2	9.0	0.53	0.095	43	○
	15	0.036	0.028	1.18	1.12	0.154	41	27	0.31	0.32	8.2	9.8	0.44	0.16	93	●
Excited Turbulence (Active Grid in action)	45	0.067	0.051	1.22	1.15	0.284	94	51	0.29	0.26	18.8	10.4	0.42	0.38	185	●
	60	0.081	0.062	1.25	1.20	0.345	126	58	0.27	0.24	25.2	10.1	0.41	0.48	230	●
	90	0.110	0.084	1.33	1.25	0.467	165	76	0.18	0.16	33.0	10.5	0.41	0.69	324	●
	360	0.164	0.126	1.32	1.28	0.699	240	112	0.16	0.15	48.0	10.2	0.43	1.35	445	●

- u', v' : RMS value of mainstream and vertical direction velocity fluctuation component
- m_1, m_2 : Decay rate of u', v'
- u_1 : Characteristic velocity of turbulent field ($=\sqrt{(u^2+2v^2)/3}$)
- L_{ux}, L_{vx} : Mainstream and vertical direction integral length scale ($=U\int_0^\infty R_{ux}, R_{vx} dt$)
- m_1, m_2 : Growth rate of L_{ux}, L_{vx}
- T_E : Eulerian integral time scale ($=L_{ux}/U_0$)
- λ_g : Taylor's micro scale ($= (15\nu u^2)/\epsilon$)
- n : Growth rate of λ_g
- ϵ : Dissipation rate ($=3\nu\int_0^\infty k^2 E_1(k)dk + 6\nu\int_0^\infty k^2 E_2(k)dk$)
- Re : Turbulent Reynolds number based on Taylor's micro scale ($= (u' \lambda_g)/\nu$)
- R_{ux}, R_{vx} : Mainstream and vertical direction autocorrelation function

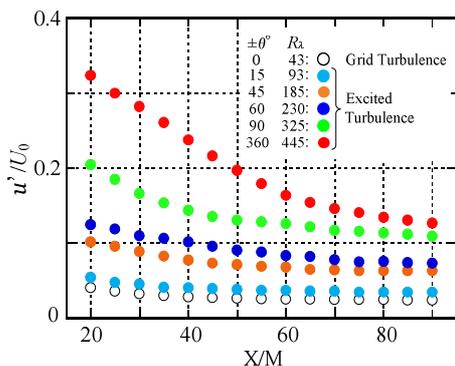


Fig.5 Downstream variation of the turbulent intensity.

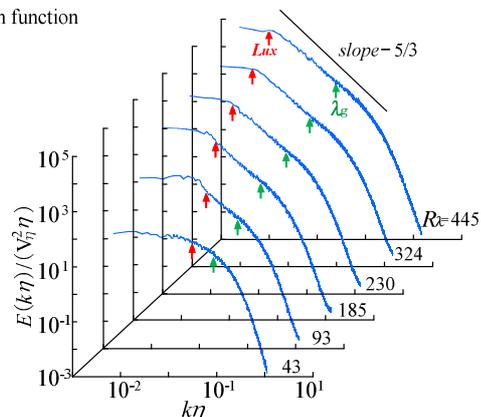


Fig.6 Variation of non-dimensional turbulent energy spectrum.

の誤差は蒔田ら(1987)と同様に Hinze (1975) が提案した方法により補正した. また, 速度場における座標原点はアクティブグリッドの格子軸である (トレーサノズル放出口は格子軸より $55M$ 下流に設置). 図 5 に主流方向の乱れ強度 u'/U_0 の流れ方向変化を示す. 乱れ強度は, 振れ角(θ)に対応して増加する. u' (rms 値) はグリッドから下流に向けて減衰していくが, $X/M=55$ 付近から減衰割合は緩やかである. ここでは示さないが, 積分特性距離 (L_{ux}, L_{vx}) 及び微分特性距離 (λ_g) は $X/M=55$ より下流で緩やかに増加し R_λ は厳密には測定領域内で変化するがその割合は 10~20%程度と小さい. さらに, 速度変動スペクトルも測定範囲 $X/M=55\sim90$ で自己相似性を保持している. 以上のことから, およそ $X/M=55$ から下流で乱流場がほぼ平衡状態を維持していると考えられる. 表 1 にトレーサ放出ノズル設置位置 ($X/M=55$) における乱流場の諸特性量を示す. なお, 本乱流場は拡散実験の測定領域 ($X/M=55\sim90$) において, 乱れ成分の比が $u'/v'=1.25\sim1.35$, 積分スケール比 $L_{ux}/L_{vx}=1.5\sim2.17$ 程度の値をとる. また, u' と v' の減衰率 n_1, n_2 , および L_{ux} と L_{vx} の増加率 m_1, m_2 の値, さらにマイクロスケールのべき指数 n の値からほぼ準等方的な乱流場であると考えられる (蒔田他, 1988). 図 6 に各乱流場における速度変動の無次元エネルギースペクトルを示す. R_λ の増加にともない, 波数空間における慣性小領域が広がっていく. 即ち R_λ が大きな乱流場ほど低波数側のエネルギーレベルが強く, プルームの蛇行を引き起こす大きなスケールを持つ乱流渦から小さな乱流渦まで, 様々なスケールの乱流渦が拡散現象に同時に作用することを示す. R_λ を系統的に変化させて拡散実験を行うことで, 乱流場の渦スケールと濃度場の関係の評価することができる.

2・4 粒子放出ノズルが乱流場に与える影響

放出ノズルの挿入による速度欠損の影響を抑えるため, 本研究では先述の二重管構造放出ノズルにより速度欠損の影響を抑制した上で, 風洞気流の速度分布が出来るだけ上流で一様になるようにノズルからの放出速度を設定した. 本実験では, R_λ によって異なるが, $1.2\sim1.7U_0$ 程度とした. 図 7 にノズル後流の Y 方向の平均速度分布および乱れ強度分布を示す. R_λ が小さいと乱流の混合作用が小さく, 下流までノズルの影響が残る傾向にある. 特に $R_\lambda=43, 93$ では, 放出ノズル近傍においてノズルからの噴出速度やノズル挿入による乱れ強度の増加は無視できず, 厳密には点源拡散を模擬できてはいない. ノズル近傍におけるプルームの拡散幅に影響を与えているものと考えられるが, 現時点ではこれが最善の手法であると考えている.

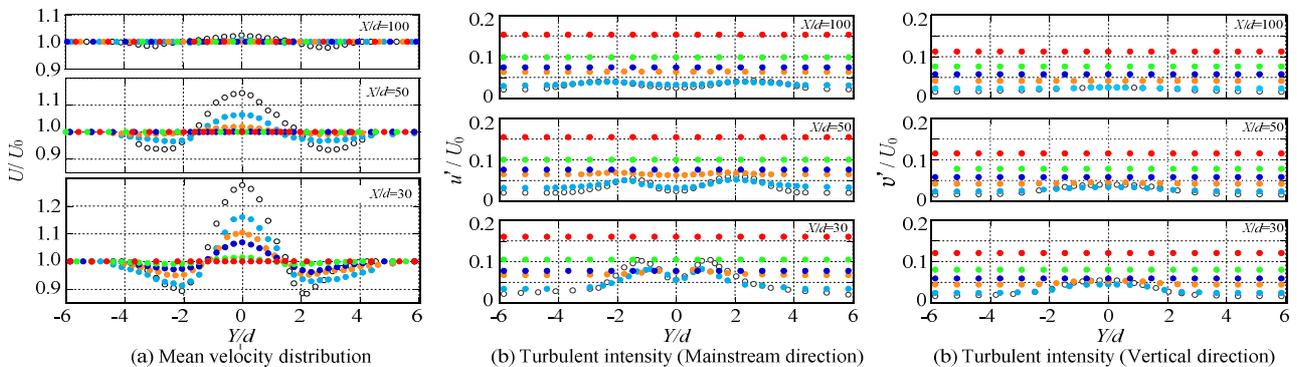


Fig.7 Mean velocity and turbulent intensity distributions in the wake of tracer injection nozzle.

3. 実験結果および考察

3・1 平均濃度分布

図 8 に $X/d=100$ における粒子存在確率密度分布 (P.D.D.) の R_λ 依存性を示す. 即ち単位鉛直方向距離 (Y/d) 当たりの粒子の通過個数割合であり Taylor 型拡散 (全拡散) の平均濃度分布に相当する. なお, 図中の実線は, 各乱流場の測定値から求められた正規分布曲線である. 各 R_λ ともデータに多少のばらつきが見られるが, 他の格子乱流場や野外実験の結果と同様, 平均濃度分布はほぼ正規分布曲線と一致しており, 各乱流場の計測範囲内のすべてにおいて同様である. 分布形状は対称性を保持し, 重力による粒子の沈降の影響も少ないことがわかる. 平均濃度

の分布幅は $R\lambda$ の増加とともに拡大し、同一主流速で、乱れと渦スケールにより拡散能が大きく異なる拡散場を形成している。このことは、プルームの流れ方向断面を可視化した画像（図9）からも定性的に理解できる。

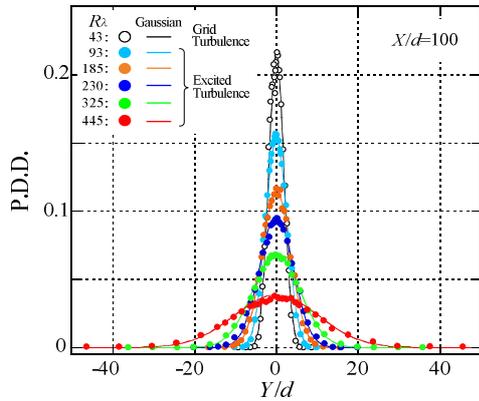


Fig.8. Mean concentration profiles at $X/d=100$. Concentration profiles at each $R\lambda$ agree well with the Gaussian distribution and become broader with increasing $R\lambda$.

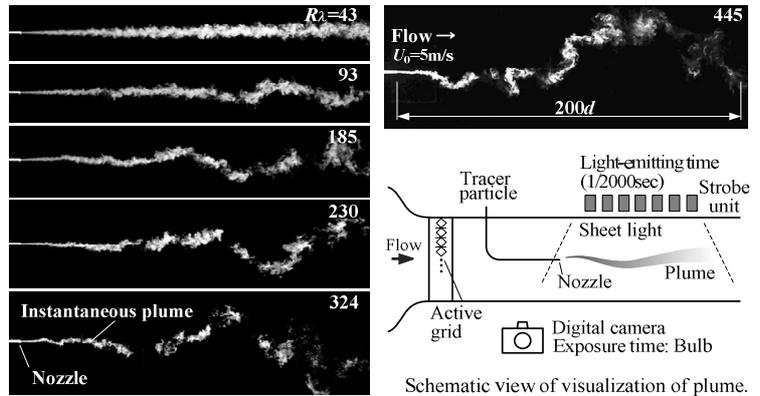


Fig.9. Visualization image of the instantaneous plume at downstream cross-section for each turbulence field (Kosugi, 2013). These images show that the plume meandering motion changes greatly with increase in $R\lambda$.

3・2 平均濃度分布の分散の流れ方向変化

図10に平均濃度分布の分散（全拡散： σ_T^2 ）の流れ方向変化を示す。また、比較のため Miyata(2009)らの熱線計測による熱拡散実験の結果（ Δ ： $R\lambda=28$ （格子乱流場）， \blacktriangle ： $R\lambda=310$ （励起乱流場））も合わせて示した。横軸は凍結仮説により、流れ方向距離を拡散時間（ T ）に変換している。実線は各 $R\lambda$ における実験で得られた平均濃度分布の分散 σ_T^2 の T に対する変化に一致するように式(1)で表される Taylor(1921)の拡散理論式の各パラメータ、即ち Lagrangian 積分特性時間 T_L 、Lagrangian 鉛直方向変動速度 v_L および仮想原点 T_0 の各値を最小二乗法により求めた式(1)の変化である。この時 T_L 、 v_L 、 T_0 の各値を初期値から 0.01 のステップ間隔で変化させ、式(1)及び実験から得られた分散の誤差の二乗和が最小になる3つのパラメータの組み合わせを求めた。

$$\sigma_T^2 = 2v_L^2 T_L^2 \left\{ \frac{T - T_0}{T_L} \left(1 - \exp\left(-\frac{T - T_0}{T_L}\right) \right) \right\} \quad (1)$$

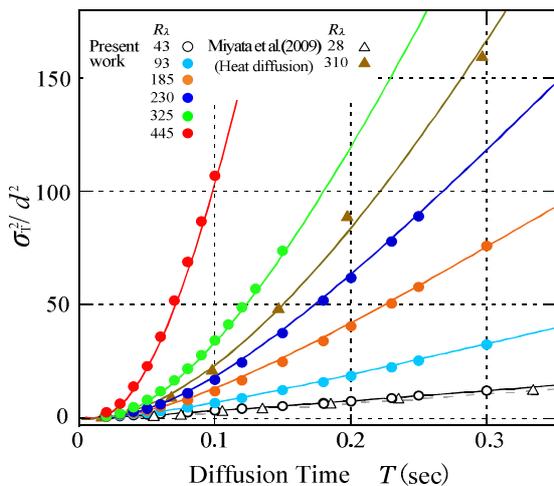


Fig.10 Variance of mean concentration profiles with convection time. The solid lines were obtained from the Lagrangian properties given by equation (1) (Taylor's diffusion theory) by least square approximation applied on variance data σ_T^2 in this work.

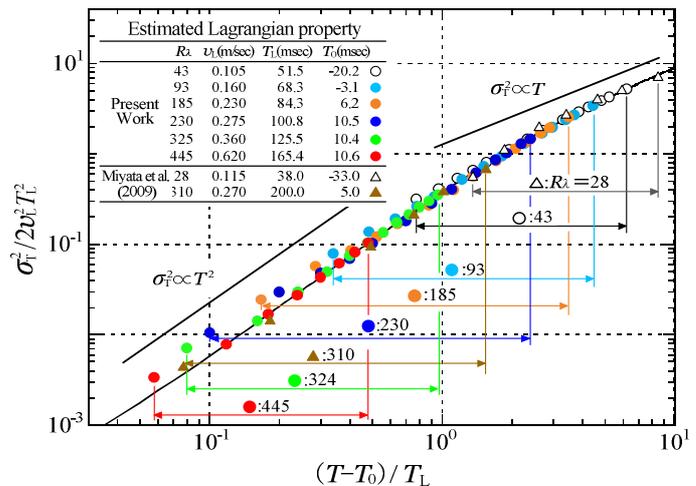


Fig.11 Plots of non-dimensional variance data. The solid line gone through data corresponds to the Taylor's diffusion theory, and the estimated Lagrangian properties are presented in the figure. T_L increases and the diffusion fields shift from the long time diffusion to the short time one with increase in $R\lambda$.

各 R_λ におけるこれらパラメータの値を図 11 中に示す. 本実験のように平均濃度分布の分散値の流れ方向変化から Lagrangian 特性量を求める場合, 算出される Lagrangian 特性量にあまり高い精度は期待できない. 特に観測領域の大部分が $T < T_L$ である短時間拡散に相当する $R_\lambda=325$ と 445 の場合, $T < T_L$ の範囲のみにおける分散値から T_L を推定し, $T > T_L$ の拡散場を外挿して推定することになる. このため短時間拡散場 ($T < T_L$) から長時間拡散場 ($T > T_L$) までが含まれる $R_\lambda=185$ と 230 において $T < T_L$ の範囲の分散値のみを用いて既述した方法で 3 つの Lagrangian 特性量を算出し, 観測された全分散値から算出したものと比較することで, 外挿による誤差の評価を行った. その結果, R_λ が大きくて $T < T_L$ の範囲の分散値しか観測できていない場合には, $T > T_L$ での各特性量には 6% 程度の誤差が含まれることがわかった. さらに, Corssin(1963)によれば, Lagrangian 変動速度 v_L と乱流場の Eulerian 変動速度 v はほぼ等しく, 本実験結果はこの条件をほぼ満たしている. また, 3・4にて後述するように Lagrangian と Eulerian の積分スケールの比 $\beta(=T_L/T_E)$ の値は, 他の理論や実験結果とほぼ一致しているため, 本実験の全体の計測精度はある程度保証されているものと考えられる.

図 10 において分散の T に対する変化は, R_λ が小さい格子乱流場では, 傾きの小さい直線的な変化となっている. 励起乱流場では, R_λ の増加に伴い 2 次曲線的に急激に増加する. これは, 乱流場の乱れ強度や渦スケールの増加により格子乱流時の拡散場が励起されるのではなく, R_λ の増加によって発生する大規模渦による蛇行運動がブルームの存在範囲を拡大させることで, 拡散形態が変化することを示している. これらの結果は, Miyata(2009)らの熱拡散実験における R_λ についてもほぼ一致し, 本計測結果の信頼性を裏付けている.

Taylor(1921)の拡散理論と対比するため, 図 10 の両軸を Lagrangian 特性量を用いて無次元化し, 両対数表示したものを図 11 に示す. Taylor(1921)によれば, 短時間拡散領域 ($T \ll T_L$) では, ブルームの蛇行による拡散が支配的で, 分散は T^2 に比例して増加するが, 長時間拡散領域 ($T \gg T_L$) ではブルーム内部の相対拡散が支配的となり, 分散は T に比例する. 格子乱流場の渦スケールは小さく, 拡散時間がすぐに渦の寿命時間を超えてしまうため, 濃度場の大部分が長時間拡散に相当する. 一方, 励起乱流場では R_λ の増加に伴って拡散場が長時間拡散から短時間拡散へとシフトする. これらの傾向は Miyata(2009)らの熱拡散実験でも同じである. $R_\lambda=325, 445$ では観測される拡散場は全領域で短時間拡散になっており, 格子乱流場では再現が困難なブルームの蛇行現象 (図 9) を明確に含んだ濃度場の特性を抽出できることがわかる. 即ち, 本実験では, ブルームの蛇行拡散の性質を明確にとらえるためには, R_λ を約 300 以上とする必要がある.

3・3 拡散係数

図 12 に各 R_λ での平均濃度分布の分散の時間変化から式(2)を用いて算出した拡散係数 K の流れ方向変化を示す. 実線は式(3)で示した Taylor(1921)の拡散理論に基づく K の式に, 本実験で求められた Lagrangian 特性量を代入して算出したものである.

$$K = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_T^2}{dT} \quad (2)$$

$$K = v_L^2 T_L \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{T-T_0}{T_L}\right) \right\} \quad (3)$$

また, 図の右側に示される拡散係数は, 拡散時間が十分大きい時 ($T \gg T_L$) の各 R_λ における漸近値 ($K=v_L^2 T_L$) である. 乱流中の物質拡散は, 乱れ強度と渦の作用に支配され, R_λ が大きくブルームが蛇行する場合は, 大きな拡散能を持つことが推測される. 拡散係数の漸近値に着目すると, R_λ が小さな格子乱流場では, 分子拡散レベル ($\approx 0.1 \text{cm}^2/\text{s}$) と一桁程度しか違いが無いが, R_λ が最大の場合, 約 $630 \text{cm}^2/\text{s}$ と大気拡散レベル ($\approx 10^3 \sim 10^4 \text{cm}^2/\text{s}$) には及ばないが著しく大きな値を持つ. R_λ に対する拡散係数の変化は, 拡散形態の違いにより拡散能が大きく変化し, 本実験の場合, 指数関数的に増大する (図 13) が, Miyata(2009)らの値も本実験結果と良い一致を示す. 即ち, 拡散の形態にかかわらず R_λ (渦スケールと乱れ) が K に決定的な影響を及ぼす. このように高い拡散能力は拡散物質の希釈を進行させて時間平均的には濃度が低下するが, 瞬間的に見ると蛇行しているブルーム内部は比較的高い濃度を維持し, それが間欠的に出現する. 正確な拡散モデルの構築に当たってはブルーム幅と渦スケールによって決定される蛇行の濃度変動特性への影響を定量的に明らかにする必要がある.

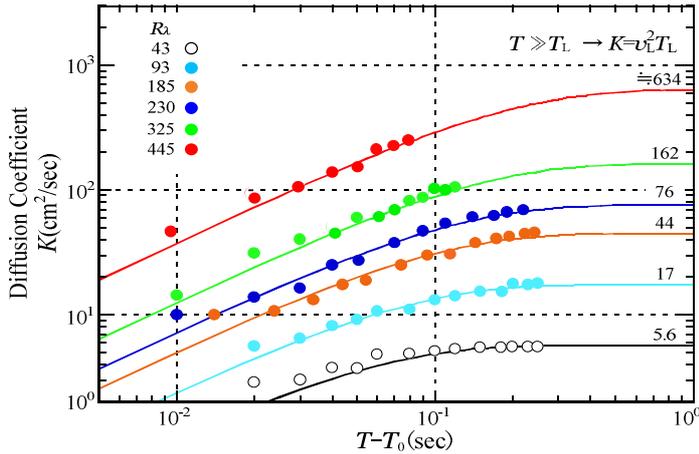


Fig.12 Variation of diffusion coefficient K with convection time. Each symbol shows the value of K calculated from eq. (2) considering the time variation of σ_r^2 , and the solid lines denote K calculated from the Taylor's theorem in eq.(3). K has very a large value for meandering motion of plume, and increases with increase in $R\lambda$.

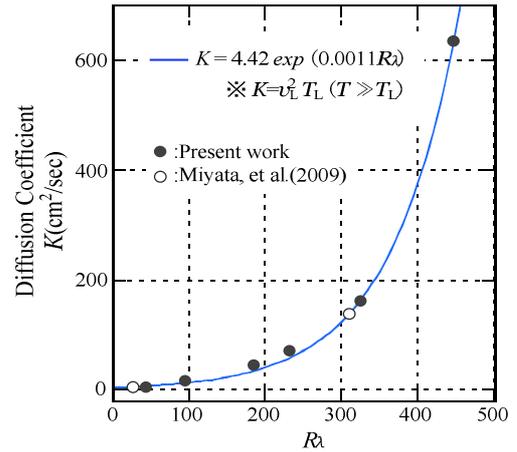


Fig.13 Dependence of diffusion coefficient K on $R\lambda$. K increases exponentially with increase in $R\lambda$. $R\lambda$, which depends on the turbulent intensity and vortex size, affects K decisively regardless diffusion process.

3・4 ラグランジュ特性量による拡散場の評価

3・4・1 Lagrangian 積分時間スケールと Euler 積分時間スケールの比

Taylor(1921)の拡散理論に代表される拡散現象を記述する方程式系は、Lagrangian 計測の観点から構成されている。これに基づく拡散モデルを用いて拡散現象を評価するには、正確な Lagrangian 特性量の計測か、高精度の Lagrangian 特性量の推定方法が必要となる(Hanna, 1981)。これまでも Euler 的観測から Lagrangian 特性量を推定する多くの研究が行われてきた(Hanna, 1984)。乱流理論や大気拡散研究の両面においても Lagrangian 計測と Eulerian 計測における積分時間スケールの比 β ($=T_L/T_E$) は重要である(Anfossi et al., 2006)。図 14(a)に、本実験で得られた Lagrangian 積分時間スケール T_L と、乱流計測から求めた Eulerian 積分時間スケール T_E から算出した β と乱れ強度の関係を示す。図から他の理論や実験結果(Lee and Stone, 1983a, Baldwin and Johnson, 1972)と同様、乱れ強度にほぼ反比例し、中立大気を目安とされる 3~4 程度の値(Pasquill and Smith, 1983)に漸近していくことがわかる。また、同図(b)に示す β の $R\lambda$ に対する依存性は乱れ強度と定性的には同じである。しかし、Lagrangian 計測から求めた Sato and Yamamoto(1987) の結果と相違がみられるため、詳細に検討していく必要がある。さらに、 β と乱れ強度の間には式(4)の関係があることが知られている。定数 α は一定値であると考えられており、Busch(1965)

$$\beta = \alpha(u' / U_0)^{-1} \tag{4}$$

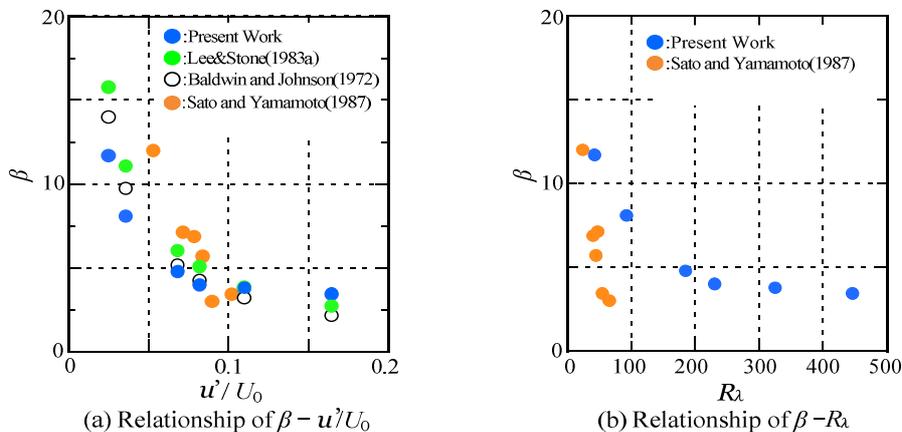


Fig.14 Dependence of the ratio of the Lagrangian integral time scale to the Eulerian one, β , on the turbulent intensity and $R\lambda$.

による理論では 0.44 程度, 多くの実験では 0.3~0.85 程度の値が求められている. 本実験の場合, 0.28~0.56 の間となり, ほぼこれまでの理論値や実験値の範囲内にある.

3・4・2 Lee & Stone のモデルによる相対拡散と蛇行拡散の推定

R_λ を変化させて, プルームの蛇行拡散が支配的な短時間拡散領域を含む拡散現象を評価するには, 全拡散に対する蛇行の寄与や, 相対拡散の大きさを明らかにする必要がある. Gifford(1959)の変動ブルームモデル (図 15(a)) によれば, 全拡散 (σ_T^2) と相対拡散 (σ_r^2) および蛇行拡散 (σ_m^2) の間には $\sigma_T^2 = \sigma_r^2 + \sigma_m^2$ の関係が成り立つ. 相対拡散や蛇行拡散を評価している例として Nappo(1981) による可視化画像計測や, Yee and Wilson(2000)らによる probe rake を用いた多点同時計測がある. しかし, 全拡散に対する蛇行拡散や相対拡散の寄与度は, 本結果からは直接求めることはできない. このため, 本研究で算出された Lagrangian 特性量を Lee & Stone (1983b) のモデルに適用し, 全拡散に対する相対拡散と蛇行拡散の割合の流れ方向変化について考察する. Lee & Stone(1983b)は, トレーサ放出源口径が有限の場合について, Gifford 理論(1982)を random-force theory に基づき拡張し, 乱流場の Lagrangian および Eulerian 特性量から無次元拡散パラメータ ($\sigma_{T^*}, \sigma_{r^*}, \sigma_{m^*}$) の時間変化を示した. なお, Lee and Stone(1983b)のモデルでは, 有限ノズル口の無次元分散値について, 二次元ノズルでトップハット型の速度分布を有するものと仮定し $\sigma_0^2 = (d^2/12)(2v_L^2 T_L^2)$ と与えているが, 本実験ではパイプ状の円形ノズルを用いている. このため $\sigma_0^2 = (d^2/a)(2v_L^2 T_L^2)$ とし, 実験定数 a をノズル極近傍の流速分布の実測値から求めてモデルに適用した. なお, 本実験の場合, R_λ によりノズルからの吹き出し速度は異なるが, いずれの場合も流速分布はほぼ相似であり, a の値は約 45~53 となった. 全拡散における濃度分布の標準偏差の実測値を Lagrangian 特性量で無次元化した σ_{T^*} , および, Lee and Stone(1983b)のモデルから求められた拡散パラメータ $\sigma_{r^*}, \sigma_{m^*}$, さらに, そこで算出された $\sigma_{r^*}, \sigma_{m^*}$ から Gifford 理論(1982)より求められた全拡散 (σ_{T^*}) のデータを図 15(b)に示す. 本実験の実測値 (●) と Lee and Stone(1983b)と Gifford(1959)のモデルから算出された全拡散のデータ(実線)を比べると, ノズル近傍での多少のずれを除いて, R_λ の大小によらず値はほぼ一致する. 即ち, 推定された拡散パラメータの値は妥当な値を示している. 拡散場の大部分が長時間拡散に相当する $R_\lambda = 43$ の場合, 全拡散に占める蛇行拡散の影響は小さく, 相対拡散が支配的である. この場合, 理論的には蛇行拡散はトレーサ放出後の極短い拡散時間においてのみ相対拡散よ

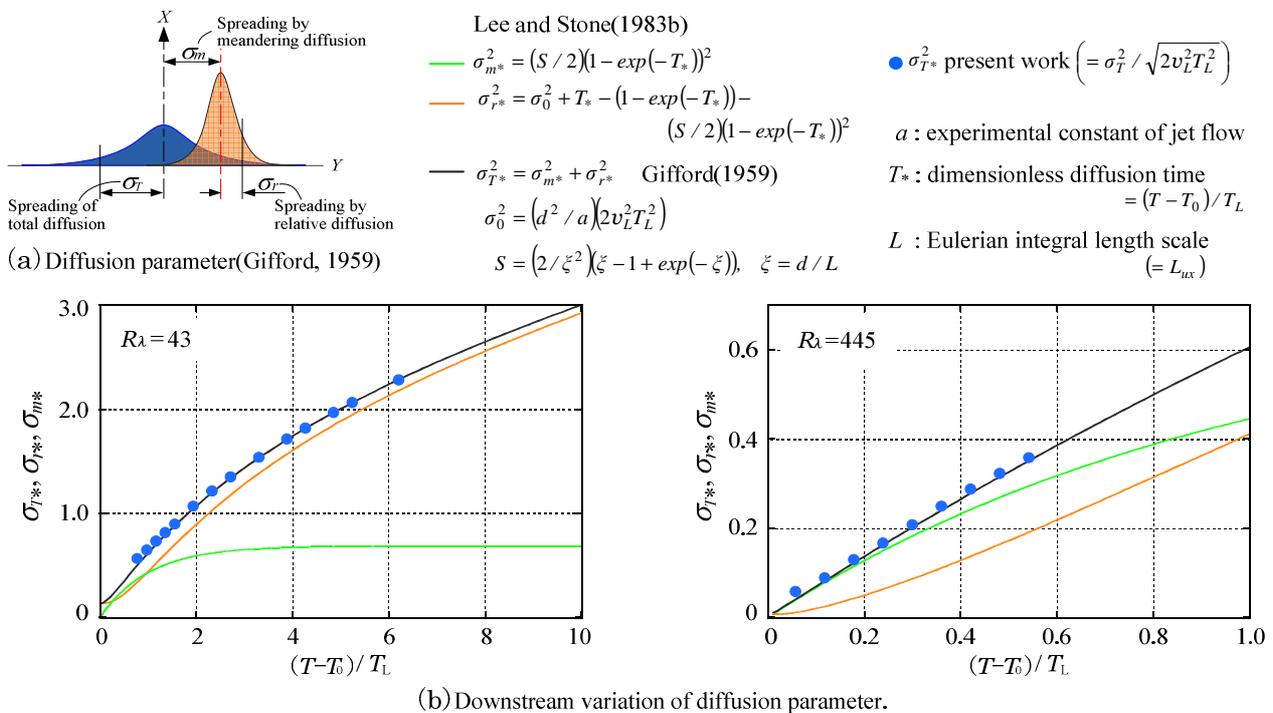


Fig.15 Estimation of diffusion parameters by Lee & Stone's Model. σ_{r^*} (—) and σ_{m^*} (—) estimated by the Lee and Stone's model (1983b) and σ_{T^*} (—) calculated by the Gifford's method (1959) using Lagrangian properties agree well with the present results (●). For small R_λ , essentially only relative diffusion is observed, but for large R_λ , distinctive effect of meandering diffusion is found.

りも支配的となる. しかし, 実質的には蛇行拡散を観測することは難しく, $R\lambda$ の小さな格子乱流場の拡散実験では, 相対拡散のみによる拡散現象しか評価できない. 一方, $R\lambda=445$ の場合, 測定領域が短時間拡散に相当し, 全拡散に占めるプルームの蛇行拡散の寄与が非常に大きいことがわかる. よって本研究は, モデル実験における蛇行現象を含む濃度場の数少ない定量評価の成功例の一つであり, プルームの間欠性を伴うような濃度場の変動特性の評価に適していると言える. なお, 図9に示したようなプルームの流れ方向断面の可視化画像から画像計測によって σ_m^2 と σ_r^2 を求めてみた結果, 同じ実験条件における本レーザ計測結果とほぼ一致した(小杉他, 2013).

短時間拡散から長時間拡散へ移行する間の, 全拡散に対する蛇行拡散と相対拡散の割合の変化を調べる. 図16(a)(b)は, 各 $R\lambda$ における全拡散の分散($\sigma_{T^*}^2$)に対する蛇行拡散および相対拡散の割合を $\sigma_m^2/\sigma_{T^*}^2$ および $\sigma_r^2/\sigma_{T^*}^2$ として求めたものであり, (c)は相対拡散に対する蛇行拡散の割合を求めたものである. ここで, $\sigma_{T^*}^2$ は実測値である. また, 図の(a), (b), (c)におけるデータ点の色と $R\lambda$ の対応は図11と同じである. トレーサが完璧な点源から放出される場合, (a)に示す $\sigma_m^2/\sigma_{T^*}^2$ は放出源に近いほど1に漸近する. 本実験結果では, 各 $R\lambda$ とも最上流付近で値が1よりもわずかに低下している. トレーサ放出口近傍でも相対拡散がすでに進んでいる状態にあり, 相対的に σ_m^2 が小さくなる.

$\sigma_m^2/\sigma_{T^*}^2$ の値は $R\lambda$ が大きく, 拡散時間 T が T_L より十分に小さいと大きな値を持つ. また, 拡散時間の経過とともにプルーム内部の相対拡散が進み, プルーム幅の瞬間値に対して, 乱流渦の大きさが相対的に小さくなるため $\sigma_m^2/\sigma_{T^*}^2$ は減少していく. その傾向は, $T_L=1$ 付近までの短時間拡散領域では拡散時間に対し緩やかに, その後長時間拡散領域では比較的大きな勾配を持つ.

(b)に示す $\sigma_r^2/\sigma_{T^*}^2$ は $\sigma_m^2/\sigma_{T^*}^2$ と逆の傾向を示している. 拡散時間が小さい時, プルーム内拡散はプルーム幅以下の小規模乱流渦により急速に進んでいくが, 拡散時間が T_L を超えて, プルーム幅が最大乱流渦径に漸近するにつれ, プルーム内部の拡散進行は遅くなる. この場合 $\sigma_r^2/\sigma_{T^*}^2$ は $T < T_L$ において約 4/5, $T > T_L$ では約 1/4 の増加勾配

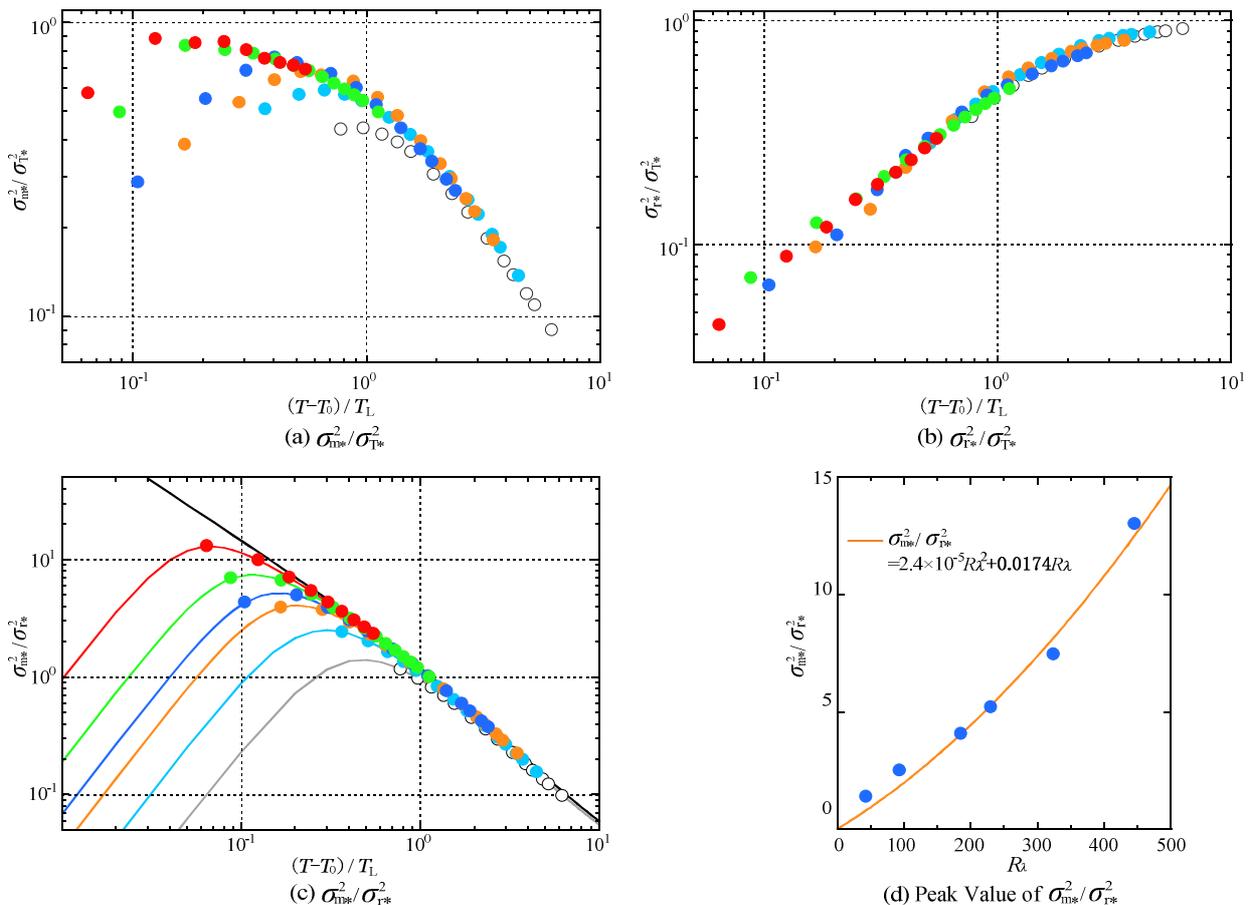


Fig.16 Downstream variation of $\sigma_m^2/\sigma_{T^*}^2$, $\sigma_r^2/\sigma_{T^*}^2$, and σ_m^2/σ_r^2 . (a) and (b) show contributions of the relative and meandering diffusions to the total diffusion. (c) shows the contribution ratio of σ_m^2/σ_r^2 . (d) shows quadratically increase of σ_m^2/σ_r^2 with increasing $R\lambda$.

を持ち、拡散時間が十分長くなると値が1に漸近する。

次に拡散時間とともに変わっていく拡散形態の過程を σ_r^2/σ_m^2 から見る。(c)の実線は Lee and Stone (1983b)のモデルから計算されたものであり、 R_λ に対する拡散時間領域を明確にするために(a)(b)で算出された値もプロットしてある。なお、図中に示される黒色の実線は、Lee and Stone (1983b)のモデルでトレーサ放出口の寸法を0($\xi = d/L=0$)とした場合の参考値である。先述したように、トレーサ放出口の寸法が有限の場合、 σ_m^2 は放出口近傍で減少するため、いずれの R_λ においても σ_m^2/σ_r^2 は図に示すようにピーク値を持つような傾向を示す。また、ピーク値付近を除く σ_m^2/σ_r^2 の時間変化は、時間のほぼ-1乗で小さくなり、拡散形態によらず同じであることがわかる。また、図(d)は(c)における σ_m^2/σ_r^2 のピーク値と R_λ の関係を示したもので、 R_λ に対して2次曲線的な増加傾向が認められる。なお、図中の実線は切片を0とした2次の多項式近似曲線である。

4. 結 言

準一様乱流場中の乱流レイノルズ数 R_λ を変化させて連続点源からの粒子拡散実験を行い、以下の結論を得た。

- (1) トレーサ放出ノズルを2重管構造としたことで、ベンチュリー効果によってパイプ側面に発達する境界層を吸込ませて速度欠損を抑制し、乱流場の一様性を高めた条件で拡散実験を行うことができた。
- (2) ペDESTAL信号の重畳による誤計測を移動平均処理をベースとする信号処理によって防止し、正確な濃度情報の取得方法を確立した。
- (3) R_λ の増加に伴い分散が大きくなり、その拡散時間変化はTaylorの拡散理論と一致する。また、 R_λ が変化しても平均濃度分布は正規分布に一致する。
- (4) R_λ を制御して乱流渦の寿命時間を変化させ、プルームの蛇行拡散が主体の短時間拡散から相対拡散が主体の長時間拡散まで異なる拡散機構の濃度特性を抽出した。なお、蛇行拡散の性質をとらえるためには、 $R_\lambda \geq 300$ が必要である。
- (5) 平均濃度分布の分散値から算出したLagrangian特性量は、LagrangianとEulerian変動速度の値がほぼ等しくCorrsinの結果を支持すること、また、Lagrangian積分特性時間 T_L とEulerian積分特性時間 T_E の比 $\beta(=T_E/T_L)$ の値が多くの実験結果とほぼ同程度の値を取ることから、ほぼ妥当な値が算出できていると考えられる。
- (6) 拡散係数は R_λ の増加にともない指数関数的に増加し、最大で $R_\lambda=445$ における漸近値($T \gg T_L$)は $634\text{cm}^2/\text{s}$ に達し、大気拡散のオーダーに近い値を持った。
- (7) $\beta(=T_E/T_L)$ は、乱れ強度に反比例して減少する。 β の R_λ への依存性は、Sato and Yamamotoらと同様に減少してはいくが、差異が見られた。
- (8) Lee and StoneのモデルにLagrangian特性量の計測値を適用することで、相対拡散(σ_r^2)と蛇行拡散(σ_m^2)の拡散時間変化を求め、各拡散過程において全拡散への相対拡散と蛇行拡散の寄与の違いを明らかにできた。また、Giffordの変動プルームモデルを用いて得られる全拡散の分散($\sigma_T^2=\sigma_r^2+\sigma_m^2$)は、本実験の全拡散値と良い一致を示した。

謝 辞

本研究の一部はJSPS科研費22560181の助成を受けた。ここに謝意を表す。また、本研究の実施にあたり長岡技術科学大学工学部機械創造工学課程若木志朗氏に協力いただいた。合わせて記し謝意を表す。

文 献

- Anfossi, D., Rizzab, U., Mangiab, C., Degraziac, G.A., and Pereira Marques Filho, E., Estimation of the ratio between the Lagrangian and Eulerian time scales in an atmospheric boundary layer generated by large eddy simulation, Atmospheric Environment, Vol.40, NO.2(2006), pp.326-337.
- Baldwin and Johnson, The estimation of turbulent diffusivities from anemometer measurements, Colorado State University CEP71-72LVB-GRJ42(1972), pp.65.

- Batchelor G. K. , The application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, Vol.76(1950), pp.133-46.
- Busch N. E., A micrometeorological data-hand ring system and some preliminary results, Riso report No.99(1965).
- Corrsin, S., Estimates of the relations between Eulerian and Lagrangian scales in large Reynolds number turbulence, Journal of the Atmospheric Sciences, Vol.20(1963), pp.115-119.
- Gad-el-Hak, M. and Morton, J. B., Experiments on the diffusion of smoke in isotropic turbulent flow, AIAA Journal, Vol.17(1979), pp.558-562.
- Gifford F. A., Statistical properties of a fluctuating plume model , Advances in Geophysics, Vol.6 (1959), pp.117-37.
- Gifford F. A., The random-force method applied to calculating short-range atmospheric diffusion, Los Alamos National Laboratory , LA-9583-MS(1982).
- 小杉淳, 蒔田秀治, 大気乱流場における粒子拡散に関する風洞実験 (乱流レイノルズ数の変化による変動濃度特性について) , 日本機械学会第 83 期流体力学部門講演論文集 NO.05-32(2005), CD-ROM 1709.
- 小杉淳, 関下信正, 蒔田秀治, 大気乱流拡散に関する風洞実験 (短時間拡散場から長時間拡散場における平均濃度特性の変化) , 日本機械学会北海道支部第 48 回講演論文集 NO.092-2(2009), pp.59-60.
- 小杉淳, 蒔田秀治, 関下信正, プルーム断面可視化による蛇行乱流拡散に関する風洞実験, 日本機械学会 2013 年次大会講演論文集 NO.13-1(2013), CD-ROM , J057026.
- 可視化情報学会編, PIV ハンドブック, (2002), p.32, 森北出版.
- Hanna, S. R., Lagrangian and Eulerian time-scale in the daytime boundary layer, Journal of Applied Meteorology, Vol.20(1981), pp.242-249.
- Hanna, S. R., Concentration fluctuations in smoke plume, Atmospheric Environment, Vol.18, NO.6 (1984), pp.1091-1984.
- Hinze, J. O. Turbulence (Second Edition) , (1975), pp.106, McGraw-Hill.
- Kang, H.S., Stuart, S., and Meneveau, C., Decaying turbulence in an active-grid-generated flow and comparisons with large-eddy simulation, Journal of Fluid Mechanics, Vol.480(2003), pp.129-160.
- Lee J. T. and Stone G. L., The use of Eulerian initial conditions in a Lagrangian model of turbulent diffusion, Atmospheric Environment, Vol.17, NO.2(1983), pp.2477-2481.
- Lee J. T. and Stone G. L., Eulerian-Lagrangian relationships in Monte Carlo simulations of turbulent diffusion, Atmospheric Environment, Vol.17, NO.2(1983), pp.2483-2487.
- Nakamura, I., Sakai, Y. and Miyata, M., Diffusion of matter by a non-buoyant plume in grid-generated turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol.178 (1987), pp.379-403.
- 永井清之, 水本伸子, 可動翼列を用いた大気拡散風洞実験 (III) , 大気汚染学会誌, Vol.36, NO.5(2001), pp.290-300.
- Nappo, C. J., Atmospheric turbulence and diffusion estimates derived from observations of a smoke plume, Atmospheric Environment, Vol.15(1981), pp.541-547.
- Makita, H., Realization of a large-scale turbulence fluid in a small wind tunnel, Fluid Dynamic Research, Vol.8(1991), pp.53-640.
- Miyata, N., Makita, H., and Nagao, Y., Effect of turbulent eddy on a non-buoyant thermal plume in atmospheric-like turbulent Fields, Proc. 6th Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, (2009), pp.865.
- 蒔田秀治, 佐々浩司, 岩崎隆夫, 飯田明由, 大規模乱流場の特性の評価 (第 2 報, 乱流の諸統計量について) , 日本機械学会論文集 B 編, Vol.53, NO.495(1987), pp.3180-3186.
- 蒔田秀治, 岩崎隆夫, 飯田明由, 佐々浩司, 大規模乱流場の特性の評価 (第 3 報, 乱流のスケールと異方性について) , 日本機械学会論文集 B 編, Vol.54, NO.497(1988), pp.37-44.
- 蒔田秀治, 佐々浩司, 飯田明由, 茂山正明, 大気乱流拡散の実験的シミュレーション (第 1 報大規模乱流場の特性と平均濃度分布) , 日本機械学会論文集 B 編, Vol.56, NO.522(1990), pp.130-137.
- Mydlarski L and Warhaft Z., On the onset of high-Reynolds number grid-generated wind tunnel turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol.320(1996), pp.331-368.
- Pasquill, F. and F. B. Smith (横山長之訳), 大気拡散 (原著第 3 版) , (1983), p.216, 近代科学社.
- Ramaprian, B.R., and Haniu, H., Turbulence measurement in plane jets and plumes in crossflow, IIHR Report, NO.266(1983).
- Richardson L. F., Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbor graph, Proceedings of the Royal Society A, Vol.110(1926), pp.709-737.
- Sato, Y., and Yamamoto K., Lagrangian measurement of fluid particle motion in an isotropic turbulence field, Journal of

Fluid Mechanics ,Vol.175(1987) , pp.183-199.

- Squires K. D. and Squires and Eaton J. K., Measurements of particle dispersion obtained from direct numerical simulations of isotropic turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.226(1991), pp.1-35.
- Taylor, G. I. , Diffusion by continuous movements, *Proceedings of the Royal Society A*, Vol.20(1921), pp. 196-211.
- Yee E. and Wilson D. J., A comparison of the detailed structure in dispersing tracer plumes measured in grid-generated turbulence with a measure ring plume model incorporating internal fluctuations, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.94(2000), pp.253-296.
- Yeung P. K. and Borgas M.S., Relative dispersion in isotropic turbulence. Part 1. Direct numerical simulations and Reynolds-number dependence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 503(2004), pp. 93-124.
- Warhaft Z., The use of dual heat injection to infer scalar covariance decay in grid turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.104(1981), pp.93-109.

References

- Anfossi, D., Rizzab, U., Mangiab, C., Degraziac, G.A., and Pereira Marques Filho, E., Estimation of the ratio between the Lagrangian and Eulerian time scales in an atmospheric boundary layer generated by large eddy simulation, *Atmospheric Environment*, Vol.40, No.2(2006), pp.326-337.
- Baldwin and Johnson, The estimation of turbulent diffusivities from anemometer measurements, Colorado State University CEP71-72LVB-GRJ42(1972), pp.65.
- Batchelor G. K. , The application of the similarity theory of turbulence to atmospheric diffusion, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Vol.76(1950), pp.133-46.
- Busch N. E., A micrometeorological data-hand ring system and some preliminary results, Riso report No.99(1965).
- Corrsin, S., Estimates of the relations between Eulerian and Lagrangian scales in large Reynolds number turbulence, *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol.20(1963), pp.115-119.
- Gad-el-Hak, M. and Morton, J. B., Experiments on the diffusion of smoke in isotropic turbulent flow, *AIAA Journal*, Vol.17(1979), pp.558-562.
- Gifford F. A., Statistical properties of a fluctuating plume model, *Advances in Geophysics*, Vol.6 (1959), pp.117-37.
- Gifford F. A., The random-force method applied to calculating short-range atmospheric diffusion, Los Alamos National Laboratory , LA-9583-MS(1982).
- Kosugi, A., Makita, H., , Wind tunnel simulation on particle diffusion in atmospheric turbulence(Variation of characteristics of concentration fluctuation for turbulent Reynolds numbers.), *Proceeding of the 83th Japan Society of Mechanical Engineers Fluids Engineering Conference*, No.05-32(2005), CD-ROM 1709(in Japanese).
- Kosugi, A., Sekishita, N., and Makita, H., Wind tunnel experiments of atmospheric turbulent diffusion.(Variation of mean concentration properties from short-time to long-time diffusion field.), *Proceeding of the 48th Hokkaidou Branch Regular Meeting of the Japan Society of Mechanical Engineers*, No.092-2(2009), pp.59-60(in Japanese).
- Kosugi, A., Makita, H., and Sekishita, N., A wind tunnel investigation on turbulent diffusion by using visualization image of meandering plume cross-section. , *Proceeding of the Japan Society of Mechanical Engineers Annual Meeting* , No.13-1(2013), CD-ROM , J057026(in Japanese).
- The Visualization Society of Japan ed., *PIV Handbook*, (2002), p.32, Morikita Publishing (in Japanese).
- Hanna, S. R., Lagrangian and Eulerian time-scale in the daytime boundary layer, *Journal of Applied Meteorology*, Vol.20(1981), pp.242-249.
- Hanna, S. R., Concentration fluctuations in smoke plume, *Atmospheric Environment*, Vol.18, No.6 (1984), pp.1091-1984.
- Hinze, J. O. *Turbulence (Second Edition)* , (1975), pp.106, McGraw-Hill.
- Kang, H.S., Stuart, S., and Meneveau, C., Decaying turbulence in an active-grid-generated flow and comparisons with large-eddy simulation, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.480(2003), pp.129-160.
- Lee J. T. and Stone G. L., The use of Eulerian initial conditions in a Lagrangian model of turbulent diffusion, *Atmospheric Environment*, Vol.17, NO.2(1983), pp.2477-2481.
- Lee J. T. and Stone G. L., Eulerian-Lagrangian relationships in Monte Carlo simulations of turbulent diffusion, *Atmospheric Environment*, Vol.17, No.2(1983), pp.2483-2487.
- Nakamura, I., Sakai, Y. and Miyata, M., Diffusion of matter by a non-buoyant plume in grid-generated turbulence, *Journal of*

Fluid Mechanics, Vol.178 (1987), pp.379-403.

- Nagai, K., and Mizumoto, N., A wind tunnel experiment of atmospheric diffusion with oscillating wing method (III) : Simulation method for plume meander, The Journal of Japan Society for Atmospheric Environment, Vol.36, NO.5(2001), pp.290-300(in Japanese).
- Nappo, C. J., Atmospheric turbulence and diffusion estimates derived from observations of a smoke plume, Atmospheric Environment, Vol.15(1981), pp.541-547.
- Makita, H., Realization of a large-scale turbulence fluid in a small wind tunnel, Fluid Dynamic Research, Vol.8(1991), pp.53-640.
- Miyata, N., Makita, H., and Nagao, Y., Effect of turbulent eddy on a non-buoyant thermal plume in atmospheric-like turbulent Fields, Proc. 6th Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, (2009), pp.865.
- Makita, H., Sassa, K., Iwasaki, T., and Iida, A., Evaluation of the characteristic features of a large-scale turbulence field : 2nd report, On the statistical quantities of the turbulence, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol.53, No.495(1987), pp.3180-3186(in Japanese).
- Makita, H., Iwasaki, T., Iida, A., and Sassa, K., Evaluation of the characteristic features of a large-scale turbulence field : 3rd report, On the scales and the anisotropy of the turbulent flow field, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol.54, No.497(1988), pp.37-44(in Japanese).
- Makita, H., Sassa, K., Iida, A., and Shigeyama, M., Experimental simulation of atmospheric diffusion : 1st report, On the features of the large-scale turbulence field and mean concentration distribution, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol.56, No.522(1990), pp.130-137(in Japanese).
- Mydlarski L and Warhaft Z., On the onset of high-Reynolds number grid-generated wind tunnel turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol.320(1996), pp.331-368.
- Pasquill, F. and F. B. Smith (Japanese translation by Yokoyama), Atmospheric Turbulence (3rd. edition), (1983), p.216, kindaikagakusha (in Japanese).
- Ramaprian, B.R., and Haniu, H., Turbulence measurement in plane jets and plumes in crossflow, IIHR Report, No.266(1983).
- Richardson L. F., Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbor graph, Proceedings of the Royal Society A, Vol.110(1926), pp.709-37.
- Sato, Y., and Yamamoto K., Lagrangian measurement of fluid particle motion in an isotropic turbulence field, Journal of Fluid Mechanics, Vol.175(1987), pp.183-199.
- Squires K. D. and Squires and Eaton J. K., Measurements of particle dispersion obtained from direct numerical simulations of isotropic turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol.226(1991), pp.1-35.
- Taylor, G. I., Diffusion by continuous movements, Proceedings of the Royal Society A, Vol.20(1921), pp. 196-211.
- Yee E. and Wilson D. J., A comparison of the detailed structure in dispersing tracer plumes measured in grid-generated turbulence with a measure ring plume model incorporating internal fluctuations, Boundary-Layer Meteorology, Vol.94(2000), pp.253-296.
- Yeung P. K. and Borgas M.S., Relative dispersion in isotropic turbulence. Part 1. Direct numerical simulations and Reynolds-number dependence, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 503(2004), pp. 93-124.
- Warhaft Z., The use of dual heat injection to infer scalar covariance decay in grid turbulence, Journal of Fluid Mechanics, Vol.104(1981), pp.93-109.