

都市内河川の大気冷却効果に関する 数値計算

NUMERICAL COMPUTATION ON THE COOLING EFFECTS OF URBAN RIVERS

池田駿介*

武若聡**

平山孝浩***

Syunsuke IKEDA, Satoshi TAKEWAKA, Takahiro HIRAYAMA

ABSTRACT; Numerical computations on atmospheric environment around urban rivers were performed, in which a turbulence model proposed by Mellor-Yamada was employed. Some physical parameters required in the computation were specified using the data obtained in a field observation performed at Ara river in Tokyo. The velocity field, vapour and heat budget were reasonably simulated by the computation. It was also found that the increase of surface water temperature does not seriously affects the surrounding atmospheric environment.

KEYWORDS; Numerical computation, urban rivers, cooling, atmosphere.

1. はじめに

都市の気象環境は周辺郊外地と比較して高温・低湿度であり、この都市に特有の気象はヒートアイランド現象として知られている。このような気象環境の改善を行う方法として都市域内にある水面・緑地を積極的に利用することが考えられる。一方では、河川水熱のような微弱な熱を集積し、ヒートポンプを用いて水熱エネルギーを利用しようとする試みや構想があり、河川水熱利用に伴う大気熱環境の変化を予測する必要がある。著者ら¹⁾は都市内河川の有する大気冷却効果に着目し、夏期に河道内外における気象環境及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、大気が河川上を横断的に吹いた場合に、冷却され市街地に影響を及ぼす状況を再現した。計算結果の妥当性は観測された気象データとの比較により確かめた。さらに、温排水・貯水池からの流出水等により河川水温が変化した場合の大気環境の変化を予測した。

2. 計算方法

ここでは、数値計算により、河道内に生じる大気の内部境界層を定量的に再現し、河道内から市街地に流入する大気の挙動に関する検討を行い、河川の市街地に及ぼす影響範囲と河道内及び市街地の気象との関連を示す。風が河川を横断的に吹いた場合を対象とし、気象観測を行った地点は河道方向にほぼ一様な場であるので、ここでは鉛直2次元場についての計算を行った。

2. 1 基礎方程式

数値計算では以下に示す風速 U , W (水平及び鉛直方向成分), 温位 θ , 水蒸気量 q に関する輸送方程式及び連続式から成る式系を用いた²⁾。

*; 東京工業大学工学部土木工学科 Department of Civil Engineering, Tokyo Institute of Technology,

** ; 九州大学工学部建設都市工学科 Department of Construction and Urban Engineering, Kyushu

University, *** ; 建設省土木研究所汚泥研究室 Public Works Research Institute, Ministry of Construction.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\theta_0 \frac{\partial \pi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} (K_n \frac{\partial U}{\partial z}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + U \frac{\partial \theta}{\partial x} + W \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (K_h \frac{\partial \theta}{\partial z}) \quad (2)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + U \frac{\partial q}{\partial x} + W \frac{\partial q}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} (K_q \frac{\partial q}{\partial z}) \quad (3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

ここに x , z , は水平及び鉛直方向座標, t は時間, θ_0 は場の平均温位, π はエクスター関数, K_n , K_h , K_q は運動量, 熱, 水蒸気量の鉛直方向拡散係数である.

2. 2 諸量の定式化

各輸送方程式中の拡散係数は Mellor and Yamada³⁾ 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が局所的な混合距離 l_s , フラックス・リチャードソン数の関数 $S_m(R_f)$, $S_h(R_f)$ を用いて次のように算定される.

$$K_n = l_s^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| S_m(R_f) \quad (5)$$

$$K_h = K_q = l_s^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| S_h(R_f) \quad (6)$$

ただし, 高水敷上及び水面上での混合距離は

$$l_s = \kappa z \quad (7)$$

とし, 市街地での混合距離については後述する. ここに, $\kappa (=0.4)$ はカルマン定数である. また, 圧力場は静水圧分布で近似した.

計算領域の最下層では運動量, 熱, 水蒸気量のフラックス τ , H , E を与えなければならない. ここでは constant flux layer の仮定が成立する層が大気下層に存在するとして, これらのフラックスを以下に示す式系を用いて計算した³⁾.

$$\tau = \rho U_*^2 \quad (8)$$

$$\frac{\kappa U_*}{U_*} = \int_{\zeta_{0m}}^{\zeta} \frac{\phi_m(\zeta')}{\zeta'} d\zeta' \quad (9)$$

$$\frac{\rho C_p \kappa U_* (\theta - \theta_s)}{H} = \int_{\zeta_{0h}}^{\zeta} \frac{\phi_h(\zeta')}{\zeta'} d\zeta' \quad (10)$$

$$\frac{\kappa U_* (q - q_s)}{E} = \int_{\zeta_{0h}}^{\zeta} \frac{\phi_h(\zeta')}{\zeta'} d\zeta' \quad (11)$$

ここに

$$\phi_m(\zeta)^2 = \phi_h(\zeta) = (1 - 16\zeta)^{-1/2} \quad : \zeta < 0 \text{ (不安定成層の場合)}$$

$$\phi_m(\zeta) = \phi_h(\zeta) = 1 + 7\zeta \quad : \zeta > 0 \text{ (安定成層の場合)}$$

$$\zeta = z/L, \quad L = - \frac{\rho C_p \theta_0 U_*^3}{\kappa g H}$$

ここに, $\zeta_{0m} = z_{0m}/L$, $\zeta_{0h} = z_{0h}/L$ であり, z_{0m} , z_{0h} はそれぞれ運動量, 熱・水蒸気量に関する粗度高さである. また, U_* は摩擦速度, ρ は空気の密度, C_p は空気の比熱, ϕ_m , ϕ_h は運動量, 熱・水蒸気量に関する普遍関数, L はモニン・オブコフ長さ, g は重力加速度である. 表面では次の熱収支式を解き表面温度 θ_s を決定した.

$$(1 - \alpha) S_R \downarrow + L_R \downarrow - \sigma \theta_s^4 = H + \ell E + G \quad (12)$$

ここに, $S_R \downarrow$, $L_R \downarrow$ は大気からの短波及び長波放射, α は表面のアルベド, σ はステファン・ボルツマン定数, H , ℓE は顕熱及び潜熱, G は表面下方に伝わる熱量である. 式 (9) ~ (12) を計算する際には z_{0m} , z_{0h} , q_s , α , $S_R \downarrow$, $L_R \downarrow$, G を与えなければならない. 本計算の場合では, 観測時の放射条件を

与えた場合に水面の平衡温度は30℃であった。次に z_{0m} , z_{0h} , q_s の与え方を説明する。

高水敷上の z_{0m} は、傾度法を用いて高水敷上の顕熱・潜熱を算出する際に風速の鉛直分布から求められた値を用いた。草地上での z_{0h} と z_{0m} の比は、摩擦速度 U_* に関係があることが Duynkerke⁴⁾ によって示されている。高水敷上の風速の鉛直分布から算出された U_* が 0.1~0.4 (m/s) であるので、 $z_{0h}=0.01 z_{0m}$ とした。水面上の粗度高さは観測値から得ることができないので、摩擦速度 U_* の関数として次式を用いて評価した⁵⁾。

$$z_{0h} = U_*^2 / 69 g \quad (13a)$$

$$z_{0h} = z_{0hs} = 0.395 \nu / U_* \quad : U_* \leq 0.02 \text{ (m/s)} \quad (13b)$$

$$z_{0h} = z_{0hr} = 7.4 \exp \{-2.64 (U_* z_{0m} / \nu)^{1/4}\} \quad : U_* \geq 0.2 \text{ (m/s)} \quad (13c)$$

$$z_{0h} = (1 - \beta) z_{0hs} + \beta z_{0hr} \quad : 0.02 < U_* < 0.2 \text{ (m/s)} \quad (13d)$$

ここに ν は動粘性係数である。また、 $\beta = (U_* - 0.02) / 0.18$ は重み係数である。また、市街地では $z_{0m} = 0.1$ (m), $z_{0h} = 0.01 z_{0m}$ とした。

表面水蒸気量 q_s は、高水敷上及び水面上では表面の相対湿度を与えることにより算定した。水面上では飽和しているものとし、相対湿度を100%とした。高水敷上では、傾度法を用いて高水敷上の顕熱・潜熱を算出する際に得られる気温・水蒸気量の鉛直分布をフィッティングした関数に z_{0h} を代入して算出される表面温度・表面水蒸気量から表面での相対湿度を求め、与えた。また、市街地では表面の相対湿度は与えず、地表面及び建物からの水分の蒸発が無いものと仮定し、計算領域下端の水蒸気量と表面水蒸気量が常に等しいとした。

2.3 市街地の定式化

ここでは市街地を仮想的に正方形の粗度要素が地表面上に規則的に配置された場とみなした。そして、粗度要素を差分格子内にある抵抗物体とみなし、運動量に関する粗度要素の影響を空間的に平均した形で表現する。すなわち、粗度要素が流れから受ける効力に相当する運動量のシンク項 F_{rx} は、 $F_{rx} = -C_{Dx} a_x U |U| / 2$ となる。ここに C_{Dx} は粗度要素の水平方向抵抗係数、 a_x は単位空間あたりの粗度要素の水平方向見付け面積の単位空間あたりの流体体積に対する割合であり、経験的に $C_{Dx} = 1.0$ である。以上から市街地における運動量の輸送方程式は、

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\theta_0 \frac{\partial \pi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} (K_n \frac{\partial U}{\partial z}) + F_{rx} \quad (1')$$

となる。

次に、粗度要素の熱的な影響について考える。現在、建坪率・容積率などをパラメーターとして、十分な精度で市街地内の熱収支を表したモデルは存在しない。ここでは Yoshida⁶⁾ の測定を参考にして便宜的に粗度要素の熱的な影響として寄与する部分を粗度要素の屋上部分のみと仮定し、そこからの熱フラックスは地表面からの熱フラックスに比例すると仮定する。この仮定から、地表面からの熱フラックス H_s と粗度要素の屋上からの熱フラックス H_r は、

$$H_s = (1 - \gamma) H, \quad H_r = \gamma H \quad (14), (15)$$

となる。ここに H は式 (7) ~ (15) により計算される熱フラックス、 γ は単位地表面積あたりの粗度要素の占める面積である。粗度要素の上面での熱フラックス $H_{z=h}$ は、 H_r と粗度要素の間の大気からの熱フラックス H_c から $H_{z=h} = H_r + H_c$ となる。ただし、 $H_c = (1 - \gamma) \rho C_p K_h \partial \theta / \partial z |_{z=h}$ である。つまり、平衡状態を考えれば粗度要素の間の大気中の熱フラックスが地表面からの熱フラックスと等しく、 $H_c = H_s$ となり、粗度要素の上面での熱フラックス $H_{z=h}$ は

$$H_{z=h} = H_r + H_c = H_r + H_s = H \quad (16)$$

となる。

また、畑や森林のキャノピー層内の場合に用いられるように、市街地における混合距離 l_s はキャノピー層内において一定、キャノピー層外では距離に比例して増大するものとし、

$$l_s = \kappa (h - d) : z < h, \quad l_s = \kappa (z - d) : z \geq h \quad (17), (18)$$

とした。ここに $\kappa (=0.4)$ はカルマン定数、 h は粗度要素(建物)の高さである。また、 d は畑や森林のキャノピー層の場合には植生の高さに比例し、植生間の間隔によるが、ここでは $d = 0.5h$ とした。建物の高さは6mとした。このとき、 a_x は 0.0556m^{-1} となる。

2. 4 計算方法

計算は陽解法で行い、変数はstaggered mesh系にとり、時間に関して前進オイラー、空間に関して移流項は風上差分、拡散項は中心差分を用いた。大気からの短波 $S_R \downarrow$ 及び長波放射 $L_R \downarrow$ は、高水敷上での観測値を地表面の違いに関係なく与えた。高水敷上のアルベド α は観測値を与え、水面上においては0.1、市街地においては0.3とした。表面下方に伝わる熱量 G は、ここでは高水敷においては観測値、水面上においては大気下層と水面の温度差に比例して与え、市街地においては0とした。

最小自乗法を用いて各諸量のa1地点における観測値に風速に関しては3次関数、気温・水蒸気量に関しては対数関数をあてはめ、風上端の値を境界条件として与えた。上端境界において風速 U は鉛直方向フラックスを0として、温位、水蒸気量は鉛直方向フラックスを一定として上端の値を与えた。風下端の境界においては各変数の水平方向の2階微分値を0とした。

計算対象は図1に示す高水敷・水面・仮想市街地で構成される領域とした。

3. 計算結果

計算結果を例示する。a1～a4地点における風速 U 、気温 T 、水蒸気量 q の鉛直分布を観測値と共に図2に示す。風速に関しては十分再現されているが、気温・水蒸気量に関しては大気上層($z \geq 30\text{m}$)の部分で大きく異なっている。風速の鉛直分布には河道内で大気の下層が加速している状況が、気温の鉛直分布には大気の下層が上流側の高水敷及び水面上で冷却され、下流側の高水敷上で加熱されている状況が表されている。

顕熱 H 、潜熱 E の x 方向の分布を図3に示す。高水敷、水面の熱的特性は十分に表されているが、b、c地点の観測値では潜熱が若干異なっている。この観測値と計算値の潜熱の差と同程度の差が表面からの長波放射の観測値と計算値の間に生じ、計算において熱収支はバランスしている。このような若干の差はあるが、熱収支解析の許容誤差が約 10W/m^2 であることを考慮すると、この計算で十分河道内の熱収支が再現

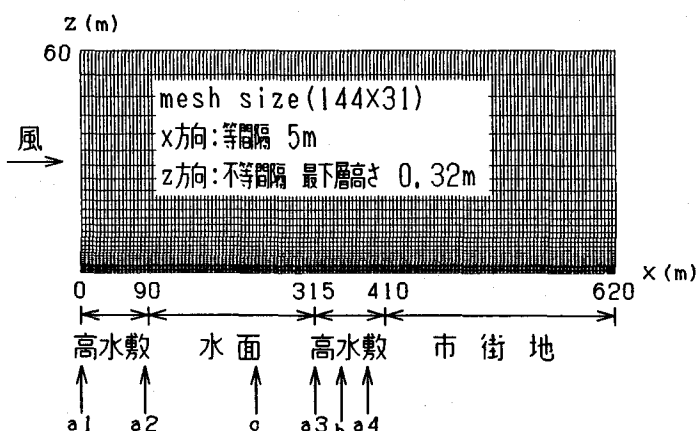


図1 計算領域

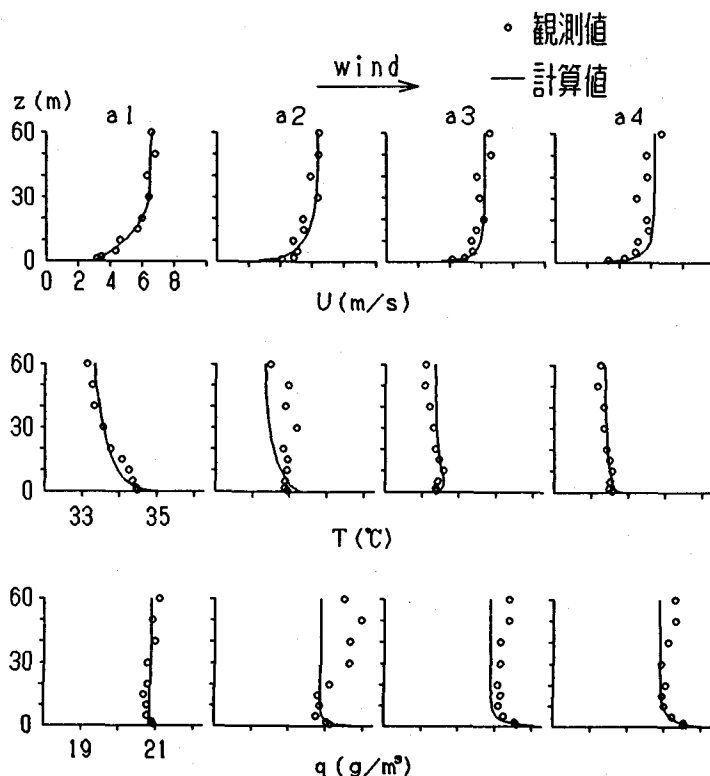


図2 風速、気温、水蒸気量の鉛直分布

されていると考えられる。

計算領域を図1のように設定した場合、地表面の状態が変化する地点、特に河道内（粗度要素の存在しない領域）から仮想市街地（粗度要素の存在する領域）に変化する地点において水平方向流速が変化することから鉛直方向流速が生じる。市街地のキャノピー層内では、最大の鉛直流速はそこでの水平流速の約2割にもなったが、高水敷及び水面上の領域では最大の鉛直流速は水平流速成分の3%程度であった。

気温の空間分布を図4に示す。風上側の

高水敷及び水面上で大気下層の気温が低下し、風下側の高水敷上及び市街地で下層気温は上昇している。また、河川上では粗度が小さいため大気の下層が加速し連続の関係から下降流が生じ、上空の冷気が下降している。逆に市街地に流入した大気は粗度要素の抵抗によって減速されて上昇流が生じ、大きく等温線が曲がっている。つまり、市街地で大気が加熱される効果に加えて、粗度要素の抵抗が河道内の冷気の侵入を妨げていることになる。水蒸気量の空間分布を図5に示す。高水敷及び水面上で大気の下層に水蒸気が供給されている状況が表されている。また、気温と同様に市街地に流入した大気が減速されたことにより生じる上昇流により等値線が大きく曲がっている。さらに、市街地では潜熱が0、すなわち水蒸気の供給がない条件にしたことにより、大気の下層で拡散によって水蒸気量が均一化されている様子が表されている。

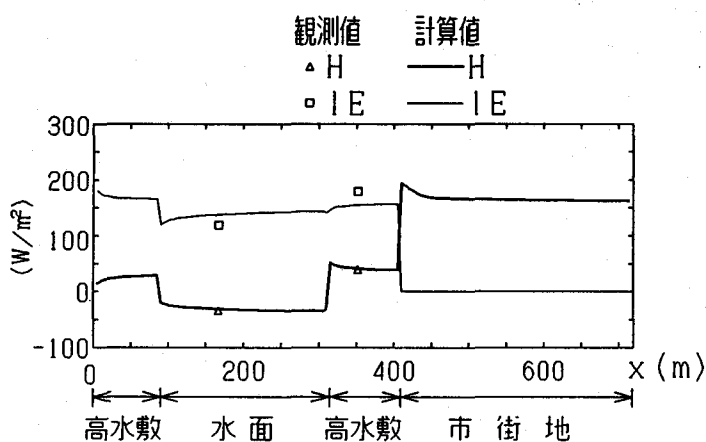


図3 顕熱、潜熱の分布(14時)

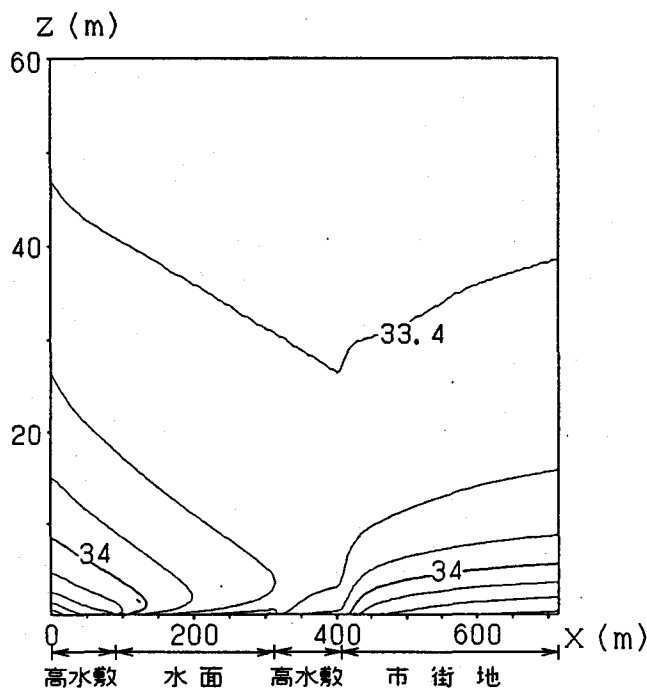


図4 気温の空間分布(14時, 単位: °C)

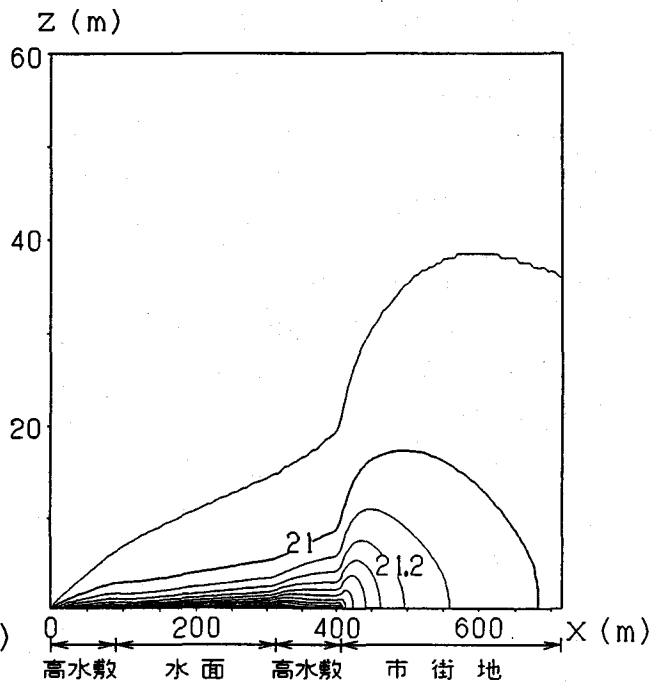


図5 水蒸気量の空間分布(14時, 単位: g/m³)

水面水温を様々に変化させ、水面風下端 (a 3) の高さ1.3mにおける気温の上昇量 $\Delta \theta$ および水蒸気量の変化量 Δq を自然状態 ($\theta_s = 30^\circ\text{C}$) からの変化量として図6に示す。水面水温が 2°C 上昇しても気温に与える影響は 0.1°C と非常に小さい。

4. 結語

本研究では夏期の河道内外の熱環境を計算し、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表現できる。

(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、ここでの大気の挙動を調べた。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、市街地層先端に発生する上昇流により、河川からの冷氣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。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。

参考文献

- 1) 武若他：都市内河川周辺の夏期の熱環境，水工学論文集，vol.37，pp.183-188，1993.
- 2) Kimura, F. : Heat flux on mixtures of different land-use surface : Test of a new parameterization scheme, J. Meteorol. Soc. Japan, Vol.67, No.3, pp.401-409, 1989.
- 3) Mellor, G.L. and T.Yamada : A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, J. Atmos. Sci., Vol.31, pp.1791-1806, 1974.
- 4) 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.
- 5) Brutsaert, W. : Evaporation into the atmosphere, Kluwer Academic Publishers, 299p., 1982.
- 6) Yoshida, A. et al. : Field measurements on energy balance of an urban canyon in the summer season, Energy Build., Vol.15, pp.417-423, 1990.

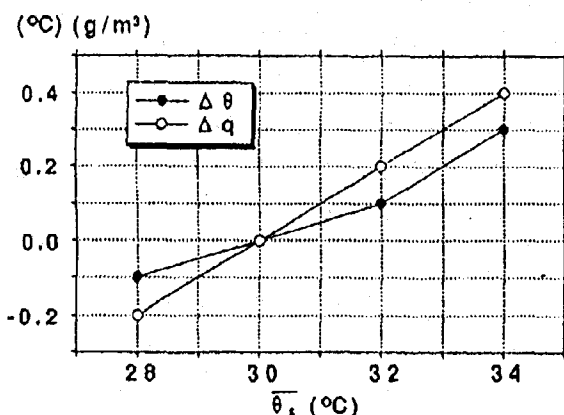


図6 水面水温の変化による気温、水蒸気量の変化