

都市域の安定成層大気中に発生する プルームの挙動に関する実験的研究

Laboratory study on plumes in stably stratified atmosphere over urbanized areas

○東京大学工学部 中井正則 Masanori NAKAI
芝浦工業大学工学部 清水晋也 Shinya SHIMIZU
芝浦工業大学工学部 鈴木健彦 Takehiko SUZUKI

The behavior of plumes in a stably stratified fluid layer is experimentally investigated by using the flow visualization techniques.

Flow patterns are classified into the following four regimes by means of the densimetric Froude number, a) two-cells convection b) transition c) steady plume with weak convection d) unsteady plume with thermals. Also, the characteristics of plumes, namely, height of plumes, velocity of upward flows and period of thermals are clarified.

Keywords : thermal convection, plume, density stratification, general flow, thermal

1. まえがき

近年、都市の環境汚染が様々な形で発生してきているが、その中の一つにヒートアイランド現象と呼ばれる大気環境の問題がある。ヒートアイランド現象とは、人工的な発熱量、大気の温室効果等の要因によって都市の気温が郊外域の気温より高温となるいわゆる熱環境汚染問題である。この現象の物理的解釈は、都市域内の地表面が種々の要因によって熱せられることにより、郊外域の地表面より高温となり、その温度差により発生するプルームである。ところが、大気は一般に温度成層しているので、発生したプルームは熱対流的性質も帯び、均質密度中での挙動とは異なった複雑な現象となる。したがって、この現象の本質を捕らえるには周囲流体の成層の効果と平均流のもつ慣性力とが共存していることを踏まえて流れ場の構造を熱対流としての側面とプルームとしての側面の二つの面から考える必要がある。

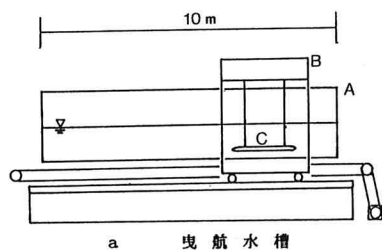
そこで、本研究では、こういった立場から密度成層流中に発生するプルームの流動特性を実験的に解明することを試みた。

2. 実験装置と実験方法

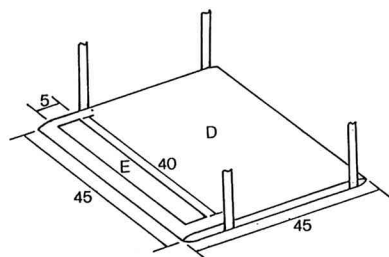
成層流を、その成層を崩さずに長い距離流下させるのは一般に困難である。そこで本研究では水槽に連続成層をつくっておき、水槽の底を加熱板を曳航させることによって平均流中に生じる pure plume の挙動を調べた。

実験はFig.1に示すような東京大学水工実験室内設置のTowing tank systemを用いて行われた。水槽はアクリル性であり長さ10m、幅50cm、高さ80cmである。

移動台車は水槽をはさみこむ形で取り付けられており、高さ140cm、幅170cmである。この移動台車の天井から鉄製の支柱を水槽の両側壁付近におろし、その先端に図-2に示すような加熱板を取り付けた。加熱板はヒーター部が5cm×40cmであり、ヒーターは板の端に埋め込まれその上にアルミニウム板をのせてヒーター部表面で温度が一樣になるようにした。加熱板にはベークライトを用い、ヒーターの熱が周囲に伝わらないようにした。



A : 水槽 B : 移動台車 C : 加熱板



b 加熱板 (図中単位 : cm)

D : ホーライツ E : ヒーター部 (アルミニウム)

Fig.1 Experimental apparatus

なお、本実験では塩分成層した水槽中の水を下から加熱しているため二重拡散の問題が考えられるが、実験時間が短いためその影響は極めて小さかった。

実験は、ヒーターの温度上昇分 $\Delta T = 1.1 \sim 22.5^\circ\text{C}$ 、台車の曳航速度 $U = 0 \sim 3.5 \text{ cm/sec}$ 、成層の密度勾配 $d\rho/dz = 1.1 \sim 8.1 \times 10^{-4}$ の範囲に設定した。実験に際しては、流れの可視化はウォーターブルーとアルミニウム粉末を用いて行い、その時のプリュームの挙動をカメラで撮影した。

3. プリュームの流動形態

ウォーターブルーおよびアルミニウム粉末により可視化したプリュームの流動形態をFig.2～Fig.7に示す。なお、この一連の写真において矢印で示した部分がヒーター部である。図中の Fd 数は次式で示されるKimura²⁾ の定義と同じ密度フルード数である。

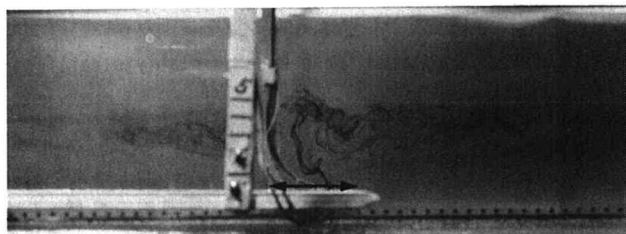


Fig.2 Flow pattern ($Fd=0$)

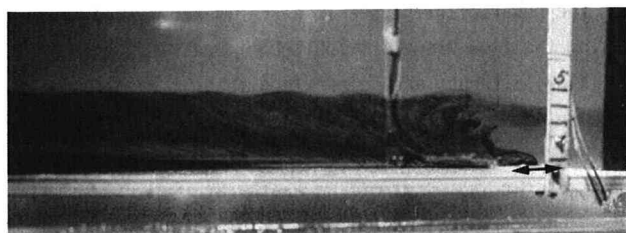


Fig.4 Flow pattern ($Fd=1.2$)

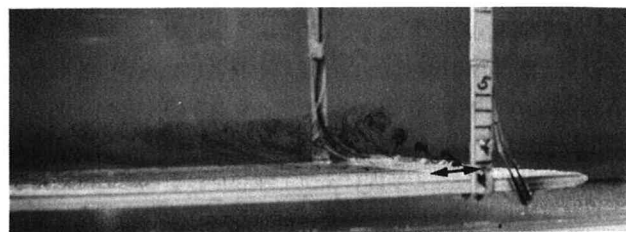


Fig.5 Flow pattern ($Fd=2.4$)

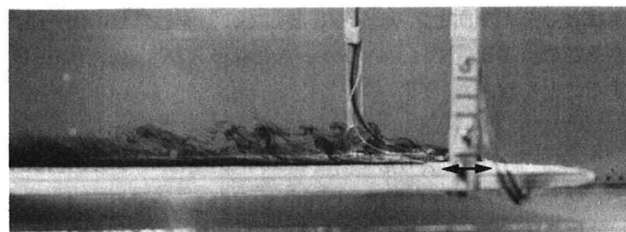


Fig.6 Flow pattern ($Fd=4.8$)



Fig.7 Flow pattern ($Fd=7.4$)

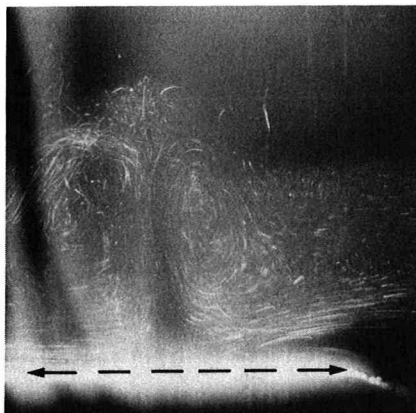


Fig.3 Path line ($Fd=0$)

$$F_d = \frac{U}{\sqrt{\frac{g d \rho}{\rho_0} \delta}}$$

ここで、 U は流速、 g は重力加速度、 $d\rho/dz$ は密度勾配、 ρ_0 は基準密度、 δ は鉛直長さスケールである。

Fig.2は $Fd=0$ （静止流体中）の場合である。同図よりブリュームはヒーター部から上昇するが、周囲水が成層しているため上昇はある有限高さまでであり、そこから横に大きく広がりその後下降するというアスペクト比の大きい対流セルを形成することがわかる。Fig.3にアルミニウム粉末を用いて可視化した流跡線を示してあるが、この写真からも対流セルの存在は明確である。時間平均的には、このように大規模なセルが形成される形態となるが、非定常な流動としてヒーター部から一定周期でサーマルが発生している。このサーマルは本実験の範囲ではいずれの Fd 数においても確認された。

Fig.4は $Fd=1.2$ の場合であるが、平均流の効果によって対流セルは上流側のものが消滅し、下流側のもののみとなっている。この結果は、 $1 < Fd < 3$ において下流側のセルが消滅するとしているKimura²⁾の理論結果と異なっている。本実験においては、Kimuraの指摘するような流れのパターンは確認されなかった。

Fig.5は $Fd=2.4$ の場合である。この場合、対流は平均流に比べて相対的に弱くなり、代わっていわゆるbent-over-plumeの様相を示すようになる。bent-over-plumeはヒーターの下流端からヒーターの幅 $2L$ 程度流下した位置で板に付着し、その後再び上昇してゆく。

Fig.6は $Fd=4.8$ の場合であり、対流セルは消滅しbent-over-plumeが支配的となる。特にヒーター部から発生したサーマルがbent-over-plume内にきのこ状を保ちながら一定間隔で並ぶ現象がみられる。さらに、Fig.7に $Fd=7.4$ の場合を示す。同図より、きのこ状のサーマルは一層明瞭となっている。なお、付着領域は、 Fd の増加にともない長くなる傾向を示す。

以上のようにヒーター部から発生するブリュームは密度フルード数 Fd の変化にともない大きく変化する。最後に、本研究ではブリューム流動形態を Fd をパラメーターとして分類することを試みた。その結果をFig.8に示す。

Fd	0 — 0.5	0.5 — 2	2 — 4	4 —
REGIME	CONVECTION	TRANSITION	STEADY PLUME	UNSTEADY PLUME
FLOW PATTERN				

Fig.8 Classification of flow patterns

4. ブリュームの定量的特性

最初に、平均流のないとき ($Fd = 0$) の対流セルの中心高さ h_0 についての結果を Fig. 9 に示す。横軸 $\varepsilon = \Delta T / \Gamma L$ は非線形性の強さを表すパラメーター、縦軸は鉛直長さスケール δ で無次元化された高さでありいずれも Kimura¹⁾ の用いたものと同じである。

同図より対流セルの中心の無次元高さ h_0/δ は ε の増加にともない高くなることがわかる。すなわち、非線形性が強いほど対流はより高いところまで及ぶことになる。なお、図中に示した Kimura¹⁾ の実験結果ならびに数値解と比較すると、本実験による結果は Kimura の実験および数値結果のいずれよりも大きめになるが、概ね良好な結果であると思われる。

つぎに、密度フルード数 Fd とブリュームの上昇高さ h (ここでいう上昇高さとはブリュームの中心軸の位置である) の関係を Fig. 10 に示す。なお、縦軸は Fig. 9 と同じく鉛直長さスケール δ で無次元化されている。同図よりブリュームの無次元上昇高さ h/δ は密度フルード数の増加にともない、単調に減少することがわかる。また、 h/δ は ε の増加にともない増加する傾向を示す。なお、 $Fd = 0$ の結果は対流セルの中心の位置をプロットしたものである。同図中には、Kimura²⁾ による線形解 ($\varepsilon \rightarrow 0$) も示されているが本実験結果は Kimura の結果より大きめになり、これは定性的に妥当であると考えられる。

つぎに、 $Fd = 0$ の場合のヒーターの中心線上での上昇流速 w についての結果を Fig. 11 に示す。なお、縦軸は代表流速 $(\alpha g / \Gamma)^{1/2} \Delta T$ で無次元化されている。同図より、無次元鉛直流速は ε の増加にともない単調に増加し、この結果は図中に示した Kimura のものとよく一致する。

Fig. 12 にヒーター部から間欠的に発生するサーマルの周期 T と浮力 $\alpha g \Delta T$ との関係の結果を示す。ただし、本実験では浮力 $\alpha g \Delta T = 1.2 \sim 4.6 \text{ cm/sec}^2$ の結果が得られているがこ

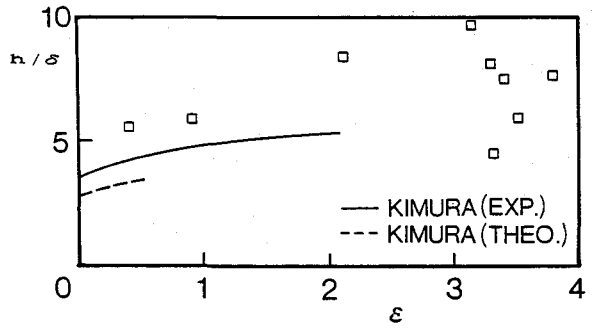


Fig. 9 Relation between h/δ and ε

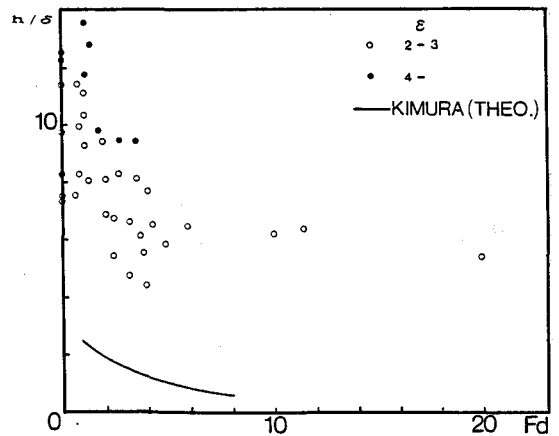


Fig. 10 Relation between h/δ and Fd

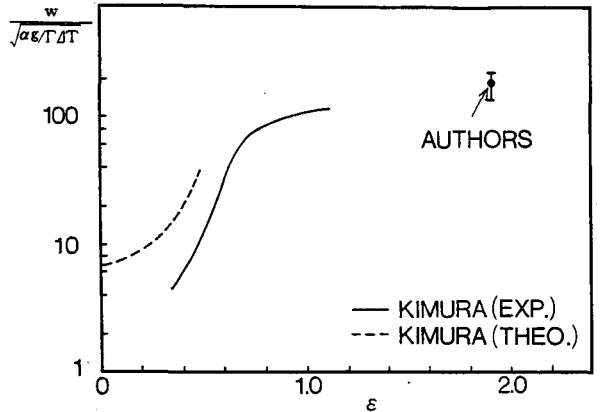


Fig. 11 Relation between $\frac{w}{\sqrt{\alpha g / \Gamma \Delta T}}$ and ε

の範囲の浮力に対してサーマルの発生周期は約3～10秒程度であり、同図中に示したFaust and Plate³⁾の結果とも良好に一致する。なお、図中にプロットされた結果は種々の平均流速に対して得られたものであり $Fd = 0 \sim 6.7$ と広範囲にわたっているが、同図からサーマルの発生周期が Fd に関係しないと言える。

5. むすび

最後に本研究で得られた主要な結論を以下に列挙する。

(1) ヒーター部から発生するブリュームの流動は密度フルード数を用いて(a)対流セルが2つ(b)対流セルが1つ(遷移領域)(c)弱い対流をともなうブリューム(d)間欠的なサーマルをともなうブリュームの4つの形態に分類できる。

(2) ブリュームの上昇高さは密度フルード数 Fd の増加にともない低くなり、また、非線形性が強く (ε が大きく) なるにつれて高くなる。

(3) ブリュームの上昇速度も、非線形性が強くなるにつれて大きくなる傾向を示す。

(4) ヒーター部からサーマルが周期的に発生し、発生周期は浮力 $\alpha g \Delta T$ に依存し平均流速 U には関係しない。

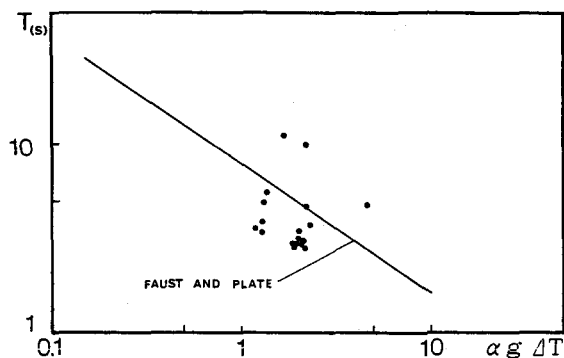


Fig.12 Relation between T and $\alpha g \Delta T$

謝辞

本研究の一部は財団法人鹿島学術振興財団研究助成金により行われた。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Kiumra, R.: Dynamics of steady convections over heat and cool islands., J. Meteor. Soc. Japan. vol. 53, pp. 440-457, 1975.
- 2) Kimura, R.: Effects of general flows on a heat island convection (pratl)., J. Meteor. Soc. Japan. vol. 54, pp. 308-320, 1976.
- 3) Faust, K.M. and E.J. Plate. : Laboratory investigation of unsteady convective plumes., Proc. 2nd Sym. Stratified Flows., pp. 845-859, 1980.