



周期的温度変化から求めた湿った多孔性物質の温度  
伝導度(III) :  
物質内水蒸気が飽和状態に近い場合の理論的考察

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 北海道教育大学 公開日: 2012-11-07 キーワード: 作成者: 長谷川, 敏男 メールアドレス: 所属:
URL	<a href="https://doi.org/10.32150/00001699">https://doi.org/10.32150/00001699</a>

# 周期的温度変化から求めた湿った多孔性物質の温度伝導度\*

## III. 物質内水蒸気が飽和状態に近い場合の理論的考察

長谷川 敏 男

北海道教育大学旭川分校物理学教室

Thermal Diffusivities of Wet Porous Materials Calculated from  
Periodic Variation of Temperature

III. Theoretical Considerations in Case of Wet Porous Materials  
Containing Nearly Saturated Vapor

Tosio HASEGAWA

Department of Physics, Asahikawa Branch, Hokkaido University of Education

昭和44年10月16日 受領

### § 1. 緒 言

筆者はこの研究の第1報<sup>1)</sup>及び第2報<sup>2)</sup>において、湿った多孔性物質の上表面を周期的に加熱したとき、温度変化の1周期波の位相差及び振幅比から求められる温度伝導度の値  $K_{IP}$  と  $K_{IA}$  のくい違いが上層から下層へ行くにつれてどの様に変化するかを調べ、その一般的傾向を明らかにするとともに、その様な傾向が生ずる原因が主として試料中の水蒸気の脱離・吸着及び蒸発・凝結にともなり時間的平均の吸熱・発熱効果であるらしいことを明らかにした。

本報では、さきに筆者が展開した湿った多孔性物質中の熱輸送と水分移動の理論<sup>3)</sup>にもとづいて、物質中の空孔内水蒸気が飽和状態に近い場合における  $K_{IP}$  と  $K_{IA}$  のくい違い、及びもっと一般的な  $K_{sP}$ ,  $K_{sA}$  ( $s=1, 2, \dots$ ) の間のくい違いについて考察した結果について報告する。

### § 2. $K_{IP}$ と $K_{IA}$ の関係式の誘導

湿った多孔性物質中に温度勾配があるとき、熱輸送にともなって水分移動が起る。殆ど乾燥状態に近い低含水率領域では、脱離・吸着をともなり水蒸気の拡散が、含水率がそれより高いがまだ毛管水の移動が行なわれない領域では、蒸発・凝結をともなり水蒸気の拡散が起る。更に含水率が高くなると、蒸発・凝結をともなり水蒸気の拡散及び液相の水分の毛管移動が行なわれる。前の二つの場合は一般にごく低い含水率領域でみられる現象であって、もっとも普通にみられるのは最後の場合である。ここでは、この場合の中とくに物質中の空孔内水蒸気が飽和状態に近い場合を取り扱うことにする。

上に述べた水分の挙動及びこれにともなり発熱・吸熱効果を考慮に入れると、湿った多孔性物質中における鉛直方向1次元の熱及び水分移動の基礎方程式は次の様になる<sup>3)</sup>。

\* 前報(II), 長谷川敏男: 北海道教大紀要(第2部A), 20(1970) 53.

周期的温度変化から求めた湿った多孔性物質の温度伝導度

$$C_c \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_c \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) - (q_v + q_l) c_w \frac{\partial \theta}{\partial z} - q_v \frac{\partial L}{\partial z} - L \varepsilon_v k (\sigma_s - \sigma) \quad (2.1)$$

$$\varepsilon_v \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (-q_v) + \varepsilon_v k (\sigma_s - \sigma) \quad (2.2)$$

$$\rho_w \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (-q_l) - \varepsilon_v k (\sigma_s - \sigma) \quad (2.3)$$

ここで (2.1) は熱輸送の式, (2.2) は水蒸気拡散の式, (2.3) は毛管水移動の式である.

尚,  $t$  は時刻 (sec),  $z$  は深さ (cm) である.  $\theta$ ,  $\sigma$ ,  $\sigma_s$ ,  $\varphi$  はそれぞれ温度 ( $^{\circ}\text{C}$ ), 水蒸気密度 ( $\text{g cm}^{-3}$ ), 飽和水蒸気密度 ( $\text{g cm}^{-3}$ ), 容積含水率である.  $C_c$  は単位体積当たりの熱容量 ( $\text{cal cm}^{-3} \text{ } ^{\circ}\text{C}^{-1}$ ),  $\lambda_c$  は純熱伝導度 ( $\text{cal sec}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ } ^{\circ}\text{C}^{-1}$ ),  $\varepsilon_v$  は有効空孔率であって, 乾燥時の空孔率を  $\varepsilon$  とすれば,  $\varepsilon_v = \varepsilon - \varphi$  の関係がなりたつものとする.  $c_w$ ,  $\rho_w$ ,  $L$ ,  $k$  はそれぞれ液相の水の比熱 ( $\text{cal g}^{-1} \text{ } ^{\circ}\text{C}^{-1}$ ), 密度 ( $\text{g cm}^{-3}$ ), 気化熱 ( $\text{cal g}^{-1}$ ), 蒸発係数 (又は凝結係数) ( $\text{sec}^{-1}$ ) である.  $q_v$  及び  $q_l$  はそれぞれ水蒸気の流束密度並びに液相の水の流束密度 ( $\text{g cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ) である.

(2.1) と (2.2) から

$$C_c \frac{\partial \theta}{\partial t} + L \varepsilon_v \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_c \frac{\partial \theta}{\partial z} - L q_v \right) - (q_v + q_l) c_w \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.4)$$

相対湿度を  $h$  とすると,  $\sigma = h \sigma_s$  なる関係があるから

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = h \frac{d\sigma_s}{d\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} + \sigma_s \frac{\partial h}{\partial t}, \quad \frac{\partial \sigma}{\partial z} = h \frac{d\sigma_s}{d\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} + \sigma_s \frac{\partial h}{\partial z} \quad (2.5)$$

従って

$$q_v = -D_e \frac{\partial \sigma}{\partial z} = -\rho_w D_{\theta v} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \rho_w D_{hv} \frac{\partial h}{\partial z} \quad (2.6)$$

$$L \varepsilon_v \frac{\partial \sigma}{\partial t} = L \varepsilon_v h \frac{d\sigma_s}{d\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} + L \varepsilon_v \sigma_s \frac{\partial h}{\partial t} \quad (2.7)$$

ただし,  $D_e$  は水蒸気の有効拡散係数 ( $\text{cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ ) をあらわす.  $D_{\theta v}$  及び  $D_{hv}$  も一種の拡散係数である.

(2.6) 及び (2.7) を (2.4) に代入し, 更に

$$C = C_c + L \varepsilon_v h \frac{d\sigma_s}{d\theta} \quad (2.8)$$

$$\lambda = \lambda_c + \rho_w L D_{\theta v} \quad (2.9)$$

とおいて式を整理すると, 次の式がえられる.

$$C \frac{\partial \theta}{\partial t} + L \varepsilon_v \sigma_s \frac{\partial h}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{\partial \lambda}{\partial z} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} - (q_v + q_l) c_w \frac{\partial \theta}{\partial z} + \rho_w L D_{hv} \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} + \frac{\partial (\rho_w L D_{hv})}{\partial z} \cdot \frac{\partial h}{\partial z} \quad (2.10)$$

ここで,  $C$  及び  $\lambda$  はそれぞれみかけの単位体積あたりの熱容量及びみかけの熱伝導度である. 従って物質中の厚さ  $\Delta z$  の任意の層において, 近似的に次の式が成立する.

$$\overline{C} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \overline{L \varepsilon_v \sigma_s} \frac{\partial h}{\partial t} = \overline{\lambda} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{\partial \overline{\lambda}}{\partial z} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} - \overline{(q_v + q_l) c_w} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \overline{\rho_w L D_{hv}} \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} + \frac{\partial (\overline{\rho_w L D_{hv}})}{\partial z} \cdot \frac{\partial h}{\partial z} \quad (2.11)$$

上式の各項の係数につけた  $\overline{\quad}$  印は, その層における  $t$  と  $z$  についての平均値であることを示す.

(2.11) は更に次の様子的に書き替えられる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\overline{L\varepsilon_v \sigma_s}}{\overline{C}} \cdot \frac{\partial h}{\partial t} &= \overline{K} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{1}{\overline{C}} \left\{ \frac{\partial \overline{\lambda}}{\partial z} - (\overline{q_v + q_i}) c_w \right\} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\overline{\rho_w L D_{hv}}}{\overline{C}} \cdot \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \\ &+ \frac{1}{\overline{C}} \cdot \frac{\partial(\overline{\rho_w L D_{hv}})}{\partial z} \cdot \frac{\partial h}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.12)$$

ただし

$$\overline{K} = \frac{\overline{\lambda}}{\overline{C}} \quad (2.13)$$

$\overline{K}$  はこの層のみかけの温度伝導度 ( $\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$ ) である。

更に、(2.2) 及び (2.3) から次の式がえられる。

$$\rho_w \frac{\partial}{\partial t} \left( \varphi + \frac{\varepsilon_v \sigma}{\rho_w} = \frac{\partial}{\partial z} \{ - (q_v + q_i) \} \right) \quad (2.14)$$

ここで、 $\varphi + \varepsilon_v \sigma / \rho_w$  は水蒸気及び液相の水を含めた容積含水率である。定常状態では、その時間的变化率は0であるから、 $q_v + q_i = \text{const.}$  となる。即ち、定常状態では水蒸気及び液相の水の流束密度（方向も含めて考えて）の和は物質中いたるところで一定となり、物質上表面における単位面積あたりの水蒸気の流出速度に等しいことがわかる。従って、この値を  $\overline{E} (\text{g cm}^{-2} \text{sec}^{-1})$  とすれば、次の関係が成立する。

$$\overline{q_v + q_i} = -\overline{E} \quad (2.15)$$

ただし、物質上表面が密閉されていて、水蒸気が外部へ流出不能な場合には、 $\overline{E} = 0$  となる。

従って、(2.12) は次の様になる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\overline{L\varepsilon_v \sigma_s}}{\overline{C}} \cdot \frac{\partial h}{\partial t} &= \overline{K} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{1}{\overline{C}} \left\{ \frac{\partial \overline{\lambda}}{\partial z} + \overline{E} c_w \right\} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\overline{\rho_w L D_{hv}}}{\overline{C}} \cdot \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \\ &+ \frac{1}{\overline{C}} \cdot \frac{\partial(\overline{\rho_w L D_{hv}})}{\partial z} \cdot \frac{\partial h}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.16)$$

それ故、物質中の空孔内水蒸気が飽和状態に近いとき、近似的に  $h=1$  とみなしてやると、(2.16) は次の様になる。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \overline{K} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{1}{\overline{C}} \left\{ \frac{\partial \overline{\lambda}}{\partial z} + \overline{E} c_w \right\} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.17)$$

いま、物質上表面の温度は時間がたつにつれて正弦的に変化するものとし、はじめから充分時間がたった後のことを取り扱うものとする。この場合、物質中には一般に温度が下方へ行くにつれて低下する様な時間的平均温度勾配が存在するから、境界条件は次の様になる。

$$z=0 \text{ において } \theta = A_0 + A_1 \sin(\omega t + \varepsilon_1) \quad (2.18)$$

$$z=\infty \text{ において } \theta = A_\infty (< A_0) \quad (2.19)$$

ただし、 $\omega = 2\pi/T$ ,  $T$  は上表面の温度変化の周期である。

結局、この問題は半無限媒質における定常的熱輸送と周期的熱輸送とを重ね合わせたものと考えられるから、この場合の (2.17) の解は、次の様に上の境界条件を二つに分けて、各々について求めた解の和となる。

境界条件 (I)

$$z=0 \text{ において } \theta = A_0 \quad (2.20)$$

$$z=\infty \text{ において } \theta = A_\infty (< A_0) \quad (2.21)$$

境界条件 (II)

周期的温度変化から求めた湿った多孔性物質の温度伝導度

$$z=0 \text{ において } \theta = A_1 \sin(\omega t + \varepsilon_1) \quad (2.22)$$

$$z=\infty \text{ において } \theta = 0 \quad (2.23)$$

境界条件 (I) における解は次の形になる.

$$\theta = f(z) \quad (2.24)$$

境界条件 (II) における解は近似的に次の様になる.

$$\theta = A_1 \exp \left\{ - \left( \sqrt{\frac{\omega}{2\bar{K}}} + \frac{\frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial z} + \bar{E}c_w}{2\bar{\lambda}} \right) z \right\} \sin \left( \omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\bar{K}}} z + \varepsilon_1 \right) \quad (2.25)$$

従って, 求める (2.17) の解は近似的に次の様になる.

$$\theta = f(z) + A_1 \exp \left\{ - \left( \sqrt{\frac{\omega}{2\bar{K}}} + \frac{\frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial z} + \bar{E}c_w}{2\bar{\lambda}} \right) z \right\} \sin \left( \omega t - \sqrt{\frac{\omega}{2\bar{K}}} z + \varepsilon_1 \right) \quad (2.26)$$

それ故, 温度変化の位相差及び振幅比から求められる温度伝導度の値をそれぞれ  $K_{IP}$  及び  $K_{IA}$  とすれば,  $K_{IP} = K$  となり,  $K_{IP}$  と  $K_{IA}$  との関係を示す次の関係式がえられる.

$$\sqrt{\frac{\omega}{2K_{IP}}} + \frac{\frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial z} + \bar{E}c_w}{2\bar{\lambda}} = \sqrt{\frac{\omega}{2K_{IA}}} \quad (2.27)$$

次に  $K_{IP}$  と  $K_{IA}$  の違いを生ずる (2.27) の左辺第 2 項について考察する. 物質中の時間的平均の状態 (これは定常状態に等しい) について考えると,  $\theta$  及び  $\lambda$  は  $z$  のみの関数となるから, (2.17) から次の式がえられる.

$$\bar{\lambda} \frac{d^2 \theta}{dz^2} + \left( \frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial z} + \bar{E}c_w \right) \frac{d\theta}{dz} = 0 \quad (2.28)$$

従って物質中の厚さ  $4z$  の任意の層において, 近似的に次の式が成立する.

$$\bar{\lambda} \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2} + \left( \frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial z} + \bar{E}c_w \right) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 0 \quad (2.29)$$

この式から次の関係式がえられる.

$$\frac{\frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial z} + \bar{E}c_w}{\bar{\lambda}} = - \frac{\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} \quad (2.30)$$

それ故, 実測により物質中の時間的平均温度分布  $\bar{\theta} = f(z)$  の実験式を求め, これから  $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$  及び  $\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial z^2}$  の値を計算すれば, (2.30) の左辺の値を求めることが出来る訳である.

また, さきに述べた様に  $K_{IP} = \bar{K}$  であるから,  $K_{IP}$  の値も (2.13), (2.8), (2.9) から計算することが出来る. ただし, (2.9) における  $D_{0v}$  の値については, この論文の末尾に挙げた文献 3) を参照されたい. 従って, (2.27) 及び (2.30) により  $K_{IA}$  の値も計算することが出来る. しかし, これらの理論値は実験値とは一般に一致しない. その理由は, 実験値が温度変化の周期の値とともに変わるからである<sup>4)</sup>.

### § 3. 時間的平均温度分布と $K_{IP}$ 及び $K_{IA}$ の大小関係

ごく低い含水率領域を除いたここで取り扱っている様な湿った多孔性物質中の時間的平均温度分

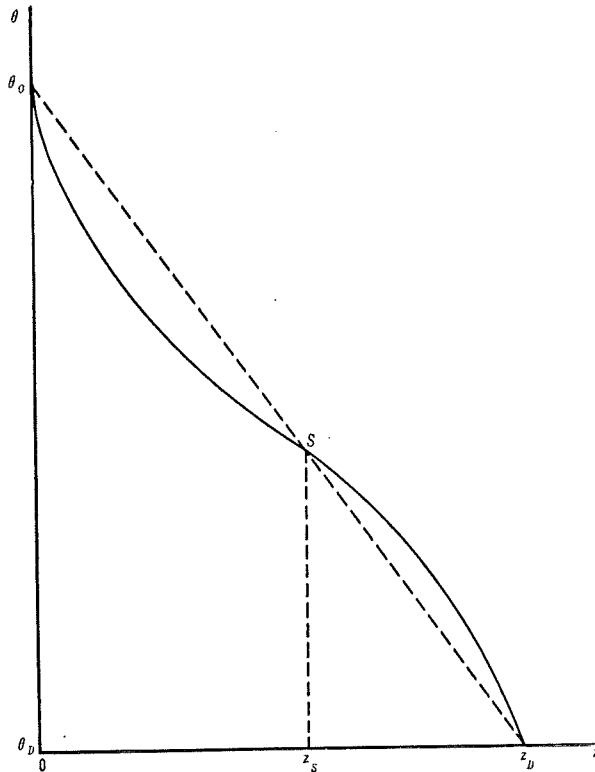


Fig. 1 湿った多孔性物質中の時間的平均温度分布

布は、上表面が大気中に露出して水蒸気が流出可能な場合と密閉されていて流出不能な場合とでは多少の相違があるであろうが、高温の上部では蒸発が起り、そのため冷却され、低温の下部では凝結が起るので加熱されるはずであるから、一般に上図に示す様に、ある深さより上部では上に凹、下部では上に凸の曲線になるものと考えられる<sup>5)</sup>。

図から明らかな様に、領域 I ( $0 \leq z < z_s$ ) では

$$\frac{\overline{\partial^2 \theta}}{\partial z^2} > 0, \quad \frac{\overline{\partial \theta}}{\partial z} < 0 \text{ であるから, (2.30) により } \frac{\overline{\partial \lambda}}{\partial z} + \overline{E}c_w > 0$$

従って, (2.27) により  $K_{1P} > K_{1A}$

$$(3.1)$$

領域 II ( $z_s < z \leq z_D$ ) では

$$\frac{\overline{\partial^2 \theta}}{\partial z^2} < 0, \quad \frac{\overline{\partial \theta}}{\partial z} < 0 \text{ であるから, } \frac{\overline{\partial \lambda}}{\partial z} + \overline{E}c_w < 0$$

従って  $K_{1P} < K_{1A}$

$$(3.2)$$

S 点は変曲点になるから、 $z = z_s$  では (実際には、この深さ附近のごく薄い層を考える)

$$\frac{\overline{\partial^2 \theta}}{\partial z^2} = 0, \quad \frac{\overline{\partial \theta}}{\partial z} < 0 \quad \therefore \frac{\overline{\partial \lambda}}{\partial z} + \overline{E}c_w = 0 \quad \therefore K_{1P} = K_{1A} \quad (3.3)$$

また上に述べたことから明らかな様に、領域 I は蒸発領域、領域 II は凝結領域、 $z = z_s$  のところは水蒸気の飽和する深さと考えられる。従って蒸発領域では  $K_{1P} > K_{1A}$ 、凝結領域では  $K_{1P} < K_{1A}$ 、

飽和する深さでは  $K_{1P} = K_{1A}$  となることがわかる。このことは第1報及び第2報で述べた実験の考察結果とよく一致している。

#### § 4. $K_{sP}$ 及び $K_{sA}$ の間の大小関係

次に湿った多孔性物質の上表面の温度がもっと一般的な周期的変化をする場合について考察する。この様な場合の上表面における温度変化は次の式であらわされる。

$$\theta = A_0 + \sum_{s=1}^n A_s \sin(s\omega t + \varepsilon_s) \quad (4.1)$$

従って、§ 2. における考察により、物質中に時間的平均温度勾配が存在するときには、任意の深さ  $z$  における温度は次の式で与えられる。

$$\theta = f(z) + \sum_{s=1}^n A_s \exp\left\{-\left(\sqrt{\frac{s\omega}{2\bar{K}}} + \frac{\frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial z} + \bar{E}c_w}{2\bar{\lambda}}\right)z\right\} \sin\left(s\omega t - \sqrt{\frac{s\omega}{2\bar{K}}}z + \varepsilon_s\right) \quad (4.2)$$

それ故、第  $s$  成分温度波の位相差及び振巾比から求めた温度伝導度の値をそれぞれ  $K_{sP}$  及び  $K_{sA}$  とすれば、次の関係式がえられる。

$$\sqrt{\frac{s\omega}{2K_{sP}}} + \frac{\frac{\partial \bar{\lambda}}{\partial z} + \bar{E}c_w}{2\bar{\lambda}} = \sqrt{\frac{s\omega}{2K_{sA}}} \quad (4.3)$$

ここで、 $s=1, 2, 3, \dots$  である。また  $K_{sP} = \bar{K}$  であるから、次の関係が成立する。

$$K_{1P} = K_{2P} = K_{3P} = \dots = \bar{K} \quad (4.4)$$

(4.3) と (2.27) とを比べると左辺第2項は全く同じであるから、(4.3) 及び (4.4) により、さきに述べた領域 I では、次の関係が成立する。

$$K_{sP} > K_{sA} \quad (4.5)$$

$$K_{1A} < K_{2A} < K_{3A} < \dots \quad (4.6)$$

同様にして領域 II では次の関係が成立する。

$$K_{sP} < K_{sA} \quad (4.7)$$

$$K_{1A} > K_{2A} > K_{3A} > \dots \quad (4.8)$$

また、 $z = z_s$  においては

$$K_{sP} = K_{sA} \quad (4.9)$$

従って、(4.4) を用いて、次の関係がえられる。

$$K_{1P} = K_{2P} = K_{3P} = \dots = K_{1A} = K_{2A} = K_{3A} = \dots \quad (4.10)$$

さきに第1報の序論のところで一寸ふれたが、沢田の地温の日変化から求めた温度伝導度の統計結果<sup>6),7)</sup>によれば、一般の土壤において、地表~5 cm, 5~10 cm, 10~20 cm, 20~30 cm の四つの地層のデータを総合した統計からは、一般に  $K_{1P} < K_{1A}$ ,  $K_{1A} > K_{2A}$ ,  $K_{1P} = K_{2P}$  の傾向があるらしいことが見出されている。また、地層ごとの統計においても、各層において大体  $K_{1P} > K_{1A}$ ,  $K_{1A} < K_{2A}$  の傾向があることが認められる。ただ、 $K_{1P} = K_{2P}$  の傾向は第2層及び第3層では認められるが、第1層及び第4層では認められない。従ってこの点については多少問題があるが、もしこれらの土壤中では地表~30 cm が時間的平均の蒸発領域であったとすれば、この節の理論的結果は以上の統計結果とほぼ一致していることになる。筆者はいまのところこの仮定が正しいことを証明するはつきりしたデータをもってはいないが、地下水位が特に高くない限りは、充分ありうる事実であると考えられる。

## § 5. 結 言

本報では、多孔性物質中の熱輸送と水分移動の理論にもとづいて、物質中の空孔内水蒸気が飽和状態に近い場合における温度変化の位相差及び振巾比から求められる温度伝導度のくい違いの理論的考察を行なった。得られた結果は第1報及び第2報の実験結果と定性的にはよく一致している。また、沢田による一般の土壌における統計の結果ともほぼ一致する様に思われる。

実験と理論の定量的な比較をするためには、試料中の時間的平均温度分布のよいデータが必要である。第1報及び第2報におけるこれらのデータはこの意味で不良である。これは、試料上表面の加熱の不均一、試料側面の断熱の不十分、測定器による誤差、調和分析による誤差などのために、得られた時間的平均温度の値がよくなかったのが原因である様に思われる。近い中にこれらの諸点を改善して実験を行ない、理論による結果と定量的な比較を行なう予定である。

終りに、いろいろ助言して下さった当教室沢田孝士教授に厚く御礼申し上げます。

## 文 献

- 1) 長谷川敏男：北海道教育大学紀要（第2部 A）20（1969）21.
- 2) 長谷川敏男：北海道教育大学紀要（第2部 A）20（1970）53.
- 3) 長谷川敏男：北海道教育大学紀要（第2部 A）14（1963）12.
- 4) R. D. Jackson and D. Kirkham: Soil Sci. Soc. Amer. Proc. 22（1958）479.
- 5) W. A. Hadley and R. Eisenstadt: Trans. Amer. Geophys. Union 36（1955）615.
- 6) 沢田孝士：学芸 2（1950）No. 2, 178.
- 7) 沢田孝士：学芸 4（1952）No. 1, 10.