



Title	遠赤外線の加熱特性（第3報）：熱移動解析
Author(s)	韓, 忠洙; Han, Chung Su; 夏賀, 元康 他
Citation	北海道大学農学部邦文紀要, 17(2), 137-150
Issue Date	1990-08-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/12125
Type	departmental bulletin paper
File Information	17(2)_p137-150.pdf



遠赤外線の加熱特性(第3報)

— 熱移動解析 —

韓 忠 洙・夏賀元康・伊藤和彦

(北海道大学農学部農畜産加工機械学教室)

(平成2年5月31日受理)

Studies on the Heating Characteristics of Far Infrared Rays (Part 3)

Analysis of Heat Transfer

Chung Su HAN, Motoyasu NATSUGA and Kazuhiko ITOH

(Laboratory of Agricultural Process Engineering, Faculty of Agriculture, Hokkaido University, Sapporo, Japan)

I. 緒 言

遠赤外線による伝熱が対流伝達および近, 中赤外線による放射伝熱よりも優れているとする理由に, 遠赤外線が被加熱体の内部深くに直接浸透し, 内部において熱エネルギーに交換されることが上げられている。しかし, この考え方に対し遠赤外線の物体内部への浸透は, 表面からごく浅い部分に限られているとする説もあり, 現在は定説がない^{1,2)}。前報^{3,4)}までに, 遠赤外線の加熱特性として材料の色と吸収熱量の関係および遠赤外線加熱による色素の分解度について述べた。

本報では, 遠赤外線の熱移動状態を可視化する方法として, 常温下でデンプンの糊液がヨード反応で青紫色を呈し, 60℃以上の温度に加熱すると透明になる性質を利用し, これを数値化⁵⁾, さらに材料内部の温度変化を測定して遠赤外線放射体から放射されるエネルギーの伝熱過程を理論的に究明することを目的とした。

II. 実験方法

A. 実験装置および供試材料

1. 実験装置

熱移動距離測定に用いた実験装置および熱源は前報⁴⁾で述べたものと同じである。Fig. 1 に被加熱物内部の温度測定部分の概略図を示す。

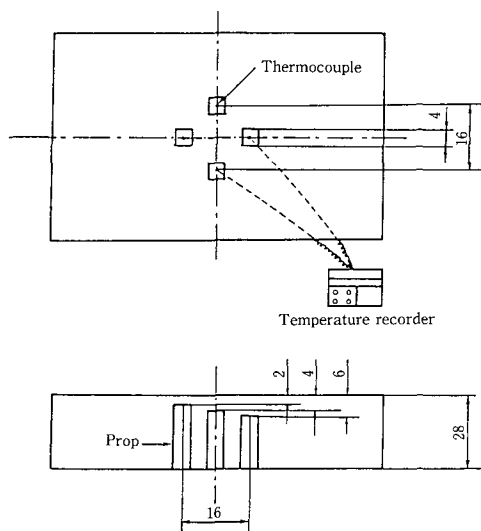


Fig. 1. Schematic diagram for temperature measuring apparatus.

図に示すように, スチロール角型ケース (215×136×28 mm, 155×155×33 mm) にアクリル板 (厚さ 1 mm) を用いて 4 本の柱を製作し, これをケースの中央部分に取り付けた。

この柱の上に銅・コンスタンタン熱電対 ($\phi 0.2$ mm) を貼り被加熱物表面と表面から 2, 4, 6 mm の深さの温度を測定した。温度変化は自動温度記録計 (EKO, SOLAC III) を用いて測定した。

遠赤外線熱移動状態を可視化するための実験には上記の4本の柱を取り付けていない角型ケースを用いた。

2. 供試材料

供試材料はデンプンと寒天を用いた。試料の呈色試薬としてヨウ素とヨウ化カリウムを用いた。

B. 試料の調整法

試料の調整はまず可溶性デンプン 50 gに蒸留水 750 mlを加え、弱火で溶かして糊化した。その後、寒天 20 gを蒸留水 750 mlに溶かしたものを加えた。混合液の温度が室温まで下がった後、ヨード液 40 ml(ヨウ素:0.2%, ヨウ化カリウム:2.0%)を入れながらよく混ぜると青紫色に発色する。この液をスチロール角型ケースに注ぎ、室温まで冷却して固めた。これを試料として下記の条件で加熱した。

C. 実験条件

加熱方法として面状遠赤外線放射体、棒状遠赤外線放射体および近赤外線ランプによる放射加熱法とオープンを用いた熱風加熱法を採用した。遠赤外線放射体への供給電圧は100 V, 加熱時間は20分とし、近赤外線ランプの加熱時間は8分とした。熱風加熱は100℃で40分間行った。

実験条件を Table 1 に示した。

D. 熱移動距離の測定方法

加熱が終了した後、試料を直ちに水道水によって冷やし次のように測定を行った。

Fig. 2a に加熱された試料のスライス方法を示した。

Fig. 2a に示すように遠赤外線放射体により加熱された試料の場合は透明になった部分の中心から左右をそれぞれ 10 mm ずつ 10 等分した。

Fig. 2b は 10 等分した試料の熱移動距離の測定方法を示した。

図のように、薄い刃物で透明になった部分を分離する。遠赤外線放射体で加熱した場合は 10 等分した

Table 1. Experimental conditions

Heat source	Service voltage(V)	Distance (mm)	Heating time(min)
Far infrared panel heater	100	75	20
Far infrared tubular heater	100	75	20
Infrared lamp	100	100	8
Heated air	100℃		40

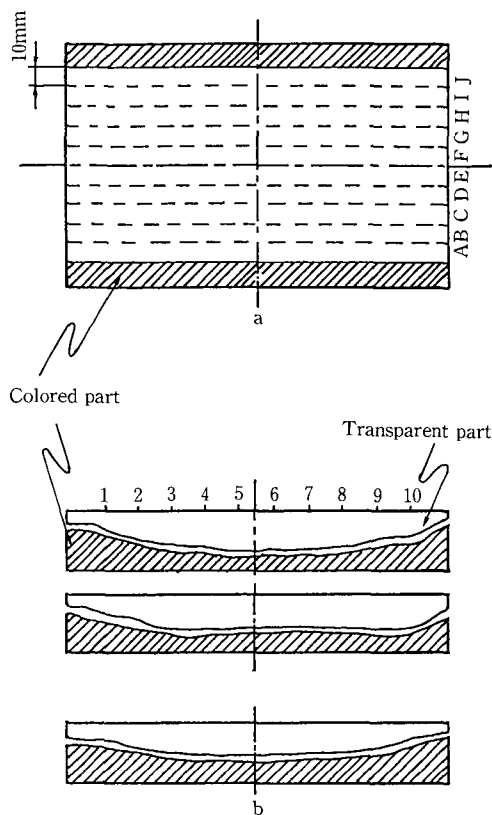


Fig. 2. Measuring methods of heat transfer distance.

試料に対してそれぞれ 12 mm 間隔で 10 箇所、近赤外線ランプの場合は 10 等分した試料に対して 10 mm 間隔で 12 箇所において試料の透明になった部分の深さをノギスで測った。実験は同一条件で 2 回反復した。

III. 熱移動の解析法

遠赤外線放射体を用いて被加熱物を加熱する際、放射体から放射されるエネルギーが被加熱物体の表面から内部へ移動するメカニズムを理論解析する。

Fig. 3 は遠赤外線放射体と被加熱物の間との熱移動のメカニズムを示したものである。

A. 遠赤外線放射体の熱損失

熱が移動するには伝導, 対流, 放射三つの伝熱方式がある。遠赤外線放射体へ供給されたエネルギーは全て放射エネルギーに変換されて被加熱物に伝達されるのではなく、周囲の雰囲気条件により放射体の各表面からの対流による損失もある^{6,7,8)}。

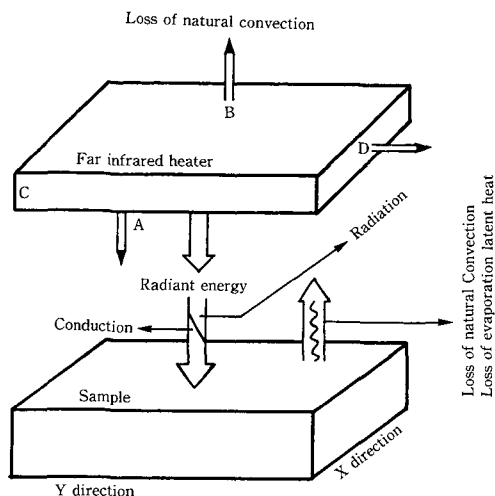


Fig. 3. Heat transfer processing between far infrared heater and sample.

放射エネルギーの被加熱物の内部への熱移動を分析するためには、まず放射体の熱損失を求め、正味放射エネルギーを計算する必要がある。

本実験は常温の実験室で行ったので、自然対流による熱損失が生じる。そこで理論式によってこれを求め、正味放射エネルギー量を算出した。

自然対流の過程は次の三つの無次元数の関係で表す^{6,7,8,9}ことができる。

$$Gr = g\beta l^3(T_0 - T_1) / \nu^2 \dots\dots\dots(1)$$

$$Pr = \nu / a \dots\dots\dots(2)$$

$$Nu = h_c l / k \dots\dots\dots(3)$$

この三つの式を用いて対流熱伝達係数を見だし、対流伝熱量を求めた。

式(3)は

$$h_c = Nu k / l \dots\dots\dots(4)$$

で整理できる。従って対流伝熱量は次式で表される。

$$Q_{cv} = h_c A (t_0 - t_1) \dots\dots\dots(5)$$

ここで

- Gr : グラスホフ数 [-]
- g : 重力加速度 [m/sec²]
- β : 平均体積膨張係数 [1/K]
- l : 放射体の平均長さ [m]
- T₀ : 放射体の表面温度 [K], t₀: [°C]
- T₁ : 周囲空気温度 [K], t₁: [°C]
- ν : 動粘性係数 [m²/s]
- Pr : プラントル数 [-]
- a : 空気の温度伝導率 [m²/s]

- Nu : ヌセルト数 [-]
- h_c : 対流熱伝達係数 [W/m²·K]
- A : 伝熱面積 [m²]
- k : 熱伝導率 [W/m·K]
- Q_{cv} : 対流伝熱量 [W]

上式に用いた空気物性値は平均境界膜温度⁸⁾に対するものを求めた。空気物性値は次の式を利用して求めた¹⁰⁾。

$$\mu = 1.758 \times 10^{-6} \times 380 / (380 + t_A) \times [(273 + t_A) / 273]^{1.5} \dots\dots\dots(6)$$

$$\rho = 0.13186 \times 273 / (273 + t_A) \times P / 760 \dots\dots\dots(7)$$

$$\nu = \mu / \rho \dots\dots\dots(8)$$

$$t_A = (t_0 - t_1) / 2 \dots\dots\dots(9)$$

$$a = k / C_p \cdot \gamma \dots\dots\dots(10)$$

ここで

- μ : 粘性係数 [kg·s/m²]
- ρ : 密度 [kg·s²/m⁴]
- P : 圧力 [mmHg]
- t_A : 平均境界膜温度 [°C]
- k : 熱伝導度 [W/m·K]
- C_p : 定圧比熱 [J/kg·K]
- γ : 空気の比重量 [kg/m³]

式(4)の Nu の計算は面状遠赤外線放射体の場合、放射体が直方体であるため各面に適応する式が違い、また無次元数 Gr×Pr の値により境界層の流体の流れが層流と乱流に区別され、求める式も異なる^{6,7,8,9,11,12)}。

Fig. 3 に示す A 面のように水平平板（遠赤外線放射体）が下向きの場合、Gr×Pr の値が 3×10⁵~3×10¹⁰ 範囲であれば層流となる。本装置の場合、A 面における Gr×Pr 値が 4.226×10⁷ であるため層流と判断した。適応する式は次のとおりである。

$$Nu = 0.27 (Gr \times Pr)^{1/4} \dots\dots\dots(11)$$

B 面のように水平平板が上向きの場合、Gr×Pr の値が 10⁵~2×10⁷ 範囲であれば層流となる。B 面の Gr×Pr の値が 5.704×10⁷ であり、乱流と判断した。適応する式は次のとおりである。

$$Nu = 0.14 (Gr \times Pr)^{1/3} \dots\dots\dots(12)$$

C 面と D 面は垂直平板であり、Gr×Pr の値が 10⁴~10⁹ 範囲であれば層流となる。C, D 面の Gr×Pr の値がそれぞれ 3.091×10⁵, 3.368×10⁵ であるため層流と判断した。適応する式は次のとおりである。

$$Nu = 0.59 (Gr \times Pr)^{1/4} \dots\dots\dots(13)$$

従って遠赤外線放射体の6面から自然対流によって損う熱量はNuと式(4), (5)を用いて求められる。全体の対流損失熱量 Q_{cv} は

$$Q_{cv} = q_A + q_B + 2q_C + 2q_D \dots\dots\dots(14)$$

となる。
ここで

- Q_{cv} : 放射体の全体対流損失熱量 [W]
- q_A : Fig. 3のA面からの対流損失熱量 [W]
- q_B : Fig. 3のB面からの対流損失熱量 [W]
- $2q_C$: Fig. 3のC面およびこれに対面する面からの対流損失熱量 [W]
- $2q_D$: Fig. 3のD面およびこれに対面する面からの対流損失熱量 [W]

B. 正味放射エネルギーの理論解析

正味放射エネルギーとは被加熱物体の温度上昇に利用されたエネルギーすなわち、顕熱と定義する。従って、正味放射エネルギーは入力エネルギーから前述した対流伝熱損失量および被加熱物表面からの損失と被加熱物の表面水分蒸発に必要な蒸発潜熱量を除いた熱量である。

被加熱物の表面に到達した放射エネルギーは吸収、透過され、一部は空気中へ反射される。なお、遠赤外線透過力は弱く、従って透過は無視することとした。

1. 被加熱物表面からの蒸発潜熱損失

正味交換放射エネルギー(以下、交換エネルギーで示す)のうち、一部は被加熱物の表面から水分を蒸発させる時使われる。

実験試料は水分が96%であり、自由水と仮定し、蒸発潜熱量と水分蒸発速度との関係は次の式で表わせる^{13,14)}。

$$q_v = 0.28 wLA_m \dots\dots\dots(15)$$

ただし、

- q_v : 表面からの水分蒸発に必要な潜熱量 [W]
- w : 蒸発速度 [kg/sec]
- L : 被加熱物の表面温度における蒸発潜熱 [kJ/kg]
- A_m : 被加熱物の表面積 [m²]

蒸発速度 w は次の式で表せる。

$$w = \alpha_b \gamma (H_s - H_a) \times 3600 \dots\dots\dots(16)$$

ただし、

- α_b : 物質伝達率 [m/sec]
- γ : 境界層の温度における比重量 [kg/m³]

H_s : 被加熱物の表面温度における飽和絶対湿度 [kg/kg]

H_a : 空気中の絶対湿度 [kg/kg]

ここで物質伝達率は熱伝達係数を求める際と同じ方法で求めた。ただし、プラントル数の代わりにシュミット数、ヌセルト数の代わりにシャーウッド数をそれぞれ利用し、物質伝達率を求めた^{6,8,15,16,17)}。

$$S_c = \nu/D \dots\dots\dots(17)$$

$$S_h = \alpha_b l/D \dots\dots\dots(18)$$

S_c : シュミット数 [-]

S_h : シャーウッド数 [-]

D : 空気中における水蒸気の拡散係数 [m²/sec]

ここで拡散係数 D は

$$D = D_0 (T/273)^m (1.033/P) \dots\dots\dots(19)$$

として求められる。ここで

D_0 : 0°C 大気圧下で空気中における水蒸気の拡散係数 [0.220 × 10⁻⁴ m²/s]

T : 境界層の絶対温度 [K]

m : O₂, H₂O の場合 1.75, 他の気体では 2.0

P : 圧力 [kg/cm²]

シャーウッド数は自然対流の場合、 $S_c \times Gr \leq 2 \times 10^7$ であれば

$$S_h = 0.16 (S_c \times Gr)^{1/3} \dots\dots\dots(20)$$

であり、式(18)との関係から整理すると物質伝達率は次式から求めることができる。

$$\alpha_b = 0.16 (S_c \times Gr)^{1/3} D/l \dots\dots\dots(21)$$

従って(15), (16), (21)式により蒸発潜熱が求められる。

2. 被加熱物表面からの対流熱損失

損失熱量の計算は前述した放射体の上向き面の損失熱量計算と同じ式を用いた。

被加熱物表面からの時間 θ における対流損失熱量は次式から求められる。

$$Q_k = h_c A_m [t_m(\theta) - t_1] \dots\dots\dots(22)$$

ここで

$t_m(\theta)$: 時間 θ における被加熱物の表面温度 [°C]

t_1 : 周囲空気温度 [°C]

h_c : 対流熱伝達係数 [W/m²·°C]

A_m : 被加熱物面積 [m²]

Q_k : 被加熱物表面からの対流損失熱量 [W]

3. 放射体と被加熱物との交換エネルギー

放射体と被加熱物との間の交換エネルギーは次式により求めることができる^{8,18,19,20,21)}。

$$Q_R = F\epsilon\sigma[A_0T_0^4 - A_mT_m^4(\theta)] \dots\dots\dots(23)$$

ただし、

$$\epsilon = 1 / [(1/\epsilon_0) + (1/\epsilon_m) - 1] \dots\dots\dots(24)$$

ここで

Q_R : 遠赤外線放射体と被加熱物との交換エネルギー [W]

F : 遠赤外線放射体と被加熱物との形態係数 [-]

ϵ_0 : 放射体の放射率 [-]

σ : ステファン・ボルツマンの定数 [5.67 × 10⁻⁸ W/m²・k⁴]

A_0 : 放射体の表面積 [m²]

T_0 : 放射体の表面温度 [K]

ϵ_m : 被加熱物の放射率 [-]

A_m : 被加熱物の表面積 [m²]

$T_m(\theta)$: 時間 θ における被加熱物の表面温度 [k]

形態係数 F は次式により求めた¹⁵⁾。

$$F = 2/\pi XY \{ \ln[(1+X^2)(1+Y^2)/(1+X^2+Y^2)]^{1/2} + X\sqrt{1+Y^2} \tan^{-1}(X/\sqrt{1+Y^2}) + Y\sqrt{1+X^2} \tan^{-1}(Y/\sqrt{1+X^2}) - X \tan^{-1}X - Y \tan^{-1}Y \} \dots\dots\dots(25)$$

ここで

$$X = a/b, Y = c/b \quad [-]$$

a : 放射体の長さ [m]

b : 放射体と被加熱物との距離 [m]

c : 放射体の幅 [m]

従って、被加熱物へ伝達される真の正味放射エネルギー（顕熱）は遠赤外線放射体と被加熱物との交換エネルギー Q_R から被加熱物表面からの蒸発潜熱 q_v および被加熱物表面からの対流損失熱量 Q_k を除いたもので次式に示す。

$$Q_{TR} = Q_R - q_v - Q_k \dots\dots\dots(26)$$

ここで

Q_{TR} : 初加熱物へ伝達される放射エネルギーの中の顕熱 [W]

C. 試料内部の熱エネルギーの移動解析

遠赤外線放射エネルギーによって被加熱物が加熱される場合、エネルギーは表面から内部へ移動し、内部の温度が経時的に変化するため非定常の熱伝達として解析を行った。

まず被加熱試料を半無限個体と仮定し、初期表面温度が t_i で維持されている場合、急に表面を一定温度で加熱する場合、または急に表面へ一定な熱量を

供給して加熱する場合を考える。被加熱物の表面から深さ x における温度分布は時間の関数として表され、まず一定温度で加熱される場合、温度分布 $t(x, \theta)$ に対する熱伝導微分方程式は

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial \theta} \dots\dots\dots(27)$$

である^{8,22,23)}。

初期条件と境界条件は

$T = t - t_i, T_i(x) = t_i - t_i$ と定義すると

$$\theta = 0; 0 \leq x \leq L \text{ で } T = T_i(x) \dots\dots\dots(28)$$

$$x = 0; \theta > 0 \text{ で } T = 0 \dots\dots\dots(29)$$

$$x = L; \theta > 0 \text{ で } T = 0 \dots\dots\dots(30)$$

である。

ここで

t_i : 被加熱物の初期の表面温度 [°C]

t_i : 一定加熱温度 [°C]

t : 経時変化 θ による被加熱物の深さ x における温度 [°C]

x : 被加熱物の深さ [mm]

θ : 被加熱物の加熱時間 [sec]

式(7)の解を求めるため変数分離法 (Separation of variables method) を利用し、熱伝導微分方程式の解を次のように仮定する。

$$T = XY \text{ ここで } X = X(x), Y = Y(\theta)$$

$$T(x, \theta) = X(x)Y(\theta) \dots\dots\dots(31)$$

この仮定は境界条件を満足する解が存在する時だけ成り立つ。式(31)を微分すると

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \ddot{X}Y, \frac{\partial T}{\partial \theta} = X\dot{Y}$$

これを式(27)へ代入すると

$\ddot{X}Y = \dot{Y}X \cdot 1/\alpha$ になり、両辺を整理すると

$$\frac{\ddot{X}}{X} = \frac{\dot{Y}}{\alpha Y}$$

となる。ここで左辺は X のみの関数であり、右辺は θ のみの関数になる。すなわち X と θ が独立変数であるため両辺は独立的であり、これは両辺が任意の常数 λ^2 と同じであることを意味する。従って上式は

$$\frac{\ddot{X}}{X} = \frac{\dot{Y}}{\alpha Y} = \lambda^2$$

となり、次のように2つの線形微分方程式が得られる。

$$\ddot{X} - \lambda^2 X = 0 \dots\dots\dots(32)$$

$$\dot{Y} - \alpha \lambda^2 Y = 0 \dots\dots\dots(33)$$

式(32), (33)の解 X, Y を求めると $T = XY$ は時間 θ に

対して式(28)を満足する。

すなわち

$$T(0, \theta) = X(0) \cdot Y(\theta) = 0$$

$$T(L, \theta) = X(L) \cdot Y(\theta) = 0$$

$Y \equiv 0$ なら $T = 0$ であり、従ってこれは無意味である。

$$Y \neq 0 \text{ なら } X(0) = 0, X(L) = 0 \dots\dots\dots(34)$$

になる。

従って式(32), (33)の解は λ^2 の符号によって変わる。正確な解を求めるためには境界条件を用いて可能な解をすべて求めた後適当な解を選ぶ。

解を求める方法は λ^2 の符号によって次のように三つの方法がある。

① $\lambda^2 = 0$ の場合

式(32)は $\ddot{X} = 0$ となり、積分すると

$$\dot{X} = a, X = ax + b \text{ となり、式(34)の } X(0) = 0 \text{ により } b = 0, a = 0 \text{ となる。}$$

従って $X \equiv 0$ であるため $T = 0$ は無用解である。

② $\lambda^2 > 0$ の場合

式(32)はそのまま $\ddot{X} - \lambda^2 X = 0$ となり、この2階斉次微分方程式の一般解は次の特性方程式により求められる。

$$x^2 - \lambda^2 = 0 \text{ の根は } x = \pm \lambda \text{ であり、基本系は } X_1 = e^{\lambda x}, X_2 = e^{-\lambda x} \text{ となる。}$$

従って一般解は

$X = Ae^{\lambda x} + Be^{-\lambda x}$ であり、ここに式(34)を代入すると $A = -B$ になるため $X \equiv 0$ が得られる。しかし境界条件が満足できない。

③ $\lambda^2 < 0$ の場合

式(32)は $\ddot{X} + \lambda^2 X = 0$ となり、一般解を求めるための特性方程式で直すと

$$x^2 + \lambda^2 = 0 \text{ であり、根は } x = \pm \lambda i \text{ であり、}$$

基本系は

$$X_1 = e^{\lambda i x}, X_2 = e^{-\lambda i x} \text{ となる。}$$

Euler 公式により X_1, X_2 は次のように表される。

$$X_1 = \cos \lambda x + i \sin \lambda x, X_2 = \cos \lambda x - i \sin \lambda x$$

従って一般解は

$$X = A \cos \lambda x + B \sin \lambda x \text{ である。}$$

式(34)の条件により $X(0) = A$ であり、 $X(L) = B \sin \lambda L$ である。また条件 $X(L) = 0$ は $\sin \lambda L = 0$ または $\lambda = n\pi/L$ であり、式(34)を満足する式(32)の解を得られる。

式(33)も $\lambda^2 < 0$ の場合

$$\dot{Y} + a\lambda^2 Y = 0 \text{ となり、} dY/d\theta = -a\lambda^2 Y \text{ と整理でき}$$

る。一般解は $Y = e^{-a\lambda^2 \theta}$ である。 $T = XY$ であり、式(32), (33)の一般解を代入すると

$$T = (A \cos \lambda x + B \sin \lambda x) e^{-a\lambda^2 \theta} \dots\dots\dots(35)$$

となり、式(27)の解になる。式(35)は境界条件式(29)によって $T = 0$ になり、 $A = 0$ である。そして式(30)によって $T = 0$ になり、

$$T = (B \sin \lambda L) e^{-a\lambda^2 \theta} a\lambda^2 \theta \text{ である。}$$

$T \equiv 0$ であるため $B \neq 0$ の条件を選択する必要がある。従って $\sin \lambda L = 0$ 結局 $\lambda L = n\pi$ である。これを級数解で表すと

$$T = \sum_{n=0}^{\infty} B(\lambda) e^{-a\lambda^2 \theta} \sin \lambda x \text{ となり、この式は}$$

$$T = \int_{\lambda=0}^{\infty} B(\lambda) e^{-a\lambda^2 \theta} \sin \lambda x d\lambda \dots\dots\dots(36)$$

となる。そして式(36)は初期条件である式(28) ($T = T_i(x), \theta = 0$) により

$$T_i(x) = \int_{\lambda=0}^{\infty} B(\lambda) e^{-a\lambda^2 \theta} \sin \lambda x d\lambda \dots\dots\dots(37)$$

この式は Fourier sin 級数であり、 $B(\lambda) = 2/\pi \int_{x=0}^{\infty} T_i(x) \sin \lambda x dx$ で置換できる。従って式(36)は次のように示すことができる。

$$T = 2/\pi \int_{x=0}^{\infty} T_i(x) \left[\int_{\lambda=0}^{\infty} e^{-a\lambda^2 \theta} \sin \lambda x \sin \lambda x d\lambda \right] dx$$

まず λ に対する積分を行い、整理すると

$$T = 1/2 \sqrt{\pi a \theta} \int_{x=0}^{\infty} T_i(x) [e^{-(x-x)^2/4a\theta} - e^{-(x+x)^2/4a\theta}] dx \dots\dots\dots(38)$$

ここで

$$\eta^2 = (x \mp x)^2 / 4a\theta$$

$$\dot{x} = 2\sqrt{a\theta} \eta \pm x, d\dot{x} = 2\sqrt{a\theta} d\eta$$

$$\dot{x} = 0 \text{ の場合 } \eta = \mp x / 2\sqrt{a\theta}$$

$$\dot{x} = \infty \text{ の場合 } \eta = \infty$$

であり、この条件を式(38)へ代入すると

$$T = T_i / 2\sqrt{\pi a \theta} \left[\int_{-x/\sqrt{a\theta}}^{\infty} e^{-\eta^2} 2\sqrt{a\theta} d\eta - \int_{x/\sqrt{a\theta}}^{\infty} e^{-\eta^2} 2\sqrt{a\theta} d\eta \right]$$

$$= T_i / \sqrt{\pi} \left[\int_{-x/2\sqrt{a\theta}}^{x/2\sqrt{a\theta}} e^{-\eta^2} d\eta \right] \text{ となり、}$$

$$T/T_i = 2\sqrt{\pi} \left[\int_0^{x/2\sqrt{a\theta}} e^{-\eta^2} d\eta \right] = \text{erf}(X) \dots\dots\dots(39)$$

となる。

ここで

$$T = t - t_1, T_i(x) = t_i - t_1 \text{ であり、}$$

$X = x/2\sqrt{a\theta}$ である。erf(X)は誤差関数で数表⁹⁾から求めることができる。

すなわち、一定な加熱温度 t_1 (本実験では熱風温度) で初期表面温度 t_i である被加熱物を加熱するとき時間の変化による表面からの距離 x における温度変化 t は(39)式を整理すると

$$t(x, \theta) = \text{erf}(X) \times (t_1 - t_i) + t_i \dots\dots\dots(40)$$

なお、均一な温度分布の被加熱物に対して急に表面へ一定な熱流速を供給して加熱する場合を考える。前述したように被加熱物の表面からの距離 x による温度分布を時間の関数として表される。式(27)の熱伝導微分方程式に対して被加熱物を一定な熱流速で加熱するとき、初期条件と境界層の条件は

$$\theta = 0; 0 \leq x \leq L \text{ で } t = t_i(x) \dots\dots\dots(41)$$

$$\theta \geq 0; x = 0 \text{ で } Q_{\text{TR}} = -k(\partial t / \partial x) \dots\dots\dots(42)$$

となる。この条件により式(27)の解を求めると一定な表面熱流速で初期表面温度 t_i である被加熱物を加熱する時深さ x における温度変化 t は

$$t(x, \theta) - t_i = 2 Q_{\text{TR}} \sqrt{a\theta / \pi} \times \exp[-(\dot{x}^2 / 4a\theta)] / k_1 A - Q_{\text{TR}} \dot{x} \times [1 - \text{erf}(\dot{x} / 2\sqrt{a\theta})] / k_1 A \dots\dots\dots(43)$$

ここで

- Q_{TR} : 被加熱物へ伝達される放射エネルギーの中の顕熱量 [W]
- k_1 : 被加熱物の熱伝導率 [W/m²·K]
- a : 被加熱物の温度伝導率 [m²/sec]
- \dot{x} : 被加熱物の任意の深さ [m]
- θ : 被加熱物の加熱時間 [sec]

そして k_1 は Andersen の式を利用し、 a は次式を利用して求めた²⁴⁾。

$$k_1 = MK_w + (1 - M)K_s \times 0.5779 \dots\dots\dots(44)$$

$$\alpha = k_1 / C_p \cdot \gamma$$

- M : 被加熱物の全量を1としたときの含水率 [小数表示]
- K_w : 水の熱伝導率 [W/m²·K]
- K_s : 固形物の熱伝導率 [W/m²·K]
- C_p : 被加熱物の比熱 [J/kg·K]
- γ : 被加熱物の比重量 [kg/m³]

C_p は Siebel の式を利用して求めた²⁴⁾。

$$C_p = 0.008 M + 0.200 \dots\dots\dots(45)$$

- M : 湿量基準含水率 [%]

以上の結果、式(40)から熱風加熱による被加熱物の深さ x における温度が推測可能であり、式(43)から遠

赤外線加熱による被加熱物の深さ x における温度が推測可能である。

IV. 実験結果および考察

A. 遠赤外線面状放射体の加熱による熱移動距離の可視化

Fig. 4 に面状遠赤外線放射体を用いて加熱時間を20分間とした場合の試料内部への熱移動状態を示す。

本図に示すように、試料両端の部分であるY方向の1, 2, 9, 10の位置より中央部分であるY方向の4, 5, 6の位置において60℃以上の温度を示す部分(加熱されて透明になった部分)が深くなった。

被加熱物を20分加熱した場合、放射体中心部に対応する試料中央部分の60℃以上を示す部分は3.0~4.5mmであった。一方放射体の両端に対応する試料両端の部分における60℃以上を示す部分は1.5~3.0mmであった。

以上のように、ヨード・デンプン反応を利用して遠赤外線の放射エネルギーの伝達される過程を可視化および数値化することができた。そして、加熱した被加熱物の各部分の熱移動距離に差が生じたことに対しては次のことが考えられる。遠赤外線放射体の表面温度分布は中央部分と端の部分との温度差が70~100℃ぐらいあり、この温度差が放射体と被加熱物との間の交換エネルギーに影響を及ぼすためである。

放射体の温度むらに関しては遠赤外線放射体の製

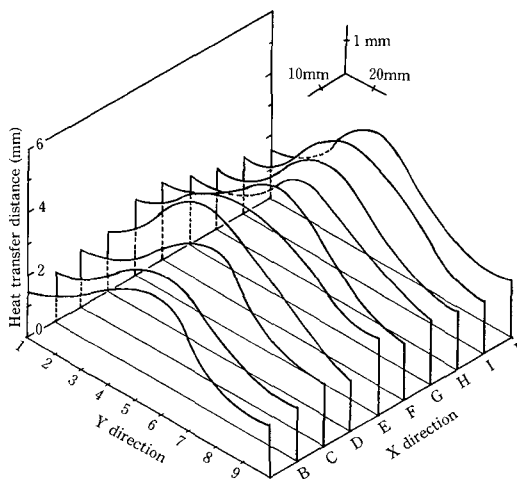


Fig. 4. Visibility of sample by far infrared heating. (Panel heater, Heating time 20 min.)

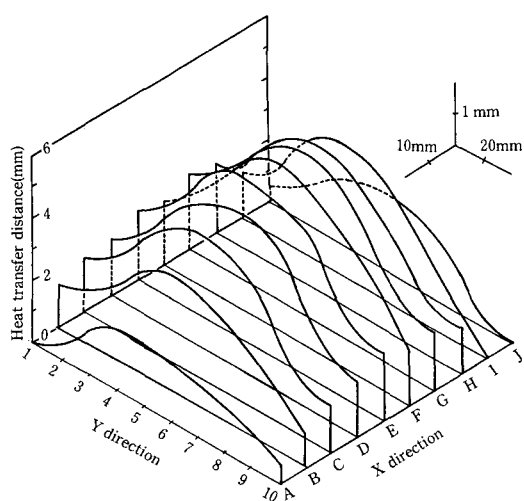


Fig. 5. Visibility of sample by far infrared heating. (Tubular heater, Heating time 20 min.)

造過程の問題であり、用途により適切な放射体を選んで使わなければならない。

しかし、熱の伝達速度が従来の熱風よりは速いため乾燥時間が短縮できることが考えられる。

Fig. 5に棒状遠赤外線放射体を用いて加熱時間を20分間とした場合の試料内部への熱移動状態を示した。

本図より、試料内部への熱移動状態は面状遠赤外線放射体の場合と同じ傾向を示した。

被加熱物を20分加熱した場合、試料両端の60℃以上の温度を示す距離は面状放射体に比べて差が大きく0.0~3.2 mmであった。これに比べて放射体の中央部に対応する加熱部分は2.0~5.5 mmであった。このように中央部分と両端との熱移動距離の差が大きい原因は、棒状遠赤外線放射体の中央部分と両端の部分との表面温度差のため交換エネルギーの差が大きく、さらに棒状放射体(φ14.2)の場合、幅125 mmの反射板によって後方への放射エネルギーを反射して加熱する部分が多く、放射エネルギーを被加熱物へ直接交換する面積が狭いためである。

面状および棒状遠赤外線放射体は各々の加熱特性を持っているが、被加熱物を均一に加熱するためには面状放射体が望ましいと考えられる。

Fig. 6は近赤外線ランプを用いて加熱時間を8分間とした場合の試料内部への熱移動状態を示した。

本図にしめすように、試料の周りの部分と中央の部分との熱移動距離の差が面状および棒状放射体よ

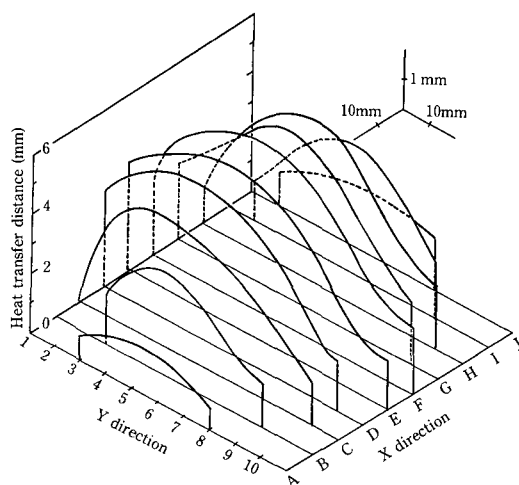


Fig. 6. Visibility of sample by far infrared heating. (Infrared lamp, Heating time 8 min.)

り大きかった。

試料内部への熱移動状態は前述した面状および棒状遠赤外線放射体の場合と同様な傾向を示した。

被加熱物を8分加熱した場合、放射体中心部に対応する試料中央部分の60℃以上を示す部分は2.9~5.9 mmであった。一方、ランプの周りに対応する試料両端の部分は0.0~4.5 mmであった。

面状と棒状放射体に比べて加熱時間が短いにも関わらず試料の中央部分の熱移動距離が深い原因として、近赤外線ランプの形状は中心部だけ発熱するフィラメント(色温度2400 K)があり、フィラメントに対応する試料中央部分は交換エネルギーが多く、従って被加熱物の温度上昇が速くなるためである。なお、両端の部分の場合、フィラメントから放射するエネルギーの被加熱物に当たる角度が直角より小さいほど交換エネルギーは少なくなるため熱移動距離が浅かったと考えられる。

前述したように、近赤外線の加熱の特徴としては加熱できる面積は狭いが、高エネルギー源として短い時間に深い所まで加熱できることと言えよう。ただし、中央部分だけ深く加熱する短所がある。従って、初期水分が高い農産物および食品を乾燥する際、熱源として好ましくないと考えられる。

一方、熱風100℃によって被加熱物を20分間加熱した場合、被加熱物の2, 4, 6 mmの位置の温度はそれぞれ40.9, 40.0, 39.6℃であり、40分間加熱した場合、それぞれ48.6, 48.0, 48.4℃までしか上

昇しなかった。従って、試料の温度が60℃以上にならない場合は完全に透明にならないので熱移動距離を数字で表すことができなかった。

以上の結果から、被加熱面に伝達される熱量が最も大きな熱源は近赤外線ランプであるが、中央部分に放射エネルギーが集中して加熱むらが大きくなり、熱風加熱は伝熱速度が遅い。

伝熱速度、加熱むらなどを考えると面状遠赤外線放射体を熱原として利用するのが望ましいと判断される。

B. 遠赤外線放射体からの自然対流の熱損失と無次元数

Table 2 に面状遠赤外線放射体の放射面(A面)とそれ以外の面(B, C, D面)について前述した理論式により、対流伝達係数を求めるための無次元数および対流熱損失の計算値を示した。

表に示すように、遠赤外線放射面であるA面からの自然対流熱損失は45.7Wで一番大きく、次が放射面の反対側の水平面であるB面で23.3Wであり、次が放射体の横の垂直面であるD, C面でそれぞれ14.9, 4.8Wの熱損失があった。ただし、横の垂直面はそれぞれ両面が存在するためその値の2倍になる。

この場合の遠赤外線放射体への入力エネルギーは415Wであり、放射体の6面から自然対流によって損失する熱量は108.4Wであった。従って、全体の入力エネルギーの26%が自然対流により損失する。

今回の実験で熱損失に最も大きな影響を及ぼした因子は、放射面の温度と表面積であり、それぞれ357℃と362.5cm²であるA面が熱損失が最も大きかった。遠赤外線放射面の反対側の水平面であるB面の面積は放射面とほぼ同じであるが、表面温度が約102℃で放射面より低い周囲温度との差が小さく、熱損失が小さかったと判断される。水平面に比べて垂直面の面積は1/2.5~1/8に相当し、熱損失

も小さかったと判断される。

放射面以外の面からの損失は完全に防止することはできないが、断熱材を利用してある程度防ぐことができると考えられる。

C. 正味放射エネルギーの計算

1. 被加熱物表面での蒸発潜熱量と境界層における物性値

Table 3 は被加熱物と空気層の間との境界層における物性値と被加熱物表面からの水分蒸発に必要な蒸発潜熱量、拡散係数、物質伝達率および蒸発速度を示したものである。

表に示すように、経時変化にともない拡散係数、物質伝達率は大きくなり、さらに必要な蒸発潜熱量も大きくなり、蒸発速度も速くなる傾向が認められた。

これは遠赤外線放射体による被加熱物の加熱時間が長くなると、被加熱物の表面温度が上昇し、境界層の温度も上昇する。従って、境界層の温度が高くなると表面からの蒸発する水分の拡散係数と物質伝達率も大きくなり、空気層との蒸気圧差も大きくなったため表面からの水分の蒸発速度も速くなったと考えられる。

そして、表面からの水分蒸発に必要な蒸発潜熱は前述した(15)式に示すように被加熱物の蒸発速度に比例して増加し、そのうえ予熱期間中の放射エネルギーは顕熱として利用されるが、経時変化とともに被加熱物の表面の水分の蒸発潜熱として利用されるため大きくなったと考えられる。

2. 被加熱物表面からの対流熱損失計算

Table 4 は被加熱物の表面温度による無次元数の変化と遠赤外線放射体と被加熱物との交換エネルギーのうち自然対流損失量を計算したものである。

表に示すように、被加熱物の表面温度が上昇するほど損失熱量が増加する傾向を示した。

この原因は(2)式に示すように周囲の空気層と被加

Table 2. Calculated values of heat loss and dimensionless variables for various surfaces of far infrared heater.

Geometry	Gr	Pr	Nu	hc (W/m ² ·K)	Qcv (W)	Heater temp.(°C)
Lower surface (A)	6.171 E+07	0.685	21.774	3.841	45.751	357
Upper surface (B)	8.107 E+07	0.704	53.880	6.447	23.367	102
Vertical (C)	4.820 E+05	0.699	14.216	10.215	14.907	130
Vertical (D)	4.403 E+05	0.702	13.912	9.746	4.810	110

Table 3. Calculated values of the latent heat of the evaporation from agar surface and properties of boundary layer.

Heating time(sec)	Film temp.(°C)	ρ	μ	ν	Sc	Sc×Gr	D (m ² /s)	α (m/s)	W (kg/m ² ·h)	q_v (W)
30	35.20	0.117	1.930E-06	1.652E-05	0.607	5.206E+06	2.720E-05	4.298E-03	0.176	3.426
40	36.20	0.116	1.935E-06	1.662E-05	0.607	5.885E+06	2.736E-05	4.503E-03	0.222	4.312
50	36.75	0.116	1.937E-06	1.667E-05	0.607	6.250E+06	2.744E-05	4.608E-03	0.247	4.807
60	37.55	0.116	1.941E-06	1.675E-05	0.607	6.769E+06	2.757E-05	4.754E-03	0.277	5.376
70	38.10	0.116	1.944E-06	1.680E-05	0.607	7.119E+06	2.765E-05	4.850E-03	0.306	5.935
90	39.00	0.115	1.948E-06	1.688E-05	0.608	7.679E+06	2.779E-05	4.999E-03	0.368	7.119
120	40.10	0.115	1.953E-06	1.699E-05	0.608	8.343E+06	2.796E-05	5.170E-03	0.440	8.486
150	41.00	0.115	1.957E-06	1.707E-05	0.608	8.869E+06	2.810E-05	5.304E-03	0.517	9.968
180	41.80	0.114	1.961E-06	1.715E-05	0.608	9.325E+06	2.823E-05	5.417E-03	0.603	11.595
210	42.65	0.114	1.965E-06	1.723E-05	0.608	9.797E+06	2.836E-05	5.533E-03	0.655	12.588
240	43.20	0.114	1.968E-06	1.728E-05	0.608	1.010E+07	2.845E-05	5.606E-03	0.753	14.440
300	44.20	0.113	1.972E-06	1.738E-05	0.608	1.063E+07	2.861E-05	5.734E-03	0.868	16.614
340	44.70	0.113	1.975E-06	1.743E-05	0.608	1.088E+07	2.869E-05	5.796E-03	0.930	17.779
360	45.20	0.113	1.977E-06	1.748E-05	0.608	1.114E+07	2.876E-05	5.857E-03	0.995	19.009
400	45.70	0.113	1.979E-06	1.752E-05	0.608	1.139E+07	2.884E-05	5.917E-03	1.065	20.320
460	46.10	0.113	1.981E-06	1.756E-05	0.608	1.159E+07	2.891E-05	5.964E-03	1.072	20.440
480	46.70	0.113	1.984E-06	1.762E-05	0.608	1.188E+07	2.900E-05	6.033E-03	1.214	23.118
600	47.25	0.112	1.987E-06	1.767E-05	0.608	1.214E+07	2.909E-05	6.096E-03	1.296	24.655
900	49.30	0.112	1.996E-06	1.787E-05	0.608	1.308E+07	2.942E-05	6.319E-03	1.666	31.554
1200	50.70	0.111	2.003E-06	1.801E-05	0.608	1.369E+07	2.964E-05	6.464E-03	1.994	37.657
1500	51.65	0.111	2.007E-06	1.810E-05	0.608	1.408E+07	2.979E-05	6.559E-03	2.128	40.109
1800	53.30	0.110	2.015E-06	1.826E-05	0.608	1.474E+07	3.006E-05	6.720E-03	2.677	50.287

Table 4. Calculated values of convection heat loss and dimensionless variables of agar surface.

Agar surface temp.(°C)	Gr	Pr	Nu	hc (W/m ² ·K)	q (W)
42.00	8.570E+06	0.709	29.295	4.484	1.783
44.00	9.688E+06	0.709	30.205	4.636	2.115
45.10	1.029E+07	0.709	30.661	4.713	2.302
46.70	1.114E+07	0.709	31.277	4.819	2.579
47.80	1.172E+07	0.709	31.672	4.887	2.772
49.60	1.264E+07	0.708	32.275	4.993	3.095
51.80	1.373E+07	0.708	32.948	5.113	3.498
53.60	1.460E+07	0.708	33.453	5.204	3.835
55.20	1.535E+07	0.708	33.873	5.281	4.138
56.90	1.613E+07	0.708	34.291	5.359	4.466
58.00	1.662E+07	0.708	34.548	5.407	4.680
60.00	1.749E+07	0.707	34.990	5.491	5.074
61.00	1.791E+07	0.707	35.199	5.532	5.273
62.00	1.833E+07	0.707	35.402	5.571	5.474
63.00	1.875E+07	0.707	35.598	5.610	5.676
63.80	1.907E+07	0.707	35.751	5.640	5.838
65.00	1.955E+07	0.707	35.972	5.684	6.083
66.10	1.999E+07	0.707	36.168	5.724	6.310
70.20	2.153E+07	0.706	36.842	5.863	7.166
73.00	2.253E+07	0.706	37.258	5.952	7.762
74.90	2.318E+07	0.706	37.521	6.010	8.171
78.20	2.427E+07	0.705	37.948	6.105	8.890

熱物の表面温度との差が損失熱量に影響を及ぼすためである。すなわち、被加熱物の表面温度が上昇することにより周囲の空気温度と差が大きくなるためである。

3. 放射体と被加熱物との交換エネルギーと顕熱

Table 5 に遠赤外線放射体と被加熱物の表面温度変化にともなう交換エネルギーと被加熱物の加熱に使われた顕熱の計算値を示した。

表に示すように、交換エネルギーは被加熱物の表面温度の上昇によって大きな減少は認められなかったが、顕熱として使われる放射エネルギーは経時変化および表面温度の上昇により大きく減少した。

放射体から被加熱物への交換エネルギーは 96.25~93.93 W であり、これが顕熱および潜熱に使われ、被加熱物の表面からの自然対流損失分も含まれる。

交換エネルギーは(23), (24), (25)式を用いて計算した。被加熱物を加熱すると予熱期間として被加熱物の品

Table 5. Radiant heat exchange between far infrared heater and agar surface.

Heater temp.(K)	Agar surface temp.(°C)	Gross heat exchange(W)	Net heat exchange(W)
630.00	315.00	96.26	91.05
	317.00	96.13	89.70
	318.10	96.06	88.95
	319.70	95.95	87.99
	320.80	95.87	87.17
	322.60	95.75	85.53
	324.80	95.59	83.61
	326.60	95.46	81.66
	328.20	95.35	79.61
	329.90	95.22	78.17
	331.00	95.14	76.02
	333.00	94.99	73.30
	334.00	94.91	71.86
	335.00	94.83	70.35
	336.00	94.75	68.76
	336.80	94.69	68.41
	338.00	94.60	65.39
	339.10	94.51	63.54
	343.20	94.17	55.45
	346.00	93.93	48.51
	347.90	93.77	45.49
	351.20	93.47	34.30

温が上昇するため、交換エネルギーの内 90%以上が被加熱物の温度上昇に使われ、顕熱が増加する。しかし、被加熱物の温度が上昇することにより顕熱は減少し、交換エネルギーが蒸発潜熱として使われる分が増える。

D. 測定温度と理論計算温度との比較

Fig. 7 a, b, c に遠赤外線放射体によって被加熱物を加熱した時、表から 2, 4, 6 mm 深さの温度変化の測定値と理論値の比較を示す。

本図に示すように、各深さにおける温度の測定値と式(43)を用いた理論値とはほぼ一致することが認められた。

そして、前述した Fig. 4 の熱移動距離測定値によれば加熱して 20 分経過したとき熱移動距離が中央

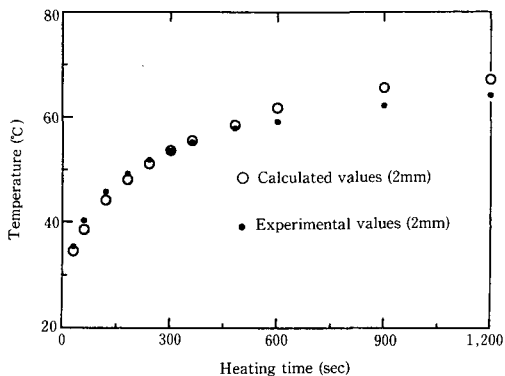


Fig. 7a. Comparison of experimental and calculated values by far infrared heating. (thickness 2 mm)

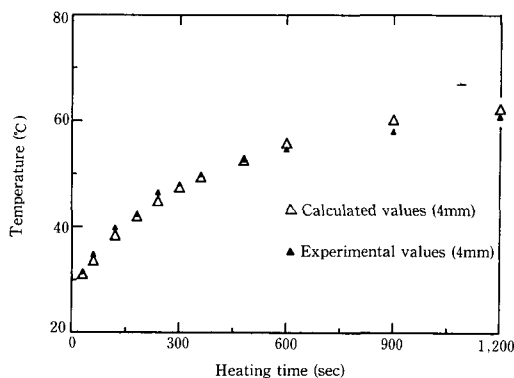


Fig. 7b. Comparison of experimental and calculated values by far infrared heating. (thickness 4 mm)

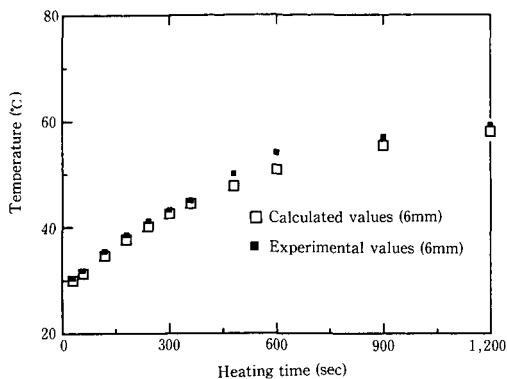


Fig. 7c. Comparison of experimental and calculated values by far infrared heating. (thickness 6 mm)

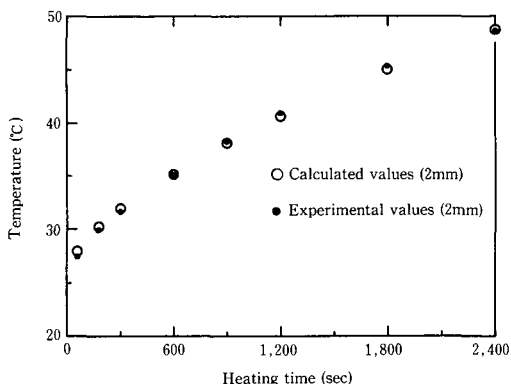


Fig. 8a. Comparison of experimental and calculated values by heated air. (thickness 2 mm)

の部分の場合 4 mm 前後であり、この位置の温度 60°C 以上であることを意味する。Fig. 7 より加熱時間 20 分の被加熱物の深さが 4 mm の位置で測定値および理論値が 61°C 前後を示しており、両者が一致していることが分かった。

このように両者が等しい値を示すことから放射体と被加熱物との間は放射伝達過程として解釈できる。しかし、電磁波のように被加熱物の分子振動によって加熱するという解釈より被加熱物の表面からの非定常熱伝導として解釈するのが望ましいと考えられる。

Fig. 8 a, b, c は 100°C の熱風によって被加熱物を加熱した時、表面から 2, 4, 6 mm の深さの温度変化の測定値と理論値を比較したものである。

温度の測定値 2, 4 mm の場合、非定常熱伝導式(9)を用いて被加熱物の内部温度の計算値は測定値の温度と一致することが認められた。測定位置 6 mm の場合も、ほぼ一致しているが、加熱時間 1800 sec 以後からの測定値の温度が 4 mm の位置の測定値と同じになる。このように加熱 1800 sec 以後 4 mm と 6 mm の位置の測定値の温度が等しくなる原因は、熱風加熱の場合被加熱物の全方面から加熱し、下の面からも熱が伝導され、下の面から近い 6 mm の位置にも影響を及ぼすためである。

遠赤外線加熱と熱風加熱との温度上昇を比較してみると、遠赤外線加熱の場合の加熱 8 分後深さ 6 mm の位置が 50°C ぐらいまで上昇するが、熱風加熱の場合 40 分ぐらいで等しい温度になった。このように遠赤外線加熱が熱風加熱より被加熱物の内部温度

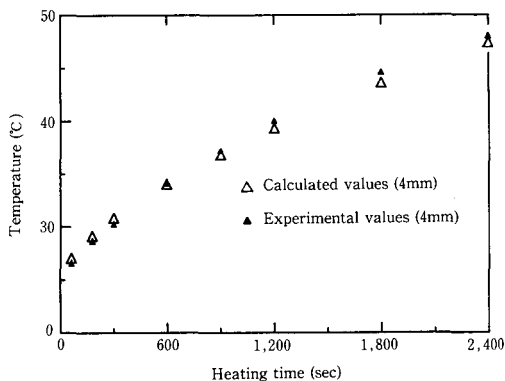


Fig. 8b. Comparison of experimental and calculated values by heated air. (thickness 4 mm)

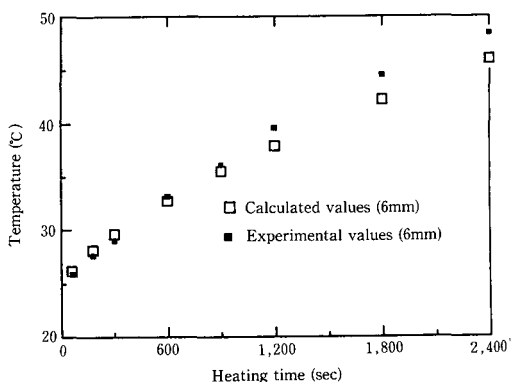


Fig. 8c. Comparison of experimental and calculated values by heated air. (thickness 6 mm)

を速く上昇させた。これは両者のエネルギーの伝熱過程が異なると同時に被加熱物へ伝達される熱量にも差があるためとも言える。しかし、熱風加熱を利用して遠赤外線加熱と同じエネルギー量を被加熱物へ伝熱するためには、相当な燃料あるいは電力量が必要であろう。従って、熱風を利用するよりは遠赤外線の方が省エネルギー的な熱源として十分価値があり、効率的であると判断される。

V. 要 約

遠赤外線加熱における浸透深度の測定方法や評価方法および遠赤外線放射体からの放射エネルギーの伝熱過程の理論解析がまだ確立されていない。

そこで、本研究では遠赤外線放射体からの放射エネルギーの伝熱過程を理論的に究明し、ヨード・デンプン反応を応用して遠赤外線の熱移動状態を可視化および数値化することを目的とした。また、対照区として熱風加熱実験区を設けた。以下にその結果を示す。

1. 遠赤外線の放射エネルギーの伝熱過程を寒天およびヨードとデンプン反応を用いて可視化および数値化することができた。
しかし、100℃の熱風加熱の場合、被加熱物が60℃以上にならず、ヨード・デンプン反応による伝熱過程の可視化および数値化はできなかった。
2. 非定常熱伝導式(4)は水分が含まれている被加熱物を使う際、被加熱物の表面からの蒸発潜熱および対流損失を考慮する必要がある。
3. 測定温度と理論計算温度がほぼ一致したため、遠赤外線による加熱特性は物質の中まで浸透して分子振動により内部を加熱するのではなく、大部分は被加熱物の表面からの伝導による加熱過程であると判断される。
4. 被加熱面に伝達される熱量が最も大きい熱源は近赤外線ランプであるが、中央部分に伝達される熱量が集中して加熱むらが大きかった。そして、熱風加熱の場合、伝熱速度が遅いため加熱時間すなわち乾燥時間が長くなる。
5. 遠赤外線加熱が熱風加熱より被加熱物の内部温度が速く上昇するため省エネルギー的である。遠赤外線加熱による被加熱物表面へ放射されるエネルギーは近赤外線ランプより少ないが、むらがすくないため加熱および乾燥の熱源として効

率的であると考えられる。

伝熱速度、加熱むらなどを考えると面状遠赤外線放射体を熱源として利用するのが望ましいと判断される。

引用文献

1. 伊藤和彦：遠赤外線の農産物への利用。農産物流通技術研究会第59回：1-21。1988
2. 肥後温子：電子レンジ・マイクロ波食品利用ハンドブック。日本工業新聞社：22-32。1987
3. 韓 忠洙，伊藤和彦：遠赤外線の加熱特性(第1報) 受熱板の色調と吸収熱量について。北大農邦文紀，**16**：256-262。1989
4. 韓 忠洙，伊藤和彦：遠赤外線の加熱特性(第2報) 色素の分解度。北大農邦文紀，**16**：277-281。1989
5. 中沢文字：電子レンジによる食品の加熱と温度分布。食品加工技術，**7**(2)：28-34。1987
6. 日本機械学会編：伝熱工学資料。1-331。1978
7. F. A. HOLLAND 著，若林嘉一郎訳：伝熱工学。培風館：24-186。1974
8. J. P. HOLMAN：Heat Transfer. McGRAW-HILL：131-270。1986
9. WARREN H. GIEDT 著，横堀進，久我修訳：Engineering heat transfer. 丸善：182-230。1977
10. 空気機械工学便覧委員会編：空気機械工学便覧。コロナ社：1-9。1979
11. 川口将徳：遠赤外放射加熱の板ガラスへの応用。電熱，**30**：65-69。1986
12. 清水 賢：遠赤外線による加熱理論，遠赤外線利用の最新技術。工業技術会：6-16。1987
13. S. M. HENDERSON and R. L. PERRY 著，高倉直ら訳：農業プロセス工学。東京大学出版会：232-274。1972
14. 日本機械学会編：蒸気表。4-15。1986
15. 化学工学協会編：化学工学便覧。丸善：99-106。1988
16. 井上宇市：空気調和ハンドブック。丸善：14-44。1967
17. 小林清志：移動論，流体運動量・熱・物質，朝倉書店：191-224。1973
18. 化学工学協会編：化学工学便覧。丸善：361-376。1988
19. 室蘭テクノセンター：チョコリ，午券等農産物の乾燥装置の開発。41-51。1989
20. 清水 賢：遠赤外線利用技術。New food industry，**29**(4)：4-9。1987
21. 川口将徳：遠赤外線加熱の原理と応用。燃料および燃焼，**52**：839-857。1985

22. P. J. SCHNEIDER: Conduction heat transfer. Addison-wesley publishing co.: 97-290. 1955
23. VEDAT S. ARPACI: Conduction heat taransfer. Addison-wesley publishing co.: 180-423. 1966
24. NURI N, MOHSENIN, 林 弘通訳: 食品の熟物性. 光 琳: 1-193. 1985

Summary

This investigation was carried out to theoretically find out heat transfer phenomena from a far infrared source to a heated sample.

To visualize and numerate heated depth by far infrared radiation, iodostarch reaction was applied. The results were as follows:

- (1) It was possible to visualize and numerate the heated depth of far infrared radiation by using iodostarch reaction.
- (2) It was required to consider both latent heat of vaporization from sample surface and heat loss by convection in the use of unsteady-state conduction equation (equation 43) for wet samples.
- (3) We concluded that the inside of the samples

was not heated by penetrating far infrared rays but by heat conduction from the sample surface.

(4) As the samples were heated faster by far infrared radiation than by air heating, it was estimated that far infrared rays drying was an energy-saving method. The amount of heat transmitted by far infrared radiation to sample surface was less than that of infrared lamp heating, but the heat distribution of the former was more uniform than that of the latter. It was estimated that far infrared rays was more effective as a drying heat source.

(5) Infrared lamp was the largest heat source that tranferred heat to sample surface, but it also had the largest ununiformity of heating because it concentrated its heat on the center of the heated surface.

Far-infrared radiation is desirable for drying agricultural products. Infrared lamp was the largest heat source that transferred heat to sample surface, but it also had the largest ununiformity for heating. Air heating method needs a longer heating and drying time because of its poor transmitting rate.