

都市のヒートアイランド効果に伴う対流の特性について*

木村 竜 治** 三 沢 信 彦**

坂 上 治 郎*** 国 井 利 泰****

要 旨

「都市のヒートアイランド効果」に伴う対流の性質を、地球流体力学的手法で調べた。すなわち、現象に本質的であろうと思われる力学因子を選びだして、その効果が端的に現れる流体系を想定し、その性質を理論的、実験的に調べようとするものである。この問題では、①安定に成層した大気、②都市と周辺部に生じる水平の温度差、③熱と運動量の拡散、④一般場の風に着目し、まず、①、②、③で形成される力学系の性質を理論的に調べた。その結果、対流高度は、都市のスケールを l として、本文の (5.16) 式で定義される無次元量 R に対して $R^{-\frac{1}{6}l}$ と与えられる、という結果を得た。この結果を室内実験、実際の都市における観測結果、数値実験と比較して、流れの性質を論じた。最後に、④の効果について簡単に述べる。

1. 前がき

「都市のヒートアイランド効果」とは、都市の地上気温が周辺部の気温より高くなる現象である。常に高いわけではなくて、1日の時間帯によっても、また季節によっても変化する。季節的な変化は、必ずしも単純ではないようであるが、日変化では、最低気温にもっとも著しく現れる傾向がある。その原因は、一般に、

- 1) 工場のボイラーや家庭の冷暖房による人為的な発熱
- 2) 舗装による地面からの蒸発量の低下
- 3) 都市の熱容量が大きいこと
- 4) 建造物による地面摩擦の増加
- 5) スモッグによる温室効果

などが複合的に作用して生じるものと考えられている。

現象自身は、既に19世紀はじめから知られていたようで、地上気温の測定値に基づいたヒートアイランド効果の研究は、都市気候学の研究者によって古くから行われ

てきた(河村, 1968, 大後と長尾, 1972, 参照)。

これに対して、ヒートアイランド効果が都市大気の立体構造に及ぼす影響はまだ十分に解明されていない。ニューヨーク市に関する Bornstein (1968)、シンシナティに関する Clarke (1969)、シカゴに対する Lyons (1972)、グレートバハマ島(これは都市ではないが)に関する Bhumralkar (1973) 等の観測によって、特に温度場に関する構造は明らかにされつつある。しかし、都市大気特有の温度場を形成するメカニズム、温度場と風の場との関連など力学的な側面は、まだ十分に理解されていないと思う。

この研究は、地球流体力学的方法を用いて、都市大気の立体構造に関する理解を深めようとする試みである。研究の視点については、第3節で述べることにして、まず力学的側面に関する過去の研究をふりかえってみよう。

2. 従来の研究

都市大気は、太陽熱によって加熱された島の付近の大気の構造と似ている。故に、“heat island”と呼ぶのであろう(しかし、加熱された島であれば、heated island というべきである。heat island とは、island of heat, すなわち熱が島のように孤立して存在することをいうのであろうか)。加熱された島の問題は、まず、Malkus and Stern (1953)、Stern and Malkus (1953) によって、理論的に扱われた。彼らはナンタケット島(北米東

* On convective motions due to the urban heat island effect.

** R. Kimura, N. Misawa, 東京大学海洋研究所

*** J. Sakagami, お茶の水女子大学理学部物理学教室

**** T. Kunii, 東京大学理学部情報科学研究施設
—1974年7月27日受理—

岸、コッド岬の近くにある島)の風下側に積雲の列が出るのに興味を持って、島の付近の大気の流れを表現する数学モデルを考案し、その解析的な解を導いている。彼らは定常的な場合のみを扱った。島の加熱が時間変化する場合は、同様の手法で Smith (1955, 1957) が扱っている。彼らの理論は応用数学的なエレガントなものであるが、拡散過程を無視している点が難点である。大気境界層の現象には、乱流による混合過程が常につきまってくるからである。拡散過程を現実似せたモデルとしては、Estoque and Bhumralkar (1969) の数値実験がある。最近、Bhumralkar (1973) は降雨過程を含めた数値実験を行って観測結果と比較している。

以上は“heated island”に関する研究であるが、都市大気を扱ったものとしては、Olfe and Lee (1971) の線型理論、Delage and Taylor (1970) の数値実験がある。また、ヒートアイランド効果の成因論に関しては Myrup (1969) の数値モデルによる研究がある。

3. 地球流体力学的なアプローチについて

これまでのモデルによる研究は、「現実の都市大気を忠実に再現することが現実を把握することに通じる」という暗黙の指導原理に従っていたように思える。このため、研究の成否は、モデルによって得られた結果が観測結果と一致するか否か、という点で判断された。従って、研究が進めば進む程、問題は細分化しモデルは複雑になる。しかし、観測結果に表現された現実の様相は、複雑にからみあった力学過程の一面面であって、特定の断面を再現することは、必ずしも大気の本性を理解することにはつながらない。大気の本性を理解するためには、からみあった力学過程を1つ1つ解きほぐして、個々の素過程の力学を理解すること(分析の過程)、解きほぐした素過程を組み合わせて大気を構成すること(総合の過程)の2つのステップが必要である。気象学においては、どちらかという、不十分な分析の段階で総合を試みようとする傾向がなきにしもあらずの観がある。

ここで試みようとする地球流体力学的なアプローチは、このような反省の上に立って、分析の過程をもう少ししっかりやろう、と意図するものである。この事は、現実の複雑な様相の蔭にかくれて、個々の観測結果をかくあらしめている自然の本性を理解しようとする他に他ならない。

ここでは、大気自身を直接考察の対象としない。その代わりに、力学過程が大気と似ている流体系に着目して、その性質を理解することを試みる。この流体系は、

大気を単純化したモデルと見るよりは、大気と対等の地位を与えられて、大気と対比すべき流体系と見るべきである。力学のよくわかった流体系を大気と比較対照させることによって、大気の性質を理解しよう、と考えるからである。

4. 問題の設定

都市のヒートアイランド効果によって引き起こされる大気の運動(以後、“都市対流”と呼ぶ)を特徴づける力学因子として、次のようなものが考えられる。

- A) 大気が安定に成層していること
- B) 都市とその周辺部で水平の温度差が生じること
- C) 高低気圧場に伴う風(以後、一般場の風と呼ぶ)が吹いていること
- D) 熱や運動量の乱れによる拡散が生じること
- E) 外部パラメーター(大気の安定度、水平の温度差、一般場の風など)が時間的に変化すること
- F) 都市が傾斜した土地の上にあたり、または、都市のまわりに丘陵地帯があること

A)とD)はもっとも重要な力学因子でこの効果を無視した流体系は、大気とのかかわりを失うであろう。しかし、これだけでは都市対流は生じない。そこで、都市対流を形成するもっとも単純な力学系は、A), D)にB)を加えることである。C), E), F)はA), D)B)によって形成された流れの場を変形させる作用を持つ、と解釈することができるであろう。

さて、大気に対してこのような先入観を持った上で、次のような流体系を考えよう。

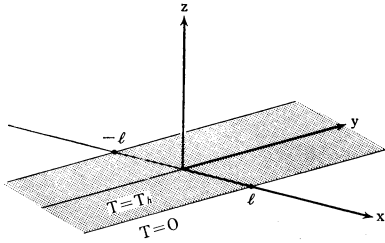
- A') 基本場の温度 \bar{T} が高さのみの函数で、温度を測定する規準点を都市周辺部の地面温度とすると、

$$\bar{T}_* = \Gamma z_*$$

で与えられるとする。ここで Γ は正の定数で、 z_* は地面からの高さである。ここで考える温度は、大気(のような圧縮性流体)においては温位に対応する。

- B') 水平な地面の上に、幅 $2l$ の帯状の<都市>を考え、この領域のみ、地面温度を T_h とする(第1図参照)。
- C') 風速が高さに比例して増加する一般場の風を考える。
- D') 動粘性係数 ν 、温度伝導率 κ が流れによらず一定であるような流体、すなわち層流状態の流体を考える。

A'), B')……はそれぞれ A), B) ……に対応してい



第1図 考察する流体系の下面における境界条件と座標系。

る。E), F) の効果は、この流体系では考慮されていない。また、考慮された効果にしても、対応しているだけであって、大気と同じ、というわけではない。たとえば、大気は乱流であって、拡散係数は一般に流れと成層の関数になっているのに、ここでは層流を扱う。また、大気は気体なのに、ここでは、圧力によって密度が変わらない流体（液体に近い）を考察の対象にしている。従って、着目する流体系は、大気モデルと考えるには、あまりに大気と違いすぎる。しかし、第3節で述べたように、比較の対象と見るときには、はなはだ、味わいの深い流体系なのである。

さて、これからしばらくの間、興味を大気から上に述べた流体系に移すことにしよう。また、もっとも簡単な力学系について考えるという意味で、一般場の風の効果(C')は考えない。この時、最大の興味は、対流がどの高さまで及ぶか、ということであろう。もしも熱の拡散がなければ、<都市>によって浮力を与えられた流体粒子は、その浮力を失う高度まで、すなわち、基本場の温度が T_h になる点まで上昇できる。従って、最大対流高度 h_{max} は、

$$T_h = \Gamma h_{max} \therefore h_{max} = \frac{T_h}{\Gamma} \dots (4.1)$$

で与えられるはずである。ところが、熱の拡散があれば、流体粒子は浮力を失って、この高さまで上昇できない。一方、流体に粘性があれば、他の流体粒子に押されて、(4.1) で与えられる高さより、もっと高くまで上昇できるかも知れない。それでは、熱の拡散や粘性がある場合に、どこまで流体粒子は上昇できるのであろうか？ この問題に対する見通しをつけるために、まず、理論的な考察を行おう。

5. 線型理論による考察

この流体系は y_* 方向（座標系は第1図参照）には何の変化もないから、生じる流れも y_* 方向には変化しな

いと仮定する。後述する室内実験によると、 T_h が小さい時には、確かに流れは二次的になって、この仮定は正しい。しかし、 T_h がある程度大きくなると、たとえ境界条件が二次的であっても、流れは三次元的な様相を程する。

また、第2の仮定として、定常運動を考える。一般に、境界条件が時間によらないからといって運動が定常であるとは限らないのであるが、室内実験によると、 T_h が小さい場合には、確かに定常運動が実現するので、こう仮定しても良いであろう。

二次元運動の仮定から、流線関数が導入できて、

$$u_* = -\frac{\partial \phi_*}{\partial z_*}, \quad w_* = \frac{\partial \phi_*}{\partial x_*} \dots (5.1)$$

なる流線関数を定義する。この時、定常運動に対する渦度方程式（の y_* 成分）と熱伝導式は次のように書くことができる。

$$\frac{\partial(\phi_*, \nabla_*^2 \phi_*)}{\partial(x_*, z_*)} = \nu \nabla_*^2 \nabla_*^2 \phi_* + \alpha g \frac{\partial T_*}{\partial x_*} \dots (5.2)$$

$$\frac{\partial(\phi_*, T_*)}{\partial(x_*, z_*)} = \kappa \nabla_*^2 T_* \dots (5.3)$$

ここで、 T_* は温度で、<都市>周辺部の地面を原点として測定するものとする。 $\nabla_*^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x_*^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_*^2}$ 。

我々の問題は、この方程式を次のような境界条件の下に解く作業に帰着する。すなわち、地面 ($z_*=0$) で、

$$\left. \begin{aligned} |x_*| \leq l \text{ の領域で } T_* &= T_h \\ |x_*| > l \text{ の領域で } T_* &= 0 \\ x_* \text{ の全領域で } u_* &= w_* = 0 \end{aligned} \right\} \dots (5.4)$$

<都市>から十分遠方 ($x_*, z_* \rightarrow \infty$) で

$$T_* - \bar{T}_*, \quad u_*, \quad w_* \rightarrow 0 \dots (5.5)$$

$T_* - \bar{T}_*$ は対流によって生じた温度場の摂動を表わす。(5.5) は都市体流の効果が無限遠方まで及ばないことを仮定するのであるが、我々の流体系は熱も運動量も拡散するシステムであるから、そう考えても良いであろう。

次に適当な scaling を導入して、方程式を無次元化しよう。長さの単位として l 、温度の単位として T_h 、流線関数の単位として Ul を使用する。 U は速度の代表値であるが、これは、流体粒子が浮力を保存して $\frac{1}{2} h_{max}$ だけ上昇する時に得る速度を採用しよう。エネルギーの保存則から、

$$\frac{1}{2} U^2 = \alpha g T_h \left(\frac{1}{2} h_{max} \right) = \frac{1}{2} \alpha g \frac{T_h^2}{\Gamma} \dots ((4.1) \text{より})$$

$$\therefore U = \sqrt{\frac{\alpha g}{\Gamma}} T_h \dots (5.6)$$

さて、このような単位を使用して(5・2)~(5・5)を無次元化すれば、次の方程式系を得る。

$$\varepsilon \frac{\partial(\phi, \Delta^2 \phi)}{\partial(x, z)} = E \nabla^2 \nabla^2 \phi + \frac{\partial T}{\partial x} \dots\dots\dots (5 \cdot 7)$$

$$\varepsilon \frac{\partial(\phi, T)}{\partial(x, z)} = \frac{E}{Pr} \nabla^2 T \dots\dots\dots (5 \cdot 8)$$

ここで、 $\varepsilon = \frac{T_h}{\Gamma l}$ 、 $E = \frac{U}{\sqrt{\alpha g \Gamma l^2}}$ 、 $Pr = \frac{\nu}{\kappa}$ なる無次元量である。境界条件は、地面 ($z = 0$) で

$$\left. \begin{array}{l} |x| \leq 1 \text{ で } T = 1 \\ |x| > 1 \text{ で } T = 0 \\ x \text{ の全領域で } u = w = 0 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (5 \cdot 9)$$

<都市>から十分遠方 ($x, z \rightarrow \infty$) で

$$T - \frac{z}{\varepsilon}, u, w \rightarrow 0 \dots\dots\dots (5 \cdot 10)$$

と書きなおせる。 ε が移流項の大きさ(非線型効果の程度)を支配するが、ここでは、 $\varepsilon \ll 1$ の場合のみを考えよう。これは、

$$\varepsilon = \frac{h_{max}}{l} \dots\dots\dots (5 \cdot 11)$$

であることを考えれば、<都市>の大きさに対して、 h_{max} が非常に小さい場合に対応することに気がつく。 T と ϕ を ε で展開して、

$$\left. \begin{array}{l} T = \frac{z}{\varepsilon} + T_0 + \varepsilon T_1 + \dots\dots\dots \\ \phi = \phi_0 + \varepsilon \phi_1 + \dots\dots\dots \end{array} \right\} \dots\dots (5 \cdot 12)$$

とおき、(5・7)、(5・8)に代入して ε の同じべきの項どうしを等しいと置く。この時、 T_0 、 ϕ_0 に対して、次の方程式を得る。

$$0 = E \nabla^2 \nabla^2 \phi + \frac{\partial T_0}{\partial x} \dots\dots\dots (5 \cdot 13)$$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial x} = \frac{E}{Pr} \nabla^2 T_0 \dots\dots\dots (5 \cdot 14)$$

この2つの式から ϕ_0 を消去すれば、

$$\frac{E^2}{Pr} \nabla^2 \nabla^2 T_0 + \frac{\partial^2 T_0}{\partial x^2} = 0 \dots\dots\dots (5 \cdot 15)$$

を得る。この式から、現象は

$$\frac{E^2}{Pr} = \frac{\nu \kappa}{\alpha g \Gamma l^4} \equiv \frac{1}{R} \dots\dots\dots (5 \cdot 16)$$

なる無次元量のみ依存することがわかる。

ここで、さらに近似を行おう。 $\varepsilon \ll 1$ の場合、(たとえ拡散効果があったとしても)対流層は<都市>の水平の広がりに対して非常にうすいので、水平方向の拡散に対して鉛直方向の拡散の方がはるかに大きいであろう。そ

こで、 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ とおいてしまう。この時(5・15)は

$$\frac{1}{R} \frac{\partial^6 T_0}{\partial z^6} + \frac{\partial^2 T_0}{\partial x^2} = 0 \dots\dots\dots (5 \cdot 17)$$

と近似できる。

$$\zeta \equiv \frac{z}{R^{-\frac{1}{6}}} \dots\dots\dots (5 \cdot 18)$$

なる ζ を導入すれば、(5・17)は

$$\frac{\partial^6 T_0}{\partial \zeta^6} + \frac{\partial^2 T_0}{\partial x^2} = 0 \dots\dots\dots (5 \cdot 19)$$

と書ける。この式は外部パラメーターを一切含んでいないので、この式が与える最大対流高度を ζ_{max} とおけば、これは定数である。 ζ_{max} の値は第2図に示す通り。 $T_0 = 0$ になる高度で約3.6、 $w_0 = 0$ になる高度で約5.2である。(5・18)から

$$z_{max} = \zeta_{max} R^{-\frac{1}{6}} \dots\dots\dots (5 \cdot 20)$$

が l で無次元化された対流高度を与える。次元のある量になおせば、

$$z_{*max} = \zeta_{max} R^{-\frac{1}{6}} l \dots\dots\dots (5 \cdot 21)$$

すなわち、拡散がある場合の最大対流高度は、<都市>のスケール l と $R^{-\frac{1}{6}}$ に比例するという結論が得られたわけである*。温度場や速度場の様子は、(5・19)を境界条件(5・9)、(5・10)の下に解けばわかる。その結果は、実験や観測結果などと比較しながら以下に示したい。

6. 最大対流高度

前節の線型理論によれば、都市対流の最大高度は $R^{-\frac{1}{6}} l$ に比例する。この結果を検証するために、<都市>中心部における温度の基本場(又は<都市>周辺部)からの偏差(以下温度偏差と呼ぶ)の鉛直分布を、いろいろの例について比較して見よう。いろいろの例とは、

- (1) 4節で述べた流体系に合せた室内実験、
- (2) この室内実験に合せた数値実験、
- (3) 東京における観測結果、

* 高さが $R^{-\frac{1}{6}}$ に比例する境界層が存在することは、回転成層流体における境界層の一例として、既に、Stommel and Veronis (1957)によって指摘されている。

第1表 第2図作製に使用したパラメーターの値。(1)~(5)は第2図の(1)~(5)に対応し、その内容は本文を参照されたい。

物理量	記号	単位	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
基本場の温度減率または温位減率	Γ	$^{\circ}\text{C}/\text{cm}$	2.04	1.0	6.2×10^{-5}	6.0×10^{-5}	1.58×10^{-5}
都市のスケール	l	cm	2.0	2.0	10^6	10^6	5×10^5
地上における温度偏差	T_h	$^{\circ}\text{C}$	1.8	1.2	4.0	1.6	5.0
運動量の拡散係数または粘性係数	ν	cm^2/sec	0.01	0.01	10^5	10^5	10^5
熱の拡散係数または温度伝導係数	κ	cm^2/sec	1.5×10^{-3}	1.5×10^{-3}	10^5	10^5	10^5
体膨張係数	α	$^{\circ}\text{C}^{-1}$	2.07×10^{-4}	2.07×10^{-4}	3.66×10^{-3}	3.66×10^{-3}	3.66×10^{-3}
$T_h/\Gamma l$	ϵ	—	0.5	0.6	0.06	0.03	0.6
$\alpha g \Gamma l^3 / \kappa \nu$	R	—	4.35×10^5	2.13×10^5	2.21×10^{10}	2.4×10^{10}	3.55×10^8
対流高度	$R^{-1/6} l$	cm	0.23	0.26	1.9×10^4	2.1×10^4	1.9×10^4

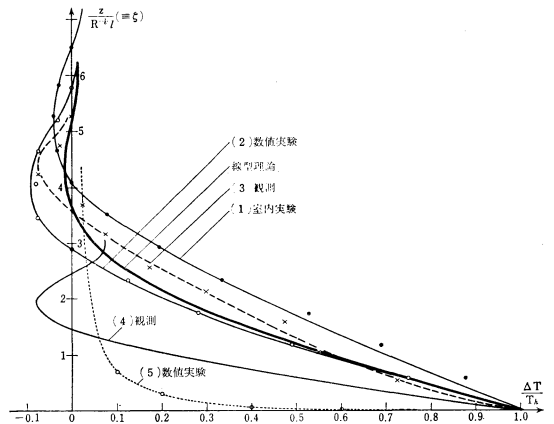
- (4) ニューヨーク市における観測結果,
- (5) heated island の数値実験,

である。 $R^{-1/6} l$ を計算するのに必要なパラメーターは、まとめて第1表に示した。比較した結果を第2図に示す。このグラフでは、温度を地表における温度偏差で、高さを $R^{-1/6} l$ で規格化してある。

まず、それぞれのデータソースについて説明しよう。

(1) 着目する流体系に合せた室内実験

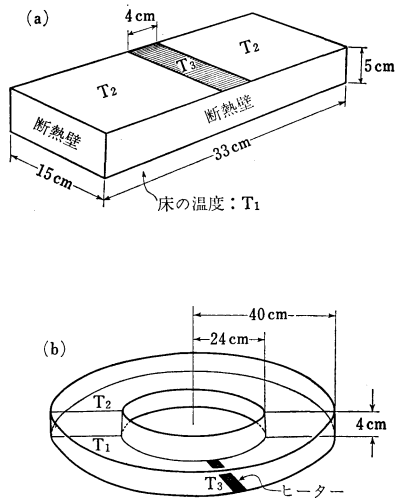
この実験は、線型理論を検証するために行われたもので、第3図(a)に示すような直方体の容器を使用した。容器に水を満たし、下面を温度 T_1 、上面を温度 $T_2 (> T_1)$ に保って安定な成層を作る。上面中央部の帯状領域の温度のみ $T_3 (< T_2)$ に保ち、これを<都市>と見立てる。この装置は、第1図に示した流体系と上下が逆さまであるが、<都市>を加熱する代りに冷却すれば、現象は全く同じであることが期待できる。温度偏差の測定は、<都市>中央部とそこから約11cm はなれた位置にある小さな穴から熱電対をさし入れて行われた、



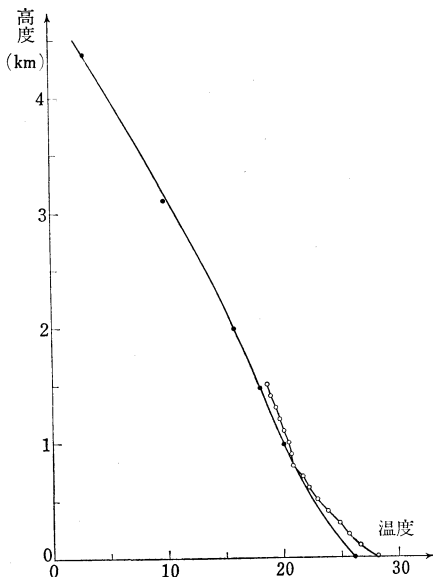
第2図 T_h で規格化した温度偏差 (ΔT) の鉛直分布。高さは $R^{-1/6} l$ で規格化してある。太い実線は線型理論の結果、細かい実線の詳しい内容は本文を参照されたい。

(2) 室内実験に合せた数値実験

上記実験に合せた数値実験で、松野と松田(1974)によって行われたものを引用する。二次元ブジネスク近似



第3図 実験容器の概念図。(a)は温度偏差測定用のもの。(b)は染料によって流れのパターンを観察するためのもので、上面のみ中心軸のまわりを回転して一般場の風を作ることができる。



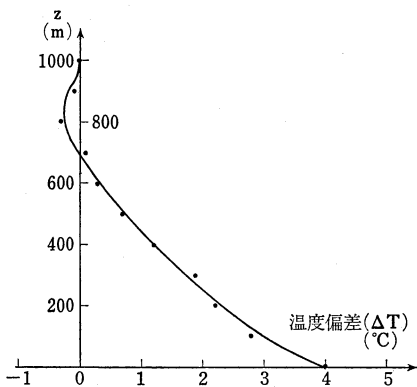
第4図 LTS-72型低層ゾンデによって測定した、東京の夏季午前9時における気温の平均鉛直分布(○印. 伊藤, 渡辺, 岡野(1974)より引用)と館野における気温の平均鉛直分布との比較。

の運動方程式と熱伝導の式を差分方程式に書きなおして、数値的に時間積分を行い、定常状態に落ち着いた後の流れの構造を調べたものである。

(3) 東京における観測結果

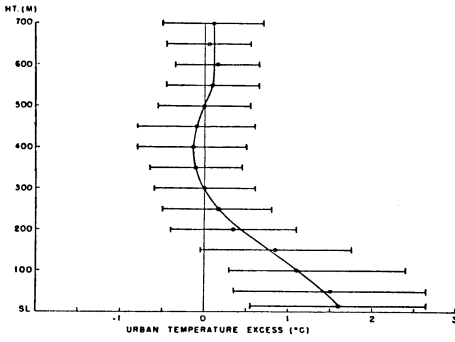
伊藤, 渡辺, 岡野(1974)による天気解説から引用した。この解説は、おもに、LTS-72型低層ゾンデの技術的な問題を扱っているが、観測の実例として、昭和47年7月18日から8月18日までの毎日、午前9時に東京神田錦町で測定した気温の平均鉛直分布(欠測があるのでデータ数26)のグラフが示されている(解説の第18図)。この気温分布から基本場の気温分布を差し引けば、東京における温度偏差が求まるはずである。基本場の気温分布としては、都市対流の及ばない高度の気温分布(を下層に外挿したもの)を使用すれば良い。この観測は、高度1.5kmまで行われているが、さらに上空の気温分布を見るために、館野における高層観測の気温のデータ(7月18日から8月18日までの午前9時のデータを平均したもの)を、低層ゾンデの観測結果に重ねて示したものが第4図である。この図を見ると、1kmより上空では、東京と館野の気温減率はほぼ等しい。そこで、低層ゾンデの観測結果のうち、1kmから1.5kmまでのデータから最小自乗法で求めた気温分布：

$$T(^{\circ}\text{C}) = -3.6z(\text{km}) + 24.1 \dots (6 \cdot 1)$$



第5図 第4図から作製した東京における温度偏差の鉛直分布。

を持って基本場の温度分布とした。このような手順で温度偏差を求め、鉛直分布を描くと第5図のようになる。地上における温度偏差は4°Cで、夏季の午前9時という、ヒートアイランド効果にとっては好ましくない条件の下では大きすぎる観があるが、鉛直分布のパターンは、都市対流に特徴的な様相を呈している。第6図と比較さ



第6図 ニューヨーク市における温度偏差の鉛直分布。横線は標準偏差を表す。(Bornstein (1968) より引用)

りたい。

(4) ニューヨーク市における観測結果

Bornstein (1968) から引用した。1964年6月から1966年12月までの夜明け時に、ニューヨーク市とその周辺部の気温の鉛直分布をヘリコプターで測定し、市の中心と周辺との温度偏差の平均鉛直分布(データ数37)を求めたもので、その結果を第6図に引用する。

(5) heated island の数値実験

Estoque and Bhumralkar (1969) から引用した。一般場の風(高さによらず10 m/sec)を考慮して、加熱された島による対流現象を数値的にシミュレーションしたものである。特に、鉛直方向の混合過程の表現を現実になぞけるように工夫した点が、この数値実験の特色である。ここで引用した鉛直温位分布は、論文の第11図に示された温位偏差の分布を z 軸に沿って読み取ったものである。

次に、第2図の検討に移る。

線型理論の結果によると、 $\zeta=3.6$ で温度偏差は0になり、 $\zeta=3.6\sim 5.4$ の間では負になっている。<都市>が加熱されているにもかかわらず、<都市>上空では冷えるわけで、この現象を cross-over 効果と呼ぶ。(5)の数値実験をのぞいて、すべてのデータに cross-over 効果が生じているのは興味深い。

その原因は、少なくとも線型理論に関しては明らかである。下面に与えられた水平温度差によって<都市>域が収束場となり、上昇流が生じる。もしも、粘性も慣性もなければ、この上昇流は浮力がゼロになる高度で消失するはずであるが、粘性によってひきずられるために、さらに上空まで上昇流が生じてしまう。この部分では冷たい流体が安定な成層に逆らって上昇するために温位偏差

が負になるのである。従って、cross-over 効果が消える高度と上昇流が消える高度がほぼ一致する(第7図(a)と(c)を比較されたい)。線型理論における cross-over 効果は粘性によって生じたが、この効果は慣性(対流による非線型効果や一般場の風の効果)によってさらに強まる。実測における cross-over 効果が線型論の結果よりも大きいのは、このためであろう。

(1)の室内実験、(2)の数値実験の条件は線型論の条件にもっとも近いのであるが、対流高度に多少の違いがある。しかし、第1近似的な目で見れば、良く似ているといえるであろう。(3)、(4)は観測結果であって、条件は線型論の条件と非常に異なっている。特に一般場の風の存在は、対流高度に大きな影響を与えているはずである。それにもかかわらず対流高度は $R\frac{1}{6}l$ で良く表現されている。(3)の結果が線型論と非常に良く似ているのは、基本場の温位分布をうまく選びすぎたため、偶然と考えたい。(4)の対流高度が線型論の対流高度に比べて低いのは、一般場の風の効果が大きいためであろう。(5)の数値実験は他のグラフと相当異なっているが、その確かな原因はわからない。恐らく一般場の風の効果が非常に大きいためではないと思われる。

総じて、対流高度は $R\frac{1}{6}l$ で良く表わされるように見えるが、これには、どのような物理的な意味があるのだろうか。

安定な成層流体の中には内部重力波が生じる。加熱された<都市>は内部重力波の励起源と考えることができる。励起された内部重力波の時定数(=振動数 ω の逆数)が、拡散時間よりも大きければ、励起された波動は伝播して都市の付近にとどまることはない。これに対して、時定数が小さいものは伝播する前に粘性(及び熱の拡散)によって消散してしまう。対流のスケールは、伝播不可能な内部重力波のうち、スケールが最大のものと考えることができる。この時、対流の最大高度を h とすれば、水平波長 l 、鉛直方向の波長 h の内部重力波の時定数が拡散時間(= $\sqrt{\frac{h^4}{\kappa\nu}}$)に等しくなっているはずである。内部重力波の振動数関係:

$$\omega = N \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}}$$

(k_x , k_z は水平方向, z 方向の波数, N はプラント=パイサラの振動数)において、

$$N = \alpha g \Gamma, \quad k_x = \frac{2\pi}{l}, \quad k_z = \frac{2\pi}{h}$$

とおけば、上述の関係が成り立つ場合に、

$$h = R - \frac{1}{6}l$$

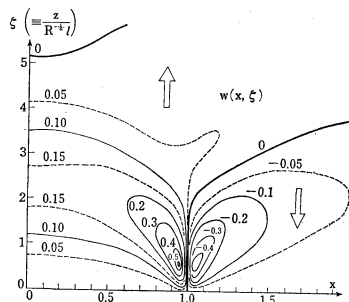
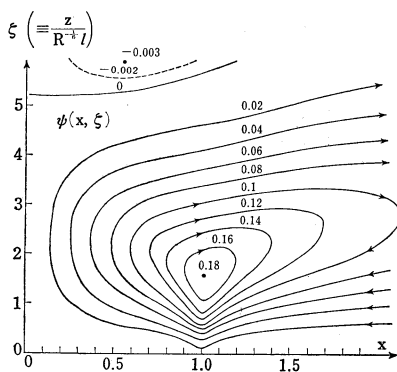
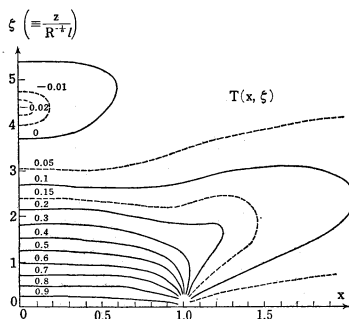
を得るのである**。

7. 対流の形

線型理論によって得られた温度偏差、流線、上昇流の場を第7図に示す。この結果は、 $\epsilon \left(\equiv \frac{T_h}{\Gamma l} \right)$ が小さい場合には、対流運動が<都市>と周辺部の境界に集中していることを示している。また対流セルは閉じた循環とならずに、都市対流の影響が相当遠くまで及ぶこともわかる。しかし、この特徴は、下面の温度分布の与え方に強く依存しているように思われる。我々の流体系は<都市>の地上温度が一樣であるために、特に都市の境界付近に強い水平温度傾度が生じた。もしも、地上温度が都市中心部から周辺部へなだらかに変化しているとすれば(実際の都市ではそうなっているであろう)、対流運動が特に都市の境界に集中する、ということはないと思う。

ところが、 ϵ が大きくなると対流の形が異なってくる。<都市>の地上温度が一樣である場合でも、<都市>中央部に対流の上昇域が集中するのである。この性質は、まず室内実験によって見出されたので、その結果を第8図に示そう、流線の概念図も同時に示す。 ϵ が小さい場合には流線の分布は(定性的に)線型理論と同じである(図(a))のに対し、 ϵ が大きい場合には、線型理論の結果と非常に異なっている(図・(b))。その性質は、带状都市のみならず、半径 l の円形<都市>に対しても得られた。図の(c)が円形<都市>の ϵ が大きい場合のパターンである。带状<都市>の場合とほぼ同じであるが、上昇域中央部の overshooting が顕著に現れている。実験による観察は定性的なものであったが、同様の結果は松野と松田(1974)の数値実験でも示された。第9図にその結果を引用する。

このようなパターンの違いは、どのような原因に由来するのであろうか? この点を調べるために、室内実験によって得られた温度偏差の鉛直傾度の最大値と ϵ との関係を示した。(この図では heat island のみならず “cool” island の場合についても示してある)こ

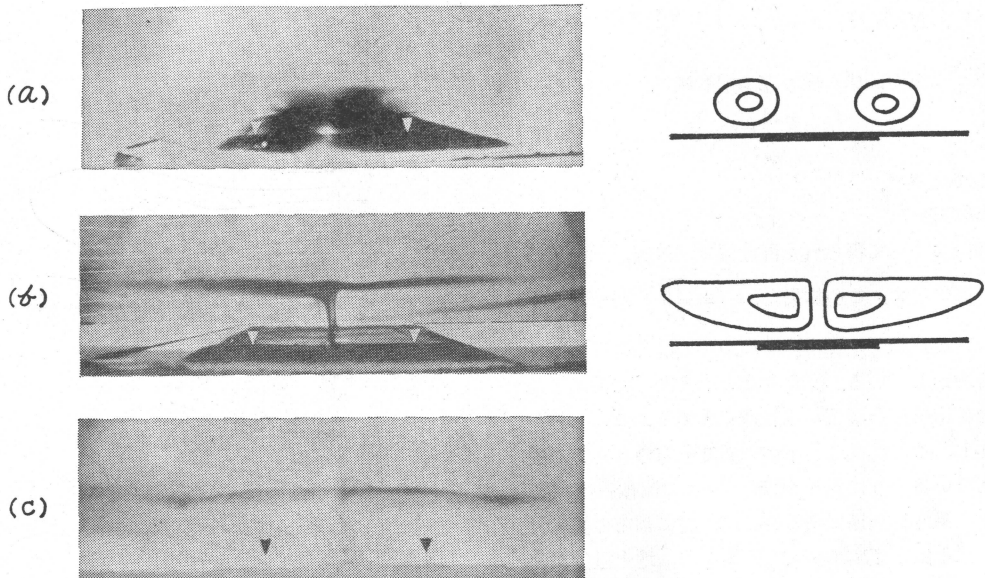


第7図 線型理論によって得られた(a)温度偏差、(b)流線、(c)上昇流の空間分布。現象は yz 面に関して対称なので、 x 軸の正の部分のみ示した。温度は T_h で、流線は $(\alpha g T_h^2 / \Gamma)^{1/2} z l$ で、上昇流は $(\alpha g T_h^2 / \Gamma)^{1/2}$ で規格化した値が示してある。

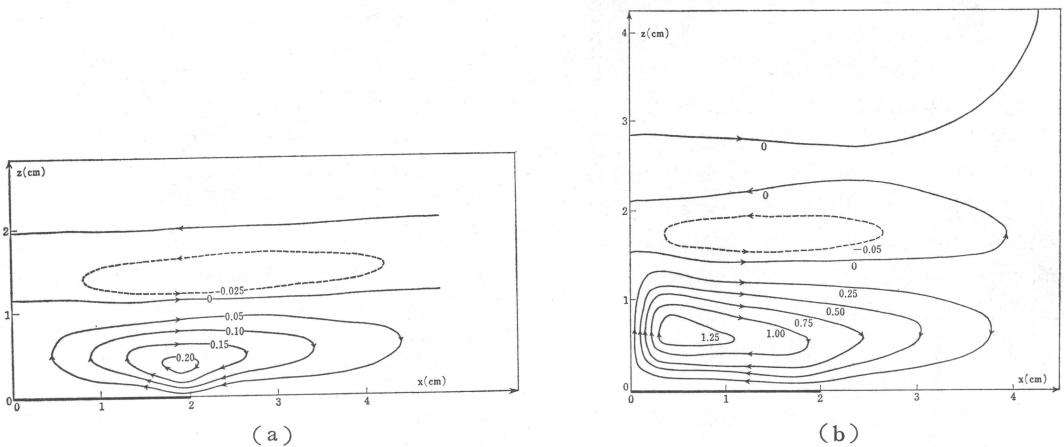
の結果によると、鉛直傾度の最大値は ϵ に比例し、 $\epsilon > 0.42$ で基本場の温度傾度よりも大きくなる。すなわち、heat island の場合には、この領域で成層が不安定になるのである。一方、第11図は上昇流が消える高度と ϵ の関係を示したものであるが、対流のパターンが変化する ϵ と値と、不安定な成層が現れる ϵ の値がほぼ等しい***。この事は、<都市>中心における成層が不安定

** この解釈は松野氏から教えていただいた。

*** 第10図は带状<都市>、第11図は円形<都市>についての実験結果であるが、<都市>形状の違いは流れの性質にそれ程現われない。



第8図 室内実験によって得られた<都市>対流のパターン. $l=2\text{ cm}$, $\Gamma=1.25^\circ\text{C}/\text{cm}$ の場合. (a) (b)は帯状<都市> (幅の半分が l), (c)は円型<都市> (半径が l) の場合. (a) $T_h=0.1^\circ\text{C}$, (b) $T_h=2.2^\circ\text{C}$, (c) $T_h=2.3^\circ\text{C}$. 流れは<都市>の縁(▼印)より連続的に出る染料によって可視化されている. (a), (b)の写真の右側に対応する流線の概念図を示した. 染料が, (a)では<都市>全域に広がるのに対し, (b)では<都市>中央部に集中しているのに注意されたい. (第3図(b)の実験容器を使用)



第9図 数値実験によって得られた<都市>対流の流線. 図のわくは計算領域を示している. $l=2.0\text{ cm}$, $\Gamma=1.0^\circ\text{C}/\text{cm}$ の場合. (a) $T_h=0.4^\circ\text{C}$, (b) $T_h=2.0^\circ\text{C}$. 第7図, 第8図と比較されたい. (松野, 松田 (1974) より上下を逆にして引用)

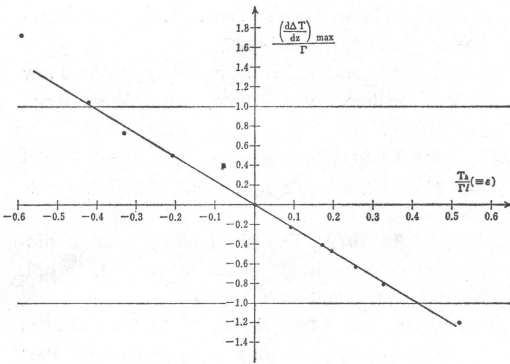
になると, 上昇流の中心が<都市>中央部に移行することを物語る。

ϵ の値をさらに大きくすると, 上昇流の上部の流れが定常ではなくなり, 2次元性も悪くなる. 実際の都市で

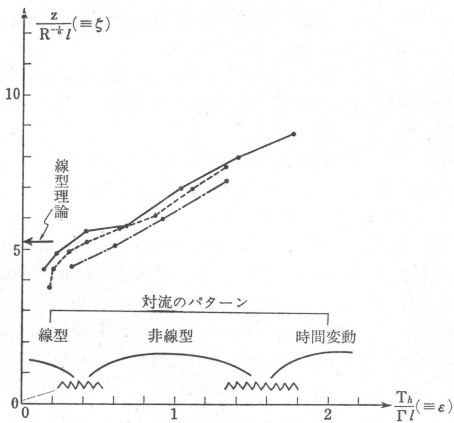
は, ϵ が小さいので (第1表参照) 上昇流が都市の中心に来るといような事はないであろう。

8. 一般場の風の効果

6節で, ニューヨーク市の温度偏差が線型理論と合わ



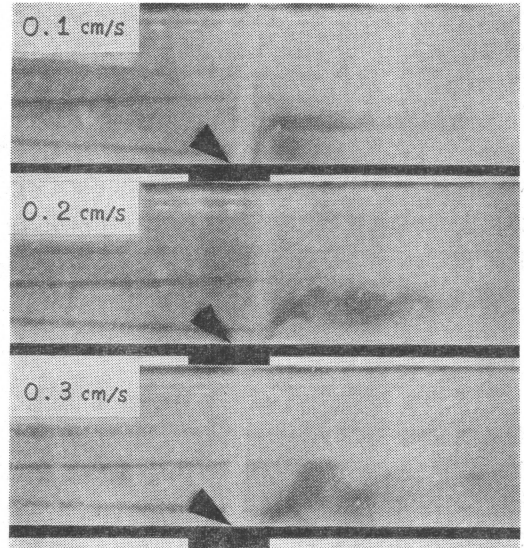
第10図 室内実験によって得られた温度偏差の鉛直傾度 (の最大値) と ϵ との関係. 鉛直傾度は Γ で規格化してある.



第11図 室内実験によって得られた最大対流高度と ϵ との関係. 最大対流高度は染料の最大上昇高度から求めた. 3例とも円型<都市> ($l=2.0\text{ cm}$), $\Gamma=1.25^\circ\text{C/cm}$ の場合. 対流パターンの説明で, 「線型」とは第8図の(a), 「非線型」とは第8図の(b)のようなパターンを指す. (第3図(b)の実験容器を使用)

ないのは一般場の風のためであろうと述べた. 一般に, 実際の都市では, 一般場の風が都市対流に大きな影響を与えていると考えられる. 我々の研究では, 5節で述べたもっとも単純な力学系の次にこの問題を調べているのであるが, まだ定量的な結果を十分に得ていないので, ここでは, 定性的な性質について述べるにとどめる.

第12図は, 4節で述べた流体系に, 鉛直シアアのある流れが加わると, 流れの様子がどのように変化してゆくか, 室内実験による結果を示したものである. この例



第12図 一般場の流れによって<都市>対流が変形される様子. $l=1.0\text{ cm}$, $\Gamma=1.0^\circ\text{C/cm}$, $T_h=3.0^\circ\text{C}$ の場合. 一般流は平面ジェット流 (鉛直シア一定の流れ) で左から右へ流れる. 図中の数字は高さ4 cm における流速. くさびは<都市>の中心を表す. 太い線分は<都市>領域を表す. <都市>の風上側に見られる水平の線は染料によって流れを可視化したものである. (第3図(b)の実験容器を使用)

は, ϵ が大きい場合 (上昇域が<都市>の中心に存在する場合) で, 残念ながら実際の都市対流のパラメーター領域とは異なる. 第12図と同様の室内実験による観察を通じて, 次のような知見を得た.

- 1) 一般場の風が加わると対流のパターンが非対称になり, 風上側の対流セルが消去する. その代わりに, 風上側の一般場の風は, <都市>によって変形される. この様子は, 第12図に示した一般場の流線が都市の風上側で傾いていることからわかる.
- 2) 上昇域中心が<都市>中央から風下側に移行する.
- 3) 上昇流の方向が風下側に傾く.
- 4) 上昇流が消失する高度が低くなる.
- 6) Overshooting が大きくなる.
- 6) 一般場の流速が強くなると, 流れの上部が波動的になり, 二次元性も悪くなる.
- 7) さらに流速が強くなると, 流れは乱流に移行する.

これらの効果について、現在、定量的な測定を進めつつある。

9. 結語

地球流体力学的なアプローチの特色は厳密性ということなのであるが、この論文の内容は、厳密性とはほぼ遠いものであった。それは、研究が現在進行中であって、まだ実験が十分に進んでいないためである。しかし、証明は不完全ながら主要な結果は上述の内容につきると思うので、中間報告の積りでまとめて見た。

謝辞

この研究は、文部省科学研究費（特定研究「自然環境」）の援助の下に行われております。研究を進めるに当って、東大海洋研究所の浅井富雄教授、東大地球物理教室の松野太郎助教授から励ましと有益なコメントを頂きましたので感謝いたします。また、未発表の数値実験の結果を引用させていただいた東大地球物理教室の松田氏に感謝いたします。論文の浄書は吉田佳代子さんの手をわずらわせたことを感謝をこめて付記いたします。

文 献

Bhumralkar, C.M., 1973: An observational and theoretical study of atmospheric flow over a heated island: Part 1 and Part 2, *Mon. Wea. Rev.*, 101, 719-745.
 Bornstein, R.D., 1968: Observations of the urban heat island effect in New York City, *J. Appl. Meteor.*, 7, 575-582.
 Clarke, J.F., 1969: Nocturnal urban boundary layer over Cincinnati, Ohio, *Mon. Wea. Rev.*, 97, 582-589.
 Delage, Y. and P.A. Taylor, 1970: Numerical

studies of heat island circulations, *Boundary-Layer Meteor.*, 1, 201-226.
 Estoque, M.A. and C.M. Bhumralkar, 1969: Flow over a localized heat source, *Mon. Wea. Rev.*, 97, 850-859.
 河村 武, 1968: 都市気候——とくに heat island に関する研究を中心として——, *気象研究ノート* 第98号, 468-483.
 Lyons, W.A., 1972: The climatology and prediction of the Chicago lake breeze, *J. Appl. Meteor.*, 11, 1259-1270.
 Malkus, J.S. and M.E. Stern, 1953: The flow of a stable atmosphere over a heated island Part 1, *J. Meteor.*, 10, 30-41.
 松野太郎, 松田佳久, 1974: 安定層を局所加熱したときの対流の数値実験, *気象学会, 1974年度春季大会予稿集*, 25, 143.
 Olfe, D.B. and R.L. Lee, 1971: Linearized calculations of urban heat island convection effects, *J. Atmos. Sci.*, 28, 1374-1388.
 Pooler, F. Jr., 1963: Airflow over a city in terrain of moderate relief, *J. Appl. Meteor.*, 2, 446-456.
 Smith, R.C., 1955: Theory of air flow over a heated land mass, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 81, 382-395.
 Smith, R.C., 1957: Air motion over a heated land mass Part 2, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 83, 248-256.
 Stern, M.E. and J.S. Malkus, 1953: The flow of a stable atmosphere over a heated island Part 2, *J. Meteor.*, 10, 105-120.
 Stommel, H. and G. Veronis, 1957: Steady convective motion in a horizontal layer of fluid heated uniformly from above and cooled non-uniformly from below, *Tellus*, 9, 401-407.

(質疑応答 197頁の続き)

- (4) 波長 6~6.5 μ ; 長波長放射の水蒸気の吸収帯を利用して、大気中の水蒸気量の推定に利用します。
 (5) 波長 13.3~14.9 および 18.8~35.7 μ ; 長波長放

射の炭酸ガス(前者)および水蒸気(後者)の吸収帯を利用して、大気の気温の鉛直分布の推定に利用します。
 (気象衛星課 山本孝二)