

# 局地熱源効果に伴う対流特性\*

早川 誠而 元田雄四郎 坂上 務\*\*

## 要 旨

局地熱源の影響に伴う対流特性が、熱源のスケール、安定度およびこれを考慮した拡散係数の取扱いによってどのように変わるかについて解析した。拡散係数の分布を与える式にグラディエント・リチャードソン数 ( $Rig$  数) を用いた場合、熱源の影響に伴う各層の不安定度に対応した拡散係数の分布を現象的に与えることができた。また、 $Rig$  数あるいは  $Rib$  数 (0 m—100 m間のリチャードソン数) のどちらを用いるかによって風の分布は著しく異なる。 $Rib$  数を用いて計算した場合は、熱源域の上空に上昇流、風下側に下降流の場が形成されるが、 $Rig$  数を用いた場合は全く逆になり、しかも流れの場も複雑になる。温度場を見ても  $Rib$  数を用いた時は、熱源の影響が風下遠くまで及び、 $Rig$  数を用いた場合に比べ上下間の混合が激しくなる。また、熱源のスケールが大きくなればなるほど“cross-over 効果”は強くなる。

## 1. まえがき

都市大気は、都市の規模と構造とに深いかわり合いをもっている。この、特徴的な都市気候、とくにヒートアイランドについては、その成因や構造に関し、数多くの研究が行なわれている。

ヒートアイランドの現象解析については、古くからすでにその特徴についてかなり詳しい調査研究が行なわれている (河村, 1972; 吉野, 1977)。

一方、境界層内の中規模的運動として海陸風循環に関する研究も多く、理論的取扱いが盛んである。海陸風循環の支配方程式の取扱いについては、総合報告等があり (たとえば、浅井・吉門, 1973; 菊地, 1975)、最近の数値解析による方法はいずれも Estoque(1961)によって提出された手法をもとにしたものであるが、ただ、うず拡散係数の取り扱い方に多くの相違点が見られる。

また、Olfe・Lee (1971) は線型理論から都市の大気を取り扱い、木村ら (1975) はさらに発展させて、地球流体力学的方法を用いて、ヒートアイランド効果に伴う都市大気の立体構造については解析を行なった。最近、

早川 (1978) は熱源域のスケールの違いが対流の発達に及ぼす影響を調べ、現象的には木村らと同様な結果を得ている。

この研究では、海陸風循環の支配方程式を用いて、局地熱源によって影響される対流特性が、安定度および拡散係数の取扱い方によりどのように変化するかを考察した。

## 2. モデル

### 2.1 方程式

使用した計算式は、スケール、アナリシスから海陸風循環の支配方程式として導き出されたものである。いま、 $y$  方向には一様で  $x$  方向に変化する 2 次元定常場を考えると、支配方程式は次のようになる。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (2)$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

\* On convective characteristics due to the localized heat source effect.

\*\* S. Hayakawa, Y. Motoda and T. Sakanoue, 九州大学農学部農業気象学研究室。

—1979年5月17日受領—

—1979年8月22日受理—

$$\frac{\partial \pi}{\partial z} = -\frac{\zeta}{\theta} \quad (5)$$

$$\text{ただし, } \pi = C_p(p/p_0)^\kappa, \quad \kappa = \frac{R}{C_p}$$

ここで,  $u, v, w$ :  $x, y, z$  方向の風速,  $C_p$ : 空気の定圧比熱,  $R$ : 気体定数,  $f$ : コリオリの係数,  $\theta$ : 温位 である。

計算は, Estoque・Bhumralkar (1970) と同じ手法によった。

## 2.2 うず拡散係数

数値モデルでは, 大気境界層を多くの層に分割するため, 高さに伴う鉛直交換係数の変化をどのように決めるかがその特徴を表現する要因の一つになる。

このため, うず拡散係数の関数形については多くの形が提出されているが(浅井・吉門, 1973; 島貫, 1973; 片山, 1978), 最も現実をうまく再現し得るものがどれかを決めかねている現状である。

今回の数値モデルに用いたうず拡散係数の計算は, 混合距離の概念による Blackadar (1962) の表現方法を取り入れた Estoque・Bhumralkar (1970) および Gutman ら (1973) の式によった。

Estoque・Bhumralkar (1970) は, 各層に与えるうず拡散係数を次式から求めている。

$$K(z) = \begin{cases} l^2 \frac{\partial U}{\partial z} (1 + \alpha R_i) & \text{ただし, } R_i > 0 \text{ の時} \\ l^2 \frac{\partial U}{\partial z} (1 - \alpha R_i) & \text{ただし, } R_i < 0 \text{ の時} \end{cases} \quad (6)$$

ここで,

$$l = \frac{k_0(z+z_0)}{1 + \frac{k_0(z+z_0)}{\lambda}}$$

$$\lambda = 0.00027 U_g f^{-1}$$

$$U = (u^2 + v^2)^{1/2}, \quad \alpha = -3.0$$

であり,  $k_0$  はカルマン常数 (=0.4), 添字  $g$  は地衡風を意味する。

上式において,  $|R_i| > \left| \frac{1}{\alpha} \right|$  のときうず拡散係数は負になるため, このような場合の拡散係数の取扱い方が問題となる。たとえば, Gutman ら (1973) は(6)式の代わりに次式を与えている。

$$K(z) = \begin{cases} l^2 \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right| (1 + \alpha R_i) & \text{ただし, } R_i \leq 0 \text{ の時} \\ l^2 \left| \frac{\partial V}{\partial z} \right| (1 - \alpha R_i)^{-1} & \text{ただし, } R_i > 0 \text{ の時} \end{cases} \quad (7)$$

ここで,

$$\left| \frac{\partial V}{\partial z} \right| = \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2}$$

である。

(6)式と(7)式を比較すると,  $|R_i|$  が 0.2 以下の時は拡散係数にあまり大きな差異はないが,  $|R_i|$  が 0.2 以上の時に著しい差を生じることがわかる。このため, 早川 (1978) は, 安定度の取扱いを  $|R_i| > 0.32$  の時  $R_i = \pm 0.32$  と固定して解析した。すなわち,  $|1 - \alpha R_i|$  の効果が 25 倍以上にならないように考慮した。

このほか,  $K_{min}$  を導入したり, あるいは拡散係数があるオーダー以上になると拡散係数を固定する取扱い方も見られる(たとえば, Sawai, 1978)。

安定度や拡散係数を固定することには矛盾があるが, 安定度に対する拡散係数の分布を与える関数形がわかっていないための便宜的な手段である。

はじめに, (6)式, (7)式を用いて求めた拡散係数がそれぞれ流れの場にどのような影響を与えるか, また, その結果として温度の分布にどのような変化を与えるかを見ることにした。これらの結果は後述のごとく, グラディエント・リチャードソン数を用いた場合, (6)式は(7)式のどちらを用いても分布そのものには大きな影響が現われておらず, 安定度の取扱い方がより大きな影響を与えることがわかった。

したがって, 今回は(6)式を次のような条件づけを行なって取り扱うことにした。すなわち, 安定度に対する拡散係数は  $R_i > 0.3$  のとき  $K_{min}$  であるという条件を与えた。 $K_{min}$  を高度に対してどのように与えるか, あるいはどのようなオーダーを与えるかは一つの問題となる。今回は, 多くの使用例にならって, 100 m 高度の  $K_{min} = 10^4 \text{ cm}^2/\text{sec}$  とし, それより上層および下層については次の値を与えた。

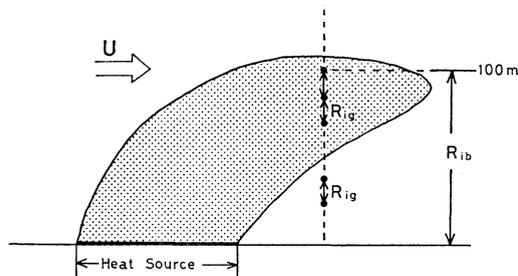
$$K_{min}(z) = 100 + 9,900 \times \frac{z}{z_{100}} \quad (z < z_{100} = 100\text{m}) \quad (8)$$

$$K_{min}(z) = 10,000 - 4,000 \times (z - z_{100}) / (H - z_{100}) \quad (H > z > z_{100}) \quad (9)$$

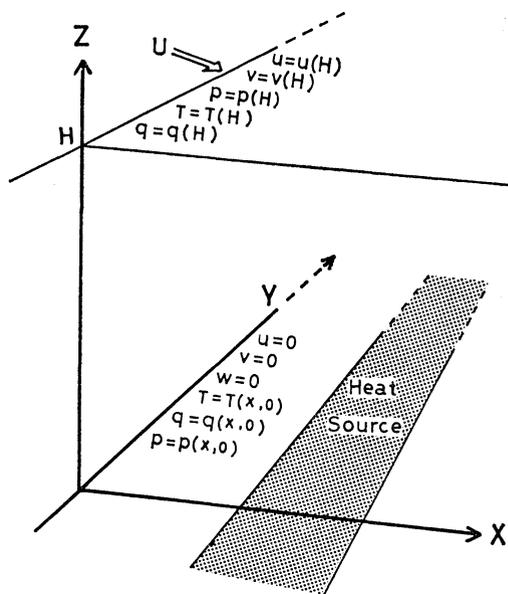
すなわち, 安定な場合 100 m の高さで極大とし, それより上・下の層は線型に変化させ, 0~25 m の層でも  $100 \text{ cm}^2/\text{sec}$  以上の値になるように設定した。

## 2.3 リチャードソン数の取扱い方

リチャードソン数 ( $R_i$  数) を求める場合, どの層を使って計算するかは重要なことであるが, Estoque・Bhumralkar (1970) および Gutman ら (1973) は,  $z = 0$  m と 100 m 高度の風速と温位とを用いて(6)式から求



第1図 熱源がある場合の  $Ri$  数の取り方の相違.



第2図 設定したモデル.

め、同一のステップの上では各層に同じ  $Ri$  数を与えて計算を行なっている。

しかし、熱源のスケールが大きくなると第1図に見られるごとく、温度の水平移流にともなって0~100mの層が安定でも、その間のある層が不安定であることが充分考えられる。したがってこの場合は、(1)式に示すグラディエントリチャードソン数 ( $Rig$  数) を使い、各層ごとに安定度を決めて計算を行ない、その違いを比較した。

$$Rib = \frac{g}{\theta} \frac{(\theta_{100} - \theta_0) \times z_{100}}{[U_{100}]^2} \quad (10)$$

$$Rig = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} / \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \quad (11)$$

第1表 計算に用いたモデル.

	熱源の大きさ	$Ri$ 数	拡散係数 (6)式または(7)式
ケース 1	100 m	$Rib$	(6)
ケース 2		$Rig$	(6)
ケース 3	1 km	$Rib$	(6)
ケース 4		$Rig$	(6)
ケース 5		$Rig$	(7)
ケース 6	10 km	$Rib$	(6)
ケース 7		$Rig$	(6)

### 2.4 境界条件

境界条件は、Estoque・Bhumralkar (1970) の case 3 とほぼ同じ考え方で次のごとく与えた。

上限 ( $H=1,000$  m)

$$u_H = 10 \text{ m/sec}, v_H = 0 \text{ m/sec}, \theta_H = 309^\circ\text{K}$$

$$P_H = 900 \text{ mb}$$

地表面 ( $z=0$ )

$$u_0 = 0 \text{ m/sec}, v_0 = 0 \text{ m/sec}, \theta_0 = 303^\circ\text{K}$$

また、粗度長 ( $z_0$ ) として  $0.1$  cm を与えた。

### 2.5 設定モデル

設定したモデルは、第2図に示すように、 $x$  方向には変化するが  $y$  方向は一様である場を考えた。高さ方向 ( $z$ ) には、Estoque・Bhumralkar (1970) と全く同様にほぼ対数的に14の格子点を取り、水平方向 ( $x$ ) には19の格子点 ( $I$ ) を設け、 $6 \leq I \leq 10$  に  $\Delta T = 10^\circ\text{C}$  の熱源を与えた。

今回の計算は、第1表に示すように7通りの例について行なった。

## 3. 計算結果および考察

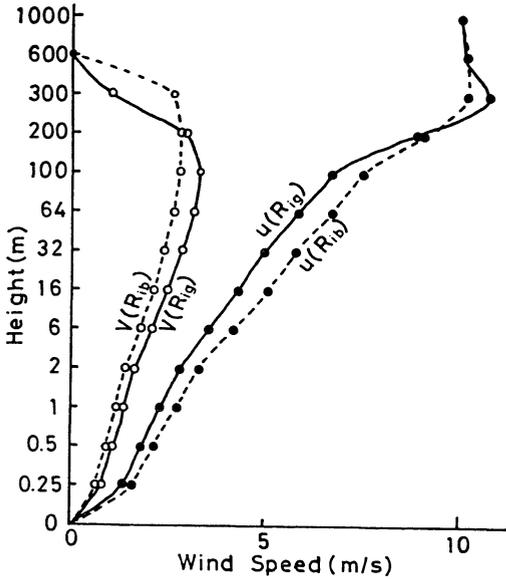
### 3.1 リチャードソン数および拡散係数の取扱い方の相

違が温度場あるいは風の場に与える影響

リチャードソン数および拡散係数の取扱い方の違いが、今回用いたモデルの中で温度場、風の場にどのような作用をするのかを知る必要がある。

このため、(6)式あるいは(7)式の中のリチャードソン数が  $Rib$  数の場合と  $Rig$  数を用いる場合により、風の場や温位の場合がどのように変化するかを調べた。

第3図は、homogeneous な場 (格子点  $I=1$ ) における定常状態に達した時の  $x, y$  方向の風速成分を示したものである。  $Rig$  数を用いた場合は、  $Rib$  数を用いた場合に比べ、200 m 以下の高度では  $y$  方向の風速 ( $v$ ) が大きく、  $x$  方向の成分 ( $u$ ) が小さくなり、高度 300 m では



第3図 homogeneous な場における  $x, y$  方向の速度 ( $u, v$ ) の鉛直分布 ( $R_{ig}$ : グラディエント・リチャードソン数を用いた場合,  $R_{ib}$ : ゼロ m-100 m 間の温位と風速から求めたリチャードソン数を用いた場合).

この逆になっている。また、 $y$  方向の成分 ( $v$ ) の極大が発生する高度は、 $R_{ig}$  数を用いた場合が 100 m 付近に存在し、 $R_{ib}$  数の場合は 200 m~300 m に見られる。

第4図は、(6)、(7)式を使った時の homogeneous な場における温位の垂直プロファイルを示したものである。 $R_{ib}$  数を用いた場合、(6)式で計算した場合は  $R_{ib}=0.009$  に相当し、(7)式を用いた場合は  $R_{ib}=0.030$  に相当する。

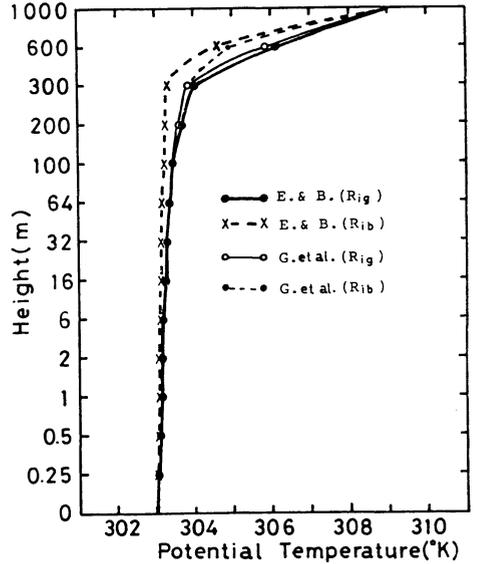
また、 $R_{ig}$  の各層毎の値は第8図の  $I=1$  の格子点における値に対応する。

このように、温位の分布は、 $R_{ig}$  数を用いるかあるいは  $R_{ib}$  数を用いるかによって大きく異なる。すなわち、 $R_{ib}$  数を用いた場合の方が下層と上層との対流混合がよく行なわれ、温位は高い層まであまり変わらない。

また  $R_{ig}$  数を用いた場合、(6)式(Estoque・Bhumralkar)あるいは(7)式(Gutman ら)のどちらかを用いて計算を行なっても分布にはあまり違いがみられない。

つぎに、熱源が存在する場合に、 $R_{ig}$  数を用いて(6)式あるいは(7)式から拡散係数を計算し、これらの値を使用することにより風の場合や温度場にどのような違いが生じるかを調べた。

第5図は、(7)式を使った時(ケース5)の上昇場と温



第4図 homogeneous な場における温位の鉛直分布 (Estoque・Bhumralkar は(6)式を使用, Gutman らは(7)式を使用).

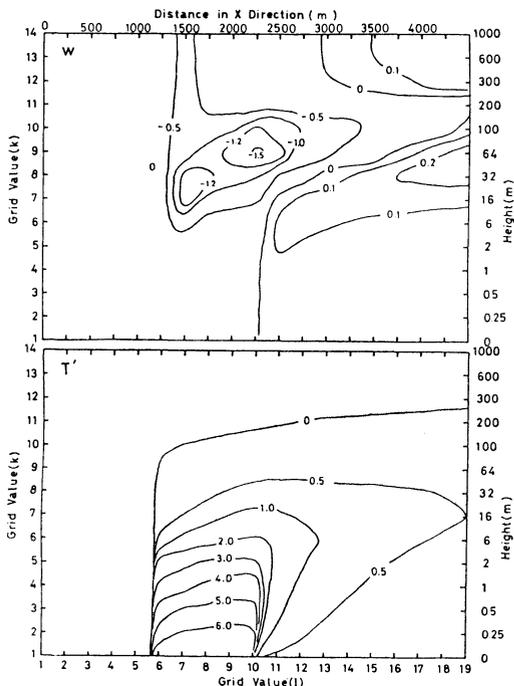
度場を示したものである。(6)式を用いたケース4の結果(第16図, 第17図)とを比較すると、二つのケースとも熱源域の上空では下降流、熱源域の風下側では上昇流となり、分布のパターンそのものにあまり違いが見られない。

第6図は  $R_{ib}$  数を用いて(6)式から拡散係数を決定した場合の上昇場と温度場を示したものである。図を見ると、熱源域の上空では上昇流、熱源域の風下側で下降流となり、 $R_{ig}$  数を用いた場合(第16図)に比べ分布が全く逆になっている。 $R_{ig}$  数を用いた場合は上昇場、下降場がかなり複雑に変化するが、 $R_{ib}$  数を用いた場合は比較的単純な様相を呈している。この傾向は、Estoque・Bhumralkar (1970)および Gutman ら (1973)の結果にもみられるとおりである。

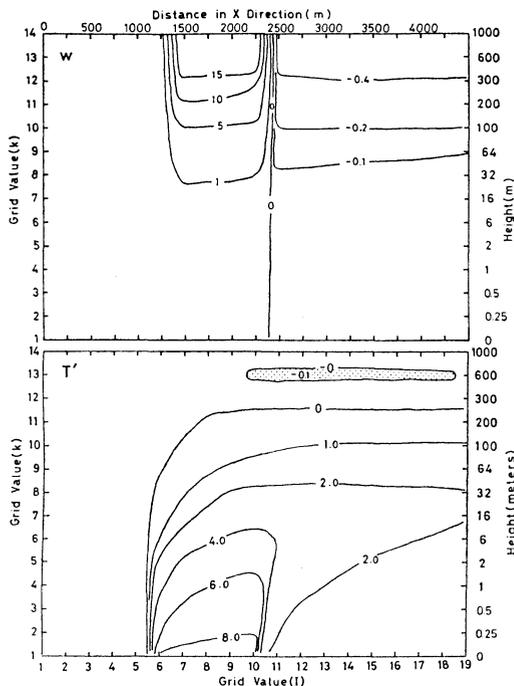
このように、 $R_{ig}$  数を用いるかあるいは  $R_{ib}$  数を用いるかにより、風の場合に与える影響は著しく違ってくる事が理解される。

また、温位偏差の分布を見ても  $R_{ig}$  数を用いた場合は、 $2^{\circ}\text{C}$  の影響範囲はケース4で高度4 m、ケース5で高度6 m まで達しているが風下方向にはほとんど影響を及ぼしておらず、(6)式あるいは(7)式を用いたことによる大きな違いは見られない。

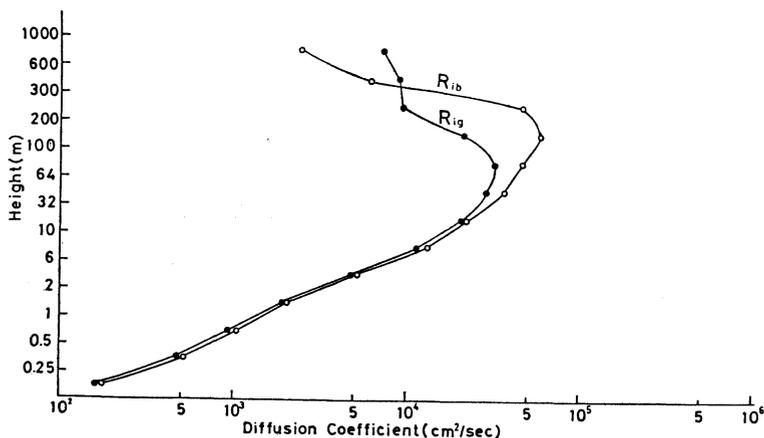
一方、 $R_{ib}$  数と(6)式を用いた場合(第6図)、 $2^{\circ}\text{C}$  の



第5図 上昇流(上図, 単位: cm/sec)と温位偏差(下図, 単位: °C)の空間分布(ケース5)。



第6図 上昇流(上図, 単位: cm/sec)と温位偏差(下図, 単位: °C)の空間分布(ケース3)。



第7図 homogeneous な場における拡散係数の鉛直分布。

影響範囲は高度40m, 風下 2.5 km まで影響が及んでいる。これは、同じモデルの Estoque・Bhumralkar (1970) の結果についても同様のことが言える。(7)式を用いた場合は、第4図や Gutman ら (1973) の結果に見られるように、第6図のような広い影響範囲の拡がりが出てこ

ない。

以上の結果から、 $R_{ig}$  数を用いた方が、風の場合や温度場が複雑になり、上昇場をみても対流的な効果を出現させやすくなる。温位分布も  $R_{ig}$  数を用いた方が水平の拡がりや抑えられ、まわりに与える影響範囲もはるかに

小さくなる。

第7図は、homogeneous な場における(6)式から求めた拡散係数の高度分布である。 $R_{ib}$  で表わした安定度は最終的に0.009となり、どの層にも一様にこの値を与えたことになる。 $R_{ig}$  の場合は、第8図の  $I=1$  の格子点における各層の値となる。第8図からわかるように、6 m以上の高度ではリチャードソン数0.009より大きい値となっており、 $R_{ib}$  数を用いた場合に比べ安定な条件が加わっていることがわかる。拡散係数の高度分布も  $R_{ig}$  数を用いた場合の方が値が小さく、高度64 m~100 m層の間で最大になるが、 $R_{ib}$  数の方は100 m~200 m層の間で最大となっている。

浅井・吉門(1972)の結果でも、拡散係数が大きい場合は、運動量の拡散が激しく、下層の状態を上層まで混合させる度合いが強くなっている。第4図と第7図とを比較してわかるように、対流混合の度合いの違いはリチャードソン数の用い方によって生じた拡散係数の違いに

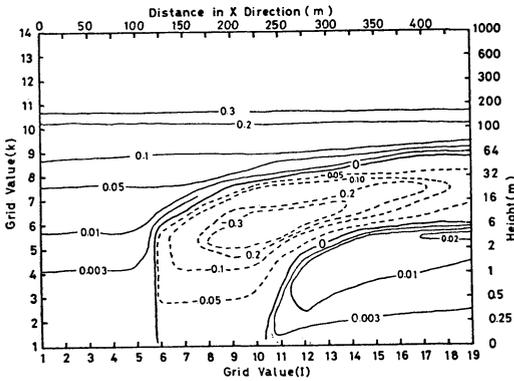
よるもので、浅井・吉門(1972)の例と現象的には同じ結果を与えるものである。

以上のことから、 $R_{ig}$  数を用いる方がより現実的であると考えられるため、以下の解析では主として  $R_{ig}$  数を用い、(6)式から拡散係数を求めて計算を行なった結果について述べる。

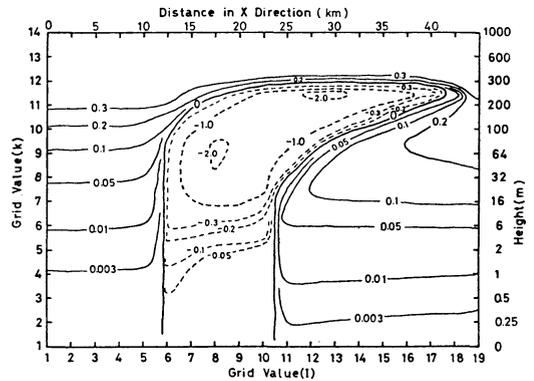
3.2 リチャードソン数の高度分布

第8図~第10図は、局地熱源のスケールを、100m, 1 km, 10 km とした時の各  $R_i$  数の高度分布を示したもので、点線の部分は  $R_i$  数が負の範囲を示したものである。

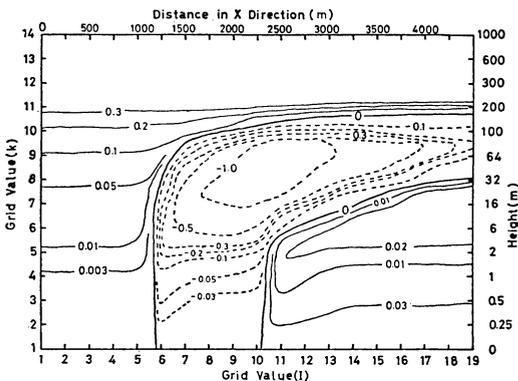
図を見ると、熱源域の風上側は  $R_i$  数が正で安定である。しかも、上空に行くほど  $R_i$  数の値は大きくなっていく。しかし、熱源域に達するとただちに  $R_i$  数は負となり、不安定度は大きくなる。また、熱源域を過ぎた風下側のある範囲内では、安定層が風下距離の増加とともに次第に広がっていく。



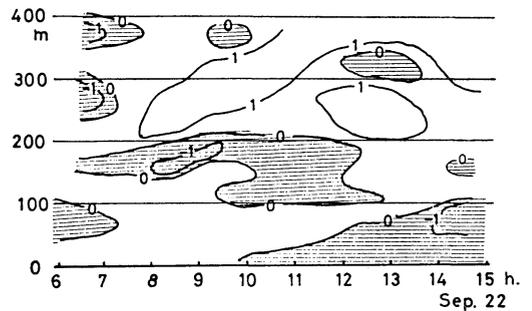
第8図 リチャードソン数の空間分布(ケース2)。



第10図 リチャードソン数の空間分布(ケース7)。



第9図 リチャードソン数の空間分布(ケース4)。



第11図 実測によるリチャードソン数の時間変化(於:鹿児島, 川内, 1973年9月23日)。

次の熱源のスケールの影響に注目すると、熱源が大きくなるとともに不安定の層が高くなり、しかも不安定の強さも、また水平の拡がりも大きくなっていく。熱源域の風下端で不安定層の最大到達高度は、熱源のスケールが100 m の場合で約32 m, 1 km で約150 m, 10 km の場合で約280 m 位まで達する。

第11図は、けい留気球およびパイロットバルーンを用いて、高度400 m までの気温と風の鉛直分布を観測し、各高度ごとの  $R_i$  数の時間変化をみたものである。この日は晴天で、観測地点は海岸から約400 m 内陸側にあり、日中は定常的に海風が吹いていた。10時頃になると下層が次第に不安定になり、14時から15時にかけてこの不安定層は高度約100 m まで達している。このような傾向は、大気境界層の構造を明らかにするため行なったGamoら(1976)の飛行機観測結果にも示されており、粘性消散率が急激に減ずるいわゆる内部境界層の厚さが、地面からの熱流束と関係が大きく、積算日射量の増大とともに高くなるという事実にも符合する。

不安定層の形成は、海風が暖められた陸地を通過することによって生じたものと考えられる。そこで、観測に対応するように熱源のスケールを500 m にとって計算すると、 $R_i$  数が負になる層は約100 m の高度まで達し、実測の $R_i$ 数が負になる14時~15時にかけての分布とかなりよく一致し、しかも計算で得られた  $R_i$  数の値の分布(60~100 m で不安定の度合いが強い)は、実測値から得られた  $R_i$  数の分布と非常によく対応する。

観測では、午前中高度が100 m~200 m 付近に不安定層があり、その上が安定層となっているが、このような逆転層の形成について、斎藤(1977)は、南関東における

大気環境調査の解析結果から、境界層を吹く気流による移流効果や断熱昇温によって生じることを述べている。われわれの観測で得られた安定層の形成も、海陸風の交替に伴う一般場とその相互作用によって生じたものであると想像される。

3.3 リチャードソン数が拡散係数の垂直分布に及ぼす影響

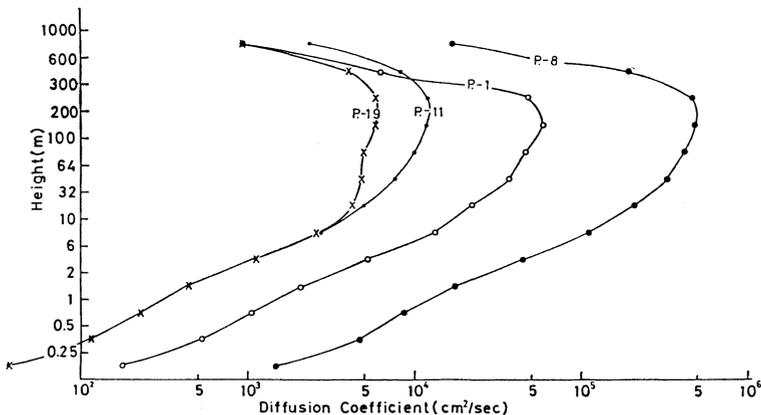
リチャードソン数として  $R_{ib}$  数あるいは  $R_{ig}$  数のどちらを用いるかによって温位の垂直プロファイルは異なった分布を示し、熱源域を通過した気流は安定度に影響を与えることがわかった。

ここでは、リチャードソン数の取扱い方の違いが拡散係数の垂直分布にどのように影響を与えるかについて検討を行なうことにする。

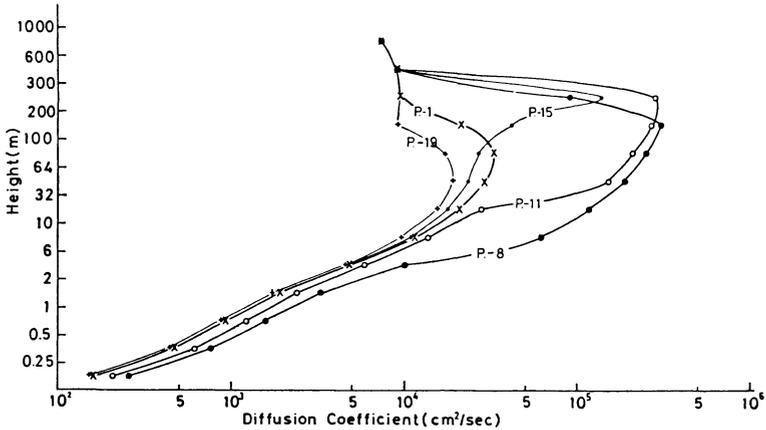
第12図は、 $R_{ib}$  数を用いた時の風下方向における拡散係数の垂直プロファイルを示したもので、熱源のスケールは10 km (ケース7) である。図を見ると、熱源域の上空(地点8)は拡散係数が大きくなっているが、これは下層に熱源を与えているためで、第10図の  $R_i$  数が負となり不安定となる領域に対応している。風下の地点11、19は熱源域の熱が上層に輸送され、下層に比べて温位が高くなり、より安定となったため、地点1よりも拡散係数は小さくなっている。

拡散係数の鉛直分布をみると、100 m~300 m の高度で最も大きな値が生じており、従来の観測結果(たとえば Pielke, 1974 ; O'Brien, 1970)と比較してもっともらしい分布となっている。

第13図は、 $R_{ig}$  数を用いた場合の拡散係数の鉛直プロファイルを示したものである。地点11では熱源からの温度



第12図 各格子点上の拡散係数の鉛直分布 (ケース6)。



第13図 各格子点上の拡散係数の鉛直分布 (ケース7)。

移流によって高度32 m~300 mの層が不安定となり、 $R_{ib}$  数を用いた場合に比べ、各層の安定度をよく評価しているように思われる。また、地点15では100 m~300 mの層が特に大きな拡散係数の値となっているが、これは第10図のリチャードソン数の分布に対応した分布となっている。各点における拡散係数が最大となる高度は、地点1で64 m~100 m、地点8で100 m~200 m、地点11、15で200 m~300 m、地点19では32 m~64 mである。リチャードソン数の高度分布 (第10図) と対比してわかるように、 $R_{ig}$  数を用いることにより各層の安定度に対応する影響度合いをうまく表現できることがわかる。

### 3.4 風の場の特徴

#### 3.4.1. $x$ , $y$ 方向の風速成分の特徴

ここでは、熱源のスケールの変化が、温度場や風の場などどのように影響を与えるかについて考察を行なった。第14, 15図は、熱源のスケールを、100 m, 1 km, 10 kmにとった場合、 $x$ ,  $y$  方向の風速成分の homogeneous な場からの偏差を示したものである。

熱源を100 mとした場合、 $x$ ,  $y$  方向の風速成分はともに高度1 m~2 m付近に大きい風速増が生じ、熱源の風下端付近が最も大きくなり、最大値は $x$ 成分( $u'$ )が66 cm/sec、 $y$ 成分( $v'$ )が36 cm/secとなっている。また高度16 mよりは風速が減少する領域があり、16 m~32 mの高度でその傾向が最も強く現われている。100 mより上空では $u'$ ,  $v'$ ともに1 cm/sec以下の値でほとんど影響が見られない。

つぎに、熱源を1 kmにとった場合の風速分布の様子は、熱源が100 mの場合と似ているが値は相対的に大き

くなっている。すなわち、熱源の風下端の高度2 mに最も大きい影響領域を生じ、 $u$ 成分で150 cm/sec、 $v$ 成分では65 cm/secの風速の増加がみられる。また、 $u$ 成分は100 m~600 mの高度で風速減の領域となり (最大で約30 cm/sec)、 $y$ 成分は40~250 m付近が風速減の領域で、熱源の風下側の高度100 m付近において最も風速が弱くなる。

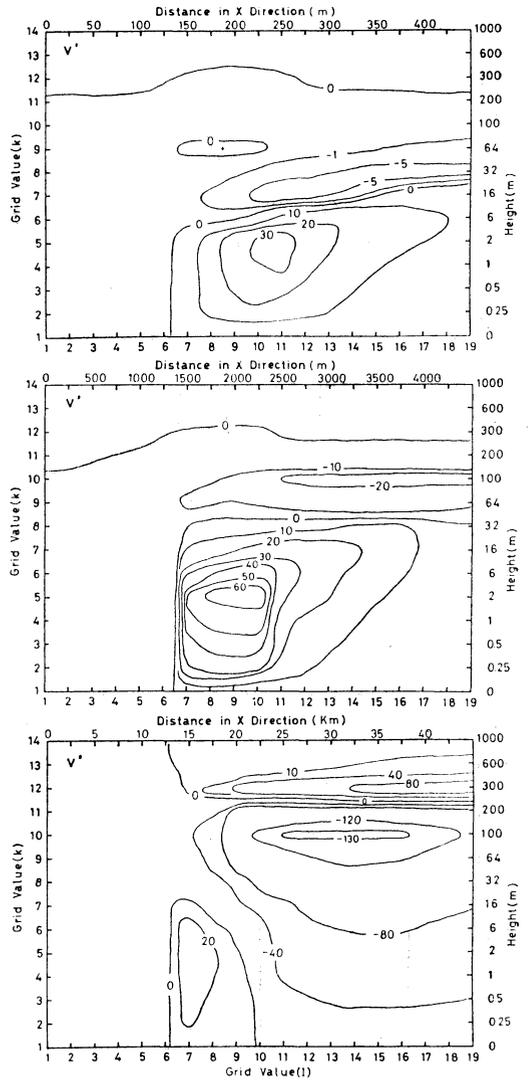
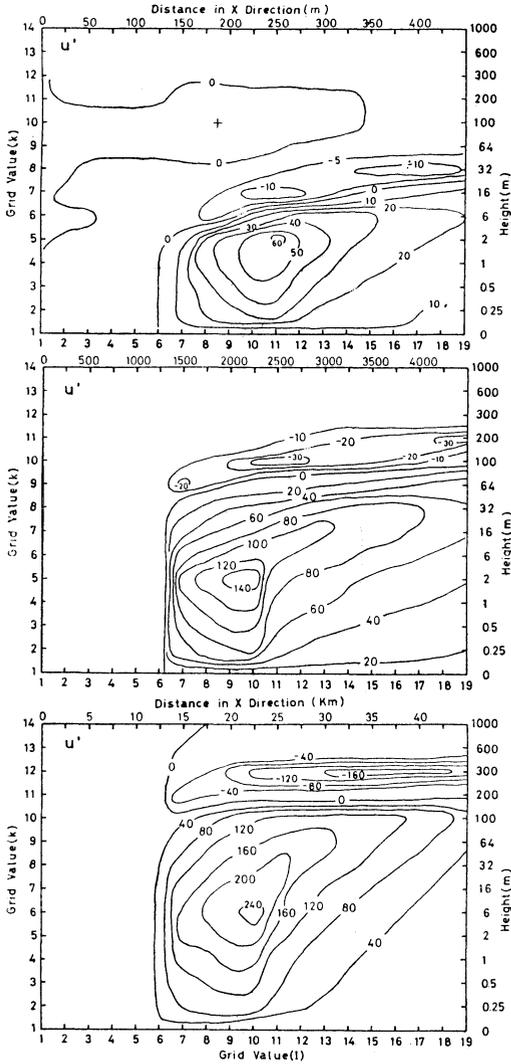
次に、熱源のスケールを10 kmにとった場合を見ると、 $x$ 成分( $u$ )の分布にはあまり変化がないが $y$ 成分( $v$ )に大きな影響が見られる。すなわち、熱源域のすぐ上では $y$ 方向の風速増の領域であるが他は高度200 m付近までは風速減となっている。 $u$ 成分の最大増の見られる高度は6 m付近でその値は250 cm/secとなっている。

また、最も大きい $v$ 成分の減少は熱源の風下の高度100 m付近 (最大で約130 cm/sec)に見られ、高度300 m以上では逆に風速増の領域 (最大で約90 cm/sec)となっている。

#### 3.4.2. 上昇場の特徴

第16図は、熱源のスケールをいろいろと変えた時の上昇場の特徴を示したものである。 $R_{ib}$  数を用いた結果 (Estoque・Bhumralkar, 1970; Gutman ら, 1973; 早川, 1978) では、上昇域、下降域の分布形状が単調で、スケールを変化させても分布パターンにはあまり大きな変化が生じない。一方、 $R_{ig}$  数を用いた結果は、それぞれ特徴あるパターンを呈している。

さらにもう一つの大きな相違は、熱源域の上空では下降流、熱源域の風下側では上昇流となり、 $R_{ib}$  数を用いた場合とは全く逆の結果となることである。



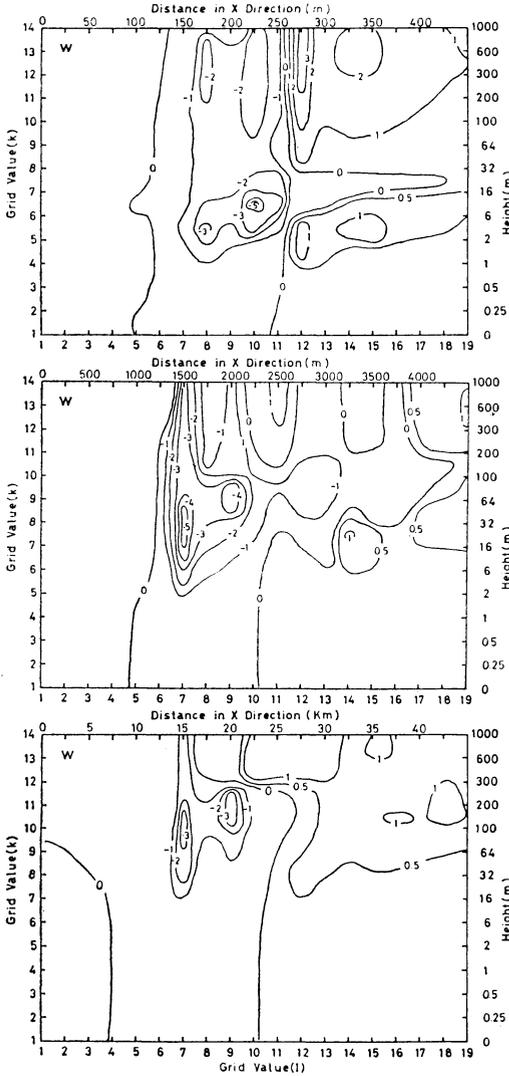
第14図  $x$  方向 ( $u$ ) の風速偏差の空間分布 (単位: cm/sec, 上図: ケース 2, 中図: ケース 4, 下図: ケース 7).

第15図  $y$  方向 ( $v$ ) の風速偏差の空間分布 (単位: cm/sec, 上図: ケース 2, 中図: ケース 4, 下図: ケース 7).

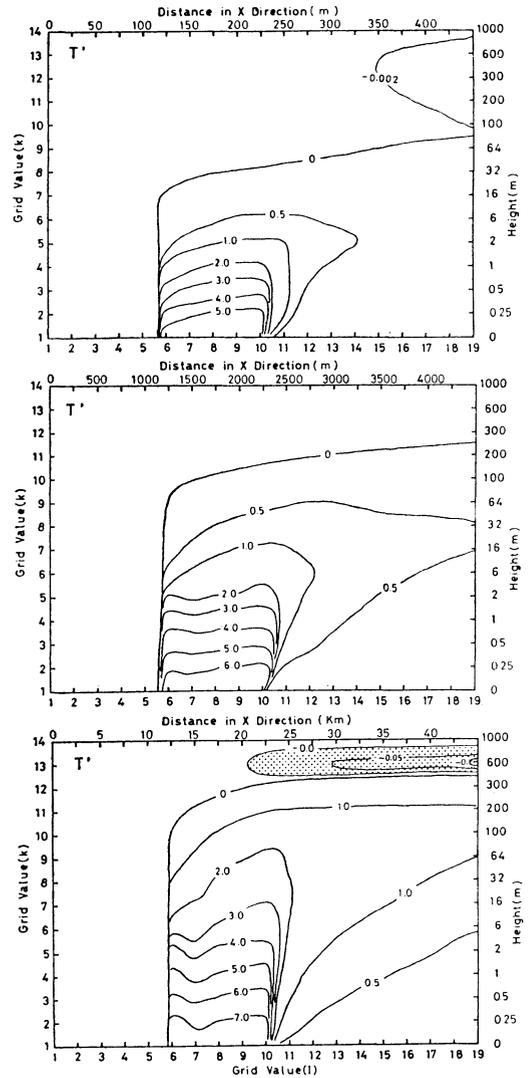
このような極端な違いを生じた原因としては、 $R_{ib}$  数を用いた場合は熱源域のすぐ風下 (地点11) では強い安定と評価されるため、拡散係数は著しく小さくなる。このため風速は強くなり、熱源域の風下側は下降流が形成される。しかも、風下方向の  $R_i$  数すなわち拡散係数の変化はほとんどなく、上昇場の分布も単調になる。

一方、 $R_{ig}$  数を用いた場合は、熱源域のすぐ風下 (地点11) では、最下層はやや安定で、上層は不安定となっ

て熱源域よりも大きな拡散係数の値が生じている。しかも、熱の移流に伴って不安定層も変化し、このため拡散係数の風下方向の高度分布も複雑に変化している。上昇場が複雑になるのは、各層ごとの安定度の影響を取り入れたことによる拡散係数の変化が、風速場に影響を及ぼしているためであろう。Sawai (1978) の計算結果でも、粗度長を一定とした場合で風速を強くした場合には、熱源域上空では下降流となる傾向にあり、 $R_{ig}$  数を用いた



第16図 上昇流の空間分布 (単位: cm/sec, 上図: ケース 2, 中図: ケース 4, 下図: ケース 7).



第17図 温位偏差の空間分布 (単位: °C, 上図: ケース 2, 中図: ケース 4, 下図: ケース 7).

時の結果は彼の結果に近い分布を与えている。ただし、沢井の結果でも一般風を弱くした場合は、熱源域の上空では上昇流が発生している。

このように、熱源域のスケール、一般場の強さ、安定度の評価を考えた拡散係数、粗度長が複雑にからみあい流れの場や温度場を形成しており、今後の検討課題である。

次に、熱源のスケールを変えたことによる影響を見る

と、熱源を1 kmにとった場合はある高度以上において熱源の風下側でも下降流の場が卓越しているが、殆んどの場合、全体的に上昇流となる。

熱源のスケールを10 kmにとった場合は、熱源域上の高さ300 m以下は下降流、それより上の層では熱源域の風上側に近い部分で下降流、その風下側で上昇流となっている。また、各モデルとも格子点7と格子点9で影響が強く、下降流の最大が生じている。また、熱源のスケ

第2表 熱源域風下端における温度影響範囲の到達高度.

リチャードソン数 温位偏差 熱源の スケール	$R_{ig}$ 数		$R_{ib}$ 数	
	1°C	2°C	1°C	2°C
100 m	2.3 m	1.2 m	20 m	8m
1 km	20 m	4 m	100 m	40 m
10 km	220 m	70~80 m	550 m	400 m

ールが大きくなるとともに、下降流の最大になる高度も高くなってゆく。

3.5 温度場の特徴

第17図は、温位の homogeneous な場からの偏差を示したものである。早川 (1978) の解析では、熱源域の上空では上昇流となり対流混合が激しく、このため熱源の影響は、垂直・水平方向ともに遠くまで広がっている。今回の結果は、熱源の上空では下降流となり、対流による混合が小さく、2°C の影響範囲は熱源域の上空に限定されている。また、1°C の影響範囲は、熱源の大きさが 1 km の場合、風下500 m までしか及んでいないが、熱源の大きさを10 km にとった場合は風下20 km 以上にも影響範囲が広がっている。このように、熱源スケールを大きくすればするほど影響範囲は広がり、影響を及ぼす度合いも強くなる。

第2表は、熱源のスケールを変えた時これに対応する影響高度を示したものである。表からわかるように、リチャードソン数の決定の仕方、すなわち、これから生じる拡散係数の違いにより、風速場が変化し、これに伴って影響を受ける温度範囲も著しく異なることがわかる。

また、 $R_{ig}$  数を用いたケース4とケース7の場合、格子点7と9では温位偏差の等値線が他の点に比べて上層まで伝わっていない。

これは、第16図の上昇流の分布を見てわかるように、この地点に強い下降流が形成されており、このため下層の熱の影響が上空まで伝わらず温位が低くなったことがわかる。

3.6 対流高度,

ここでは、温位分布の特徴から局地熱源の影響によって生じる対流高度について考察する。

早川 (1978) の結果では、熱源の上空は常に上昇流となり、このため熱源の上空に clossover 効果が現われ、

第3表 最大対流高度 ( $h_N$ ).

	熱源の 大きさ $l_s$ (m)	拡散係数 $K$ ( $\text{cm}^2/\text{sec}$ )	最大対流高度 $h_N$ (m)	
			$\sqrt{K_s/U}$	数値計算 の結果
ケース2	100	$2 \times 10^4$	8.9	40
ケース4	1,000	$1 \times 10^5$	68	170
ケース7	10,000	$2 \times 10^5$	280	400

この効果はスケールが大きくなるとともに強くなった。

今回の  $R_{ig}$  数を用いた場合の特徴をみると、ケース2, 7の場合、上空に負の気温アノマリーの出現が見られたが、ケース4の場合は出現しなかった。これは、熱源域の上空やその風下側の上空は主として下降流の場であり、これが原因で負の気温アノマリーが出現しなかったものと想像される。

また、早川 (1978) の結果では、熱源域の風下端上空で負の気温アノマリーの効果が最も強く現われていたが、今回の計算結果では、熱源域の風下側に上昇流が生じるため、これに伴って風下側の上空に負の気温偏差が生じ、しかも風下距離が長くなるほどその値は強くなる傾向にある。

上述のように、 $R_{ig}$  数を用いた時の上昇場 (第16図) は、全般的に熱源の上空は下降流、風下側は上昇流となっている。これは、Kimura (1976) の  $F' > 3$  の場合に相当するものと考えられる。このような条件の場合、Kimura (1976) は最大対流高度を与える式として、次式を与えている。

$$h_N = 2 \sqrt{kl_s/U} \tag{14}$$

そこで、(14)式から各ケースの対流高度を求め、第16図の計算結果と比較したのが第3表である。ただし  $l_s$  は熱源の大きさである。また、 $U=10 \text{ m/sec}$  とし、 $K$  は表に示す層内の平均拡散係数を用いた。

表を見ると、(14)式から求めたものはシミュレーションによる結果よりもかなり低い値となっており、しかもスケールが小さくなるほど、ずれの割合が大きい。むしろ、早川(1978)の結果にもあるように、木村ら (1975) の導き出した  $R^{-1/6} l_s$  に比例する傾向にある。

4. まとめ

局地熱源の影響に伴う境界層内における対流特性が、熱源のスケール、境界層の安定度およびこれを考慮した

拡散係数の取扱いによってどのように変わるかについて解析を行ない、次のような結果が得られた。

(1)  $R_{ib}$  数 (0 m~100 m の高度でリチャードソン数を決定) あるいは  $R_{ig}$  数 (グラディエント・リチャードソン数) のどちらを用いるかによって風の分布は著しく異なる。すなわち、今回使用した計算条件において  $R_{ib}$  数を用いた場合、熱源域の上空は上昇流、風下側は下降流となるが、 $R_{ig}$  数を用いた場合は全く逆になり、しかも  $R_{ib}$  数の結果に比べて変化に富んだパターンを呈した。

(2) 局地熱源のスケールの違いによって各層の安定度は異なるが、このような場合  $R_{ig}$  数を用いる方が現実的と考える。

(3)  $R_{ig}$  数を用いた場合は、 $R_{ib}$  数を用いた場合に比べ上下間の対流混合が小さくなる。このため、 $R_{ib}$  数を用いた場合は熱源の影響が風下遠くまで及ぶが、 $R_{ig}$  数を用いた場合は影響の範囲が非常に狭くなる。

(4) 熱源のスケールが大きくなるほど、負の気温アンマリーの生じる高度は高くなり、しかもその値も大きくなる。

#### 謝辞

研究を進めるにあたって有益なコメントを戴いた、東京大学海洋研究所の木村竜治助教授および九州大学理学部の瓜生道也助教授に厚く御礼申し上げる。

#### 文 献

- 浅井富雄, 吉門 洋, 1973: 海陸風に関する理論モデルとその問題点, 天気, 20, 119-129.
- Blackadar, A.K., 1962: The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere, J. Geophys. Res., 67, 3095-3102.
- Estoque, M.A., 1961: A theoretical study of the sea breeze, Quart. J. Roy. Met. Soc., 87, 136-146.
- and C.M. Bhumralkar, 1970: A method for solving the planetary boundary-layer equations, Boundary-Layer Met., 1, 169-194.
- Gamo, M., O. Yokoyama, S. Yamamoto and Y. Mitsuta, 1976: Structure of atmospheric bound-

- dary layer derived from airborne measurements of the energy dissipation rate, J. Met. Soc. Japan, 54, 241-258.
- Gutman, D.P., K.E. Tovance, and M. A. Estoque 1973: Use of the numerical method of Estoque and Bhumralkar for the planetary boundary layer, Boundary Layer Met., 5, 341-346.
- 早川誠而, 1978: 地表-接地気層-大気系における物質とエネルギー輸送に関する研究 (I) - 熱源のスケールが流れおよび温度環境におよぼす影響一, 農業気象, 34, 109-118.
- 片山 昭, 1978: 境界層の取り扱い, 気象研究ノート, 134, 153-200.
- 河村 武, 1972: 都市気候—とくに heat island 関する研究を中心として—, 気象研究ノート, 98, 468-483.
- 菊地幸雄, 1975: 海陸風循環の数値シミュレーション, 気象研究ノート, 125, 85-113.
- 木村竜治, 三沢信彦, 坂上治郎, 国井利泰, 1975: 都市のヒートアイランド効果に伴う対流特性について, 天気, 22, 186-196.
- Kimura, R., 1976: Effects of general flows on a heat island convection, Part 1: Linear theory for the uniform flow, J. Met. Soc. Japan, 54, 308-320.
- O'Brien, J. J., 1970: A note on the vertical structure of the eddy exchange coefficient in the planetary boundary layer, J. Atmos. Sci., 27, 1213-1215.
- Olfe, D.B. and R.L. Lee, 1971: Linearized calculations of urban heat island convection effects, J. Atmos. Sci., 28, 1374-1388.
- Pielke, R.A., 1974: A three-dimensional numerical model of the sea breeze over south Florida, Mon. Wea. Rev., 102, 115-139.
- 斎藤直輔, 1977: マクロに見た大気境界層 (南関東大気環境調査から), 天気, 24, 437-448.
- Sawai, T., 1978: Formation of the urban air mass and the associated local circulation, J. Met. Soc. Japan, 56, 159-174.
- 島貫 陸, 1973: 境界層と乱流, 気象研究ノート, 114, 1-69.
- 吉野正敏, 1977: 日本および外国の諸都市における気候変化, 気象研究ノート, 133, 1-25.