ふく射加熱による光学的に厚い半透過性液体表面での熱・物質同時移動

新井 紀男・高橋 慎治*
架谷 昌信・杉山 幸男

名古屋大学工学部 化学工学科†

外部のふく射熱源により加熱される光学的に厚い半透過性液体層の表面における熱および物質移動速度に対するふく射透過の影響について理論的ならびに実験的に検討した。

半透過性液体の内部ふく射が無視しうる場合に有用とされている“cold semitransparent”の概念に基づいて、液体層の表面温度、層内温度分布および蒸発速度を理論計算した。この結果とふく射熱源として、赤外線ランプ、面ヒータを、液体として、水、ジエチルフタレートを用いた場合の実験の結果とは、ほぼ良好な一致を示し、本理論解析法の妥当性が確かめられた。

緒 言

蒸発を伴う液体表面における熱および物質移動速度の推算には、液体層の表面温度の正確な予知が必要である。外部のふく射熱源により半透過性液体が加熱されるような場合、表面温度は液体層の表面近傍における伝導伝熱とふく射伝熱の相互の影響を受け、その予測が困難な場合が多い。

従来、伝導・ふく射共存系の熱移動に関しては多くの研究が行われており、最近、Viskanta ら¹²⁾がこれまでの基礎研究を総括し、半透過性液体層の熱移動理論に関する詳細な解説を行っている。しかし、これまでの研究の多くは、液体表面において熱移動のみが生ずる系を対象として行われており、太陽熱蒸留器や蓄熱器のような新たな伝熱システムにおける熱効率向上に関連して重要な外部ふく射熱源による半透過性液体層の熱・物質同時移動に関する研究は、あまり見受けられない。わずかに、Cooper⁴⁾、Malik ら⁷⁾による太陽熱蒸留器での蒸留効率のシュミレーション、西村ら⁹⁾の有機溶媒の蒸発過程に対するふく射透過の影響に関する研究があるが、いずれも透過性の大きい液体薄層に関する研究であり、液体温度は均一として取り扱われている。しかし、液体層の光学的厚さが増すと、それにつれて液体層内に大きな温度分布が生ずるようになり、これが液体表面における熱・物質移動に大きな影響をもつようになると考えられる。このような比較的光学的に厚い半透過性液体層に関しては、関ら¹⁰⁾が最近、赤外線ランプによる水層の加熱実験において、層内温度分布が水面近傍でかなり直線性から偏倚することを報告している程度で、その重要性にかかわらず研究は立ち遅れている。ところで、光学的に厚い半透過性液体の表面からの熱および物質移動速度を液体

層内温度分布を考慮に入れて理論的に解析するためには、一般に複雑な微積分方程式を解かねばならない。しかし、ふく射熱源の温度に比べ半透過性液体の温度がかなり低い場合には、いわゆる“cold semitransparent”の取り扱いが可能であり¹²⁾、これを適用すれば、このような系に対する理論的アプローチは著しく簡単化される。

本研究では、外部ふく射熱源により加熱される光学的に厚い半透過性液体の表面からの熱および物質移動速度に対する液体層内温度分布の影響を、液体は“cold semitransparent”と取り扱えるとして理論的に検討し、主として表面温度、層内温度分布、表面蒸発速度に着目して理論計算を行った。この結果とふく射熱源としてスペクトル分布の異なる赤外線ランプおよび面ヒータ、また液体試料として水を用いた実験の結果とを比較検討し、理論解析の適用性などについて考察を加えた。なお、実験の一部においては、液体試料として実験温度内において蒸発を伴わないジエチルフタレートを用いて、熱移動のみの場合についても検討を行った。

1. 理論解析

1・1 基礎式

いま、Fig. 1 に示すように厚さ B の水平な半透過性液体層が上部からふく射加熱を受け、表面蒸発する系を考える。層内の熱流は、伝導とふく射の共存する1次元定常流であり、また、液体温度が熱源温度に比べ低く、内部ふく射が無視できる、すなわち、液体を“cold semitransparent”として取り扱うことができるものとする、液体層内熱移動の基礎式として次式が得られる。

$$\frac{d}{d\tau} \left[-\lambda_t \alpha \frac{dT}{d\tau} + 2I_0 D_8(\tau) \right] = 0 \quad (1)$$

液体表面の境界条件は次のようになる。液体表面に入射する正味のふく射伝熱量 $(I_0 - R_0)$ から対流伝熱量 q_{conv} 。

† 〒464 名古屋市千種区不老町

* 極東貿易(株)

と蒸発潜熱 $q_{\text{evap.}}$ を差し引いたものが、液体層内へのふく射伝熱量と伝導伝熱量の和になる。ところで、ふく射が減衰した液体層では、両者の和は伝導伝熱量となるため、これを $q_{\text{cond.}}$ で表すと

$$\tau=0; \quad I_0 - R_0 = \underbrace{\lambda_l \alpha (-dT/d\tau)_{\tau=\tau_e}}_{q_{\text{cond.}}} + \underbrace{h_g [T(0) - T_A]}_{q_{\text{conv.}}} + \underbrace{k_g L_e [H^*(0) - H_A]}_{q_{\text{evap.}}} \quad (2)^{\dagger}$$

また、液体底面での境界条件は、

$$\tau = \tau_0; \quad T = T_2 \quad (3)$$

ここに、 $T(0)$ は $\tau=0$ での液体温度、 $H^*(0)$ は、温度 $T(0)$ に対する飽和湿度、また $D_3(\tau)$ は、空気の屈折率を 1、液体の屈折率を n とすると、

$$D_3(\tau) = \int_0^1 [1 - r_a(\mu)] \mu \cdot \exp\left\{-\frac{n\tau}{\sqrt{n^2 + \mu^2 - 1}}\right\} d\mu \quad (4)$$

で定義される界面関数 (interface function) である。

$$\left. \begin{aligned} \text{Eqs. (1)~(4) における } I_0, R_0, \tau, \tau_0 \text{ および } \mu \text{ は,} \\ I_0 = Q + \sigma T_A^4, \quad R_0 = r_a I_0 + n^2(1-r_l)\sigma\{T(0)\}^4 \\ \tau = \alpha z, \quad \tau_0 = \alpha B, \quad \mu = \cos \varphi \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

1・2 近似解法

本研究では、Armaly ら²⁾の提案による $D_3(\tau)$ の近似表示式を用いて Eq. (1) の近似解を求める。彼らは、液体表面でのふく射の反射・吸収特性が Snell 法則と Fresnel の関係を満足する場合には、 $D_3(\tau)$ は次のような指数関数で表せることを示した。

$$D_3(\tau) = ae^{-b\tau} \quad (6)$$

ここに、 a, b はともに屈折率 n のみにより決まる定数で、 $n=1.33$ のとき $a=0.45, b=1.146$ 、 $n=1.5$ のとき $a=0.454, b=1.118$ で与えられる。Fig. 2 には、 $n=1.5$ の場合について、Eq. (4) と Eq. (6) の比較を示すが、Eq. (6) の近似精度が非常に高く、 $\pm 3\%$ 以内で Eq. (4) と一致している。

Eq. (6) を Eq. (1) へ代入して整理すると次式が得られる。

$$\frac{d^2\theta}{d\tau^2} - \gamma \frac{d}{d\tau}(e^{-b\tau}) = 0 \quad (7)$$

ただし、 $\theta = (T/T_2)$ 、 $\gamma = (2\alpha I_0/\lambda_l \alpha T_2)$ である。Eq. (7) は、液体の表面温度 $\theta_1 = (T(0)/T_2)$ と底面温度 $\theta_2 (=1)$ が与えられれば、解析的に解くことができ、液体層内温度分布は次式のように求められる。

$$\theta(\tau) = \theta_1 + \left(\frac{\gamma}{b}\right)(1 - e^{-b\tau}) - \left[\left(\frac{\gamma}{b}\right)(1 - e^{-b\tau_0}) + (\theta_1 - 1)\right]\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) \quad (8)$$

[†] Eq. (2) の右辺第 1 項は、入射ふく射が減衰した液体層 ($\tau > \tau_e$) での伝導伝熱量を表すが、後述の実験で示すように、液厚みが入射ふく射の減衰に十分な厚みで、かつ定常状態である本研究の場合において、Eq. (2) の境界条件が成立する。

Fig. 1 Illustration of heat transfer mechanism

Fig. 2 Comparison of $D_3(\tau)$ with its approximation function

上式の θ_1 は、Eq. (2) を変形した次式を満足する値でなければならない。

$$\begin{aligned} (1-r_a)\beta_1 - n^2(1-r_l)\beta_2\theta_1^4 \\ = \left[\left(\frac{\gamma}{b}\right)(1 - e^{-b\tau_0}) + (\theta_1 - 1)\right]\left(\frac{1}{\tau_0}\right) - \gamma e^{-b\tau_0} \\ + \beta_3(\theta_1 - \theta_A) + \beta_4(c_1 - c_A) \end{aligned} \quad (9)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \beta_1 = \frac{I_0}{\lambda_l \alpha T_2}, \quad \beta_2 = \frac{\sigma T_2^4}{\lambda_l \alpha T_2}, \quad \beta_3 = \frac{h_g}{\lambda_l \alpha}, \quad \beta_4 = \frac{k_g L_e H_2^*}{\lambda_l \alpha T_2} \\ \theta_A = \frac{T_A}{T_2}, \quad c_1 = \frac{H^*(0)}{H_2^*}, \quad c_A = \frac{H_A}{H_2^*} \end{aligned}$$

また、 H_2^* は、温度 T_2 に対する飽和湿度である。なお、Eq. (9) の導出にあたり、 $(-d\theta/d\tau)_{\tau=\tau_e}$ を $(-d\theta/d\tau)_{\tau=\tau_0}$ で代表させた。Eq. (9) を満足する θ_1 は解析的には求められないので、以下の手順で数値的に求める。まず、 θ_1 の零次近似値 $\theta_1^{(0)}$ として、予想される最大値をあてると、 $\theta_1^{(0)}$ は Eq. (9) より次式で与えられる。

$$\theta_1^{(0)} = (I_0/\sigma T_2^4)^{1/4}$$

次いで、Eq. (9) の両辺の差をとった次の関数を定義する。

$$\begin{aligned} y(\theta_1) = & \left[\left(\frac{\gamma}{b}\right)(1 - e^{-b\tau_0}) + (\theta_1 - 1)\right]\left(\frac{1}{\tau_0}\right) - \gamma e^{-b\tau_0} \\ & + \beta_3(\theta_1 - \theta_A) + \beta_4(c_1 - c_A) \\ & - (1-r_a)\beta_1 + n^2(1-r_l)\beta_2\theta_1^4 \end{aligned}$$

$\theta_1^{(0)}$ を出発値として、 $y(\theta_1)=0$ を満足する θ_1 を Newton 法³⁾により数値的に求める (ただし、本研究では、収束

Table 1 Physical properties of liquid used in the experiment

	n	r_a	r_t	λ_t	α [cm ⁻¹]	
					P. H.	I. R.
Water	1.33	0.065	0.48	0.52~0.55	1,000	7.5
Diethylphthalate	1.5	0.09	0.58	0.22~0.23	15	3.5

Fig. 3 Experimental apparatus

Fig. 4 Detail of thermocouple of differential type

条件として $|\gamma(\theta_1)| < 10^{-4}$ をとった). 得られた θ_1 を用いれば層内温度分布および蒸発速度を理論計算することができる.

2. 実験装置および方法

実験装置の概略を Fig. 3 に示す. 液試料容器は内径 96 mmφ, 深さ 40 mm のアクリル製円筒の底部に厚さ 5 mm の銅板を取り付けたものである. 銅板の上面には, 酸化防止のためペンキが塗布されている. 銅板の底部は, 恒温槽からの水を循環させることにより, 銅板の温度が実験の間, 一定になるようにし, また管半径方向の熱流をできるかぎり少なくするため容器側面を厚さ約 50 mm の保温材で保温した. 液体層内温度分布は, 底部から 10, 20 および 30 mm の高さの位置にそれぞれ横張りされた 0.1 mmφ の CA 熱電対により測定した. これらの熱電対は, 測定位置が変動しないように直径 3 mm のガラス棒により支えられている. 液表面近傍の

温度分布については, Fig. 4 に示すような微動式熱電対⁸⁾を垂直方向に上下移動させることにより詳細に測定したが, この場合に用いた熱電対は 0.05 mmφ の CC 熱電対であり, 温度測定に対する液体の表面張力の影響を少なくするため, 水平面に対してわずかの傾斜をもたせた⁶⁾. 空気温度および湿度は, それぞれ吸引式熱電対および湿度計(横河電機製)により一定時間ごとに測定した. 蒸発速度は, 液体表面の降下速度をカセットメータにより読み取ることで求めた. ふく射熱源としては, ふく射スペクトル分布の異なる赤外線ランプと面ヒータを用いた. 赤外線ランプは 125 W 用のものを千鳥型状に 7 個配置したものであり, また面ヒータは上面からニクロム線ヒータにより加熱されるステンレス板である. 熱源からのふく射熱流束 Q は, 熱流計(昭和電工製)により測定⁹⁾したが, 本実験では $Q = 250 \sim 1,500$ kcal/m²·hr であった. なお, Q は熱源の位置を上下移動させることにより変化させた. 用いた液体試料は, 脱気蒸留水と純度 99% 以上のジエチルフタレート ($C_6H_4(COOC_2H_5)_2$) の 2 種類である. ジエチルフタレートは沸点が約 298°C で, 本実験の温度範囲での蒸気圧は非常に小さく, さらに比較的ふく射透過性がよいので蒸発を伴わない場合の半透過性液体試料として選んだ. Fig. 3 に示した測定部全体はガラス板とビニールシートで囲まれており, 本実験はすべて自然対流の雰囲気下で行われた.

なお, 水の場合は蒸発を伴うため厳密には定常状態は存在しないが, 実験開始後 7~10 hr の間での液面の降下速度(本実験範囲では, 液面の降下速度は最大 1.2 mm/hr 程度)および液体表面温度はほとんど変化せず, 擬定常状態と考えてよいと思われた. したがって, 水の場合には, 理論計算との比較には, この擬定常状態での実験結果を用いることにした.

3. 実験結果ならびに考察

3.1 諸物性値の推算

Table 1 に, 液試料の諸物性値を一括して示すが, これらの諸物性値は以下のようにして推算した. 空気-液体界面での空気側および液体側の反射率は Fresnel 式により算出した指向反射率を次式により半球面平均した値である.

$$r_a = 2 \int_0^1 r_a(\mu) \mu d\mu, \quad r_t = 2 \int_0^1 r_t(\mu) \mu d\mu \quad (10)$$

全吸収係数に関して, 本研究のように熱源の温度に比べ

Fig. 5 Comparison of the experimental data with the calculated results (temperature distribution)

液体表面温度および液体層内の温度が低く、液体の内部ふく射が熱源からのふく射の吸収に比べ無視小の場合、一般的には、次式により定義される。

$$\alpha(T, T_H) = \int_0^\infty \alpha_\lambda I_{0\lambda} d\lambda / \int_0^\infty I_{0\lambda} d\lambda \quad (11)$$

ここに、 T および T_H は、それぞれ液体温度および熱源温度、 $I_{0\lambda}$ は液体へ入射する単色ふく射エネルギーである。いま、熱源を灰色体またはそれにきわめて近いとし、また、液体の単色吸収係数が温度によらないとすると、Eq. (11) より、

$$\alpha = \int_0^\infty \alpha_\lambda E_{b\lambda}(T_H) d\lambda / \sigma T_H^4 \quad (12)$$

ここに、 $E_{b\lambda}(T_H)$ は熱源温度におけるプランクの黒体射出能である。本研究では、水およびジエチルフタレート単色吸収係数として、それぞれ Viskanta ら¹¹⁾ および著者ら⁹⁾ の測定値を用い、Eq. (12) の右辺を有効波長範囲で積分することにより全吸収係数を求めた。具体的な積分は、それぞれの熱源温度を考慮して、赤外線ランプ ($T_H = 2,450^\circ\text{K}$) の場合で $\lambda = 0.5 \sim 2.5\mu$ 、面ヒータ ($T_H = 550^\circ\text{K}$) の場合で $\lambda = 3 \sim 12\mu$ で行った。また、自然対流の伝熱係数は、上向き水平面についての Al-Arabi ら¹⁾ の相関式から算出し、物質移動係数は熱移動と物質移動に相似則が成立するものとして求めた。

3・2 計算結果と実験結果の比較

Figs. 5~7 に、液体層内定常温度分布に関する計算結果と実験結果の比較の一例を示す。Fig. 5 は面ヒータの場合であるが、水については、計算結果、実験結果ともに温度分布は良好な直線性を示し、両者の一致も良好である。一方、蒸発を伴わないジエチルフタレートの場合は赤外波長域で水より透過性がよいから、計算結果は液体表面近傍で直線性からごくわずかにずれ、実験結果にもその傾向が見受けられる。しかし、Fig. 5 より、ここで用いた面ヒータに対しては、水およびジエチルフタレートはいずれも不透明液体とみなすことができる。Figs. 6

Fig. 6 Comparison of the experimental data with the calculated results (temperature distribution)

Fig. 7 Comparison of the experimental data with the calculated results (temperature distribution)

および7は、赤外線ランプの場合の温度分布であるが、蒸発の有無にかかわらず温度分布の計算結果はふく射透過の影響で液体表面近傍において直線性から大きく偏倚し、液体層内に温度の極大点がある。実験結果も計算結果と同様な傾向を示し、両者には比較的良好な一致が認められるが、 I_0 が大きくなると液体表面近傍での温度分布について若干の差異（本実験範囲では、実験結果と計算結果の温度値 ($^\circ\text{C}$) の違いは、最大で約 8%) が認められるようになる。このことは、理論解析にあたり、熱源を灰色体と考えたこと、さらには、液体層内の自然対流伝熱を無視したことなどに起因しているものと思われる。しかし、本実験範囲では、外部のふく射熱源により加熱される半透過性液体の表面からの熱および物質移動速度を求めるにあたり、最も正確に知らねばならない表面温度の計算結果と実験結果とは、Fig. 8 に示すようにきわめてよく一致しており、本理論解析および温度測定が妥当なものと考えられる。さらに、Fig. 9 にみられるように、 $\theta_{1,\text{calc.}}$ を用いて計算した水の蒸発速度 $\dot{m}_{\text{calc.}}$ と水面の降下速度から求めた蒸発速度の実験結果 $\dot{m}_{\text{exp.}}$ とは、 $\pm 10\%$ の誤差範囲内で一致している。Figs. 8 および9より、外部ふく射熱源により加熱された半透過性

Fig. 8 Comparison of the experimental data with the calculated results (surface temperature of liquid)

Fig. 9 Comparison of the experimental data with the calculated results (evaporation rate)

液体の表面からの自然対流の熱および物質移動には相似則が成立するとしたことに本実験範囲では大過ないと思われる。

結 言

外部のふく射熱源により加熱される光学的に厚い半透過性液体の表面における熱および物質移動に対する液体層内ふく射透過の影響について理論的ならびに実験的に検討した。

半透過性液体の内部ふく射が無視しうる場合に有用な“cold semitransparent”の概念を適用することにより得られた液体の表面温度、液体層内温度分布および蒸発速度の計算結果は、ふく射熱源として赤外線ランプ、面ヒータを、液体として水、ジエチルフタレートを用いた場合の実験結果とほぼ良好な一致を示し、本実験範囲内において、本理論解析法の妥当性が確かめられた。

【付 記】 本研究に対し、文部省科学研究費（奨励A）が交付された。記して謝意を表す。

Nomenclature

- a, b = coefficients of Eq. (6) [—]
 B = thickness of liquid layer [m]

- $D_3(\tau)$ = exponential function defined by Eq. (4) [—]
 $E_{b\lambda}$ = monochromatic black body emissive power [kcal/m²·hr]
 H_A = absolute humidity of air [kg-H₂O/kg-dry·air]
 h_G = heat transfer coefficient [kcal/m²·hr·°C]
 I_0 = total incident radiation [kcal/m²·hr]
 $I_{0\lambda}$ = monochromatic incident radiation [kcal/m²·hr]
 k_G = mass transfer coefficient [kg-H₂O/m²·hr·ΔH]
 L_e = latent heat of vaporization [kcal/kg-H₂O]
 $\dot{m}$ = evaporation rate [kg-H₂O/m²·hr]
 n = refractive index of liquid [—]
 Q = radiative heat flux from radiant heat source [kcal/m²·hr]
 R_0 = radiosity [kcal/m²·hr]
 $r_{a,i}$ = external and internal reflectivity of air-liquid interface, respectively [—]
 T = absolute temperature of liquid [°K]
 T_A = absolute temperature of air [°K]
 z = co-ordinate [m]
 α = absorption coefficient of liquid [1/m]
 θ = dimensionless temperature of liquid (= T/T_2) [—]
 λ = wavelength [m]
 λ_t = thermal conductivity of liquid [kcal/m·hr·°C]
 σ = Stefan-Boltzmann constant [kcal/m²·hr·°K⁴]
 τ = optical distance from the upper surface of liquid [—]
 τ_0 = optical thickness of liquid [—]
 φ = angle made by a radiant beam with normal to liquid-air interface [rad]

<Subscripts>

- 1 = surface ($\tau=0$)
 2 = bottom ($\tau=\tau_0$)

Literature cited

- 1) Al-Arabi, M. and M. K. El-Riedy: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **19**, 1399 (1976)
- 2) Armaly, B. F., T. T. Lam and A. L. Crosbie: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **13**, 813 (1973)
- 3) Conte, S. D. and Carl de Boor: “Elementary Numerical Analysis”, 2nd ed., McGraw Hill (1972)
- 4) Cooper, P. I.: *Solar Energy*, **14**, 451 (1973)
- 5) Federico, I. D. and F. P. Foraboschi: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **9**, 1351 (1966)
- 6) Hasatani, M., T. Fukuhara and S. Sugiyama: *Kagaku Kōgaku*, **30**, 1112 (1966)
- 7) Malik, M. A. S. and Van Vi Tran: *Solar Energy*, **14**, 371 (1973)
- 8) Nishimura, M. et al.: *Kagaku Kōgaku Ronbunshu*, **3**, 67 (1977)
- 9) Ohtani, S.: *Kagaku Kōgaku*, **38**, 107 (1974)
- 10) Sugawara, M., S. Fukusako and N. Seki: *Trans. JSME*, **40**, 3155 (1974)
- 11) Viskanta, R. and J. S. Toor: *Water Resour. Res.*, **8**, 595 (1972)

(1978 年 5 月 4 日受理; 化学工学協会第 10 回秋季大会 (名古屋,

Simultaneous Heat and Mass Transfer on the Surface of Optically Thick Semitransparent Liquid Heated by a Radiant Heat Source

Norio Arai, Shinji Takahashi*, Masanobu Hasatani and Sachio Sugiyama

Dept. of Chem. Eng., Nagoya Univ., Nagoya 464

The effect of radiative heat penetration on simultaneous heat and mass transfer rate on the surface of an optically thick semitransparent liquid layer heated by a radiant heat source is investigated theoretically and experimentally. The surface temperature and the temperature distribution within the layer as well as the evaporation rate are calculated on the basis of the "cold semitransparent", concept which has been reported to be valid in case where the emission from a liquid is neglected. The applicability of the present theoretical analysis is verified when the calculated results are satisfactorily compared with the measured data obtained by using two kinds of radiant heat sources, a panel heater and an infrared lamp bundle, and two kinds of liquid samples, water and diethylphthalate.

---

* Kyokutō-Bōeki Co.