

# 数値モデルによる都市内河川の大気冷却効果のシミュレーション

武若 聡\*・池田駿介\*\*・平山孝浩\*\*\*

数値的に夏期に大気が都市内河川上で冷却される状況を計算した。河道内に流入する大気の風速、気温および水蒸気量の鉛直分布を、また水面および高水敷植生面下への熱伝導量、各面の粗度高さ等を、観測値から与えた。計算された河道内の気象場、水面および高水敷植生面上の熱収支は観測結果と良好に一致した。河川風下側の市街地領域を簡単にモデル化し、そこでの大気の挙動を定性的に調べた。さらに、河川水温が水熱利用や放水等により変化した場合の大気熱環境変化の予測計算を行った。

**Key Words** : numerical computation, microclimate, urban rivers, heat environment

## 1. 緒言

都市には人為的な要因により特異な気象環境が形成されている。これはヒートアイランド現象として知られており、都市内の気温は郊外地に比較して高温に保たれている<sup>1)</sup>。特に大都市では夏期に形成される暑熱環境が厳しく、近年ではこれに伴う弊害が顕著となりつつある。

都市の暑熱環境を改善することを目的とした対策で古くから提案されているのが、都市内に存在する水面・緑地を利用した気象環境の改善である。しかしながら、これに関する体系化された研究成果は未だ得られておらず<sup>2)</sup>、水面・緑地の冷域周辺に形成される気象場の実態把握を目的とした種々のフィールド測定や熱移動の素過程を明確にしないままの数値計算が行われているにすぎない。

著者ら<sup>3)</sup>は夏期に河道内およびその周辺地における気象および熱収支観測を実施し、大気が河川上で冷却されるプロセスならびにこの影響が周辺の市街地に到達する状況を詳細に捉えた。本研究では大気の運動を数値的に計算して、大気が河川上で冷却される状況を再現し、風下側の堤内領域にその影響が到達する過程を捉える。計算に際しては観測で得られた知見が活かされ、大気運動を計算するために必要となる個々の熱移動の素過程の観測結果が反映される。河道内の計算結果は観測された気象データと比較し、モデルの妥当性を確かめる。

大都市の河川ではヒートポンプを用いて河川が有している水熱を利用しようとする機運が高まっている。しかし、夏期にはこのような施設からは高温になった排水が河川に流出するので、周囲の大気環境に悪影響を及ぼす

ことが懸念される。本論文は観測結果によって妥当性が確かめられたモデルを用いて、河川水温の変化が大気熱環境に及ぼす影響の予測も行う。

## 2. 数値計算方法

### (1) 方程式系

本研究で対象とするのは大気下層の運動であり、対象とする場の水平スケールの広がりには比較的小さく(数百 m のオーダー)、コリオリ力の効果は無視し得る。大気の運動は非圧縮流れとして扱い、温度変化の効果はブシネスク近似を用いて鉛直方向の運動方程式に取り込み、さらに鉛直方向の流速成分は小さいとして、静水圧近似を行う。これは境界層近似を適用したことと同等である<sup>4)</sup>。

以上とほぼ同じ考え方のもとに Kimura<sup>4)</sup>、葛葉ら<sup>5)</sup>が大気下層に発達する内部境界層の数値計算を行っている。本研究で行う計算ではこれらの研究で採用されたのと基本的に同等の方程式系を用いるが、市街地に相当する領域ではこれらの式系に建物の抵抗および熱効果を表す項を加える。基本となる式系についてはここではその概略を示すにとどめる。

市街地以外の領域(本研究では河道内)では以下に示す式系が用いられる。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\theta \frac{\partial \pi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_m \frac{\partial U}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial z} = -\frac{\theta}{g} \dots\dots\dots (3)$$

\* 後に行う計算では、粗度急変部(高水敷→水面)あるいは河道→市街地にかけての領域に顕著な鉛直方向の流れが生じる可能性があり、境界層近似を用いることには若干の問題が残る。しかしながら、本研究で採用する乱流モデルの性格から考えて、鉛直方向の運動方程式を式系に加えたとしても解析精度は直ちには向上しない。

\* 正会員 工博 九州大学助手 建設都市工学科  
(〒812 福岡市東区箱崎 6-10-1)

\*\* 正会員 工博 東京工業大学教授 土木工学科

\*\*\* 正会員 工修 建設省土木研究所汚泥研究室

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + U \frac{\partial \theta}{\partial x} + W \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_h \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + U \frac{\partial q}{\partial x} + W \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_q \frac{\partial q}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (5)$$

ここに  $U, W$  は水平方向および鉛直方向の風速成分,  $\theta$  は温度,  $q$  は比湿,  $\pi$  はエクスター関数であり, これらの諸量は時間平均値である. また,  $K_m, K_h, K_q$  は運動量, 熱および比湿の鉛直方向拡散係数,  $x, z$  は水平および鉛直方向座標,  $t$  は時間,  $g$  は重力加速度である.

温度と気温  $T$  の関係は

$$\theta = T \left( \frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R}{C_p}} \dots\dots\dots (6)$$

であり, ここに  $P$  は気圧,  $P_0$  は標準気圧 (=1000 hPa に設定),  $R$  は空気の気体定数,  $C_p$  は空気の定圧比熱である. 本研究は高度 60 m 程までの大気下層内に生じる現象を対象とする. この領域では観測される気温とこれに対応する温度の差は気温観測の誤差程度であり, 温度と気温はほぼ同値とみなせる. 従って, これ以降に指定する場合以外には温度を単に気温あるいは温度と呼ぶことにする.

エクスター関数と圧力の関係は

$$\pi = C_p \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{R}{C_p}} \dots\dots\dots (7)$$

で与えられ,  $x$  方向の圧力勾配は次のように与えられる.

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = -\theta \frac{\partial \pi}{\partial x} \dots\dots\dots (8)$$

式 (3) は静水圧分布式

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \dots\dots\dots (9)$$

に式 (6), (7) および理想気体の状態方程式

$$P = \rho R T \dots\dots\dots (10)$$

を代入することにより得られたものである. ここに  $\rho$  は空気の密度である.

温度とエクスター関数を導入して式系を記述する主な利点は空気密度  $\rho$  が式の中に現れないことである. このことについては Pielke<sup>6)</sup> により詳しく述べられている.

比湿  $q$  は無次元量であり, 単位体積当りの水蒸気量  $a_h$  との関係は次式で与えられる.

$$a_h = \rho q \dots\dots\dots (11)$$

これ以降, 指定する場合以外には比湿を水蒸気量と呼ぶことにする.

各輸送方程式中の拡散係数は Mellor and Yamada<sup>7)</sup> により提案されている乱流モデル (Level 2) により評価した. このモデルでは拡散係数は, 予め定められる混合距離  $l$ , 風速シアの強さおよび局所的な大気安定度から以下のように代数的に算定される (勾配拡散型モデル).

$$K_m = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| S_m (R_f) \dots\dots\dots (12)$$

$$K_h = K_q = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| S_h (R_f) \dots\dots\dots (13)$$

ここに  $S_m$  および  $S_h$  は各種の実験結果を基に定められた経験的な関数であり,  $R_f$  は大気安定度を表すパラメータとしての flux Richardson 数である. 詳細については文献<sup>7)</sup> に示されている. 混合距離  $l$  は本研究で対象とする場が大気下層に限られていることから, 次式で与えた.

$$l = \kappa z \dots\dots\dots (14)$$

ここに  $\kappa (=0.4)$  はカルマン定数である. 市街地キャノピー層内は別途の扱いが必要となるので, この領域での  $l$  の与え方については後述する.

(2) 地表面および水表面上の各物理量 flux

計算領域の最下層 (地表面あるいは水面上) では鉛直方向の運動量 flux  $\tau$ , 顕熱 flux  $H$  および水蒸気 flux  $E$  を以下のように与えた.

$$\tau = -\rho U_*^2 \dots\dots\dots (15)$$

$$H = -\rho C_p U_* \theta_* \dots\dots\dots (16)$$

$$E = -\rho U_* q_* \dots\dots\dots (17)$$

ここに,  $U_*$ ,  $\theta_*$ ,  $q_*$  は摩擦速度, 摩擦温度, 摩擦水蒸気量である. 本計算においては constant flux layer の仮定が成立する底層が大気下層に存在するとして,  $U_*$ ,  $\theta_*$ ,  $q_*$  を以下の式を用いて算定した<sup>8)</sup>.

$$\frac{\kappa U}{U_*} = \int_{\zeta_{0m}}^{\zeta} \frac{\phi_m(\zeta')}{\zeta'} d\zeta' \dots\dots\dots (18)$$

$$\frac{\kappa (\theta - \theta_s)}{\theta_*} = \int_{\zeta_{0h}}^{\zeta} \frac{\phi_h(\zeta')}{\zeta'} d\zeta' \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{\kappa (q - q_s)}{q} = \int_{\zeta_{0e}}^{\zeta} \frac{\phi_q(\zeta')}{\zeta'} d\zeta' \dots\dots\dots (20)$$

$$\phi_m(\zeta)^2 = \phi_h(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-1/2}, \zeta < 0 \text{ (不安定成層)}$$

$$\phi_m(\zeta) = \phi_h(\zeta) = 1 + 7\zeta, \zeta > 0 \text{ (安定成層)} \dots\dots\dots (21)$$

$$\zeta = z/L \dots\dots\dots (22)$$

$$L = -\frac{\Theta_0 U_*^3}{\kappa g (-U_* \theta_*)} \dots\dots\dots (23)$$

$$\zeta_{0m} = z_{0m}/L, \zeta_{0h} = z_{0h}/L, \zeta_{0e} = z_{0e}/L \dots\dots\dots (24)$$

ここに  $\phi_m, \phi_h$  は普遍関数,  $L$  は Monin-Obukhov 長,  $\Theta_0$  は場の平均気温,  $\zeta'$  はダミー変数である.  $z_{0m}, z_{0h}, z_{0e}$  は運動量, 熱および水蒸気に関する粗度高さであり,  $\theta_s$  および  $q_s$  はこれらの高さにおける気温および水蒸気量である (これ以降, 表面温度, 表面水蒸気量と呼ぶ).

表面温度  $\theta_s$  は, 次式で表される熱収支式を上述の顕熱  $H$  と潜熱  $\ell E$  の算定と同時に解き, 決定した.

$$(1 - \alpha) S_R \downarrow + L_R \downarrow - \sigma \theta_s^4 = H + \ell E + G \dots\dots\dots (25)$$

ここに  $S_R \downarrow, L_R \downarrow$  は大気からの短波および長波放射量,  $\alpha$  は表面のアルベド,  $\ell E$  は潜熱 ( $\ell$  は単位質量水の気化熱),  $G$  は表面から地中あるいは水中下方へ伝わる熱量 (下向きが正),  $\sigma$  は Stefan-Boltzmann 定数である. 式 (25) 中では植生の成長などに用いられるエネルギー

は小さいので無視されている<sup>9)</sup>。

表面水蒸気量  $q_s$  は表面 (水面, 植生面, 裸地等) の特性に応じて与えなければならない。水面では表面温度に対応する飽和水蒸気量の値を与えれば妥当な計算結果が得られることが知られている<sup>9)</sup>。植生面の水蒸気量は観測で得られた結果を参考にして与えた。これについては後の3章で述べる。

表面の各粗度高さもその特性に応じて与えなければならない。次章で行う計算では水面および高水敷植生面の粗度高さを指定する必要がある。水面上の  $z_{0m}$  は次式で与えた<sup>9)</sup>。

$$z_{0m} = \frac{U_*^2}{69g} \dots \dots \dots (26)$$

この式は比較的強い風が吹き、波が発達した状態を得られた観測結果をもとに経験的に提案されたものであり、有限幅の水域でこの式を適用することについては疑問がある。しかしながら、水面上の  $z_{0m}$  の与え方については現時点でも不明な点が多いこと、また、粗度高さの相違が計算結果に大きな影響を及ぼさなかったこと、から判断してここでは上式を採用した。水面上の  $z_{0h}$ ,  $z_{0e}$  は次式で与えた<sup>9)</sup>。

$$z_{0h} = z_{0e} = 7.4 \exp \left\{ -2.46 \left( \frac{U_* z_{0m}}{\nu} \right)^{0.25} \right\} \dots \dots \dots (27)$$

ここに  $\nu$  は空気動粘性係数である。

高水敷植生面の各粗度高さについては観測結果を参照して与えたので、これについては3章で述べる。

実際の計算時には以上の式 (15)~(25) を同時に解き、表面温度、顕熱量、潜熱量等の諸量が全ての式を満たすまで収束計算を行った。数値計算には差分法を用い、式 (18)~(20) 中の  $U$ ,  $\theta$ ,  $q$  には粗度面上に位置する最も近い計算格子点の値を代入した。

(3) 市街地領域の取り扱い

市街地キャノピー層とは市街地建造物の平均的な上面高さよりも下に位置する層を指す。本研究で行う計算では、建造物が存在することにより生じるこの層内外に特有の風況、熱輸送、放射環境等についての知見が必要となる。この内、市街地キャノピー層内外の風況に関する研究は比較的豊富であり、風速分布、乱れの統計量等についての知見が蓄積されている。これに対し、市街地キャノピーに特有の熱輸送、放射環境については不明な点が多い。ここでは市街地キャノピーに関する研究の進捗状況、また、著者らが計算結果の妥当性を検証するための詳細なデータを所有していないこと等から、市街地キャノピーの取り扱いは次に述べるように簡便なものとした。

キャノピー層内では風速場の不均一性が大きく、何らかの方法で平均化された諸量 (風速, 圧力等) について取り扱う必要がある。市街地を模擬した比較的粗な配列

の角柱から成るキャノピー層が流れにおよぼす影響については丸山ら<sup>10), 11)</sup>により詳しく調べられている。丸山らは連続式および運動方程式を時間平均した後に空間平均し、時空間平均された諸量に関する方程式系を導いて流れの場を解析している。空間平均操作を行うことにより、物体が流体の流れる体積を減じる効果を表現する係数が各式に現れ、また、運動方程式には物体の抵抗による運動量のシンクを表す項が加わる。体積を減じる効果は空間平均操作の定義を変更すれば式中には現れず、見かけ上は時間平均操作のみを施した式系に一致する。ここでは体積を減じる効果が現れない方法により空間平均を行い、以下のような運動量シンク項  $F_x$  を運動方程式 (2) の右辺に加える。

$$F_x = -\frac{1}{2} C_D A U |U| \dots \dots \dots (28)$$

ここに  $C_D$  は抗力係数、 $A$  は建物面積密度 (単位: 1/m) であり、ここでは単位体積空間中に占める流れ方向の建物投影面積で定義する。

市街地キャノピー層が存在する領域の混合距離  $l$  は次式で与えた。

$$l = \begin{cases} \kappa(h-d), & z < h \\ \kappa(z-d), & z \geq h \end{cases} \dots \dots \dots (29)$$

ここに  $h$  は市街地キャノピー層の高さ、 $d$  はゼロ面変位高さであり、 $(h-d)$  はキャノピー層内での渦スケールを代表する量である<sup>9)</sup>。

市街地キャノピー層内の熱輸送特性、放射環境、人工廃熱の大気加熱過程等については未解明な点が非常に多い。ここでは吉田ら<sup>12)</sup>による建造物間の熱環境の測定結果を参考にし、熱輸送に関する効果を気温の輸送方程式 (4) に取り込む。吉田らは Fig.1 に示した2次元的な形状の建造物間の空間 (キャビティー) 内外で夏期に熱収支観測を行い、建物の各壁面および地表面からの顕熱量  $H_c$ 、建物内および地表面下への熱伝導量  $G_c$ 、建造物間空間内の放射特性 ( $R_{netc}$ ) を調べている。測定結果から日中には、建物屋上の顕熱量  $H_r$  と建造物間空間内の各面 (壁面および地表面) からの顕熱量  $H_c$  の総和がほぼ等しいこと、建造物空間内の気温と屋上気温がほぼ等しいこと、建造物間空間内のアルベドが多重散乱効果により低下していること等が示されている。測定数が限られているためこの結果を直ちに一般化することはできないが、本研究では次のようにして建造物が熱輸送に及ぼす効果を取り込んだ。すなわち、市街地キャノピー層の屋上部と地表面部から供給される顕熱量  $H_{roof}$  と  $H_{ground}$  を考え、両者の和がキャノピー層外の大気を、後者がキャノピー層内の大気を加熱すると考えた。

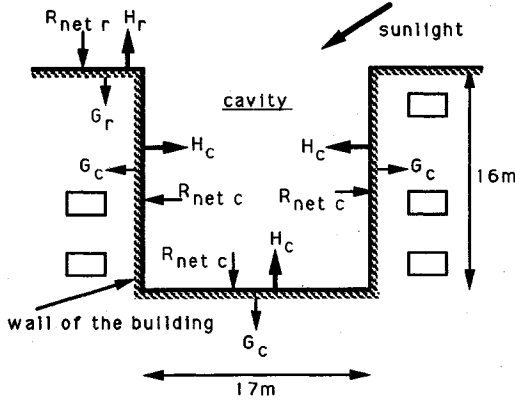
$$H_{roof} = \gamma H_{canopy} \dots \dots \dots (30)$$

$$H_{ground} = (1-\gamma) H_{canopy} \dots \dots \dots (31)$$

ここに  $H_{canopy} (= H_{roof} + H_{ground})$  は市街地キャノピー

**Table 1** Parameters used in numerical computation, which are determined from a field observation.

time (h)	radiation		$\alpha$	on flood plain			on water surface
	$S_R \downarrow$ ( $W/m^2$ )	$L_R \downarrow$ ( $W/m^2$ )		$z_{0m}$ (m)	$R_{HV}$ (%)	$G$ ( $W/m^2$ )	$G$ ( $W/m^2$ )
13	620	410	0.26	0.017	58	30	410
14	450	410	0.29	0.016	62	10	280
15	360	410	0.31	0.017	64	0	190
16	280	410	0.32	0.014	66	-10	100
17	140	410	0.36	0.013	73	-30	-20



**Fig.1** Field observation in cavity between buildings (Yoshida et al.<sup>12)</sup>.

層から大気に供給される総顕熱量であり、 $\gamma$ は単位地表面積に占める建造物の面積である。 $H_{canopy}$ は市街地建造物の配置、材質等に依存する量であると考えられるが、現状ではこれの合理的な算定は困難である。ここでは、 $H_{canopy}$ は式(15)～(25)より求められる顕熱量 $H$ に等しいとした。

以上の熱輸送に関する効果は熱輸送方程式(4)を計算する際に取り込み、式(4)右辺の拡散項を計算する時に、 $z=z_{0h}$ にて $H_{ground}$ を、 $z=h$ にて $H_{roof}$ を加えた。

(4) 計算に用いる観測諸量

これまでに述べた取り扱い方法の中で、観測値によって与えられる諸量を以下にまとめる(具体的な値は3章、Table 1に示す)。

- 1) 計算領域へ流入する大気の流れ、気温および水蒸気量の鉛直分布
- 2) 短波および長波放射量 ( $S_R \downarrow$ ,  $L_R \downarrow$ )
- 3) 高水敷植生面のアルベド ( $\alpha$ )、粗度高さ ( $z_{0m}$ ,  $z_{0h}$ ,  $z_{0e}$ )、植生面の相対湿度 (水蒸気量)、表面下への熱伝導量 ( $G$ )
- 4) 水面下への貯熱量 ( $G$ )

3. 都市内河川周辺の気候環境の数値計算

(1) 気象観測の概要

本章で実施する計算の妥当性は以下に述べる都市内河川周辺の微気象の観測結果との比較から確かめる。気象

観測の概要とその主要な結果について簡単に述べる(詳細については文献3)を参照のこと)。観測は東京都足立区内の荒川(13.25 km地点)にて1992年7月29日に実施した。河道内の高水敷上4地点(観測点a1~a4)で係留気球を高度60mまで昇降させ、1時間毎の気温、相対湿度および風速の平均鉛直分布を求めた(Fig.2)。左岸高水敷上(観測点b)および水面上(観測点c)では熱収支を測定した。左岸側市街地(d1~d8)では河道にはほぼ直角に延びる街路に沿って移動観測を行い、気温・相対湿度の分布を測定した。当日の関東地方は太平洋高気圧に覆われて一般風が弱く、風をはきんで午前と午後に陸風(北風)、海風(南風)が河川をほぼ直角に横断して吹送した。

午前(陸風時)と午後(海風時)の時間帯の係留気球観測により、都市域から河川上に流入した大気の下層が、風上側の高水敷、水面上で加速し、風下側の高水敷上で減速する様子が、また、風上側の高水敷、水面上で大気が冷却され、再び高水敷上で加熱される様子が捉えられた。このように、河道内では表面条件の変化に応じて、運動量および熱境界層が発達する。河川周辺の市街地の気温は河道内で発達した冷氣層が侵入することにより低下すると考えられる。トラバース法により大気が河川上を吹送する間に失った熱量(大気冷却量)を見積ったところ、午前中に比較して午後の時間帯にその値が大きくなり、13時に最大値が得られた。これより、河川周辺の市街地に及ぼす冷却効果は午後の時間帯に大きくなることが予想され、このことを支持する結果が市街地で実施した移動観測により得られた。すなわち、13時に河川の冷却効果が及んだ市街地の範囲が大きくなり、その後大気冷却量の午後からの減少に比例してこの範囲が狭まることが観測された。

左岸高水敷および水面上で実施した熱収支観測から、顕熱量 $H$ が日中を通じて両面上で $100 W/m^2$ 以下であることが観測された。熱収支に占める割合(日中平均)は高水敷上では、蒸発散に伴う潜熱 $LE$ (約5割)が、水面上では水中への貯熱 $G$ (約8割)が大きくなっており、このことが顕熱量を低く抑え、大気を冷却する主要な要因となっていた。

高水敷上で実施した熱収支解析では傾度法により顕熱

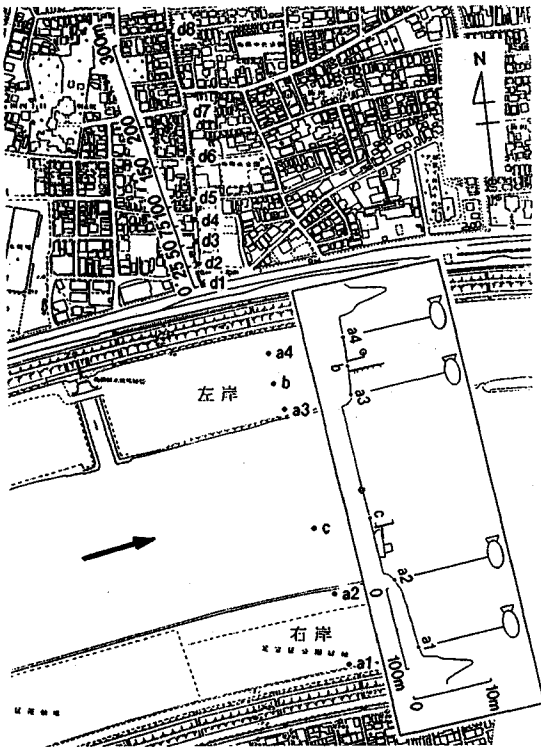


Fig. 2 Location of the field observation site<sup>3)</sup>. *a1*~*a4*: mean profile measurements with captive balloons (0~60 m). *b*, *c*: heat budget measurements. *d1*~*d8*: temperature and humidity measurements on the city road.

量および潜熱量を求めた。これと同時に植生面の粗度高さ  $z_{0m}$ , および表面温度と表面水蒸気量の関係を求めた。表面温度と表面水蒸気量の関係は次のように整理した。先ず, Duynkerke<sup>13)</sup> の研究を参考に,  $z_{0h} = z_{0e} = 0.01 z_{0m}$  とし, 次に  $z = z_{0h}$  における温度を観測結果に普遍関数をあてはめて求めた。同様にして  $z = z_{0e}$  における水蒸気量を求めた。最後にこの表面水蒸気量と表面温度に対応する飽和水蒸気量との比, すなわち植生面上での相対湿度  $R_{HV}$  を求めた。 $z_{0m}$  は海風時にはほぼ一定値が得られたのに対して,  $R_{HV}$  は時間により変化した (値は Table 1 に示す)。これは日射量, 土壌水分量等の変化に対応して, 植生面からの蒸発散特性が変化したためと考えられる。

(2) 計算法

Fig. 3 に示す計算領域内で, 風上側から流入してきた大気が河川上で冷却され, 風下側の市街地に相当する領域で加熱される状況を計算した。流入境界 (AB) の風速, 気温および水蒸気量は観測点 *a1* における観測値をフィッティングした滑らかな関数を用いて与えた (この際, 気温から温位への換算は行っていない)。計算する際に与えた諸量を Table 1 にまとめて示す。水面のアルベドは 0.07 とした<sup>9)</sup>。

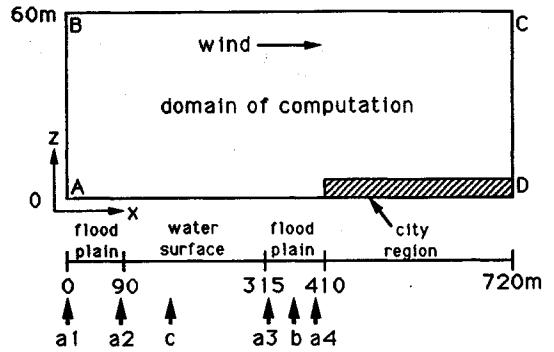


Fig. 3 Domain of computation. The symbols *a1*~*a4*, *b* and *c* indicate the locations where data were obtained in field observation (see Fig. 2).

Table 2 Parameters used in numerical computation for the city region.

$h$ (m)	6
$h - d$ (m)	3
$A$ (1/m)	0.06
$\gamma$	0.33
$C_D$	1.0

市街地に相当する領域の計算パラメータを Table 2 に示す。ここで採用した  $A$  および  $\gamma$  の値は, 一辺が 6 m の立方体が相互に 6 m 離れて格子状に配列している場合に相当する。また,  $h$  は観測を行った地点での高水敷高さと市街地の平均的な上面高さとの差から 6 m と定めた。市街地領域で熱収支式 (25) を解く際には各時刻に応じたアルベド, 地中熱伝導量等を与えなければならないが, ここでは観測値あるいは参考となる資料が存在しないために便宜的にアルベド  $\alpha$  を 0.3,  $z_{0m} = z_{0h} = 0.1$  m, 地中熱伝導量  $G$  および潜熱量  $\ell E$  を 0 として計算を行った。

計算では staggered mesh を採用し, 計算セル中央に  $\theta$ ,  $\pi$  等のスカラー量, セルの左右と上下の辺上にベクトル量 ( $U$ ,  $W$ ) の計算点を設けた。式 (2), (4), (5) の左辺の移流項は風上差分, 右辺の拡散項は中央差分により表した。時間項は前進オイラー法により表した。

計算格子は  $x$  方向に 144 点設け, 格子間隔は一定値 (5 m) とした。 $z$  方向には 32 点の不等間隔計算格子を設けた (最下層格子間隔 0.32 m)。計算領域の上空端 (BC) では諸量の鉛直方向フラックスの勾配を 0 とおいた。計算領域下流端 (CD) では諸量の水平方向の 2階微分値を 0 とした。

観測で得られた時系列データを検討したところ, 河道内の気象はほぼ準定常的な場 (時間スケール約 0.5 時間) の変遷として捉え得ることがわかった。従って, 計算では Table 1 に示した各時刻の諸条件下に形成される定常的な気象場を求めることとした。実際の計算時には, 方

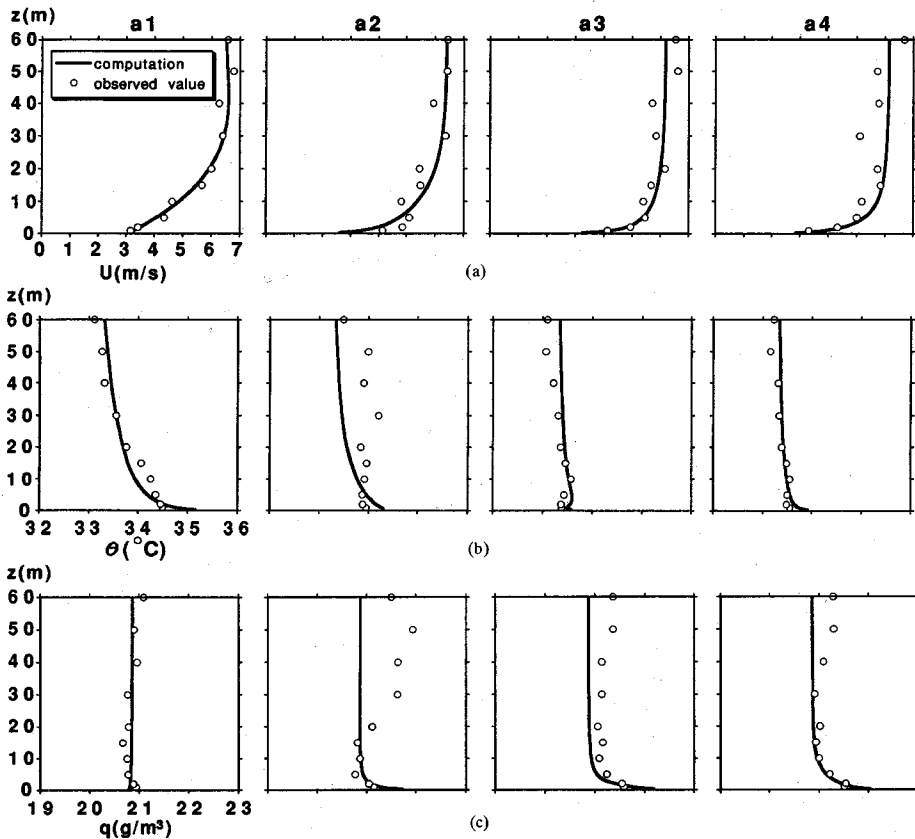


Fig.4 Results of computation at 14 h; (a)  $U$ , (b)  $\theta$ , (c)  $q$ , in which the open circles indicate the observed values. Wind blows from a1 to a4.

程式 (2), (4) および (5) に含まれる時間項を収束計算に用い、この間に生じた過渡過程に物理的な意味はない。

### (3) 計算結果

#### a) 河道内の風速、気温および水蒸気量の分布

Fig.4 に観測当日の 14 時に対応する河道内の計算結果を示す。a1~a4 は気球観測を実施した地点を表し、図中の実線は計算値、○は係留気球観測で得られた実測値である。観測された気温は温位に換算せずに、計算された比湿是水蒸気量に換算して、各々表示してある。

河道内に流入してきた大気下層は、粗度の減少に対応して a1~a2 の高水敷上で加速し、a2~a3 の水面上でさらに加速し、また、a3~a4 の高水敷上では粗度の増大に対応して減速している。以上の計算結果は比較的良好に観測結果と一致する。大気の安定度を中立として計算したところ、ここに示したのとほぼ一致した結果が得られた。これより、大気に加減速を生み出す主因は各面の粗度の差(=機械的な乱れの生成に寄与)であり、河道内の気温分布により生じる圧力勾配あるいは水面上の局所的な大気安定度が安定側に移行し、拡散係数が小さくなる効果(大気成層の安定化=乱れの生成の抑制)は殆ど

無視できると判断される。

気温および水蒸気量について見ると、大気が河道内を吹送する間に、下層が冷却され、また、水蒸気が補給される様子が計算されており、地表面あるいは水面近傍の計算値と観測値は概ね一致している。気温と水蒸気量の鉛直分布は a2 地点に相当する位置で、特に  $z > 20$  m で、計算値と観測値の間の不一致が目立つ。図中に示した観測値の鉛直分布(気温、水蒸気量)の形成は著者らが既に述べたように<sup>3)</sup>、単純な内部境界層の発達過程を想定しただけでは説明困難であり、上空の局所に何らかの移流運動が生じていたと考えられる。しかしながら、このことは現在の枠組みの計算では再現できなかった。

Table 1 に示した値を用いて午後の他の時刻の河道内の気象場を計算したところ、上記と同様の傾向を持つ結果が得られた。すなわち、計算された大気の下層の気温および水蒸気量の分布は観測値と概ね一致したが、a2 地点に相当する位置では実測値とのずれが目立った。これ以降の各節では、主にこの影響が殆ど及んでいなかったと考えられる  $z < 30$  m の領域について議論を進める。

#### b) 河道内の熱収支

Fig.5 には観測当日の 14 時に対応する河道内の高水

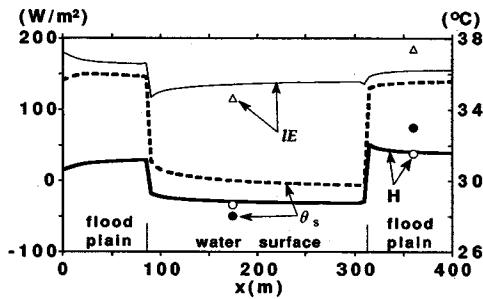


Fig.5 Distributions of  $H$ ,  $\ell E$  and  $\theta_s$  in the river.  
 ○: observed  $H$ , △: observed  $\ell E$ , ●: observed  $\theta_s$

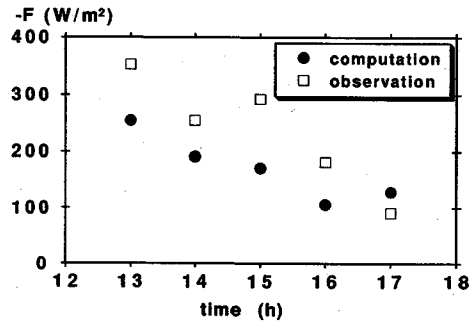


Fig.6 Variation of  $F$

敷、水面上の顕熱量、潜熱量および表面温度の分布を示す。大気が風上側から吹送し、新たな面上に流入すると一旦顕熱量および潜熱量は大きくあるいは小さくなり、その後各面上を吹送する間に早い段階で一定値に漸近する。顕熱量の計算値と観測値は良好に一致している。これに対し、潜熱量の計算値と観測値には不一致が見られるが、この大きさは観測における熱収支解析の測定精度(約±10 W/m<sup>2</sup>)と同程度である。同様に表面温度の計算値と観測値にも不一致が見られるが、この大きさも熱収支解析における精度に換算すると先の量と同程度である\*)。顕熱、潜熱および表面温度は河道内に形成される気温および水蒸気量の場合を規定する主因であるが、ここに示した程度の精度を保って熱収支の計算を行えば、河道内の気温および水蒸気量の鉛直分布(Fig.4)は良好に計算できる。

計算結果は、熱収支観測を実施した地点(bおよびc地点)の顕熱量および潜熱量の吹送方向の変化が小さいことを示しており、観測地点は各面の代表的な熱収支を評価するのに適切な位置にあったと判断される。

Table 1 に示した値を用いて午後の他の時刻について計算したところ、上記と同様の傾向を持つ顕熱量および潜熱量の分布が得られた。

c) 大気の冷却量

先の報告<sup>3)</sup>では観測結果を用いて大気が河川上で交換する熱量(冷却量)をトラバース法により見積った。

$$F = \frac{\rho C_p}{L_F} \int_0^\delta (U_d T_d - U_u T_u) dz \dots \dots \dots (32)$$

ここに  $F$  は河道内で失った熱量を単位時間単位面積当りの熱フラックスに換算して表した量であり、 $\delta$  は積分上限高さ(理想的には河川の影響が及ばない高さ)、添字  $u$ ,  $d$  は各々、風上、風下側地点の値を表し、 $L_F$  は風上-風下地点間吹送距離である。

観測値を用いて  $F$  を評価した際には、風速の測定精度上の問題から、 $U_d$  および  $U_u$  に風上側と風下側の観測値に対数関数を当てはめ、これらを平均した値を共通

\* 28 <  $\theta_s$  < 36°C の範囲において  $\theta_s$  の ±2°C の差は  $\sigma \theta_s^2$  に換算すると約 ±13 W/m<sup>2</sup> の差になる。

に代入した。このことは運動量 ( $U$ ) に関する内部境界層の発達効果を無視したことに相当する。計算結果を用いればより厳密に式 (32) から  $F$  を算定し、大気が河川上で交換した熱量の収支を内部境界層の発達に伴って生じる鉛直方向流速が輸送する熱量の評価まで含めた形で解析できるが、ここでは観測結果と比較するために  $U_d$  および  $U_u$  に平均的な風速を代入して  $F$  を見積ることとする。

Fig.6 に計算結果を用いて算定した  $F$  の時間変化を示す。この際、 $U_d$  および  $U_u$  には Fig.3 の  $a1$ ,  $a4$  で示した位置で得られた  $U$  の計算結果から求めた平均値を代入し、また  $\delta$  は観測結果を解析した時と同様に 30 m とした。各時間の  $F$  (絶対値) は観測値に比べて計算値がやや小さいものの、正後すぎから夕方にかけて次第に減少する様子が再現されている。

d) 河道内と市街地の風速および気温分布

ここでは、市街地を含めたより広い場での計算結果を示す。Fig.7 は観測当日 14 時に対応する河道内外の流線、風速および気温の計算結果を示している(流線は風速の計算結果から算出)。流線図より、河道内には大気下層の加速に伴う下降流、また、市街地キャノピー層先端には大気下層の急激な減速に伴う上昇流が発生していることがわかる。河道内では大気下層の冷却が進行し、部分的に安定な成層が形成される。また、河道内での大気加速に伴う下降流が上空の冷気を下方に輸送している(ただし、大気下層の冷却への寄与は小さい)。河道内で冷却された大気の下層は市街地キャノピー層内で直ちに加熱され、 $x$  = 約 500 m (堤防から約 100 m) の地点では地上近傍の気温は  $a1$  における気温にまで上昇し、河川の冷却効果は消滅している。この加熱に加え、市街地キャノピー層先端に発生する上昇流が大気下層の冷却層の市街地への侵入を阻んでいる。

午後の各時刻に河道内の計算と同時に市街地の計算を行い、先に見積った河道内の大気冷却量  $F$  と市街地におよぶ冷却効果の規模 ( $z = 1.3$  m における市街地領域内の気温が  $a1$  地点の気温まで昇温する地点で定義)の関連を調べることを試みたが、これらの間には有為な関

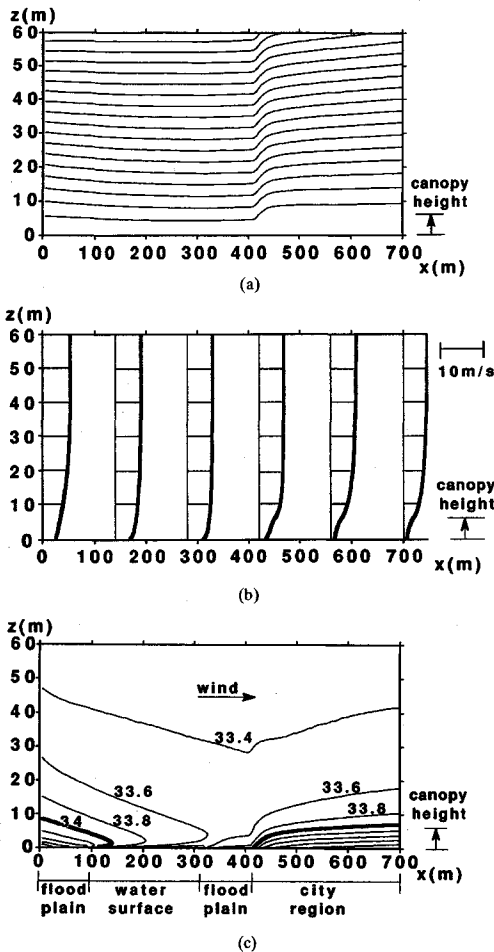


Fig.7 Result of computation inside and outside of the river at 14 h; (a) Streamlines (Interval : 20 m/s), (b) Vertical distributions of  $U$ , (c) Isothermal lines (Unit :  $^{\circ}\text{C}$ ).

係が見いだされなかった。すなわち、観測時に得られた‘午後からの河川上での大気冷却量の減少に伴う河川近傍市街地の冷却範囲の縮小’は再現できなかった。これは先にも述べたように、市街地域で熱収支式を解く際に必要となるパラメータを便宜的に与えたために、結果として現実を反映しない市街地顕熱  $H_{canopy}$  が各時刻で計算されたことにより生じたと考えられる。すなわち、与えたパラメータの内、太陽高度により変化するアルベドを0.3、地中熱伝導量を0に固定したことによる影響が大きかったと推測される。河川から市街地へ流入してきた大気が加熱される状況を定量的に捉えるためには、より精密な都市キャノピーのモデル化が必要である。

#### 4. 河川水熱環境の変化に伴う大気熱環境変化の予測

序論でも述べたように、近年、河川水を利用したヒートポンプが実用化されつつある。例えば、東京都では墨

田川の水を利用した熱プラントが既に稼動している<sup>14)</sup>。ヒートポンプは、夏期に外気温よりも低温となる河川水を冷房の冷源として利用し、冬季には逆に暖房の熱源として利用する。この結果、夏期には自然状態よりも暖かい水が、冬季には冷たい水が河川に放出される。夏期に過度の温水が河川に放出され河川水温が上昇すると、周辺地の大気熱環境にこの影響が及ぶことが予想される。本章では夏期の河川水温の変化に伴う大気熱環境の変化を以上に述べられたモデルを用いて予測する。

大気下層の気温は主に顕熱により影響されており、顕熱量  $H$  が小さい程、大気加熱は少ない。顕熱量の大きさを支配するのは表面における摩擦速度  $U_*$  と摩擦温度  $\theta_*$  であり(式(16))、摩擦温度は外気温と表面温度の差に概ね比例する量である(式(19))。前章で実施した計算では全ての場合に水表面温度が大気温よりも低かった。従って、水表面における顕熱量は負の量であり、大気から水面へ顕熱移動が生じて大気下層が冷却されていた。水表面温度が上昇すれば、大気から水面への熱移動量が減じて大気下層の冷却が進行しなくなる。

水表面温度は熱収支式(25)から定まるが、この式の算定にあたっては水中への貯熱量  $G$  を知る必要がある。例えば、熱プラントから温水が河川に放出されると河川内の水温が変化し、これと同時に水表面下への貯熱量  $G$  も変化する。貯熱量  $G$  を計算するには、温水の放出形態、河川水の混合状況等について知る必要があり、一般的にこれを行うのは困難である。従って、ここでは水表面の温度を既知として与え、水表面温度の変化が大気熱環境に及ぼす効果を予測する。具体的には前章で得られた計算結果から平均水表面温度  $\bar{\theta}_s$  を算出し、これより水表面温度が上昇あるいは下降した場合の気象場を計算する。(これ以降、 $\bar{\theta}_s$  は水面上の平均値を意味する)。

先に示した14時の計算結果から平均水表面温度  $\bar{\theta}_s$  を求めたところ  $30.0^{\circ}\text{C}$  となった。ここでは水表面温度  $\theta_s$  を  $28.0, 32.0, 34.0^{\circ}\text{C}$  の一定値に、その他の条件(日射、高水敷の表面条件等)を前章の計算と同様に設定した計算を行い、風下側に生じる熱環境変化を調べた。ここで設定した水表面温度上昇量は加藤ら<sup>14)</sup>の報文に紹介されたヒートポンプの諸元から考えると、予想される水温上昇よりも大きな値となっている\*。

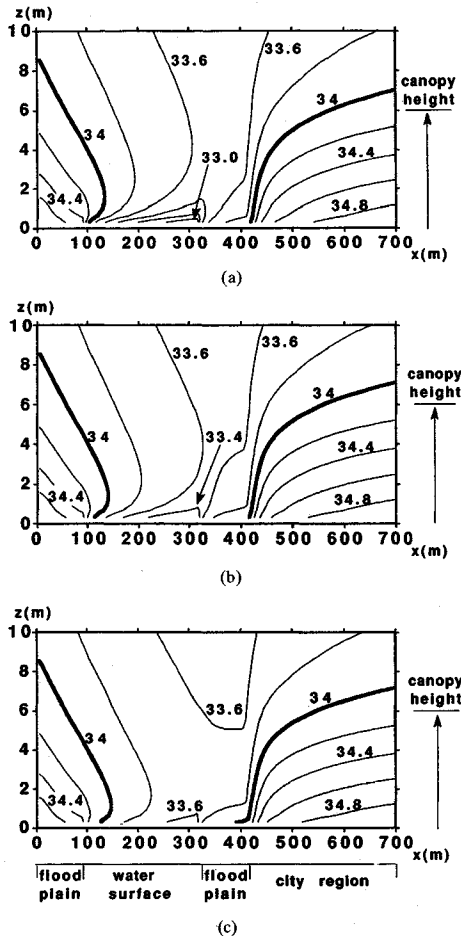
計算結果の概要について記す。各計算結果から得られた風速分布には水表面温度が変化したことによる影響は殆ど見られなかった。前述のように、風速分布の形成に関しては表面粗度が支配的な要因であるからである。水

\* ヒートポンプの稼働により夏期には  $5^{\circ}\text{C}$  昇温した水が約  $2 \text{ m}^3/\text{s}$  の割合で河川に放流される。例えば河川流量が  $30 \text{ m}^3/\text{s}$  程度であり、温排水が河川水と完全に混合するとすれば河川水の昇温量は約  $0.3^{\circ}\text{C}$  である。温排水が表面近傍に留まれば水表面温度はこれよりも上昇する可能性があるが、 $5^{\circ}\text{C}$  上昇することはあり得ない。



**Table 3** Variations of temperature and relative humidity at  $z=1.3$  m according to the change of water surface temperature  $\theta_{so}$ ,  $\theta_s=30.0^\circ\text{C}$  is the natural state.

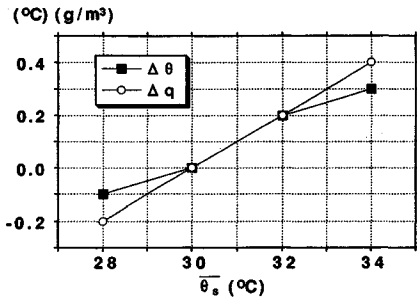
		a1			a3			a4			on water surface		
$\theta_s$ ( $^\circ\text{C}$ )	$q_{sat}$ ( $\text{g}/\text{m}^3$ )	$\theta$ ( $^\circ\text{C}$ )	$q$ ( $\text{g}/\text{m}^3$ )	$R_H$ (%)	$\theta$ ( $^\circ\text{C}$ )	$q$ ( $\text{g}/\text{m}^3$ )	$R_H$ (%)	$\theta$ ( $^\circ\text{C}$ )	$q$ ( $\text{g}/\text{m}^3$ )	$R_H$ (%)	$\bar{H}$ $\text{W}/\text{m}^2$	$\bar{\ell}E$ $\text{W}/\text{m}^2$	$\bar{G}$ $\text{W}/\text{m}^2$
28.0	27.3	34.7	20.8	53.6	33.4	21.4	59.0	33.7	21.5	58.3	-41.7	85.8	354.6
30.0	30.4	34.7	20.8	53.6	33.5	21.6	59.1	33.7	21.6	58.3	-28.9	134.8	280.0
32.0	33.8	34.7	20.8	53.6	33.7	21.8	59.3	33.8	21.7	58.4	-14.9	191.4	196.8
34.0	37.6	34.7	20.8	53.6	33.8	22.0	59.6	33.9	21.8	58.5	0.2	257.3	102.9



**Fig. 8** Isothermal lines inside and outside of the river (Unit  $^\circ\text{C}$ ); (a)  $\theta_s=28.0^\circ\text{C}$ , (b)  $\theta_s=30.0^\circ\text{C}$  (natural state), (c)  $\theta_s=32.0^\circ\text{C}$ .

面上の顕熱、潜熱は水面温度が高くなるにつれて大きくなった。これに伴い水面上、水面風下側の大気下層の気温上昇、水蒸気量の増加が見られたが、各々の鉛直分布形に目立った変化はなかった。Fig. 8に大気下層 ( $z < 10\text{m}$ ) の気温分布を示す。これより、水面温度の変化が及ぶ範囲は水面上の近傍に限られ、市街地領域にはその影響は殆ど及ばないことがわかる。

Table 3に計算された  $z=1.3$  mにおける水面風下端



**Fig. 9** Variation of temperature  $\Delta\theta$  and vapour density  $\Delta q$  at location a3 corresponding to water surface temperature change.  $\theta_s=30.0^\circ\text{C}$  corresponds to the natural state.

(a3)、高水敷風下端 (a4) の気温、水蒸気量および相対湿度  $R_H$ 、水面上の顕熱  $\bar{H}$ 、潜熱  $\bar{\ell}E$  および水中貯熱量  $\bar{G}$  を示す (表中の  $q_{sat}$  は  $\theta_s$  に対応する飽和水蒸気量)。これより水面温度が上昇すると直ちにこの影響が風下側に現れ、気温が上昇する。しかしながら、水面風下地点 (a3) における気温上昇量  $\Delta\theta$  は水温上昇量に比較して小さく (Fig. 9)、高水敷の風下端 (a4) ではさらに小さくなる。これは、高水敷の条件が河川水温の変化とは無関係に観測時の条件と同じであるので、大気が高水敷を吹送する間に観測時の状況に対応した状態に移行したためである。水蒸気量の計算結果に見られる傾向は気温のものとはほぼ同様である。すなわち、水面風下端 (a3) の水蒸気量は増加するが (Fig. 9)、高水敷風下端 (a4) における増加はこれに比べて小さい。水面上の顕熱  $\bar{H}$ 、潜熱  $\bar{\ell}E$  および水中貯熱量  $\bar{G}$  は水面温度が変化することにより大きく変化するが、これらの気温および水蒸気量への反映は上述のように少ない。

ここに示した計算結果を基に判断すると以下のことが結論される。すなわち、河川水温の上昇は風下側の気温上昇および水蒸気量増加を招くが、これらは水温上昇量と水面飽和水蒸気量の増加に比較してかなり小さい。河川水熱をエネルギー源として利用し、その結果河川水温を上昇させることは基本的には好ましくないが、ここで設定した条件の範囲内では水熱利用により授かる利益は少なくとも大気熱環境の悪化により被る不利益を上回る状況にあると考えられる。

## 5. 結 語

本研究では比較的簡単な方程式系を用いて夏期の河道内外の気象を計算し、観測結果を用いてその妥当性を検討した。以下に得られた主要な結果を要約する。

1) 河道内に流入する大気の風速、気温および水蒸気量鉛直分布、高水敷地表面パラメータ（粗度高さ、植生面水蒸気量、アルベド）、水面および地表面下への熱伝導量を適切に与えれば、河道内の風速、気温および水蒸気量分布、水面上および高水敷植生面上の熱収支の計算結果は観測値を良好に再現できる。

2) 風下側の堤内領域の市街地キャノピー層のモデル化を簡便に行い、ここでの大気の手動を調べた。河川で冷却された大気の下層は市街地領域で直ちに熱せられ、また、これに加えて市街地層先端に発生する上昇流により、その侵入が妨げられていることが示された。

3) 河川水温が熱排水等により変化した場合の大気熱環境変化の予測計算を行った。上記の14時の計算結果を基に、平均的な水表面温度が上昇あるいは下降した場合の変化を予測した。水表面温度が上昇すると直ちにこの影響が風下側に現れるが、水面風下地点の地上近傍の気温上昇量は水温上昇量に比較して小さく、また、水蒸気量の増加も少なかった。

謝辞：本研究は文部省科学研究費（奨励研究（A））課題番号：04750492）、安藤記念奨学財団の援助のもとに行われた。ここに記して謝意を表します。

## 参 考 文 献

- 1) 例えば、朝倉 正：熱くなる都市，フロント（リバーフロント整備センター発行），5月号，pp.60～61，1992。
- 2) 例えば、吉野正敏：都市気候における水面の効果，建築

雑誌，Vol.98，No.1208，pp.42～45，1983。

- 3) 武若 聡・池田駿介・平山孝浩・萱場祐一・財津知亨：都市内河川による大気冷却効果—都市内河川内外の夏期の熱環境および気象観測—，土木学会論文集，No.479/II-25，pp.11～20，1993。
- 4) Kimura, F. : Heat flux mixtures of different land-use surface : Test of a new parameterization scheme, J. Meteor. Soc. Japan, Vol.67, pp.401～409, 1989.
- 5) 葛葉泰久・池淵周一・島田潤一：大気中の移流と地下水移動を考慮した裸地蒸発のモデル化について，土木学会水工学論文集，Vol.36，pp.529～534，1992。
- 6) Pielke, R.A. : Mesoscale meteorological modeling, pp.52～59, Academic Press, 1984.
- 7) Mellor, G.L. and T. Yamada : Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Rev. Geophys. Space Sci., Vol.20, pp.851～875, 1982.
- 8) 竹内清秀・近藤純正：地表に近い大気，東京大学出版会，226p., 1981.
- 9) Brutsaert, W. : Evaporation into the atmosphere, Kluwer Academic Publishers, 299p., 1982.
- 10) 丸山 敬・石崎發雄：市街地キャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布に関する実験的研究—千鳥状に配置した立方体粗度要素による検討—，日本建築学会構造系論文報告集，394号，pp.60～65，1988。
- 11) 丸山 敬：粗度要素の抵抗および体積変化を考慮した  $k-\epsilon$  モデルによる乱流境界層の数値計算，日本建築学会構造系論文報告集，404号，pp.75～81，1989。
- 12) 吉田篤正・富永和秀・綿谷 茂：フィールド測定による都市キャニオンにおける熱輸送の研究，日本機械学会論文集（B編），524号，pp.269～274，1990。
- 13) Duynkerke, P.G. : The roughness length for heat and other vegetation parameters for a surface of short grass, Amer. Meteorol. Soc., Vol.31, pp.579～586，1992。
- 14) 加藤順一・桃林治彦：隅田川の水を利用した地域冷暖房，土木学会誌，Vol.75（9月号），pp.10～12，1990。

（1993.5.10 受付）

## NUMERICAL COMPUTATION OF THE EFFECTS OF URBAN RIVERS ON ATMOSPHERIC ENVIRONMENT

Satoshi TAKEWAKA, Syunsuke IKEDA and Takahiro HIRAYAMA

Numerical computations were conducted to predict the microclimate across a river and its effect on heat environment of the adjacent city region. The computational results on mean profiles of wind velocity, air temperature and humidity, and heat budget on the flood plain and water body were compared with the observed data collected in a summer season. The calculated temperature distributions in the city region reveals that the cooled air is heated at once in the city canopy layer. In addition to this effect, the upward flow which appears in the front region of the canopy layer prevents the intrusion of the cooled air into the city region. The change of meteorological environment according to the rise of water surface temperature up to 4°C were also predicted numerically. The rise of water surface temperature induces the increase of temperature and humidity in the downwind region of the river. The effect is, however, found to be very small.