

- vection in a rotating fluid annulus: Temperature, heat flow and flow field observations in the upper symmetric regime, *J. Atmos. Sci.*, **22**, 185-195.
- Charney, J.G., 1971: Geostrophic turbulence, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1087-1095.
- Eady, E.T., 1949: Long waves and cyclone waves, *Tellus*, **1**, 33-52.
- Fowles, W.W. and R. Hide, 1965: Thermal convection in a rotating fluid annulus: Effect of viscosity on the transition between axisymmetric and non-axisymmetric flow regimes, *J. Atmos. Sci.*, **22**, 541-558.
- Hide, R., 1958: An experimental study of thermal convection in a rotating liquid, *Phil. Trans. Roy. Soc., London*, **A250**, 441-478.
- , P.J. Mason and R.A. Plumb, 1977: Thermal convection in a rotating fluid subject to a horizontal temperature gradient: Spatial and temporal characteristics of fully developed baroclinic waves, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 930-950.
- Kaiser, J.A.C., 1969: Rotating deep annulus convection I: Thermal properties of the upper symmetric regime, *Tellus*, **21**, 789-805.
- Lorentz, E.N., 1963: The mechanics of vacillation, *J. Atmos. Sci.*, **20**, 448-464.
- Matsuwo, N., M. Uryu and R. Sawada, 1976: An experimental study on the internal structures of baroclinic waves in a rotating annulus: Part I, thermal structure, *J. Met. Soc. Japan*, **54**, 339-350.
- , ———, ———, 1977: An experimental study on the internal structure of baroclinic waves in a rotating annulus: part II, dynamic structure, *J. Met. Soc. Japan*, **55**, 248-259.
- 守田 治, 1971: 回転流体における Flow Pattern と熱輸送量, 修士論文, 九州大学.
- 瓜生道也, 1964: 回転流体実験に於ける波数のジャンプについて, 修士論文, 九州大学.
- , 1973: 回転水槽実験のはなし, *天気*, **20**, 323-333.
- Uryu, M., O. Morita, N. Noguchi and R. Sawada, 1974: Heat transport in a rotating fluid annulus, *J. Met. Soc. Japan*, **52**, 93-105.
- and N. Matsuwo, 1977: A preliminary report on "Small amplitude wave" observed in a rotating fluid annulus, *J. Met. Soc. Japan*, **55**, 409-414.
- Williams, G.P., 1967: Thermal convection in a rotating fluid annulus: Part I, the basic axisymmetric flow, *J. Atmos. Sci.*, **24**, 144-161.

3. 室内実験

流れのパターンおよび貫入性対流*

伊藤 昭三**

1. まえがき

気象学において室内実験的研究を必要とするものは多くあるであろう。筆者がそのうち 標題二つのテーマを話題として選んだ条件は、(1) 実用的要望の大きいもの (2) 気象学に特有の成層流体の基礎となるものである。この条件の (1) に該当する例として、流れのパターンの室内実験がある。これは、その地域の地形が複雑な場合、流れの模様を推定したりあるいはその地域に新しい観測点を設けるとき、適切な位置を決定するための予備的考察に用いられることが多い。

一方、現状の観測方法では限られた大気中での情報しか与えられない場合、理想化された室内実験によってその現象の物理的機構を考察する必要も多い。この例として、(2) の理由により最近比較的高い関心と考えられる混合層の成長および安定成層へのブルームの貫入を室内実験のテーマとして選んだ。

まず、最初に流れのパターンの室内実験について述べることにする。

2. 流れのパターンについての相似の考察

室内実験により地形模型を用いて流れのパターンを知る上で、現在まだ未解決の事も多い。その中で、一般に強く要望されるのが相似則の確立である。模型と実物との相似に必要な条件は、よく知られているように次の三

* The Laboratory Experiments—Flow pattern and Penetrative Convection.

** Shozo Ito, 大阪府立大学工学部.

第1表 気象実験の縮率の例

実験内容	縮率	備考
高倉山周辺の風速分布の測定	1/5,000	光田, 宮田 (1965)
Point Arguello 付近の地表風の特徴	1/12,000	Cermak & Peterka (1965)
富士山周辺の気流	1/20,000	佐藤 (1974)
富士山周辺の気流	1/50,000	阿部 (1932, 41)
淡路島山地を削った場合の気流の乱れの測定	水平 1/7,000 鉛直 1/5,833 (歪率) 1/1.2	関西国際空港の規模および位置関係資料 (1974)
六甲山系からのおろし風の影響調査	水平 1/5,000 鉛直 1/4,000 (歪率) 1/1.25	神戸海洋気象台
琵琶湖周辺の地形風による特性調査	水平 1/125,000 鉛直 1/20,000 (歪率) 1/6.25	田平 (1967)

つである。

- (1) 幾何学的相似
- (2) 運動学的相似
- (3) 力学的相似

さて、各々について若干の説明をしよう。

2.1. 幾何学的相似

模型と実物は寸法が異なるだけで同一形状を持たなければならない。

今、模型と実物についてその代表的長さを L_m および L_p とすると、その比 $\lambda_g = L_m/L_p$ を、模型比あるいは縮率と呼んでいる。 λ_g は、室内実験施設の大きさに制限がなければ比較的自由に選べるが、気象の問題では、比較的扱う現象が室内の施設に比べて大きい。それ故、普通のオーダーは $\lambda_g \approx 10^{-4}$ 程度、すなわち、1 m/10 km の縮率の程度となる。たとえば、これまでに行なわれた実験の縮率の代表例を挙げると第1表のごとくなる。

第1表の例から明らかのように、縮率は室内実験施設の大きさと関連して適当に選ばれている。すべての点において縮率 λ_g を等しくするためには、小さい模型ほど滑らかな模型が要求される。さらに、縮率 λ_g を縦、横同じにとることががぞましいが、室内実験をしようとする領域が大きい、たとえば 30 km 四方の領域の地形模型を用いたとする。一方、室内実験の施設からして最大 2 m 程度におさえたい場合も多い。この場合縮率は、2 m/30,000 m = 1/15,000 となる。この縮率のままであると、当該地域内のたとえば 1,500 m の山岳は 10 cm

になる。しかし場合によっては、高さ方向の詳細な分布を知りたい。その場合、どうしても縦方向は拡大してみたいという要望が出てくる。また、室内実験は天井があるための配慮も必要となる。第1表中の後半は、縦横比を変えた場合の例である。このシンポジウムの話題として、縦横比の異なる場合についての具体例を次節で述べることにする。

2.2. 運動学的相似

模型と実物との各対応する点で、すべて速度比 $\lambda_v = v_m/v_p$ が等しければ良いことになる。

一般に、各点での実物の風速 v_p が未知のため室内実験によって v_m を知り、各点での v_p を推定するのであるから、この要求は換算の方法に依存する。

室内実験の容易さからすると、通常

$$\lambda_v \approx 0(1)$$

に選ぶことが多い。すなわち、実物と同一程度の大きさの風速を選ぶのが、最も実験上はやさしい。

今、次の関係が成り立つ、

$$\lambda_v = \lambda_g / \lambda_t$$

ただし、 λ_t は時間縮率で $\lambda_t = t_m/t_p$ である。故に $\lambda_v \approx 0(1)$ とすると、

$$\lambda_g \approx \lambda_t, L_m/L_p \approx t_m/t_p \approx 0(10^{-4})$$

導き方から明らかのように、ここに得られた時間スケールは、しいて名をつければ通過時間スケールであり、運動学的相似が成立すれば定常な流れの構造には本質的に関係しない。ただし、縮率に厳密には依存するが、室内実験では上のオーダーからしておよそ1時間内の変化 (10^4 sec) を1秒程度で見ているため、煙などを流すと変化が激しくみえる。ここでは流れのパターンのみを問題としたが、模型を用いて乱流拡散などの実験を行なう場合は、乱れの構造、特に時間スケールとして消散時間や積分時間スケールは室内実験を解釈するのに重要な時間スケールである。

2.3. 力学的相似

流れは、力学的に相似である必要があることを要求している。

したがって、今考える室内実験の対象とする流れの支配方程式を検討する必要がある。

中立大気、小規模流れでは、成層状態と回転効果は無関係なく力学的特性値として Re 数のみが得られる。力学的相似の要求は、この場合 Re 数の一致である。この一致について、現在二つの方法が提案されている。

A)
$$\frac{V_p \cdot L_p}{K_p} = \frac{V_m \cdot L_m}{\nu_m}$$

B)
$$\frac{V_p \cdot L_p}{K_p} = \frac{V_m \cdot L_m}{K_m}$$

A) は阿部 (1932, 1941), Cermak (1965) により用いられている. 今, A) を検討すると,

$$\frac{\nu_m}{K_p} = \frac{V_m}{V_p} \cdot \frac{L_m}{L_p} = \lambda_v \cdot \lambda_g$$

これから明らかなように, $\lambda_v \approx 1$ と選ぶと $\nu_m/K_p = \lambda_g$, すなわち, 実物の粘性係数 K_p (乱流) に対し, 充分小さい分子粘性 ν_m を適用することによって, $\nu_m/K_p \approx 0$ ($10^{-4} \sim 10^{-5}$) $\approx \lambda_g$ が成り立つ.

B) に同様な検討を加えると,

$$K_m/K_p = \lambda_v \cdot \lambda_g$$

今, 乱流粘性係数 K の一般的特性からすると次のような形を持っていると仮定できる.

$$K = c v' l$$

ただし, l は乱れの特性スケール, v' は乱れの代表的大きさ, c は普遍定数, したがって, 運動学的相似と同様乱れの比 $\lambda v' = (v'_m/v'_p) = 1$ に選ぶとすると,

$$l_m/l_p = \lambda_g = L_m/L_p$$

すなわち, 乱れのスケール比を縮率と同じに選ぶ方法が必要となる. しかし, B) の場合もうまく実験を行なうことによって力学的相似は得られる.

さて, ここでは, 流れのパターンと同時に各点における風速の鉛直分布を考察し, かつ, すでに述べたように縮率を縦横変えた場合についての実験を述べよう.

各点における風速の鉛直分布を考察する目的から, 代表的スケールとして高さ z を選ぶことにする. 今, (2.1.) の幾何学的相似の条件より模型と実物の粗度の相似をも考慮すると, 次のようにかける.

$$(z/z_0)_p = (z/z_0)_m, (z_M/z_p) = (z_{0M}/z_{0p}) = \lambda_g$$

一方, 乱れの大きさ $v' \approx V_*$ (摩擦速度) とすると, 運動学的および力学的相似の一部から条件は次のようにならわされる.

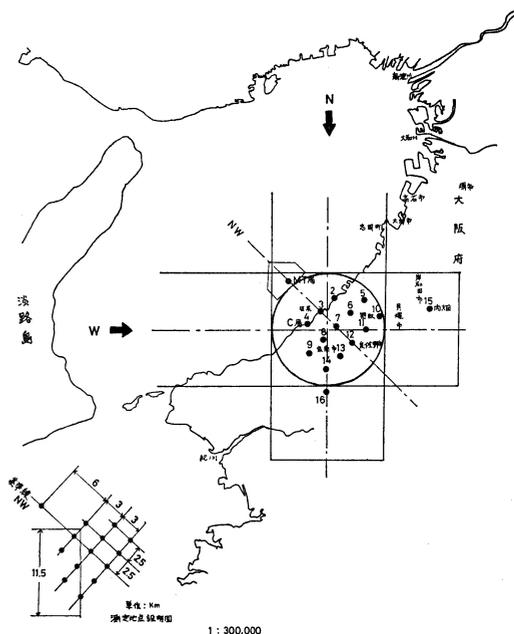
$$(V/V_*)_p = (V/V_*)_m$$

今, 乱れのスケール l は, 中立状態での大気境界層での測定からよく知られているように kz になる. 故に,

$$kz_M/kz_p = \lambda_l = \lambda_g$$

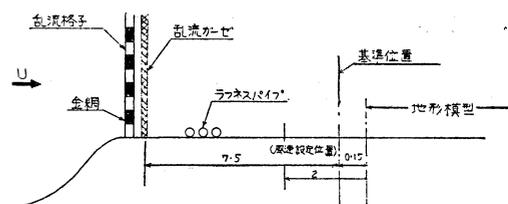
以上の考察から, 縮率に比例して乱れのスケールが与えられれば, 速度比, 乱れ比は, 実物と模型で 0(1/1) で三つの要求, 幾何学的, 運動学的, 力学的相似が満たされる.

1980年3月



第1図 小領域に対する実験の模型範囲と計測地点.

境界層条件: A



第2図 乱流境界層生成の手法の例 (単位: m).

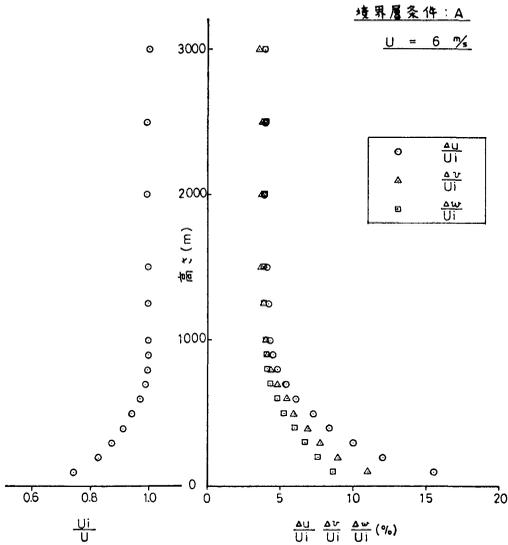
3. 流れのパターンについての室内実験

前節での相似の考察により, 実際の地形模型を用いた流れのパターンについての実験結果を述べる. 当該地域は約幅 10 km, 長さ 15 km の領域の地形模型である.

水平方向の縮率 $\lambda_g = 1/5,000$ に選び, 鉛直方向に歪率 1/1, 1/3 および 1/5 の3種の模型を制作した. すでに述べたように, 室内施設は上方が有限であるため, 模型の高さと風洞の高さ比はある制限以下におさえなければならないことに注意.

第1図は, 模型範囲と計測地点を示したもので16ヶの地点で測定が行なわれた. 用いた風洞は, 測定部の長さ 25 m, 断面 2×3 m の大型拡散風洞である.

第2図は, この模型上に境界層を作るために用いた制



第3図 無次元平均風速分布と3方向の乱れの強さの分布.

御の方法の一例である。境界層の厚さは750m(実物)とした。第3図は、境界層中の平均風速分布および乱れの局所的強さの3方向の分布を示したもので、流れ方向、横方向、縦方向の相対的大きさはほぼ実際に近い状態になっている。

ここでの討論は、歪率についての検討が主題であるの

で、すでに述べた三つの歪率について最も顕著に影響の出る第1図中の計測地点16における風速分布を示した。それが第4図である。この場合、一般流は北風の場合である。いずれの場合も、1/5の歪率では境界層上部に加速流が現われ、風速分布が特に異なることがわかる。それに比べて、1/1と1/3はほぼ似た分布をしていることがわかる。

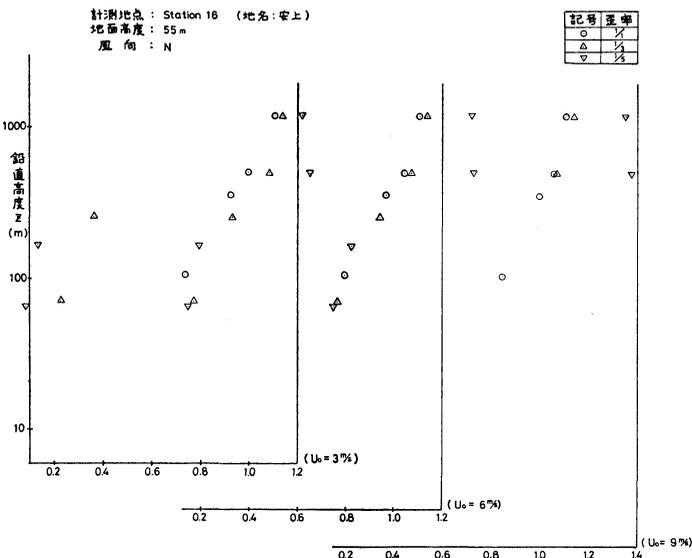
また、糸流し試験によって流れのパターンを観測した。その一例が第5図である。

こうして、鉛直方向の分解能をあげるため1/3の歪率をつけて、以上の予備実験から、当該領域がさらに大きくなった約90km(大阪湾を含む広域)四方の領域を、縮率水平1/15,000(模型6m)として歪率1/3の模型を選び実験を行なった。計測地点を示したのが第6.1図である。その流れの模様を示すと第6.2図のようになる。これらの資料から、淡路島、友ヶ島の島影の範囲や六甲山系のまわりこみ気流の範囲などが検討され、大阪湾岸に特別に観測点を設ける位置の代表性などが検討される。

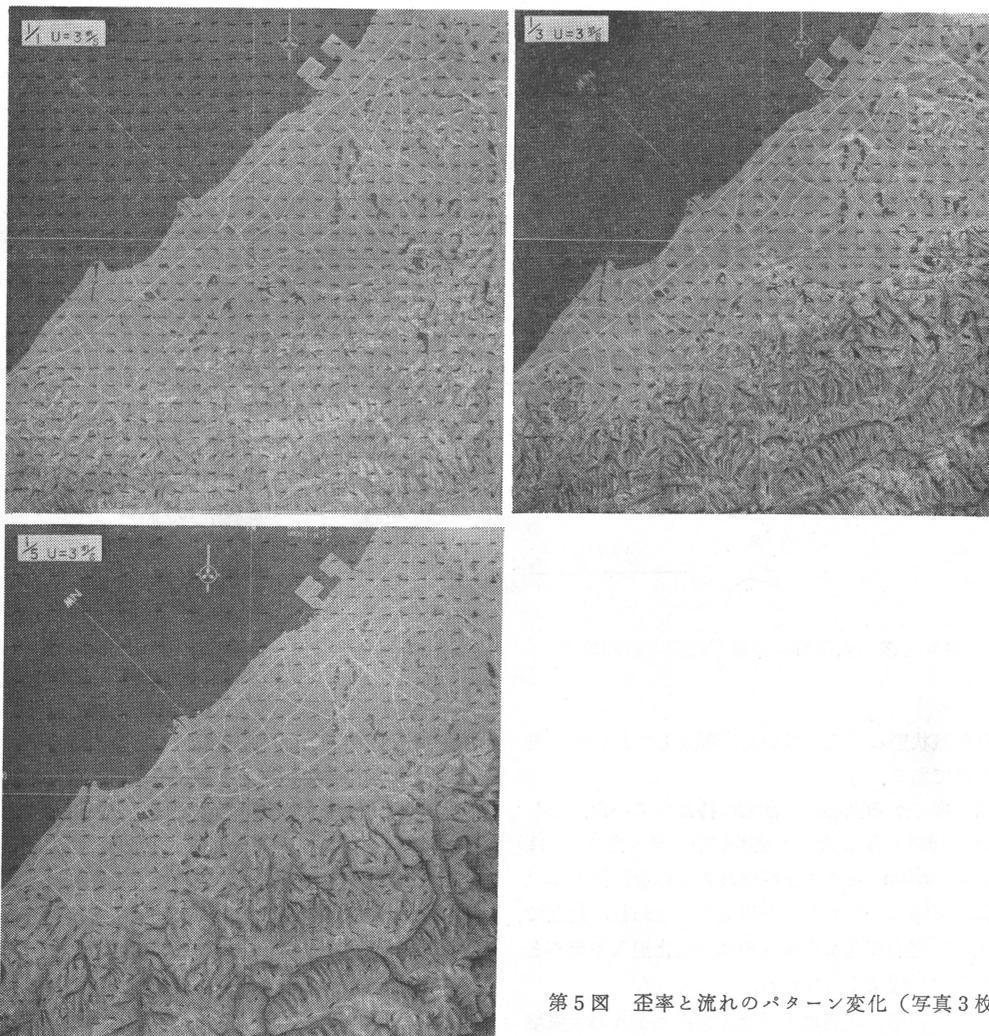
第7図は、数少ない中立成層に近い時の実物におけるある地点の風速分布と室内実験の結果を比較したものを示す。明らかに、絶対値は多少異なっているが分布の形はほぼ似ている。

4. 貫入性対流の室内実験

貫入性対流と呼ばれる現象は安定に成層した流体層に



第4図 歪率と風速分布の変化.



第5図 歪率と流れのパターン変化 (写真3枚).

浮力を持った乱れた流体が入り込んで行く場合を総称している。この現象は、地球物理的流体のいくつかの分野で重要である。最も盛んな研究は、海洋表面近くの密度躍層の変化、大気中の混合層の成長に関するものである。

貫入性対流は、大気中で主に次の二つの様相でおきる事が知られている。一つは孤立した流体 (bubble および plume) が安定した大気層に侵入していく場合である。この場合には、侵入していく流体自身の変化が主として取り扱われ、安定に成層した周囲流体は近似的に変化しないとされている。この方面の研究は、Morton, Taylor および Turner (Turner, 1972) に始まり、多くの室内実験が行なわれている。ここでは、特に周囲流体

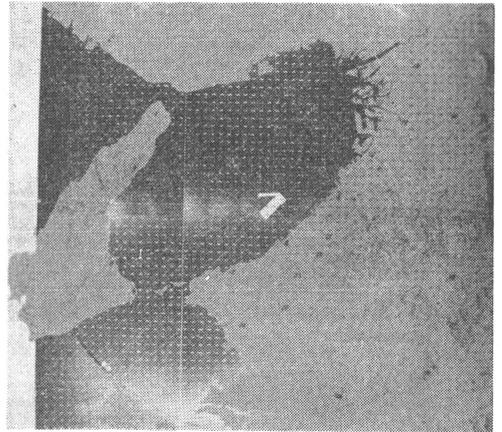
が一様な平均流を持ち、それがブルームを横切っている特別な場合についての室内実験を示す。それは、最近の大気汚染の問題として人工的なブルーム (所謂煙突からの排煙) の上昇に強い関心があり室内実験と実物との比較が可能であるからである。

4.1. 混合層の力学の室内実験

もう一つの様相は、乱れた対流的流体がかなり大きい水平領域をおおい上部の乱れの小さい安定成層を変化させていく場合である。このような現象は、日出と共に地表面加熱により夜間の接地逆転層が不安定成層になっていく場合にたびたび観測される。この現象は、混合層の成長として多くの活発な研究が行なわれている。乱流の研究者にとっては、安定してほとんど乱れの小さい流体



第 6・1 図 大阪湾周辺模型範囲と計測地点.



第 6・2 図 大阪湾全域の流れのパターン (写真 1 枚).

が完全な乱流状態に変化していく過程としてたいへん興味深いものである。

これは、古くから関心が一部では持たれていた。そして、Lilly (1968) が 0 次の乱流逆転層モデルあるいは capping inversion モデルと呼ばれるものを提出して以来、大気、海洋について多くの研究が行なわれ、最近では、1 次の乱流逆転層モデルさらに一般化混入モデルと呼ばれるものが提案されている。

そして、混合層の成長の力学は大循環モデルの大気境界層のパラメーター化および大気汚染気象では Lid と呼ばれ、汚染物質の拡散空間の上限を決定するとして扱われ研究の関心も高い。

第 8 図は、現在までに提出されているモデルの 3 例を示したものである。

乱流逆転層あるいは capping inversion 中の構造が混合層の成長率に本質的な役割を持っていることがいくつもの理論的モデルによって知られている。ただし、ここでは理論モデルについては触れない。第 8 図に示すようにギャップ層は、きわめてうすくその厚さは混合層 ($\bar{\theta}_m$ の厚さ) の 10% のオーダーである。リモートセンシング、飛行機観測によって少しずつ実際の測定値は集積されてきたが、野外の観測は、大規模な収れん、放射、蒸発等がからみ、一方ギャップ層の中に起きている波と

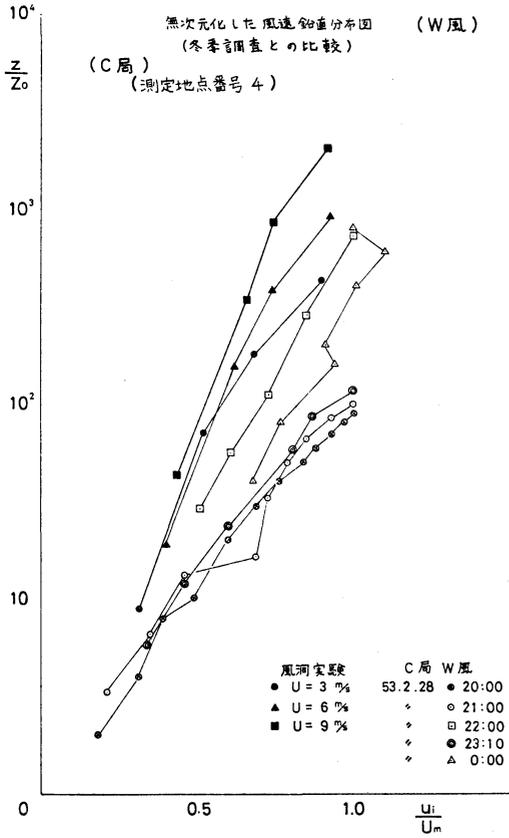
乱流の役割等がたいへん複雑にからみ、混合層の成長の解析を困難にしている。このような場合有力な武器の一つが室内実験であろう。ここでは、その例としての室内実験を紹介しよう (Deardorff, 1969)。

まず実験装置は、第 9・1 図のような断熱壁と温度制御用のコイル、一定温度の温水の補給装置からなる円筒形の容器である。上部には、上層の温度をほぼ一定に保つための温水を入れた半円筒の皿を浮かせてある。温度の測定は、第 9・2 図に示すように円筒形内の平均温度を計測するため、円環に張りわたした白金抵抗温度計と中心部および周辺部の代表的温度を計測するための熱電対である。円環は上下に可動速さ 1.0 cm/sec である。こうして、円筒内の平均温度の鉛直分布を測定することが可能となっている。

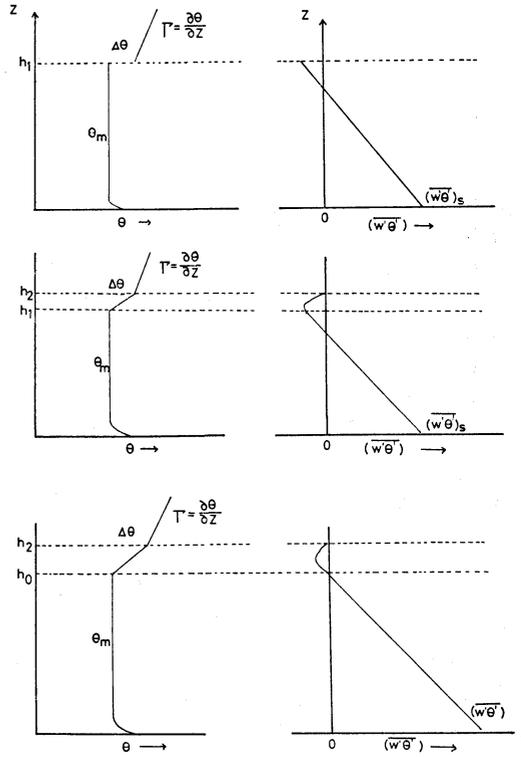
はじめに安定な成層を作っておき、下からの加熱によって時間的に混合層の変化が観測可能である。温度分布の時間変化の一例を示したのが第 10 図である。

この実験のように、上端の温度をほぼ一定に保ち、上端からの熱は完全に分子的な熱伝導によって与えられる場合、各高さにおける熱フラックスは、温度拡散方程式を用いて容易に求められる。その一例を示したのが第 11 図である。

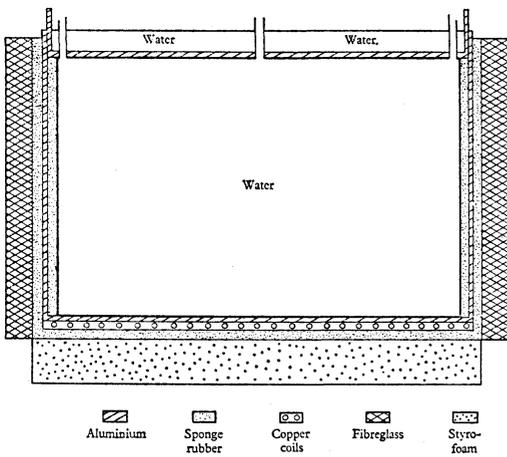
第 10 図および第 11 図から明らかなように、自然大気の



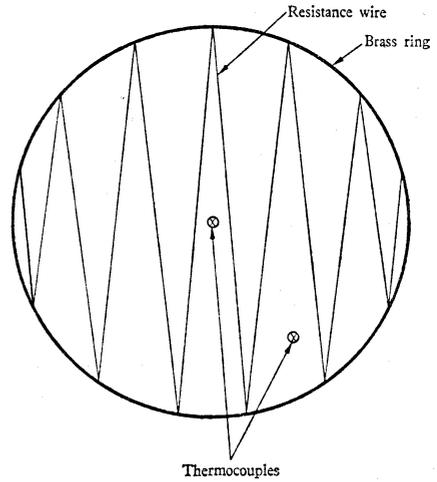
第7図 実測風と模型風の比較の一例。



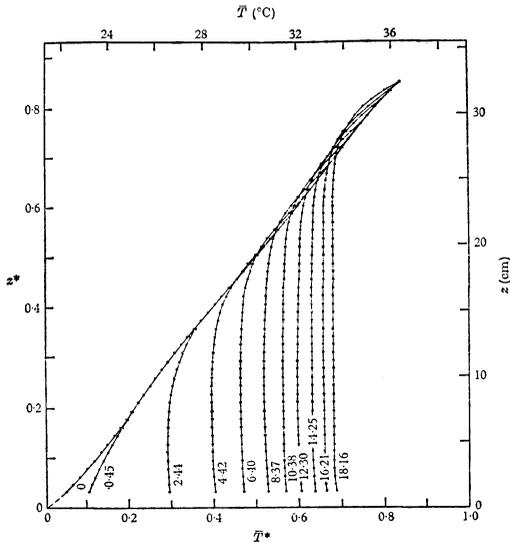
第8図 混合層モデルの三つの型。



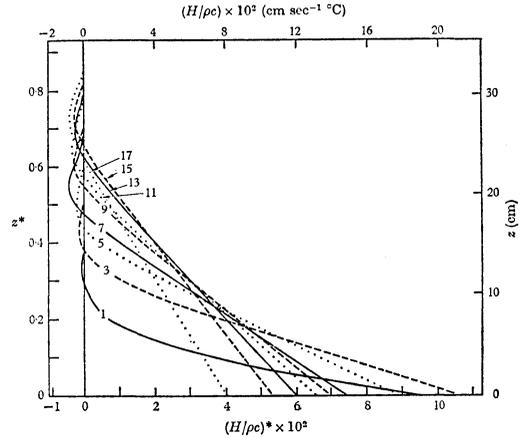
第9・1図 貫入性対流実験用容器。



第9・2図 温度分布計測用抵抗温度計と熱電対(上, 下可動)。



第10図 貫入性対流の室内実験の温度分布の例。



第11図 貫入性対流の室内実験の熱流束分布の例。

下層でみられる混合層の特性をよく表わしている。

この研究の最終目的は、混合層の成長速さがどのようなパラメーターに支配されているかを知ることである。

さて、混合層の成長率（あるいは成長速さまたはエントレイメントと呼ばれている）、

$$w_{e0} = \left(\frac{Dh_0}{Dt} - w_0 \right)$$

は種々のパラメーターに支配されている。ここに、 h_0 は一般化モデルによる熱フラックスが0の高さであり、 w_0 は大規模な流れに伴う上昇流あるいは下降流である。したがって、 w_0 の様子は種々のものがある。たとえば、エクマンポンピングはその一例である。

1973年代には、地表の熱フラックスとギャップに存在する負の熱フラックスの間にある関係を見出そうと努力された（たとえば、Tennekes, 1973 モデルである）。

第12図は、地表熱フラックス $(w'\theta')_s$ 、混合層の温位 θ_M 、熱フラックスが0になる高さ h_0 、ギャップ層の厚さ Δh およびその強さ $\Delta \theta$ の時間変化を示したもので、図中○印をつないだ点線は室内実験の測定値である。なお、図中には上層の安定層のパラメーター $S = (g/\theta) \Gamma h_0^2 / w_*^2$ および、ギャップのリチャードソン数 $Ri = (g/\theta) \Delta \theta \cdot h_0 / w_*^2$ の時間変化を示してある。記号は慣用に従ってある。

これらの測定値から明らかのように、ある理論モデルは室内実験とよい一致を示し、混合層の成長率はモデル

的考察によれば、ここに示したパラメーターの関数となっている。理論モデルについて紹介はできるだけ避けたが、少なくとも、野外に比べて制御された室内実験はこのような例の解明の一つの有力な方法である。

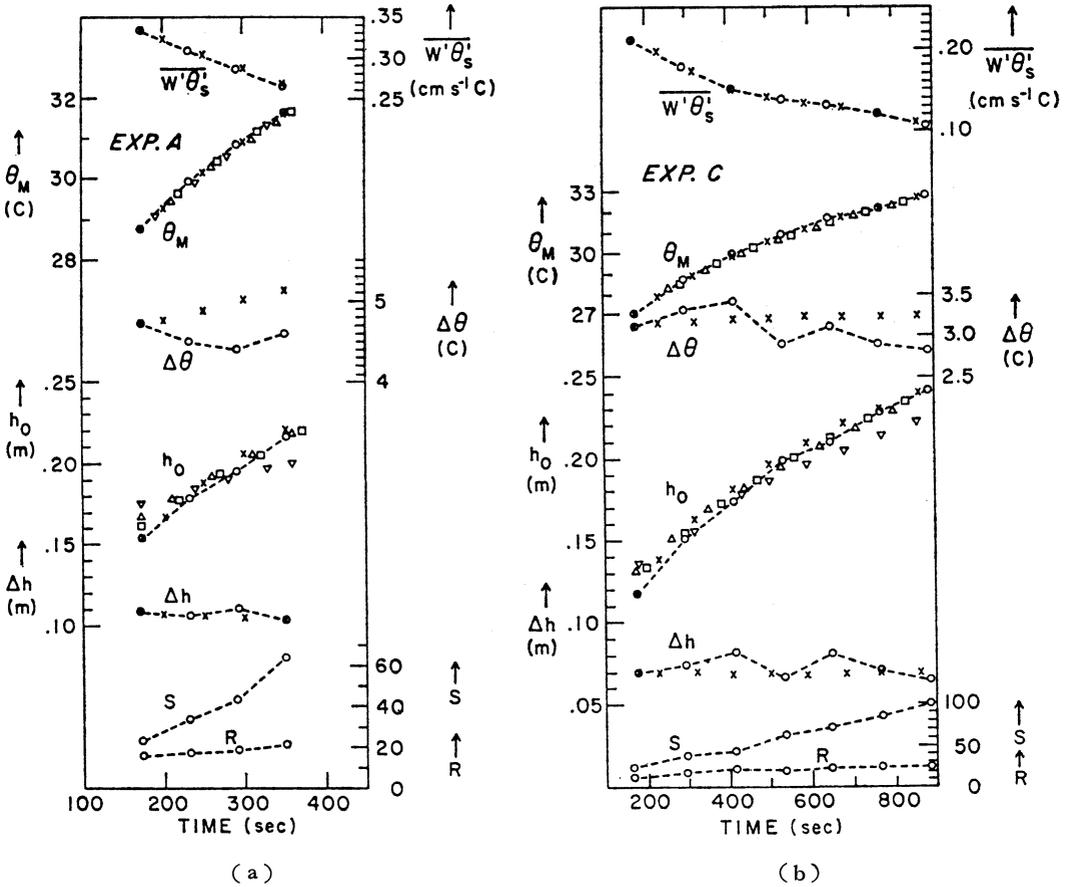
4.2. プルームの室内実験

前述したように、貫入性対流のもう一つの様相は、局所的対流要素が周囲大気と干渉しながら、近似的に周囲大気に大きな変化を与えず、対流要素のみが周囲の影響を受けてその様相を変化していく。この典型例がブルームである。

都市大気中にもブルーム的性質を持つ対流要素がソーダ観測によって知られている（福島, 1974）。一方、安定成層中へのブルームの進入は、大気汚染に関する気象の分野にかかわりがある。それは、局所的熱源（産業の煙突）からの高温排気ガスの上昇過程である。接地層をのぞけば大気はほぼ安定した成層をしており、高煙源の排気ガスの挙動は貫入性対流の一つの人工的野外実験である。

よく知られているように、ブルームの半径は次元解析あるいは理論的解析から高さの1乗に比例して成長していく。その比例係数をエントレイメント係数と呼んでいる。この係数は実験によって決められるものである。一般に、周囲流体が静止している場合についてはほぼ解明され大きな不確定性はない（Tennekes・Lumley, 1972, p. 135, 4.6 Thermal Plumes 参照）。

しかし、自然大気のように安定に成層した流体が運動していてかつ乱れている場合は、非常にむずかしい。現在では、排気流体の乱れは周囲と比べて充分大きい系について主として研究が行なわれている。



第12図 混合層における各種物理量の時間変化.

したがって、ブルームの行動は排気体の性質と周囲大気の安定度、風速などが関与することになる。明らかに周囲大気の運動に伴って日常煙突からの煙の概観としてみられるようにブルームは第13図のような型となる。

第13図は、口径 14.5 mm, 煙突高 500 mm の室内実験でのブルームである。

この本質の 実験的考察は、まず cross-flow 中でのエントレイメントの機構に関するものである。

静止流体中への jet あるいは Bouyant jet については、古くから理論的、実験的考察が行なわれほぼ解明されていると前に述べたが、強いて問題をあげれば、第14図のように強い安定層に達した場合の先端でのエントレイメントである。

さて、周囲大気は静穏時を除き、ある有限の風速 U を持っている。ここでは、このような場でのエントレイメントを考察しよう。

最も強調できる点は、理論的、実験的にブルームの成長は良い近似で次のように表わされる。

$$R = \alpha z \tag{1}$$

ここに、 R ;ブルームの半径、 z ;高さ、 α ;エントレイメント係数である。

まず、ノンブイアントジェットについて述べよう。これまでの多くの実験により、cross-flow 中のジェットの中心の軌跡は、ほぼ次のような形にかける。

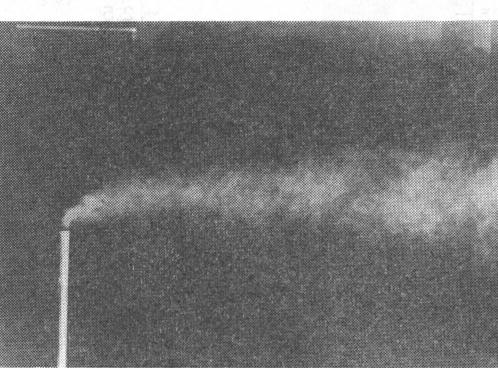
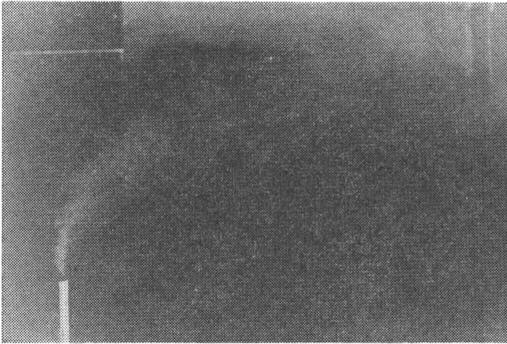
$$z/d = B \cdot (V_s/U)^{2/3} (X/d)^{1/3} \tag{2}$$

ここに、 d ;排出口径、 V_s ;排気速度、 U ;風速、 Z ;鉛直方向の距離、 X ;風下距離、 B はエントレイメント係数等を含んだ定数で、 $B \approx 1.4 \sim 1.6$ である。

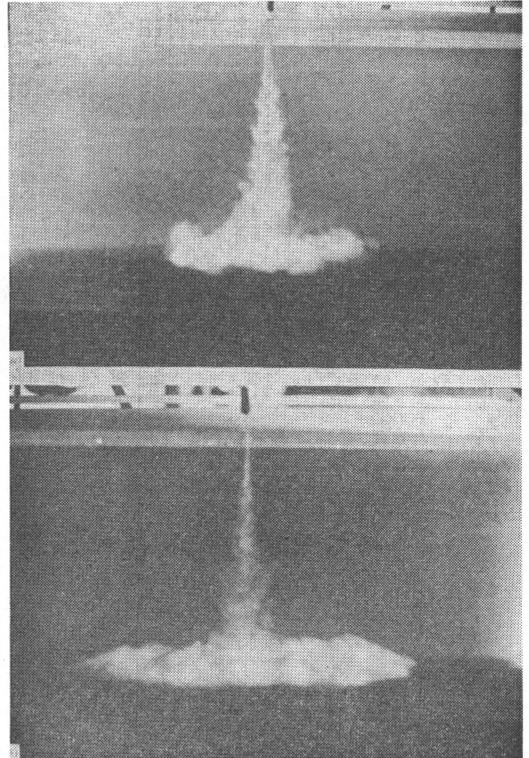
一方、成長率一定すなわちエントレイメント係数 $\alpha = \text{const.}$ をそのまま適用すると、理論的予測は、

$$z/d = (3/4 \cdot 1/\alpha^2)^{1/3} \cdot (V_s/U)^{1/3} \cdot (X/d)^{1/3} \tag{2'}$$

実験と理論を比較すると、明らかにエントレイメント



第13図 室内実験によるブルームの概観。浮力の大小による軌跡の相違。



第14図 強い安定層に達したブルームの概観（周囲静止流体）。

係数 α が V_s/U に依存性を持っていることが知られる。さて、一般に排気口径を基にしたレイノルズ数 $V_s \cdot d/\nu$ が充分大きいとき、cross-flow 中のジェットを中心軸の軌跡は、

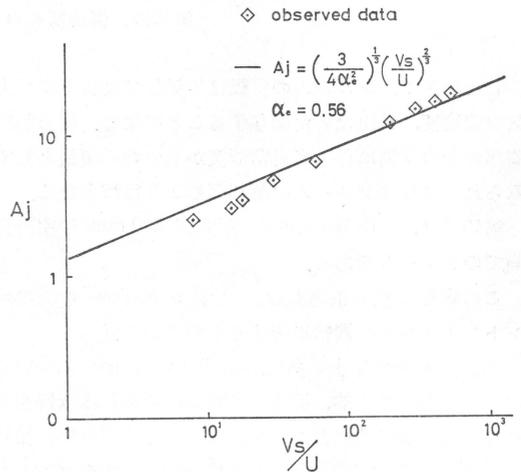
$$\begin{aligned} z/d &= A_J(X/d)^b \\ A_J &= A_J(\alpha, V_s/U) \end{aligned} \quad (3)$$

A_J の値を室内実験で検証してみると、第15図のようになり、 α が V_s/U に依存性を持つことが示され、 V_s/U が充分大きい場合、すなわち排気速度が充分大きい場合、静止流体中へのジェットの様相に漸近することが知られる。

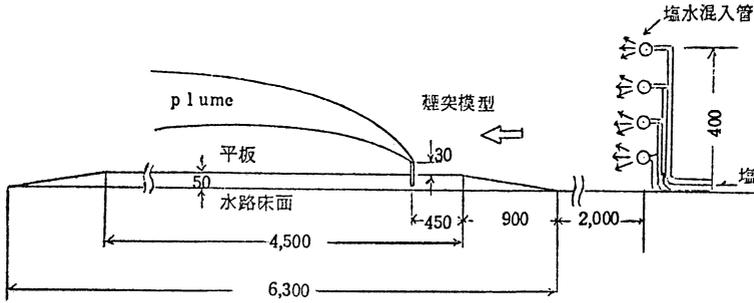
さて、ブイアントジェットすなわちブルームについてプラントル数が1に近い流体系ならば、以上に吟味したような cross-flow 中のエントレイメント係数が適用できよう。

実験は水路を用い、成層状態は塩分濃度の制御によって水路内に密度分布を作った。また、排出流体も塩分濃度の制御によって適当な浮力を与えた。

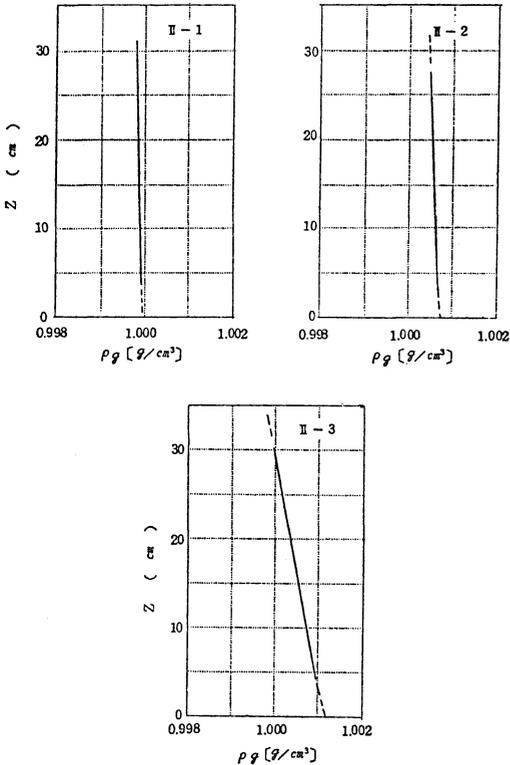
実験水路の説明図が第16図である。いくつかの実験が



第15図 ジェットの機関中におけるエントレイメントの排気速度と周囲速度の比 V_s/U への依存性。



第16図 水流模型実験の装置と安定層生成の方法.



第17図 安定成層の密度分布の例.

行なわれたが、実験条件をまとめると第2表のようである。また、第3表には排出流体の条件をまとめてある。

水路中に作られた密度成層の例を示したのが第17図である。図および第2表から明らかのように、 $\left(-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}\right) = N^2$ はブラント・バイサラの振動数の2乗を示し、標準大気と比較すれば安定な成層が作られている。

さて、cross-flow 中のエントレイメントの V_s/U による修正を行なって、ブルームの上昇高を理論的に予測す

第2表 成層状態実測結果

実験番号	$U(\text{cm/sec})$	$S = \left(\frac{-g}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z}\right) \equiv N^2$
1-1	3.3	2.94×10^{-3}
2	3.3	7.84×10^{-3}
3	3.3	5.68×10^{-2}
4	3.3	8.82×10^{-2}
2-1	6.0	3.92×10^{-3}
2	6.0	9.80×10^{-3}
3	6.0	3.92×10^{-3}
3-1	7.5	2.55×10^{-2}
4	7.5	6.37×10^{-2}
6	7.5	9.80×10^{-2}
4-1	9.0	9.80×10^{-3}

第3表 排出流体の特性

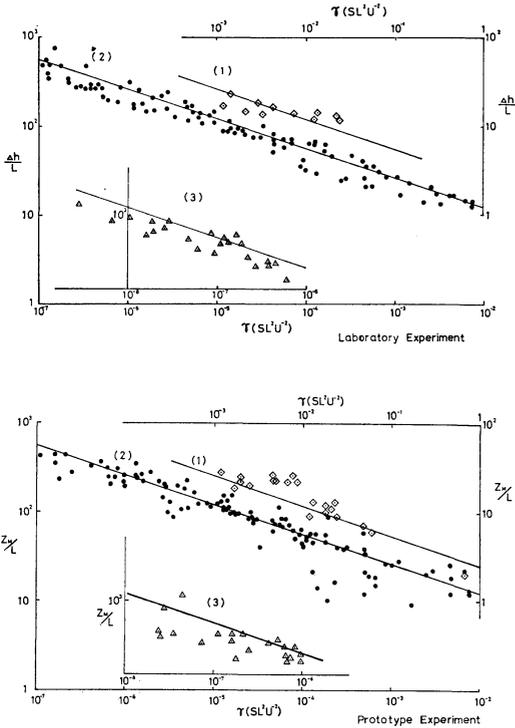
排出口径 (mm)	排出流体の比重	周囲流速 (cm/sec)
4	0.90, 0.95, 0.99	3.3
4	0.90, 0.95, 0.99	6.0
2, 2.5, 4	0.8, 0.9, 1.0	7.5
4	0.9, 0.95, 0.98	9.0

ると、無次元で次のようにかける。

$$Z_M/L = \beta \gamma^{-1/3} \quad (4)$$

ここに、 Z_M は上昇高さ、 $L = F \cdot U^{-3}$ 、 $\gamma = SL^2 U^{-2}$ でそれぞれこの系の流体的代表長さとしてブルーム・バルクリチャードソン数である。ただし、 F ; 浮力フラックスパラメーター (全浮力フラックス)、 S ; 安定度、 U ; 平均風速、

水路実験は水流 3.3 cm/sec~90 cm/sec、一方、野外



第18図 安定成層中のブルーム上昇高，室内実験と実物実験の比較。

はオーダー 1 m/sec~10 m/sec 程度であり，この系に特徴的な浮力フラックス F の値を比べるとかなりの差があるが，室内実験と野外実験を無次元で表示すると，第18図の二つの図のごとくほぼ完全な一致が見られる。この例でも，詳細な機構を知る上では制御された室内実験は有効であることがわかる。

5. 結論

以上三つの室内実験の例をあげた。第1の例は，支配方程式の検討から室内実験に至る過程を述べ，単なる現象論的流れのパターンを取り上げ，風速の鉛直分布および全体の流れのパターンが実際に似たものが再現できることを示した。

第2の例は，混合層の成長を取り上げ，支配するパラ

メーターと理論的予測を検討できることを示した。しかし，実際の現象はシノプティック・スケールの現象も干渉しかつ inversion gap 中の波と乱流の問題などまだ多くの研究の余地があるが，基本的機構を知る上には室内実験は有力である。

第3の例で，ブルームの上昇を扱い，スケールの違った現象が支配される物理量を用いた無次元系により，実際の現象が室内実験と比較され，室内実験の有用性を示した。

文献

Abe, M., 1941: Mountain Clouds, their forms and connected air current, Part 2, Bull. Cen. Met. Obs. Japan, 7.
 Cermak, J.E. and S. Ito, and others, 1966: Simulation of atmospheric motion by wind tunnel flows, Report to Army Under Grand, DA-AMC-28-043-G 20, Co lo. State Univ.
 Deardorff, J.W. and others, 1969: Laboratory investigation of non-steady penetrative convection, J. Fluid. Mech., 35, 7-31.
 ———, 1979: Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure, J. Atmos. Sci., 36, 424-436.
 Fulz, D., 1951: Non-dimensional equations and modeling Criteria for the atmosphere, J. Met. Soc., 8, 262-267.
 伊藤昭三, 1979: Cross-flow 中のジェット, 日本気象学会関西支部講演要旨集, No. 12.
 ———, 1979: 安定成層におけるブルームの上昇, 第20回大気汚染学会講演要旨集.
 伊藤, 星野, 松崎, 1979: 室内実験・横風中のブルームの上昇, 第20回大気汚染学会講演要旨集.
 四方 浩, 中井真行, 1972, 逆転層発生時の排ガス上昇限界に関する水流模倣実験, 電力中央研究所技術第一研究所報告.
 Tennekes, H. and J.L. Lumley: 1972: A First Courses in Turbulence, The MIT Press.
 ———, 1973; A model for the dynamics of the inversion above a convective layer., J. Atmos. Sci., 30, 558-561.
 Turner, J.S., 1972: Buoyancy effects in Fluids, Cambridge at the Univ. Press.
 Rajaratnam, N., 1976: Turbulent Jets, Elsevier Scientific Publ. Co.