

〈一般研究課題〉 発電所等から放出される熱・汚染物質の大気拡散予測
に役立つ実験データベースの構築
助成研究者 豊橋技術科学大学 関下 信正



発電所等から放出される熱・汚染物質の大気拡散予測に 役立つ実験データベースの構築

関下 信正
(豊橋技術科学大学)

Construction of Experimental Database for Atmospheric Dispersion Prediction of Heat and Mass Transfer Emitted from Electric Power Plant

Nobumasa Sekishita
(Toyohashi University of Technology)

Abstract :

The present paper aimed to conduct wind tunnel experiments for smoke ejected with a buoyancy jet in a large-scale turbulence and in a grid turbulence generated by an active turbulence generator. Smoke structures were observed by a high-speed camera and a laser sheet light and were analyzed from the vertical profiles of smoke concentration calculated from the motion pictures which were taken by the camera. The meandering structure of the buoyant jet occurred only in the large-scale turbulence. The structures of the buoyant jet were divided into 6 modes: (I)bifurcation structure completely separated two vortex tubes, (II)bifurcation structure strongly interacted by two close vortices, (III)hairpin-type vortices connected along streamwise distance each other, (IV)coherent vortices with random arrangement, (V)meandering structure by turbulence eddies and strong velocity fluctuations and (VI)downwash structure. These structures were depended on jet velocity, cross flow velocity, buoyance force and turbulence motions. The meandering structure affected on the rapid expansion of smoke width and the rapid decrease of smoke concentration. In the case of buoyant jet, the streamwise change of the center of the smoke concentration which obeyed normal distribution kept lower height in the large-scale turbulence than in the grid turbulence. The smoke

concentration profiles were compared with the Sutton equation and the Pasquill & Gifford equation. Moreover, a diffusion equation with more accurate prediction was developed based on Pasquill equation. The experimental database was constructed by using the present data.

1. はじめに

2011年3月11日の東日本大震災に伴い福島原発の放射性物質の大気汚染は大変な問題になっており、東海地区においても浜岡原発や北陸にある多数の原発等で同種の事故が生じた場合、地域住民の避難のため、正確な放射能汚染物質の大気拡散予測が必要である。また、愛知県内の工場やごみ処理場等の煙突から排出される熱・物質拡散⁽¹⁾は周辺地域の住民の健康に大きな影響を及ぼすため、煙突の形状、高さなど煙突の設計に役立つ信頼性の高い風洞実験データが望まれている。

本研究の目的は、発電所や工場等の煙突から放出される熱・汚染物質の大気拡散の予測のために、大気環境条件を満足する風洞乱流(大規模乱流)中で煙突から放出される加熱噴流の実験を行い、その特性を解明するとともに、予測手法を確立するとともに、環境評価・予測に役立つ実験データベースを構築することである。

2. 実験装置・方法

本研究では、①大気乱流風洞(測定胴700mm角断面、長さ6m)を用いた大規模乱流中および格子乱流中の実験、および、②小型吹出し型風洞(測定胴200mm角断面、長さ1m)を用いた格子乱流中と低乱れの流れ場中の実験を行った。測定胴内に設置した真っ直ぐな煙突(内径 $d_i = 4\text{mm}$ 、風洞①では外径 $d_o = 19\text{mm}$ 、測定胴床面からの高さを $l = 200\text{mm}$ 、風洞②では $d_o = 8\text{mm}$ 、 $l = 20\text{mm}$)から鉛直上方に加熱・非加熱気流を噴出させた(図1)。風洞①では、測定胴直上流に設置した蒔田式乱流発生装置⁽²⁾(格子間隔 $M = 35\text{mm}$)を用い、風洞②では乱流格子($M = 10\text{mm}$)を用いた。なお、全ての流れ場の平均速度分布は一様である。浮力噴流の可視化実験では、煙発生装置の煙(オンジナオイル)を煙突噴出口の上流側から連続的に注入し(図1)、煙突から放出された煙を高速度ビデオカメラで撮影した。

風洞①の大規模乱流中または格子乱流中では、噴流と周囲流体(横風)の温度差を $\Delta\theta = 0, 100, 200\text{K}$ として、各主流流速 $U_o = 0.3, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0\text{m/s}$ に対して噴出口流速 $U_j = 0.5, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2, 1.4\text{m/s}$ の180条件とした。風洞②の格子乱流中または低乱れの流れ場中では、② (a) $\Delta\theta = 0, 60\text{K}$ で各 $U_o = 0.32, 0.35, 0.4, 0.6, 0.7\text{m/s}$ に対して $U_j = 0.5, 0.6, 0.7, 1.0, 1.2\text{m/s}$ の100条件、② (b) $U_o = 0.5\text{m/s}$ 、 $U_j = 1.0\text{m/s}$ で、各 $\Delta\theta = 0, 20, 40, 60\text{K}$ の8条件とした。

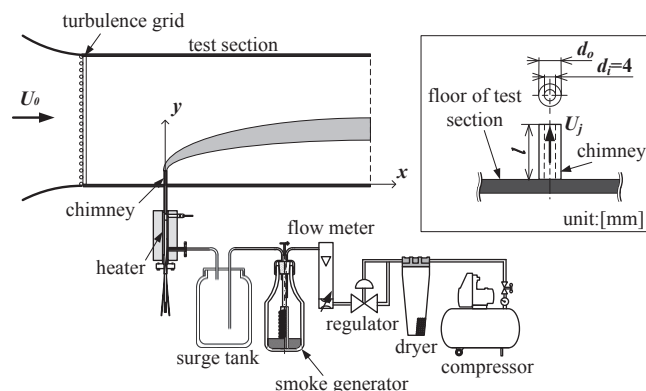


図1 実験装置

3. 実験結果

噴出口近傍の噴流の挙動は大きく2つに分類(図2(a), (b))でき、図2 (a)では、煙突近傍の噴流は鉛直上方に噴出され、噴流の慣性力と浮力の影響によって、上昇しながら流下する。この噴流構造は、主に、噴出口流速 U_j と比較して主流流速 U_0 が遅い場合に発生した。一方、図2 (b)の場合、煙突の下流で時計回りの旋回渦を形成して、下降しながら流下している(ダウンウォッシュ現象)。この現象(b)は、格子乱流中で U_j が遅く、温度差 $\Delta\theta$ が小さい場合に頻繁に発生した。これは、煙突近傍で剥離して煙突背後に巻き込む渦によって、噴流が煙突の後流に巻き込まれるためであり、主流の慣性力に対して噴流の慣性力および浮力が小さい場合に発生するものと推察される。さらに、大規模乱流中では、格子乱流中と比較して U_j が遅く、 $\Delta\theta$ が大きい場合にも現象(b)が生じた。この条件では、噴流が蛇行しながら流下して煙突後流に噴流が回り込むためである。

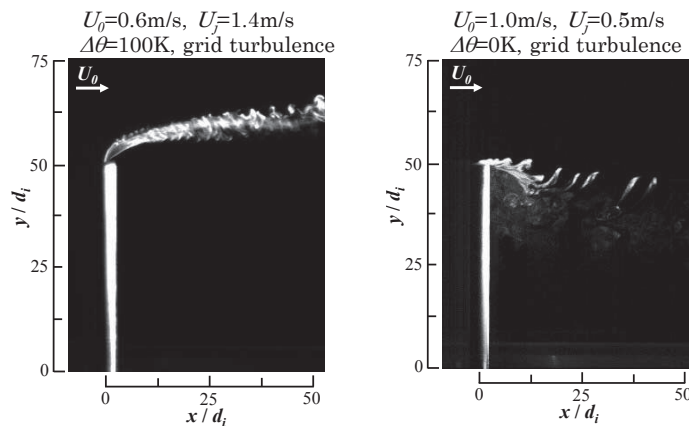


図2 煙突近傍の煙の構造

煙突からある程度離れた下流域での噴流構造について考察する(図3)。噴出口近傍で形成された秩序構造(ヘアピン型秩序構造、渦管など)が流下するが、低乱れの流れ場中の場合、実験条件(U_0 , U_j , $\Delta\theta$)によって噴流構造はモードⅠ～Ⅲに分類される。モードⅠでは、2つの渦管が発生し、それらが完全に分離したバイファケーション構造になる。モードⅡでは、干渉する2つの渦管で構成され、その断面が逆ハート型のバイファケーション構造になる。モードⅢでは、多数のヘアピン型秩序構造が連なった構造になる。モードⅠは加熱噴流のみにおいて主流流速 U_0 および噴出口流速 U_j の遅い場合に、モードⅡはモードⅠとⅢの遷移過程で、モードⅢは温度差 $\Delta\theta$ が小さく、主流流速 U_0 の速い場合に発生した。

格子乱流中の噴流構造は、図3に示す5種類(モードⅠ～Ⅳ, Ⅵ)に分類される。モードⅣでは、発達した秩序構造(coherent vortex)と乱流渦(turbulent eddy)が混在し、格子乱流中で温度差 $\Delta\theta$ が大きい場合に発生した。モードⅥでは、噴出口近傍のダウンウォッシュ現象(図2 (b))によって噴流が煙突後流に巻き込まれ、さらに下流では下降しながら流下する。大規模乱流中の噴流構造は、2種類(モードⅤ, Ⅵ)に分類でき、モードⅤでは、乱流渦で構成される噴流が大きく蛇行しながら流下する構造であり、大規模乱流中で主流流速 U_0 が遅く、噴出口流速 U_j が速い場合に発生した。これらのモードの発生パターンは各実験条件(U_0 , U_j , $\Delta\theta$, 主流の乱れ u_{rms}/U_0)で整理でき、加熱および非加熱噴流の構造(モード)は、主流と噴流、浮力、乱流運動の相互作用によって変化することが考えられる。

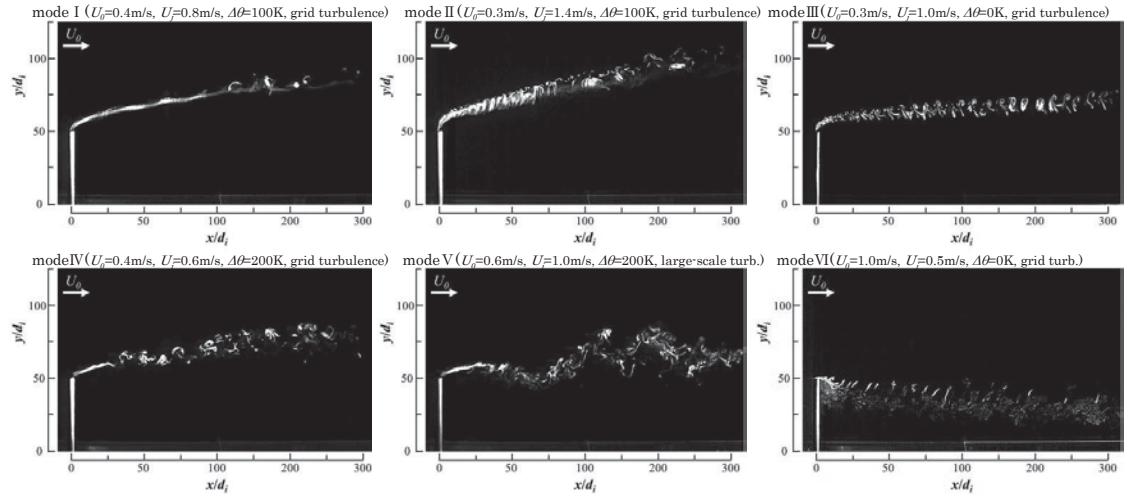


図3 煙の構造

表1 秩序渦構造の特性
(a) grid turbulence flow

$\Delta\theta$ [K]	U_c	U_c/U_0	L/D	λ/D	f_v [1/s]	St	Mode
0	0.427	0.854	19.4	6.26	17.0	0.136	III
20	0.391	0.782	17.6	7.31	13.4	0.107	III
40	0.378	0.756	14.3	8.32	11.4	0.091	III
60	0.375	0.750	12.8	6.67	14.0	0.112	II, III

(b) flow with low turbulence intensity

$\Delta\theta$ [K]	U_c	U_c/U_0	L/D	λ/D	f_v [1/s]	St	Mode
0	0.434	0.868	22.9	7.42	14.6	0.117	III
20	0.433	0.866	20.7	7.04	15.4	0.123	III
40	0.430	0.860	19.1	3.41	31.6	0.253	III
60	0.423	0.846	16.0	3.23	32.8	0.262	II, III

噴出口近傍で形成されたヘアピン型構造や渦管などの秩序構造(図3)の軌跡を読み取り、秩序構造の形成領域の流れ方向長さ L 、秩序構造の移動速度 U_c 、秩序構造の波長 λ 、秩序構造の発生周波数 f_v 、ストローハル数 St を各実験条件について算出し、風洞②で得られた結果を表1(a)に示す。格子乱流中の場合、 $\Delta\theta=60\text{K}$ を除いて $\Delta\theta$ が大きいほど、流れ方向に並ぶ秩序構造同士の波長 λ は大きく、ストローハル数 St は小さくなる。なお、 $\Delta\theta=60\text{K}$ の傾向が異なっている理由は、噴流構造がモードIIとIIIで混在しているためである。一方、低乱れの流れ場中(表1(b))では、温度差 $\Delta\theta$ が大きいほど、秩序構造の波長 λ は短くなるが、秩序構造の発生周波数 f_v がより大きくなった結果、ストローハル数 St も増大する。 $\Delta\theta=20\text{K}$ から 40K になると噴流構造はモードIIIからモードIIとIIIの混在へと遷移するため、 St は急激に大きくなり、噴流の上昇が顕著になった。このように格子乱流中と低乱れの流れ場中では、温度差 $\Delta\theta$ に対するストローハル数 St の傾向に相違がみられた。また、低乱れの流れ場中と比較して、格子乱流中で秩序構造の形成領域の流れ方向長さ L は短くなっている。以上のことから、乱流格子による乱れが渦形成の過程に影響を与えたものと考えられる。

次に、煙の鉛直方向濃度分布について説明する。本研究では、高速度カメラで撮影した可視化動

画には、各ピクセルの輝度値について0～255までの256階調の情報があるので、この輝度値を煙の濃度と仮定する。このようにして求めた輝度値から時間平均した煙の濃度分布、軌道、拡散幅を算出した。図4は、各鉛直方向断面での煙の濃度分布を表しており、横軸は無次元化した濃度、縦軸はy方向の無次元長さである。さらに、この煙の濃度分布が正規分布に従うと仮定し、濃度分布から閾値を超える最大高さとし、最小高さを読み取り、これらの高さから得られる幅を、拡散幅の標準偏差 σ_y の6倍であると仮定し、煙の拡散幅を算出した。この拡散幅の下流方向変化を図5に示す。下流ほど、拡散幅は広がっており、格子乱流中と比較して、大規模乱流中では、強い乱れ強度と大きな乱流渦の作用によって、下流方向への拡散幅の広がりはより大きくなっている。大規模乱流中では、乱流渦の作用に伴って、図3モードVに示すように噴流が蛇行しながら流下し、この蛇行現象により拡散幅は増大している。このような噴流の蛇行現象は、実際の煙突において多く発生し、大規模乱流中は、一般の風洞では実現できない、大気乱流により近い流れ場を再現している。また、上述した濃度分布から閾値を超える最大高さとし、最小高さの中間点を煙の中心として算出し、各下流方向断面での煙の中心を読み取り、これを流れ方向につないだ軌跡を煙の中心軌道とした。温度差 $\Delta\theta$ が大きいほど、浮力の影響により煙は上昇しており、その上昇率は大規模乱流中と比較して、格子乱流中の方がより高くなった。

図5で示した煙の拡散幅について風洞実験結果とモデル式を使用した推定結果とを比較する。一般的な環境評価に使用されている、Suttonの式⁽³⁾

$$\sigma_y = \frac{C_y}{\sqrt{2}} x^{\left(1-\frac{n}{2}\right)}$$

および、Pasquill & Giffordの式⁽³⁾

$$\sigma_y = \gamma_y x^{\alpha_y}$$

に基づいて拡散幅を推定した。計算には、大気安定度を中立と仮定して、次の係数

$$C_y=0.07, n=0.25$$

$$\gamma_y=0.1046, \alpha_y=0.826$$

を使用した。図5(a), (b)中、点線が風洞実験の結果、実線がSuttonの式およびPasquill & Giffordの式から求めた推定結果である。Suttonの式は大規模乱流中での実験結果と比較的近い値を示している。このSuttonの式は野外実験で得られた係数を使用している経験式であり、Pasquill & Giffordの式と比較して、より精度の高い拡散予測が可能であると考えられる。そこで、Suttonの式を用いて、本実験結果によりフィッティングする係数 C_y と n を求めた。その結果が表2であり、本研究で得られたより正確な係数を用いて推定した拡散幅と風洞実験の結果を図5(c)に示す。最適な係数を決定することで実験結果とよく一致していることが分かる。

最後に、煙の濃度分布について、風洞実験結果とモデル式を使用した推定結果を比較する。煙の濃度分布の推定には、プルーム式⁽³⁾

$$c(x, y, z) = \frac{Q_v}{2\pi\sigma_y\sigma_zU_0} \cdot f(y) \cdot f(z)$$

$$f(y) = \exp\left(-\frac{(z-H_c)^2}{2\sigma_y^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z+H_c)^2}{2\sigma_y^2}\right)$$

$$f(z) = \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_z^2}\right)$$

を使用した。ここで、拡散幅の推定について、表2に示す係数を使用し、煙の高さについて、濃度分布から求めた煙の中心軌道を用いた。図4の実線がその推定結果であり、推定結果と風洞実験結果とよく一致していることがわかる。すなわち、各条件に適した拡散幅と軌道を予測することによって、より高精度で安易な拡散予測が可能である。

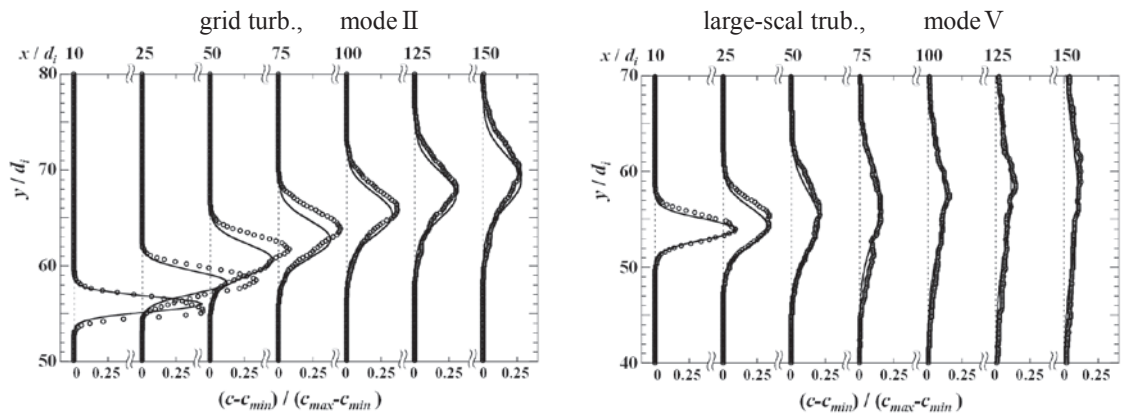


図4 煙の鉛直方向濃度分布

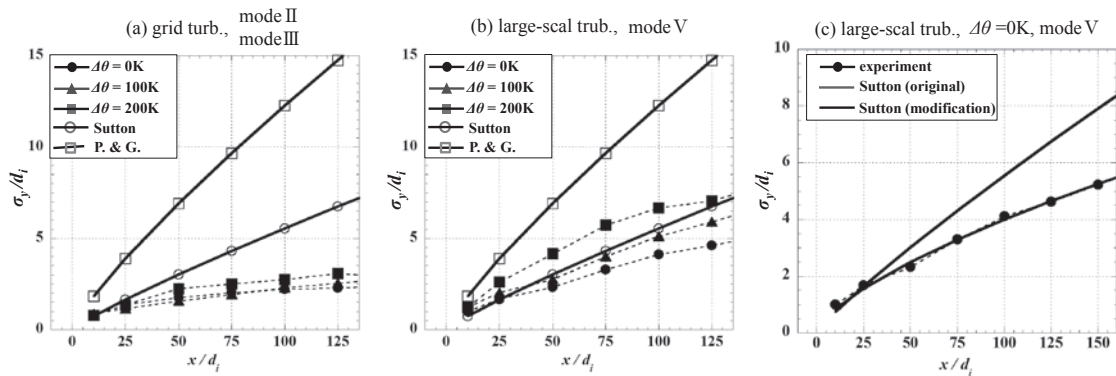


図5 煙の拡散幅の流れ方向変化

表2 Suttonの式の係数

grid turbulence			large-scale turbulence		
$\Delta\theta$ [K]	C_y	n	$\Delta\theta$ [K]	C_y	n
0	0.0175	1.2	0	0.0420	0.65
100	0.0190	1.1	100	0.0515	0.68
200	0.0260	0.9	200	0.0630	0.71

4. まとめ

熱・汚染物質の大気拡散の予測に役立つ実験データを得るために、一様流中で鉛直上方に噴出す

る加熱・非加熱噴流の風洞実験を行った結果、以下の結論を得た。

- (1)煙突の噴出口近傍では、①上昇しながら流下する噴流構造、または、②煙突の直下流で形成された旋回渦によって下降(ダウンウォッシュ)する噴流構造になる。構造①は、主流流速 U_0 が遅い場合に発生した。構造②は、格子乱流中で噴出口流速 U_j が遅く、温度差 $\Delta\theta$ が小さい場合、または、大規模乱流中で乱流渦の作用に伴って U_j が遅く、 $\Delta\theta$ が大きい場合に発生した。
- (2)下流域では、実験条件(U_0 , U_j , $\Delta\theta$, 主流乱れ u_{rms}/U_0)によって次の6種類の噴流構造が形成された。モードⅠでは、2つの渦管が完全に分離したバイファケーション構造になる。モードⅡでは、干渉する2つの渦管で構成されたバイファケーション構造になる。モードⅢでは、多数のヘアピン型秩序構造が連なった構造になる。モードⅣでは、発達した秩序構造と乱流渦が混在する構造になる。モードⅤでは、乱流渦で構成される噴流が大きく蛇行しながら流下する構造になる。モードⅥでは、噴出口近傍のダウンウォッシュによって煙突後流に巻き込まれた噴流が下降しながら流下する。
- (3)噴出口近傍で形成される秩序構造の特性を解析した結果、温度差 $\Delta\theta$ に対するストローハル数 St の傾向について格子乱流中と低乱れの流れ場中で相違がみられた。また、低乱れの流れ場中と比較して、格子乱流中での秩序構造の形成領域の流れ方向長さ L は短くなる。
- (4)煙を可視化した動画の輝度値から煙の濃度を算出し、時間平均した煙の濃度分布、中心軌道、拡散幅を算出した結果、ダウンウォッシュ発生時を除いて、大部分の鉛直方向の濃度分布は正規分布に従い、最大濃度は下流ほど減少し、拡散幅は下流ほど広がる。格子乱流中と比較して、大規模乱流中では、乱流運動の作用によって流れ方向への最大濃度の減少率および拡散幅の拡がりはより大きくなった。
- (5) Suttonの式およびPasquill & Giffordの式と比較した結果、拡散幅の下流方向変化はべき乗則に従う。拡散幅を予測するSuttonの式、および、煙の濃度分布を予測するPasquill式を改良し、より正確な予測を可能にするとともに、実験結果に基づいたデータベースを構築した。

なお、本研究成果は、2013年6月16日～6月20日にポルトガル上級技術研究所(リスボン)で開催された8th World Congress on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics(第8回実験熱輸送、流体工学、熱力学に関する世界会議)で発表された。

参考文献

- (1)Huang,R.F. &Hsieh,R.H., Exp. Thermal Fluid Science, Vol.27 (2002), 77-86.
- (2)Makita,H., Fluid Dynamic Research., (8), (1991), 53.
- (3) Pasquill, F. & Smith,F.B, Atmospheric Diffusio, (1983).

