地表面温度と熱収支の周期解及びその応用

近 藤 純 正

(東北大学理学部地球物理学教室)

Application of Analytical Solution to the Ground Surface Temperature and Heat Flux Estimation

Junsei KONDO

(Geophysical Institute, Tohoku University, Sendai 980, Japan)

The objective of this study is to develop a method of estimating the surface heat flux by use of routine meteorological data. Analytical solutions are shown for cyclic variations of the surface temperature (T_s), sensible heat flux (H), latent heat flux (LE), and ground conductive heat flux (G), as functions of effective incoming radiation ($R^{\downarrow}$) and air temperature (T) with the surface parameters — exchange coefficient ($C_H U$), surface moisture availability (β), and ground thermometric parameter ($c_g \rho_g \lambda_g$).

By application of the present formulation to nocturnal cooling in calm night, the value of $c_g \rho_g \lambda_g$ is obtained. With use of the observed daily variation of the surface temperature, the value β is evaluated so that daily march of the sensible and latent heat flux can be obtained.

Key words: Ground surface temperature, Heat balance, Evaporation, Desertification.

キーワード: 地表面温度, 熱収支, 蒸発量, 砂漠化

1. は し が き

地表面温度の振舞いを理解することは、耕地気象や都市温暖化問題のほか、衛星による地球観測から熱収支・水収支の実態を知るうえで重要な研究課題となっている。本研究の最終的な目的は、地表面の熱収支式を解析的に解き地表面温度と熱収支各項を知ることである。

ところで、地表面温度は、地表面の熱収支式を境界条件として地中と大気中の熱拡散方程式を解くことによって求められるわけであるが、最近では大変複雑な方程式系を数値計算で解くことも行われている。しかし、地表面温度と熱収支に問題を限定するならば、複雑な数値計算でなくても、簡単な式でかなりのことが理解できると思われる。簡単な式は、その形からいろいろな量が定量的に理解できるという長所をもっている。その試みとして山本・近藤(1966; 1967)は、湖を対象として気温と入力放射量が正弦関数で季節変化する場合について、水温と蒸発量の季節変化の特徴を調べている。

本報告の3章では、通常の条件においては比較的精度のよい近似で微分方程式を線形化した場合の解析解を示す。そのうえ、地表面温度と熱収支が地表面のバルク輸

送係数、アルベド、蒸発の効率(地表面の湿潤度)、地中の熱物理係数、および放射量、気温、湿度などの気象条件によってどのような振舞いをするかを調べる。ここでは主として波数1の周期変化について説明するが、実際の応用では2~5波数の多成分の合成を行う。

4章では、各パラメータへの敏感度を示す。5章では都市気候に関連して、典型的な例を具体的に示し、アルベドと蒸発の効率の役割をみる。

地表面温度や熱収支をきめる地表面条件のうち、アルベドは地表面の種類によって概略値が推定できる。また、バルク輸送係数は地表面の種類や幾何学的構造が分かれば得られる。例えば、水面についてはKondo (1975)、積雪面についてはKondo and Yamazawa (1986)、植生地についてはKondo and Kawanaka (1986)やKondo and Watanabe (1992)などが参考になる。本報告ではアルベドとバルク輸送係数 C_H (または、風速をかけた交換係数 $C_H U$)は既知として取り扱う。ところで、現時点におけるいろいろな観測方法で地表面熱収支各項を相対誤差10~20%程度あるいは絶対誤差で 20 W m^{-2} 以内の精度で求めることは非常に困難なことを考えられている。熱収支の敏感度の計算によれば、熱収支量を20%程度の精度で知りたい場合は、 $C_H U$ は50%程度の精度で分

1992年8月3日 受付, 1992年9月22日 受理

かっていけばよい。 $C_H U$ は地表面の種類や基準高度の取り方によって変化するけれども、通常、 $0.001 \sim 0.01 \text{ ms}^{-1}$ 程度である。

地中の熱物理係数($c_g \rho_g \lambda_g$)は同じ場所であっても、表層の土壌水分などによって大きく変わる。そこで、6章では風の弱い夜間の地表面の冷却から、この係数を求める方法を述べる。この熱物理係数は、熱収支の日変化の振幅を支配するパラメータであるが熱収支式を解く方法で熱収支各項を求める場合は、50%程度の精度で分かていけばよい。

蒸発の効率は、熱収支量の平均値と変動の振幅を支配し最も重要なパラメータである。その決定には、微気象観測に基づくもの(Kondo and Watanabe, 1992)、広域陸面では熱収支法と水収支法を組み合わせる方法(近藤・渡辺・中園, 1992)などがある。裸地面については、Kondo・Saigusa・Sato (1990; 1992)によるパラメータ化の研究があり、土壌表層の水分と蒸発の効率の関係が示されている。土壌水分は将来、衛星観測から求められる可能性があるので、その時までには熱収支と地表面温度、土壌水分との関係を明らかにし、応用に際してはデータを有効に利用したい。その試みとして、7章では、アメリカ O'Neill 観測で得られた地表面温度の日平均値とその変動幅から蒸発の効率を決める方法を述べる。

地球上には気象観測所のない地域もあり、気温は未知のこともある。8章では、そのような場合に衛星による地表面温度のデータを利用して、熱収支量とともに気温も推定する方法を述べる。熱収支量を20%の精度で知りたい場合は、地上気温は5℃程度の精度があれば十分である。9章では、中国の半乾燥域を想定したときの熱収支の日変化例を示す。

従来、よく利用されてきた正味放射量(純放射量)は地表面温度とアルベドに敏感なので、本報告では既知としない。そのかわり下向きの放射量を既知として取り扱う。下向きの放射量は広域で近似的に一定とみなされる量である。

2. 基 本 式

2.1 主な記号

本報告で用いる主な記号は次の通りである。

添え字 $[M]$: 平均値

添え字 $[1]$: 変動の振幅

A_1 : 地表面温度の変動の振幅 (℃)

B_1 : 気温変動の振幅 (℃)

$C_H U$: 顕熱の交換係数 (ms^{-1})

$c_p \rho = 1.21 \times 10^8 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-3}$: 空気熱容量

$c_g \rho_g \lambda_g$: 地中の熱物理係数 ($\text{J}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2} \text{ m}^{-4}$)

H : 顕熱輸送量 (W m^{-2})

lE : 潜熱輸送量 (W m^{-2})

$l = 2.5 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$: 水の気化の潜熱

$R^\downarrow$: 入力放射量 (W m^{-2})

ref : 地表面のアルベド (0~1)

T : 気温 (K, ℃)

T_s : 地表面温度 (K, ℃)

β : 地表面の蒸発の効率 (0~1)

$\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$: ステファン・ボルツマン定数

ϕ : 地表面温度変化の位相 (radian)

位相は入力放射量の位相をゼロ、それとの差で定義

2.2 地表面の熱収支式

地表面における熱収支は次式で表わされる。

$$R^\downarrow - G = \sigma T_s^4 + H + lE \quad (1)$$

ただし

$$R^\downarrow = (1 - ref) S^\downarrow + L^\downarrow \quad (2)$$

$R^\downarrow$ は地表面での入力放射量、 $S^\downarrow$ は日射量、 ref はアルベド、 $L^\downarrow$ は下向きの大気放射量、 T_s は地表面温度、 H と lE は地表面から大気へ輸送される顕熱と潜熱、 E は蒸発量、 G は地中への伝導熱である。本研究では、地表面は長波放射に対して黒体とする。

熱収支式(1)に、顕熱と潜熱のバルク式:

$$H = c_p \rho C_H U (T_s - T) \quad (3)$$

$$lE = l \rho \beta C_H U (q_{sat}(T_s) - q) \quad (4)$$

を代入すると、 T_s を求める次式が得られる。

$$f(T_s) \equiv Q - \sigma T_s^4 - c_p \rho C_H U (T_s - T) - l \rho \beta C_H U (q_{sat}(T_s) - q) = 0 \quad (5)$$

ただし

$$Q = R^\downarrow - G \quad (6)$$

$$\beta = C_E / C_H \quad (7)$$

β は地表面の蒸発の効率、 C_H と C_E は顕熱と潜熱輸送に対するバルク輸送係数、 $C_H U$ は顕熱の交換係数、 U と T と q は基準高度(通常、地上1~5m)における風速と気温と比湿、 $q_{sat}(T_s)$ は T_s に対する飽和比湿である。

式(5)を逐次近似の方法で解けば地表面温度 T_s がもとなり、式(3)と(4)から顕熱輸送量と潜熱輸送量も分かる。この際に必要な気象条件は $R^\downarrow$ 、 U 、 T 、 q であり、地表面の条件は C_H と β である。一般に、 G はパラメータ化の結果が利用できる。

ここで次の近似を行う。

$$\sigma T_s^4 \simeq \sigma T^4 + 4 \sigma T^3 \delta T \quad (8)$$

$$q_{sat}(T_s) - q \simeq q_{sat}(T) + \Delta \delta T - q \quad (9)$$

$$\delta T \equiv T_s - T \quad (10)$$

$$\Delta \equiv dq_{sat} / dT \quad (11)$$

すると、式(5)の近似解は次のようになる。

$$\begin{aligned} \delta T &= T_s - T \\ &\approx \frac{Q - \sigma T^4 - l \rho \beta C_H U [q_{sat}(T) - q]}{4 \sigma T^3 + c_p \rho C_H U + l \rho \beta C_H U \Delta} \quad (12) \end{aligned}$$

$$H = c_p \rho C_H U \delta T \quad (13)$$

$$l E = l \rho \beta C_H U [q_{sat}(T) - q + \Delta \delta T] \quad (14)$$

Δ は気温だけの関数である。式(12)は竹内・近藤(1981)の教科書に示されている。なお、 Δ として第一近似で得られた T_s と T の中間温度における値を用いると近似はよくなる。次章以後、地中伝導熱 G も未知量として求めることを考える。その準備として G と T_s の関係を 2.4 節で示す。

2.3 地中温度と熱拡散係数 a

地表面温度 T_s の観測値がなく地中温度 T_g があるとき(あとで述べる O' Neill データ)、解析に必要な T_s と T_g の関係をここで示しておく。

地中温度 T_g の熱伝導微分方程式は

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T_g}{\partial z^2} \quad (15)$$

である。ただし、

$$a = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g} \quad (16)$$

a は地中の温度拡散係数、 λ_g は熱伝導係数、 $c_g \rho_g$ は単位体積の熱容量、 t は時間、 z は地表面からの深さである。式(15)において、境界条件として地表面温度 T_s が振幅 A_1 、位相 ϕ をもつ周期 τ の余弦関数で変化する場合を考える。すなわち、

$$T_s = A_1 \cos(\omega t - \phi) \quad (17)$$

ただし $\omega = 2\pi/\tau$ 、 $\omega t - \phi = 0$ は T_s が最低値を示す時刻である。この場合の解は、過渡的变化と周期的変化の項で表わされるが、時間が十分大きくなると前者はしだいに小さくなり、後者だけが残る次式のごとくなる。深さ z において、

$$\text{地温: } T_g = A \cos(\omega t - \varepsilon - \phi) \quad (18)$$

$$\text{振幅: } A = A_1 \exp[-z(\omega/2a)^{1/2}] \quad (19)$$

$$\text{位相のおくれ: } \varepsilon = z(\omega/2a)^{1/2} \quad (20)$$

$$\text{日変化で: } \omega = 0.727 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$\text{年変化で: } \omega = 1.992 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$$

日変化の場合、例えば $a = 2 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $z = 0.09 \text{ m}$ とすれば、 $A/A_1 = 0.3$ 、 $\varepsilon = 1.2 \text{ rad} = 4.6$ 時間になる。上式によれば、 $z\omega^{1/2}$ が同じ値なら A/A_1 と ε も同じになる。上の関係式を利用し地温変化の振幅、または位相の遅れと深さとの関係を観測し、地中の温度拡散係数 a が求められる。

2.4 地中伝導熱 G

地表面直下 $z=0$ における下向きの地中伝導熱は次式で定義される。

$$G = -\lambda_g (\partial T_g / \partial z)_{z=0} \quad (21)$$

地表面温度が式(17)で変化するとき、(18)~(21)より G は次のように表わされる。 G_1 をその振幅として、

$$G = G_1 \cos(\omega t - \phi + \pi/4) \quad (22)$$

$$G_1 = A_1 (\omega c_g \rho_g \lambda_g)^{1/2}$$

この式によると、 G が最小(または最大)になる時刻は T_s のそれより位相が $\pi/4$ (日変化で3時間、年変化で1.5ヵ月) 早いことになる。また G は ω の小さい長周期の変化のとき小さくなる。

3. 気温が与えられている場合の一般的な関係

地表面温度 T_s が入力放射量 $R^\downarrow$ 、気温 T 、顕熱の交換係数 $C_H U$ 、地中の熱物理係数 $c_g \rho_g \lambda_g$ などどのような関係になるかを調べる。 T_s の日平均値 $T_{s,M}$ とその振幅 A_1 、および位相 ϕ の3つに注目しよう。

簡単化のために前記の近似式(8, 9)を用いる。また、 $C_H U$ 、 β 、 q はそれぞれ一定とする。

このような線形化の近似を行うと、 $R^\downarrow$ が時間 t の余弦関数で変化する場合には、 T_s も余弦関数で変化する。そこで、各変量の平均値は添え字 $[M]$ 、変動の振幅は添え字 $[1]$ を付けて、地表面温度の振幅 A_1 、気温の振幅 B_1 、日射量の振幅 S_1 、大気放射量の振幅 L_1 を用いて次のように仮定する。ただし、 $t=0$ の基準は放射量の最小となる時刻とする[式(17, 22)により T_s と G の位相差は $\pi/4$]。

$$R^\downarrow - \sigma T^4 = (R_M^\downarrow - \sigma T_M^4) + R_1 \cos \omega t : [\text{既知}] \quad (23)$$

$$T_s = T_{s,M} + A_1 \cos(\omega t - \phi) \quad (24)$$

$$T = T_M + B_1 \cos(\omega t - \alpha) : [\text{既知}] \quad (25)$$

$$G = G_1 \cos(\omega t - \phi + \pi/4) \quad (26)$$

$$R_M^\downarrow = (1 - \text{ref}) S_M^\downarrow + L_M^\downarrow \quad (27)$$

$$R_1 = (1 - \text{ref}) S_1 + L_1 \quad (28)$$

$$q_{sat}(T_s) - q = [q_{sat}(T_M) - q] + \Delta [\delta T_M + A_1 \cos(\omega t - \phi)] \quad (29)$$

$$\Delta : (dq_{sat}/dT) \text{ の } T_M \text{ における値} \\ G_1 = A_1 (\omega c_g \rho_g \lambda_g)^{1/2} \quad (30)$$

位相は次の定義とする。

ϕ : $R^\downarrow$ と T_s (または lE) との位相差

α : $R^\downarrow$ と T との位相差 ($=\phi + \Psi$) [既知]

θ : $R^\downarrow$ と δT (または H) との位相差 ($=\phi - \eta$)

$\phi - \pi/4$: $R^\downarrow$ と G の位相差

Ψ : T_s と T の位相差 ($=\alpha - \phi$)

η : δT と T_s の位相差

通常、 $\phi - \pi/4$ はマイナスであるが、その他はプラスである。つまり G 以外は $R^\downarrow$ より遅れる。

上記 $R^\downarrow$ 、 T_s 、 T 、 G の式を熱収支式(1)とバルク式(3,

4)に代入し、 $I \cos \omega t + J \sin \omega t = K \cos (\omega t - \varepsilon)$ の関係式、ただし $K = I \sec \varepsilon$ 、 $\varepsilon = \arctan (J/I)$ を用いると次式が得られる(演算省略)。

$$(R_M^\downarrow - \sigma T_M^4) + R_1 \cos \omega t \\ = \mu \delta T_M + \kappa + (\mu A_1 + r A_1 \\ - \xi B_1 \cos \Psi) \sec \phi \cos \omega t \quad (31)$$

ここに

$$\kappa = l \rho \beta C_H U [q_{sat}(T_M) - q] \quad (32)$$

$$\mu = 4 \sigma T_M^3 + c_p \rho C_H U \\ + l \rho \beta C_H U \Delta \quad (33)$$

$$\xi = 4 \sigma T_M^3 + c_p \rho C_H U \quad (34)$$

$$r = (\omega c_g \rho_g \lambda_g)^{1/2} \cos (\pi/4) \quad (35)$$

通常、 $\kappa = 0 \sim 500 \text{ Wm}^{-2}$ 、 $\mu = 15 \sim 60 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ 、 $\xi = 15 \sim 30 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ 、また日変化で、 $r = 3 \sim 10 \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-1}$ の程度である。

式(31)の時間平均の項から地表面温度と気温の差の平均値は

$$\delta T_M = \frac{(R_M^\downarrow - \sigma T_M^4) - \kappa}{\mu} \quad (36)$$

これはすでに示した式(12)である(G の平均値はゼロであることを注意)。

一方、式(31)の時間変動の項から振幅 A_1 ($^\circ\text{C}$)と位相 ϕ (radian)は次のように求められる。

$$A_1 = \frac{R_1 \cos \phi + B_1 \xi \cos (\alpha - \phi)}{\mu + r} \quad (37)$$

$$\phi = \arctan (X) \quad (38)$$

$$X = \frac{r R_1 + \xi B_1 [\gamma \cos \alpha + (\mu + r) \sin \alpha]}{(\mu + r) R_1 + \xi B_1 [(\mu + r) \cos \alpha - r \sin \alpha]} \quad (39)$$

さらに、これまでの関係を用いれば、 T_s と T の差 δT 、顕熱輸送量 H 、潜熱輸送量 lE についても平均値と変動成分に分けて次のように表わされる。

$$\delta T \equiv T_s - T = \delta T_M + \delta T_1 \cos (\omega t - \theta) \quad (40)$$

$$H = H_M + H_1 \cos (\omega t - \theta) \quad (41)$$

$$lE = lE_M + lE_1 \cos (\omega t - \phi) \quad (42)$$

$$\delta T_1 = (A_1 - B_1 \cos \Psi) \sec \eta \quad (43)$$

$$\eta = \arctan \left(\frac{B_1 \sin \Psi}{A_1 - B_1 \cos \Psi} \right) \quad (44)$$

$$\theta = \phi - \eta \quad (45)$$

$$\Psi = \alpha - \phi \quad (46)$$

$$H_M = c_p \rho C_H U \delta T_M \quad (47)$$

$$H_1 = c_p \rho C_H U \delta T_1 \quad (48)$$

$$lE_M = \kappa + (\mu - \xi) \delta T_M \quad (49)$$

Table 1 Summary of the mean value, amplitude, and phase in the heat budget element. $R^\downarrow$: incoming radiative heat flux, T : air temperature, T_s : ground surface temperature, G : downward conductive heat into the ground, $\delta T = T_s - T$, H : sensible heat flux, lE : latent heat flux

Element	Mean	Amplitude	Phase
$R^\downarrow$	$R_M^\downarrow$	R_1	0 (standard)
T	T_M	B_1	α (given)
T_s	$T_{s,M}$	A_1 (Eq. 37)	ϕ (Eq. 38)
G	0	G_1 (Eq. 30)	$\phi - \pi/4$
δT	δT_M (Eq. 36)	δT_1 (Eq. 43)	θ ($= \phi - \eta$) (η : Eq. 44)
H	$H_M = c_p \rho C_H U \delta T_M$	$H_1 = c_p \rho C_H U \delta T_1$	θ ($= \phi - \eta$)
lE	$lE_M = \kappa + (\mu - \xi) \delta T_M$	lE_1 (Eq. 50)	ϕ (Eq. 38)

$$lE_1 = (\mu - \xi) [\delta T_1 \cos \theta + B_1 \cos \alpha] \sec \phi \quad (50)$$

以上によって各変量の振幅と、最小または最大となる時刻(位相)が分かる。各変量の平均値、振幅、位相のまとめをTable 1に示した。

4. 敏 感 度

理解を容易にするために、まず、次の簡単な場合をみておこう。 $B_1 = 0$ のとき(気温変化がないとき)：

$$A_1 = \frac{R_1 \cos \phi}{(\mu + r)} \quad (51)$$

$$\tan \phi = \frac{r}{(\mu + r)} < 1 \quad (52)$$

$$\frac{H_1}{lE_1} = \frac{1}{\beta} \times \frac{c_p}{l \Delta} \quad (53)$$

式(52)から、地表面温度の最高は放射量最大の時刻より $\pi/4$ (日変化の場合、3時間)以上遅れることはない。また、現実的条件では $\cos \phi \simeq 0.9 \sim 0.98$ であるので式(51)によって地表面温度の振幅 A_1 は入力放射量の振幅 R_1 に比例する。 $C_H U$ 、または β が大きくなると A_1 も ϕ も小さくなる。 $c_g \rho_g \lambda_g$ が大きくなると A_1 は小さくなるが ϕ は大きくなる。しかし A_1 も ϕ も平均飽差とは無関係である[κ の式(32)を見よ]。さらに顕熱輸送量の振幅 H_1 と潜熱輸送量の振幅 lE_1 の比は $c_p/l \Delta$ に比例、つまり気温だけの関数となる。なお、 $c_p/l \Delta$ は平衡蒸発の条件(湿潤地表面上で空気が湿潤強風)におけるボーエン比である(近藤, 1989)。

つぎに、もう少し現実的で気温の日変化振幅が $B_1 = 4^\circ\text{C}$ 、その位相差が $\alpha = 0.26 \text{ radian} = 1 \text{ hr}$ の晴天日の例について、地表面温度と各熱収支成分の敏感度をTable 2に掲げた。表の1番左列に示す条件を基準とする。そのときの値は $\delta T_M = 4.57^\circ\text{C}$ 、 $A_1 = 9.68^\circ\text{C}$ 、 $H_M = 55 \text{ Wm}^{-2}$ 、

Table 2 Sensitivity test of the mean temperature difference (δT_M), amplitude of the ground surface temperature (A_1), daily mean of sensible heat flux (H_M) and amplitude (H_1), daily mean of latent heat flux (lE_M) and amplitude (lE_1). The deviation is shown from the control value, except for A_1 which is shown in ratio (%) to the control value. The control values are: $\delta T_M = 4.57^\circ\text{C}$, $A_1 = 9.68^\circ\text{C}$, $H_M = 55 \text{ W m}^{-2}$, $lE_M = 119 \text{ W m}^{-2}$, $H_1 = 69 \text{ W m}^{-2}$, $lE_1 = 105 \text{ W m}^{-2}$. The first column: control condition, the second column: change in condition.

Control condition	Change	δT_M °C	A_1 %	H_M W m^{-2}	lE_M W m^{-2}	H_1 W m^{-2}	lE_1 W m^{-2}
$C_H U = 0.01 \text{ ms}^{-1}$	twice	-3.37	71	-26	45	1	44
$\beta = 0.4$	+0.1	-0.94	94	-11	17	-8	20
Albedo $\alpha = 0$	+0.1	-1.05	92	-13	-11	-10	-9
$L_M - \sigma T_M^4 = -100 \text{ W m}^{-2}$	+20 W m^{-2}	+0.70	—	9	8	—	—
$S_M = 300 \text{ W m}^{-2}$							
$S_1 = 300 \text{ W m}^{-2}$	+20 W m^{-2}	—	105	—	—	6	6
Air temp. $T_M = 20^\circ\text{C}$	+1 °C	-0.25	98	-3	4	-2	4
Amplitude $B_1 = 4^\circ\text{C}$	+1 °C	—	105	—	—	-7	5
Phase $\alpha = 0.26 \text{ rad} = 1 \text{ hr}$	twice	—	98	—	—	-0	-2
$q/q_{\text{sat}}(T_M) = 0.6$	+0.1	+0.60	—	7	-11	—	—
$c_g \rho_g \lambda_g = 2 \times 10^6 \text{ J}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2} \text{ m}^{-4}$	twice	—	90	—	—	-12	-11
Winter condition: $T_M = 0^\circ\text{C}$, $S_M = 150$, $S_1 = 150 \text{ W m}^{-2}$		-2.97	75	-36	-95	-29	-81

$lE_M = 119 \text{ W m}^{-2}$, $H_1 = 69 \text{ W m}^{-2}$, $lE_1 = 105 \text{ W m}^{-2}$ である。条件が2列目に示すだけ基準条件から変化したときに生じる地表面温度と各熱収支成分の変化量を3～8列目に示す。プラスは増加、マイナスは減少、(—)は変化しないことを意味する。ただし A_1 のみ基準条件のときに対する比(%)で表してある。

$C_H U$ が2倍(風速が2倍, またはバルク輸送係数が2倍)になると顕熱と潜熱輸送量の和が大きくなり, 地表面温度の日平均値は 3.37°C 低下し, その振幅 A_1 は71%になる。

日平均相対湿度 $q/q_{\text{sat}}(T_M)$ が0.1だけ大きくなると, 日平均蒸発量が少なくなり, 地表面温度の日平均値は 0.6°C 高くなるが, 振幅 A_1 と位相 ϕ は不変である (A_1 と ϕ の式に κ は含まれていない)。

地中の熱物理係数 ($c_g \rho_g \lambda_g$) が2倍になると, 地表面温度の振幅 A_1 は90%になる。これは地中伝導熱が増加することによる。式(35)を見ると ω が2倍(周期が1/2)になることは, $c_g \rho_g \lambda_g$ が2倍になったときと同じである。表にはその他のパラメータへの敏感度も示してある。

ここでは波数 $n=1$ の日周期 ($\omega = 0.727 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) の成分について示したが, 波数 $n=2, 3, 4, \dots$ の高周波成分については ω を $n\omega$ とし, 既知量 (S_1 , B_1 , α) を n 成分の値におき替えて同様の計算をし, 未知量 (A_1 , ϕ など) を求めればよい。そして各周波数成分の合成を行えば,

現実的な結果が得られる。また, 日中(夜間)の熱収支に重点をおく場合は, 日中(夜間)の代表的な $C_H U$ を用いるなど, いろいろな工夫をすれば精度は上がる。

5. 都市地表面の例

藤野・浅枝(1992)は都市の地表面の改変が夏の異常な昇温をもたらすことを想定し, 野外にアスファルトとコンクリート面をつくり, 表面温度の日変化を測定している。その測定結果を本研究の式から説明することにした。

さて, 気温 ($^\circ\text{C}$) の典型的な日変化は次式で表される。

$$T = T_M - 4 \cos(\omega t - 0.785) + 0.8 \cos(2\omega t - 0.785) \quad (54)$$

T_M は日平均気温であり, 第2, 3項の係数と独立に変えてよい。振幅を表す第2, 3項の係数は同じ比率で変えなければ形がくずれる。上式は前橋における1940年の3, 4, 9, 10月の毎時平均気温(中央気象台月報)を参考に求めた。

また, 晴天日の日射量 (W m^{-2}) の日変化は次式で近似できる。

$$\text{夏: } S^\downarrow = 329 - 464 \cos \omega t + 130 \cos 2\omega t + 20 \cos 3\omega t - 15 \cos 4\omega t \quad (55)$$

$$\text{春分: } S^\downarrow = 173 - 260 \cos \omega t + 101 \cos 2\omega t - 10 \cos 3\omega t - 4 \cos 4\omega t \quad (56)$$

$$\text{秋: } S \downarrow = 156 - 248 \cos \omega t + 115 \cos 2\omega t - 21 \cos 3\omega t - 4 \cos 4\omega t \quad (57)$$

雲のあるような日に日射量を変えたければ、右辺第1～5項の各係数は同じ比率で変えること。夏の式は、緯度42Nの7月24日頃、春分の式は緯度38Nの春秋分、秋の式は緯度43Nの10月20日を想定し、計算式(Kondo and Miura, 1985; 近藤・中村・山崎, 1991)から得たものである。それぞれの式はあとの例で用いる。なお、日射量は少数の5つの項で表したためやや平滑されており、正午の前後2時間で日射量は真値より20～30 Wm⁻²小さめに、逆に日の出と日の入り頃の各2時間で20～30 Wm⁻²程度大きめになっている。しかし、これは地表面温度の計算精度をよくすることになる。すなわち本研究では、式(8, 9)の近似を用いたため、もし日射量に正確な値を用いると日中の $q_{sat}(T_s)$ は小さめに計算され蒸発量は小さくなり、同時に σT_s^4 も小さく長波放射の放出が小さくなり、そのぶん顕熱輸送量が大きくならねばならないので、地表面温度は0.5～2℃高めに計算される。しかし、上式のやや平滑した小さめの日射量を用いると顕熱輸送量の大きめになることが抑制され、かえって正確な地表面温度が求まることになる。

夏の都市における各種地表面を想定し、地表面の種類によって地表面温度と熱収支がどのように変わるかを調べよう。気温は式(54)、日射量は夏の式(55)とし、 $T_M = 24^\circ\text{C}$, $C_H U = 0.01 \text{ ms}^{-1}$, 日平均相対湿度 $= q/q_{sat}(T_M) = 0.6$, $c_g \rho_g \lambda_g = 2 \times 10^6 \text{ J}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2} \text{ m}^{-4}$, $L_M - \sigma T_M^4 = -80 \text{ Wm}^{-2}$, $L_1 = 0$ 。さらにアルベド ref と蒸発の効率 β の組み合わせはTable 3に掲げたものとする。

Table 3に示したNo. 1, 2, 3について計算した地表面温度の日変化の結果をFig. 1に示した。まず、 $\beta = 0$ は同じで $ref = 0.1$ (アスファルト)と $ref = 0.5$ (新しいコンクリート)を比較すると、アスファルトの最高温度は15.1℃でも、最低温度は2.1℃も高い。コンクリートでは夜間の地表面温度は気温より0.5℃低くなるけれども、アスファルトの表面温度は夜間でも気温以下にならず1.5℃高い。

つぎに $ref = 0.1$ は同じで $\beta = 0$ (アスファルト)と $\beta = 0.4$ (草地)について比較すると、草地はアスファルトに比べて地表面温度の日平均値は7.9℃も低く、その振幅は約半分、日中の最高気温は14.2℃も低い。これは蒸発の有無による違いである。

Fig. 2はNos. 1～3の3種類の地表面における顕熱輸送量 H の日変化である。顕熱輸送量は日中のアスファルト面では他の面における値のおよそ2倍になっている。そして、夜間は草地ではマイナスであるが、アスファルト面ではプラスである。夏の都市における状態をこの図か

Table 3 Surface albedo (ref) and moisture availability (β) for an asphalt pavement, grass land, and a fresh concrete

No.	ref	β	Surface
1	0.1	0	Asphalt
2	0.1	0.4	Grass land
3	0.5	0	Fresh concrete

Fig. 1. Diurnal variation of the estimated ground surface temperature T_s for an asphalt pavement (broken line), grass land (solid line), and a fresh concrete (dot-and-dash line). Also shown by the open circle is the air temperature T (given condition).

Fig. 2. Same as Fig. 1, except for sensible heat flux H .

らみることができる。藤野・浅枝(1992)の野外実験の結果がこの計算によってよく説明できる。地表面温度と顕熱輸送量に限れば、 β における0.4の増加は、 ref における0.4の増加にほぼ匹敵している。

Fig. 3は草地における熱収支各項の日変化である。草地では蒸発散による潜熱輸送量 LE があるため、顕熱輸送量 H と地中伝熱 G が小さくなり、地表面温度の平均

Fig. 3. Same as Fig. 1, except for the heat balance at the grass land surface. $R^\downarrow$: incoming radiation, G : conductive heat into the ground, H : sensible heat flux, IE : latent heat flux, T_M : daily mean air temperature.

値とその振幅がアスファルト面における値より小さくなる。

6. 夜間冷却と地中の熱物理係数 $c_g \rho_g \lambda_g$

風の弱い夜間には $H \approx IE \approx 0$ と見なすことができ、放射収支と地中伝導熱がバランスし、熱収支式は

$$L^\downarrow - \sigma T^4 \approx 4\sigma T^3 (T_s - T) + G \quad (58)$$

となる。したがって、地表面温度 T_s の下降は $(L^\downarrow - \sigma T^4)$ と $c_g \rho_g \lambda_g$ だけで決まる。ゆえに、夕方から朝までの地表面の冷却から $c_g \rho_g \lambda_g$ を求めることができる。この場合、夕方の時刻の基準は日没の少し前を選ぶ。近藤・森 (1982) は秋から春にかけてのデータを解析し、日没 30 分前を時刻の基準とした。実際の夜間冷却のデータは、放射冷却の式 (近藤・山沢, 1983; Kondo and Haginoya, 1989) にほぼ従うことが確かめられている。

放射冷却は次式で表される。

$$T_s - T_{s,0} = \frac{DT_{MAX}}{1-F} \times J(x) \quad (59)$$

$$\frac{DT_{MAX}}{1-F} = \frac{T_{s,0} - (L^\downarrow / \sigma)^{1/4}}{1-F} \quad (60)$$

$$\approx T_{s,0} - (L^\downarrow_{NM} / \sigma)^{1/4} \quad (61)$$

$$x = \frac{(4\sigma T_0^3)^{1/2} t}{c_g \rho_g \lambda_g} \approx \frac{(4\sigma T_{NM}^3)^{1/2} t}{c_g \rho_g \lambda_g} \quad (62)$$

$$J(x) \approx \frac{0.001 + 1.168 x^{1/2} + x}{1.062 + 1.725 x^{1/2} + x}, \quad (0 < x \leq 64) \quad (63)$$

($0 < x \leq 64$) 以外の範囲における $J(x)$ は省略。

DT_{MAX} : 最大可能冷却量

t : 夕方からの時間 (この章の上記の式に限る)

$L^\downarrow$: 夕方の大気放射量

$L^\downarrow_{NM}$: 大気放射量の夜間平均値

T_s : 夕方からの時間 t 後の地表面温度

$T_{s,0}$: 夕方の地表面温度

T_0 : 夕方の気温

T_{NM} : 夜間の平均気温

F : 冷気湖の強度による補正, $F = 0.1 \sim 0.2$

$J(x) = 0 \sim 1$: x とともに増加する関数

この放射冷却の式と今回の計算による結果を比較するために、微風の夜間に重点をおき次の条件を設定する。

$C_H U = 0.0001 \text{ ms}^{-1}$

$S^\downarrow$: 春分の式 (56)

T : 式 (54) で $T_M = 20^\circ\text{C}$

その他の条件は $\beta = 0.4$, $L^\downarrow_M - \sigma T_M^4 = -100 \text{ Wm}^{-2}$, $L_1 = 0$, 日平均相対湿度 $= q/q_{sat}(T_M) = 0.6$ とする。この条件で計算してみると、夜間には $H + IE \approx -2 \sim -2 \text{ Wm}^{-2}$ となり、微風の快晴夜間に相当する。 $c_g \rho_g \lambda_g = (8, 2, 0.5) \times 10^6 \text{ J}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2} \text{ m}^{-4}$ の 3 通りについて T_s の時間変化を求め、Fig. 4 に 3 本の曲線で示した。

放射冷却の式による計算値 (プロット) と比較すると全体として一致している。しかし放射冷却の式による計算では初期時刻 17.5 hr の直後、急激に冷却しすぎる傾向にある。これは、地中温度の微分方程式は同じであるが、放射冷却の式が鉛直方向に一定の地中温度の初期条件に対する解であるのに対し、今回の計算式は周期解であるからである。両者は一長一短があり、実際の応用では条件によってどちらかの式を用いて $c_g \rho_g \lambda_g$ を求める。すなわち、夕方まで曇っていて急に晴れてきたような場合は夕方の地中温度は鉛直方向に等温に近いので放射冷却

Fig. 4. Time variation of the ground surface temperature T_s under calm day for three values of the thermometric parameter $c_g \rho_g \lambda_g$. Line: cyclic variation, Symbol: radiative cooling (Eqs. 59 to 63).

の式を用いる。一方、気象条件が周期的にきれいに变化しているような場合には周期解の式を用いる。しかし、両者によって求められる $c_g \rho_g \lambda_g$ の値は少し違うかも知れないが、その違いは熱収支の計算結果に大きな差は生じない（敏感度のテストの Table 2 を参照）。なお、 $c_g \rho_g \lambda_g = 2 \times 10^6 \text{ J}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2} \text{ m}^{-4}$ は各地のアメダスデータを用いて得た値であり、晴天日における現実的な地表面の平均値とみなせる（近藤・森，1983）。

7. 地表面温度の日変化と蒸発の効率 β

地表面の蒸発の効率 β はもっとも重要なパラメータであり、これを決める方法が近藤（1971）によって最初に試みられた。この章では、通常の気象観測データからそれを決める例を示そう。

アメリカの O'Neill の観測データ（Barad, 1958）を用い、地表面温度の実測値と計算値が一致するように β をいろいろ変えて計算する。現地の観測から次の条件を設定する。

位置は 42.5 N, 98.3 W

日時は 1956 年 7 月 24～25 日，天気は快晴

$S \downarrow$ (夏の式 55), $ref = 0.2$

$L_M \downarrow - \sigma T_M^4 = -80 \text{ W m}^{-2}$

$T = T_M - 8 \cos(\omega t - 0.66)$, $T_M = 24^\circ \text{C}$

$q/q_{sat}(T_M) = 0.5$

$c_g \rho_g \lambda_g = 0.5 \times 10^6 \text{ J}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2} \text{ m}^{-4}$

基準高度 = 2 m

$C_H U = 0.025 \text{ m s}^{-1}$

($z_0 = 6.5 \times 10^{-3} \text{ m}$, $z_T = 10^{-3} \text{ m}$, $C_H = 0.0037$)

ここに z_0 は風速分布に対する粗度， z_T は気温分布に対する粗度である。熱収支量は日中に大きいので，8～16 hr の平均風速 $5 \sim 8.5 \text{ m s}^{-1}$ を参考にして $C_H U$ を決めた。

この観測では地表面温度の観測は行われていない。そのかわり深さ 3 cm の地温 $T_{g, 0.03 \text{ m}}$ があるので，それについて比較する。計算で，地中温度の式 (18, 19) を利用するとき地中の温度拡散係数が必要であるが，実測データから決定した値 $a = 2 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ を用いる。

計算による結果と実測の地温 $T_{g, 0.03 \text{ m}}$ を Fig. 5 に示した。観測値は $\beta = 0 \sim 0.2$ の間に入っている。ここは半砂漠であり， β は非常に小さい。なお，横軸の $t = 32 \sim 35 \text{ hr}$ で実測値が低めであるのは，この時間帯に積雲（雲量 2）が太陽を時々隠したことによるとみなされる。実際に，日射の観測値が小さい。

O'Neill における境界層のシミュレーションから，近藤（1971）は $\beta = 0.06$ （ただし高度 100 m を β の基準高度とした値）を得ており，今回の結果と矛盾しない。

Fig. 5. Diurnal variation of the calculated soil temperature at the depth of 0.03m for three values of the surface moisture availability β . The open circle is the observed value for July 24–25, 1956, at the site of O'Neill, Nebraska, U.S.A.

Fig. 6. Same as Fig. 5, except for the sensible heat flux H .

Fig. 7. Same as Fig. 5, except for the latent heat flux LE .

Fig. 6, 7 には, T_s と同時に計算された顕熱輸送量 H および潜熱輸送量 LE と観測値を比較した。観測値は風速, 気温, 比湿のプロファイルから決めたものである(近藤, 1971)。いずれも, 観測値の多くは $\beta=0\sim0.1$ の中間にはば入っている。

一般に, 乾燥地では日中でも蒸発量が少なく, 水蒸気量の鉛直プロファイルの傾斜は小さく「プロファイル法」で蒸発量を求めるのは困難である。乾燥した日の O'Neill の例では高度 0.12~16m の間の水蒸気圧の差は非常に小さく 0.5 hPa (0.5 mb) 程度またはそれ以下である。それゆえ, フラックスを精度よく知るには, 気温と湿球温度の観測精度は少なくとも 0.1℃ はなくてはならない。また, 「渦相関法」で, たとえば超音波風速計と非常に小さな円柱状温度計を用いて蒸発量を測定する場合, 温度計センサーの外径が 100 μm の極めて小さいものでも直達日射 (約 1000 Wm^{-2}) を防がなければ風速 1ms^{-1} で 2.6℃ の昇温, 風速 2ms^{-1} で 2.1℃ の昇温となる (近藤, 1982)。したがって, 真の気温または湿球温度に変化がなくても風速に 1ms^{-1} の変動があるだけで見かけ上の温度は 0.5℃ 変動する。実際に作ってみると湿球温度計の外径は 1~2 mm となり, 水蒸気フラックスの測定はあやしいものとなる。これらのことから乾燥地での蒸発量の評価法として本研究の方法の実用化が望まれる。

8. 気温が未知のときの地表面温度の計算

前章までは気温が既知として地表面温度と熱収支を解いた。この章では大気境界層全層の平均的な拡散係数の概略値を与えて地上気温の振幅とその位相を熱収支と同時に推定しよう。

4 章で示したように, 地表面温度と熱収支は気温変動の振幅 B_1 にはそれほど敏感ではない。そこで, 気温変動の振幅を最初に仮定して地表面温度を計算し, 収束するまで計算を繰り返す方法を用いる。地上気温の測定高度 (すなわち基準高度, 通常 1~5 m) より上空で大気の拡散係数 K を一定と仮定すれば, 地中伝導熱 G と地表面温度 T_s との関係式 (22, 24) に類似な関係式が, 大気中における顕熱輸送量 H と地上気温 T との間にも成立し, 次のようにおくことができる。 $c_p\rho$ を単位体積の空気の熱容量, λ を大気中の乱流熱伝導係数とすれば,

$$H = H_M + H_1 \cos(\omega t - \theta) \quad (64)$$

$$T = T_M + \frac{H_1}{(\omega c_p \rho \lambda)^{1/2}} \cos(\omega t - \theta - \pi/4) \quad (65)$$

この式に大気中での関係式

$$K = \frac{\lambda}{c_p \rho} \quad (66)$$

を代入すれば次式が得られる。

$$T = T_M + B_{*1} \cos(\omega t - \alpha_*) \quad (67)$$

$$B_{*1} = (H_1 / c_p \rho)(\omega K)^{-1/2} \quad (68)$$

$$\alpha_* = \theta + \pi/4 \quad (69)$$

B_{*1} と α_* はそれぞれ気温の振幅と位相の推定値である。

そこで, まず適当な B_1 と α を仮定し 3 章で示した式から第 1 近似の H_1 , θ , その他を計算する。すると式 (68, 69) から第 1 近似の B_{*1} , α_* がもとまる。この結果を代入して第 2 近似の H_1 , θ , そして B_{*1} と α_* を逐次計算する。この計算を 3~4 回繰り返せば収束した H_1 , θ , B_{*1} , α_* その他が得られるわけである。

ところで, 中立のときのバルク輸送係数は次のように書き直すことができる。

$$C_H U = \frac{k u_*}{\ln(z/z_T)} \quad (70)$$

ここに k ($=0.4$) はカルマン定数, u_* は摩擦速度, z は高度, z_T は気温分布に対する粗度である。また, 大気境界層の拡散係数が地表面近くでは $k u_* z$ に比例するが, 大気境界層高度 h_{PBL} の 10 分の 1 程度の高度以上ではほぼ一定値に近づくことを考慮すれば, 平均的な拡散係数は $K \simeq k u_* (h_{PBL}/10)$ とおける (近藤, 1982)。したがって,

$$K = (h_{PBL}/10) \ln(z/z_T) C_H U \quad (71)$$

となり K と $C_H U$ は比例関係にある。例えば, $h_{PBL} = 500\text{ m}$, $z/z_T = 2 \times 10^3$ とすれば, $C_H U = 0.025\text{ ms}^{-1}$ であり (前記 O'Neill の例), $K = 9.5\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$ となる。実際に計算してみると, 地表面温度や熱収支は K に敏感ではない。例えば, K を 1 桁大きくしたとき, B_{*1} は 50~60% 小さくなり, 地表面温度の振幅 T_1 は 10~20% しか小さくならない。したがって, K の仮定は概略値でよい。この方法を $\beta=0.05$, $T_M=24^\circ\text{C}$, $h_{PBL}=500\text{ m}$ として前記の O'Neill に適用すると気温 ($^\circ\text{C}$) の日変化は次のように推定される。

$$T = 24 - 6.3 \cos(\omega t - 0.83) + 1.49 \cos(2\omega t - 0.91) + 0.18 \cos(3\omega t - 0.94) - 0.12 \cos(4\omega t - 0.96) \quad (72)$$

なお, 本章で説明した方法による計算結果は, 木村・清水 (1992) による別の方式による計算結果に等しい。

9. 中国乾燥域への応用例

原藺ほか (1992) が中国内モンゴル自治区東端の Hulun Buir 砂漠に位置する蘭州砂漠研究所の実験施設 (Naiman station, $42^\circ 58'\text{N}$, $120^\circ 43'\text{E}$, 海拔 405 m) 周辺の流動砂丘で微気象観測を行い, プロファイル法で顕熱と潜熱の輸送量を求めている。その観測では, 風速は 4 高度であるが, 気温と相対湿度は 0.5 m と 2.5 m の 2 高度である。砂丘では日中も夜間も蒸発の潜熱は平均 10 Wm^{-2} の大き

さで下向き(凝結)であるという結果を報告している。

この観測条件に対して、本研究の熱収支法を適用して晴天日の熱収支日変化を計算してみよう。計算は日中に重点をおき次の条件を設定する。蒸発の効率 $\beta=0.02$ 、アルベド $ref=0.4$ (現地観測値)、 $c_g\rho_g\lambda_g=0.5\times 10^6\text{ J}^2\text{ s}^{-1}\text{ K}^{-2}\text{ m}^{-4}$ 、 $C_HU=0.015\text{ ms}^{-1}$ ($C_H=0.005$, $U=3\text{ ms}^{-1}$)、日平均気温 $T_M=9^\circ\text{C}$ 、日平均相対湿度 $q/q_{sat}(T_M)=0.4$ 、 $L_M-\sigma T_M^4=-110\text{ Wm}^{-2}$ 、また気温日変化は

$$T=T_M-8\cos(\omega t-0.785)+1.6\cos(2\omega t-0.785) \quad (73)$$

日射量の日変化は秋の式(57)を用いる。

$\beta=0.02$ と仮定したのは次の根拠による。中国の測候所では裸地面に棒状温度計を置いて、地表面の毎日の最高・最低温度を観測している。Masuda *et al.* (1991)によるデータ集からNaiman station周辺のJarud Qi, Lindong, Linxi, Chifeng, Zhangwu, Chaoyangの6地点における1979年10月20日前後の晴天日の裸地面の最高・最低温度を読み取った(年は違うが同じ時期の晴天日)。同様に日平均気温を読み取ると $T_M=7^\circ\text{C}$ である。前述のO'Neillと同じように計算してみると、 $\beta=0$ の場合の T_s の最高値は 22.5°C に対し実測値は $24.0\pm 2.0^\circ\text{C}$ 、 T_s の最低値は -3.5°C に対し実測値は $-4.0\pm 1.6^\circ\text{C}$ である(温度計球部下端の一部は地表面に接しているが実測値は瞬間値なので最高はやや高めに、最低はやや低めに出来た)。したがって、秋の晴天の続くころ、この付近の裸地面の蒸発の効率 β は非常に小さく、0.02と推定した。

$\beta=0.02$ とした場合の熱収支計算値($S^\downarrow$, H , IE , G)の日変化をFig.8に示した。これは原蘭ほか(1992)のFig.4の上段に示された現地観測結果と比べるとよく対応している。ただし、 $\pm 20\text{ Wm}^{-2}$ の違いはある。この差は、計算モデルの誤差(敏感度の章参照)と観測誤差が考えられる。観測では、アルベドに3%、気温に0.1%、相対湿度に1%、いずれかに誤差があれば生じうる観測誤差である。本計算では日中の潜熱輸送量(日中の最大値 10 Wm^{-2})は彼らの観測とは逆で、上向き(蒸発)となるのは当然である。それは現在の土壌面蒸発の理論では、水蒸気は日中の加熱された地表面から大気中へ流れる。一方観測では、 10 Wm^{-2} 程度の大きさを見いだすことは精度上困難であると筆者は考える。

なお、参考として彼らの観測との比較のため図中の日射量 $S^\downarrow$ だけは波数 $n=8$ の成分までを含む式を使用して求めた値である。南中時の $S^\downarrow$ は 590 Wm^{-2} である。これは大気の混濁係数が0.05、可降水量が5mmとして計算された値である。一方、原蘭らによる植生区における南

Fig. 8. Diurnal variation of the estimated heat balance for 20 October over the dune, Naiman, China. $S^\downarrow$: incoming solar radiation, H : sensible heat flux, IE : latent heat flux, G : conductive heat into the ground.

中時の日射量は 640 Wm^{-2} となっており、この大きさは、大気中にまったくエアロゾルがないとしたときの理論値に相当することを付記しておきたい。

10. まとめ

地表面の熱収支式を解いて地表面温度と熱収支各項の平均値、変動の振幅、および位相を表す式を解析的に求めた。この結果を利用すれば、ルーチン気象観測データから熱収支の各項が推定できる。この際必要な条件は下向きの放射量、比湿、気温の3つのほか、地表面パラメータとしてアルベド(ref)、顕熱の交換係数(C_HU)、地中の熱物理係数($c_g\rho_g\lambda_g$)、蒸発の効率(β)の4つである。そのうちの地中の熱物理係数は風の弱い夜の地表面の冷却から求められ、また蒸発の効率は地表面温度の日変化の形(平均値と変動の振幅)から求められる。なお気温は、データがないときでも C_HU 、 β 、 $c_g\rho_g\lambda_g$ の概略値が分かれば、例えば衛星観測による地表面温度のデータから8章で述べた方法で、推定可能である。

地表面温度と熱収支の一般的な振舞いは次のようにまとめられる。

1. 式(36)によれば地表面温度と気温の差の日平均値 δT_M が大きくなるのは、アルベド ref が小さく、また地表面の蒸発の効率 β と交換係数 C_HU が共に小さいとき(乾燥、弱風時)。

2. 式(37, 51)によれば地表面温度の振幅 A_1 が大きくなるのも上記と同じで、さらに $\omega c_g\rho_g\lambda_g$ が小さいとき(乾燥、弱風時)。

3. 放射と地表面温度との間の位相差 ϕ が大きくなるのは、 $\omega c_g\rho_g\lambda_g$ が大きく C_HU と β が小さいとき。一般

に $\phi < \pi/4$ であり、現実的な条件における日変化では $\phi = 0.131 \sim 0.524$ radian $= 0.5 \sim 2$ hr の範囲内にある。

4. 地中伝導熱 G の最小または最大になる時刻 t がもっとも早く、それより $\pi/4$ (日変化では 3 hr) 遅れて地表面温度 T_s の最高が起こる。

今後の研究として、まず、 $C_H U$ と $c_g \rho_g \lambda_g$ が測定でき、かつ蒸発量が実測できる容器(ライシメータなど)を用いて、表面温度と蒸発量を実測し、本理論式の応用性について研究する。同時に複雑でない地表面や、植生地などやや複雑な地表面についてテストする。さらに多種多様な地物の混在する広域の現実地表面について研究を進め、衛星による地表面温度のデータも利用する。また、中国における地表面温度の観測データを有効利用するために、実測値を真の裸地面温度に換算する際の補正値について理論的並びに実験的に明確にしたい。

謝 辞

研究室の中園信さんには気温や日射量の計算、TEXによる原稿の作成を手伝っていただいた。また、作図に際しては工学部の枝松圭一氏作成のグラフプロットツール(GP)を使用させていただいた。

引用文献

- Barad, M. L., ed., 1958: Project Prairie Grass — a field program in diffusion. Vols. 1 and 2, Geophys. Res. Pap., No. 59, U.S. Air Force, Bedford, Mass., pp. 284 and pp. 213.
- 藤野 毅・浅枝 隆, 1992: 舗装面の熱収支と蓄熱特性について. 水文・水資源学会 1992 年度予稿集.
- 原蘭佳信・申 建友・劉 新民・李 勝功, 1992: 中国内モンゴル東部の砂丘の秋季の微気象特性. 農業気象, **47**, 217—224.
- 木村富士男・清水勇吾, 1992: 地表面温度による顕・潜熱フラックスの推定—線形大気陸面結合モデルとその応用—. 日本気象学会講演予稿集, No. 62, p. 182.
- 近藤純正, 1971: 地表面温度の数値予報. 国立防災科学技術センター研究報告, No. 7, 47—67.
- Kondo, J., 1975: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Boundary-Layer Meteor.*, **9**, 91—112.

- 近藤純正, 1982: 大気境界層の科学. 東京堂出版, pp. 219.
- 近藤純正, 1989: 平衡蒸発量と地表面蒸発. 水文・水資源学会誌, **2**, 25—32.
- Kondo, J. and A. Kawanaka, 1986: Numerical study on the bulk transfer coefficient for a variety of vegetation types and densities. *Boundary-Layer Meteor.*, **37**, 285—296.
- Kondo, J. and A. Miura, 1985: Surface heat budget of the Western Pacific for May 1979. *J. Meteor. Soc. Jpn.*, **63**, 633—646.
- 近藤純正・森 洋介, 1983: アメダス(地域気象観測所)データを用いた夜間冷却量の解析と最低気温予報式(2). 天気, **30**, 143—150.
- 近藤純正・中村 亘・山崎 剛, 1991: 日射量および下向き大気放射量の測定. 天気, **38**, 41—48.
- Kondo, J., N. Saigusa and T. Sato, 1990: A parameterization of evaporation from bare soil surfaces. *J. Appl. Meteor.*, **29**, 383—387.
- Kondo, J., N. Saigusa and T. Sato, 1992: A model and experimental study of evaporation from bare-soil surfaces. *J. Appl. Meteor.*, **31**, 304—312.
- Kondo, J. and T. Watanabe, 1992: Studies on the bulk transfer coefficients over a vegetated surface with a multilayer energy budget model. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 2183—2199.
- 近藤純正・渡辺 力・中園 信, 1992: 日本各地の森林蒸発散量の熱収支的評価. 天気, (11月号印刷中).
- 近藤純正・山沢弘実, 1983: 夜間の地表面放射冷却と積雪および日本各地の最低気温の極値について. 天気, **30**, 295—302.
- Kondo, J. and H. Yamazawa, 1986: Bulk transfer coefficient over a snow surface. *Boundary-Layer Meteor.*, **36**, 123—135.
- Masuda, K., A. Ouchi and K. Kato, 1991: An annual cycle of surface meteorological variables at stations of China (1979). Meteorological Research Report 91-01, Div. of Meteorol., Geophys. Inst., Univ. of Tokyo, pp. 196.
- 竹内清秀・近藤純正, 1981: 大気科学講座 I, 地表面に近い大気. 東京大学出版会, pp. 222.
- 山本義一・近藤純正, 1966, 1967: 野尻湖の蒸発(第2報, 完結報), 東北電力土木部, pp. 86, pp. 96.