金属細線の全半球ふく射率の非定常測定法*

増田 英俊**, 日向野 三雄**

Transient Method for Measuring Total Hemispherical Emissivities
of Thin Wires

Hidetoshi MASUDA and Mitsuo HIGANO

An improved transient calorimetric method for measuring total hemispherical emissivities ϵ_h of thin metal wires is reported. In order to reduce heat losses through a pair of thermocouple leads suspending a specimen, guard wires are carefully designed and used. Copper and iron wires of about 0.5 mm diameter are used as samples. Measurements of ϵ_h have been made in the temperature range 300~800 K. The lead-wire heat losses and the temperature distributions of the specimens are exactly analyzed. It is confirmed that the heat losses have been kept considerably small by using the guard wires. The ϵ_h values are determined by taking account of the heat losses. Comparisons of the results are made with the data of previous investigators and those carried out for disk- and wire-type specimens. The examination of the experimental results reveals that the present technique is suitable even for thin metal wires.

Key Words: Thermal Radiation, Thermophysical Properties, Emissivity, Transient Calorimetric Method, Metals, Thin Wires

1. 緒 言

金属の全半球ふく射率の測定は Ramanathan らの非定常熱量法による一連の研究^{(1)~(3)}によって従来のものに比べ格段に精密に行われるようになった。しかしそれでもなお熱電対の熱損失の過大さとその評価法に問題が残された。著者らは先にこの熱損失を極力減少させ、かつ厳密な解析法を示し、円板などのブロック形試片に対するより厳密な測定法を提案した⁽⁴⁾⁽⁵⁾。とはいえその方法も本研究で対象とするような微小な線形試片に対してはそのままでは高精度な測定法とはいえない。Cheng⁽⁶⁾は Best⁽⁷⁾と類似な方法、すなわち熱電対が2対と1対の二通りの実験を行い、その差から実験的に熱電対の熱損失を求める方法を試みている。この方法もブロック形試片ではある程度妥当といえようが、細い線形試片に対しては複数の熱電対による熱損失の増大から試片温度分布の不均一さを大きくして好ましくはない。著者らは前報⁽⁸⁾で線形試片のふく射率測定法としてガードワイヤを使用した新たな方法を開発し、長時間を必要とする定常法⁽⁹⁾でしか測定

されなかった金属線に対しても精度の高い非定常法の応用が可能であることを報告した。

本研究の目的は、前報で開発した線形試片のふく射率測定法が更に細い試片に対して、また熱伝導率の低い試片に対しても適用可能であるか否かを検討することにある。

非定常熱量法では試片の全半球ふく射率 $\epsilon_{h,s}$ は、試片の温度を T_s 、時間を t とすると、試片の冷却速度 dT_s/dt の測定により次式で求められる⁽⁸⁾。

$$\epsilon_{h,s}(T_s) = \frac{-m_s c_{p,s}(T_s) \frac{dT_s}{dt} \Big|_{T_s} - Q_t - Q_{gas}}{\sigma A_s (T_s^4 - T_\infty^4)} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで m_s , $c_{p,s}$, A_s はそれぞれ質量、比熱、表面積、添字 s は試片を表す。 T_∞ は真空槽内の冷却壁の温度、 σ はステファン・ボルツマン定数、 Q_t は試片温度測定用熱電対による熱損失、 Q_{gas} は真空槽内の残留ガスによる試片の伝導熱損失である。線径約 0.5 mm の2種類の金属線で実験を行う。熱損失 Q_t をできるだけ小さくするため測定技術を更に検討し改良する。実験結果から Q_t と試片温度分布が解析され、また得られた $\epsilon_{h,s}$ 値が測定結果を基に検討される。

* 昭和61年10月7日 第64期全国大会講演会において講演、原稿受付 昭和61年3月25日。

** 正員、東北大学高速力学研究所 (〒980 仙台市片平2-1-1)。

2. 実験方法

2.1 試片測定部の構造 本測定法では試片をつるす熱電対線からの熱損失 Q_t をいかに小さく抑えるかが最も重要なことであり、試片が細くなるほどこの熱損失のふく射率測定値に与える影響は顕著である。ガードワイヤを用いた本測定法の特長については前報⁽⁹⁾で詳述したので省略する。実験に用いた装置本体(液体窒素冷却式真空槽)は既報⁽¹⁰⁾のものと同一である。図1に試片測定部の略図を示す。①は線形試片、②は試片をつるす熱電対線である。③は②に取付けたガードワイヤで、工作しやすくするため本実験では直線形にした。④はガードワイヤからの熱電対による熱損失を小さく抑えるためのガードヒータ、⑤はガードワイヤの温度測定用熱電対、⑥はダミーの熱電対、⑦は④の温度測定用熱電対である。測定部は冷却槽の中央に置かれ、実験中、冷却壁温度は液体窒素により 77.4 K に、真空槽圧力は 8×10^{-5} Pa 以下に、④の温度は約 363 K にそれぞれ保持された。熱電対②、⑤、⑥には前報と同じ鉄・コンスタンタンを使用し、線径は鉄線が 29 μm 、コンスタンタン線が 31 μm である。温度測定にはデータロガーを用いた。試片には熱伝導率の高い代表金属として、かつ前報の測定結果との比較のための銅線と、熱伝導率の低い代表例としての鉄線の2種類を選んだ。

2.2 熱損失 Q_t と試片温度分布の推定 熱損失 Q_t は熱電対線の試片側とガードワイヤ側の両端の温度、 T_s と T_g によって値は大きく変わるが、 Q_t をより小さく保つには試片の冷却過程中、ガードワイヤの温度 T_g を試片温度 T_s より幾分高めに保持したほうがよい。しかし高過ぎてはガードワイヤから試片への

図1 試片測定部の構成

熱の逆流を増大させてよくない。また Q_t の大小は $\epsilon_{h,s}$ の測定精度のみならず線形試片の温度分布にも影響を与える。したがって試片測定部の設計・製作に際してあらかじめ温度差 $\Delta T_t (= T_g - T_s)$ と無次元熱損失 $R (= Q_t / Q_s)$ 、 Q_s は試片の全放熱量) の関係、および R と試片温度分布の関係を予測しておく必要がある。

測定部の寸法として試片の線径を 0.5 mm、線長を銅試片は 75 mm、鉄試片は 50 mm とし、熱電対の試片とガードワイヤ間の長さは 15 mm (線径は本実験用のものと同一) と設定して ΔT_t の各値に対して Q_t を試算し、上記の予測を行った。試片直径を 0.5 mm としたのは熱電対の埋め込みなどを考慮して割出した寸法である。また銅試片を長くしたのは R を小さくして $\epsilon_{h,s}$ の測定精度を高めるためである。

図2にこれらの条件で、前報⁽⁹⁾と同様に定常熱伝導として求めた R と T_s の関係を示した。なお Q_s は便宜上、試片のふく射放熱量として求めた。物性値の資料としては銅と鉄の全半球ふく射率 ϵ_h には文献(8)と(11)を使用し、そのほか熱電対に対しては前報に記載した資料を用いた。図2で R の負の値はガードワイヤから試片への熱の流入を示す。図2より銅試片の場合、 $T_s > 400$ K の冷却過程では $\Delta T_t = 0 \sim 60$ K、低温付近 $T_s \approx 300$ K では $\Delta T_t = 0 \sim 10$ K の範囲にガードワイ

図2 銅および鉄試片の無次元熱損失 R の推定 ($\Delta T_t = T_g - T_s$)

ヤ温度が保持されれば R を $\pm 5\%$ 以内に抑え得ることがわかる。また鉄試片の場合は、後述するように $|R|$ を銅試片よりかなり小さく保つ必要があるが、図2のように $T_s > 400\text{K}$ では $\Delta T_s = 0 \sim 60\text{K}$, $T_s \approx 300\text{K}$ では $\Delta T_s = 0 \sim 10\text{K}$ となるようにガードワイヤが設計されれば R は $\pm 2\%$ 以内に抑えられる。

次に問題になるのは冷却過程での試片温度分布である。本実験では試片先端の位置で温度を測定し、それを試片温度 T_s として式(1)で $\epsilon_{h,s}$ を求めている。したがって試片の軸方向温度分布の一様性を検討しておく必要があり、特に線径が細く熱伝導率の低い試片ほど表面温度の不均一さに注意しなければならない。ここでは上記の試算で得られた R を試片端の境界条件に加え、一次元非定常熱伝導として前報と同じ解析で試片温度分布の推定を行った。計算で銅と鉄の比熱には文献(12)と(13)の値を用いた。試片の平均温度 $T_{s,m}$ を次式

$$T_{s,m} = \frac{1}{A_s} \int_{A_s} T dA_s \quad (2)$$

で定義し(T は試片の局所温度)、試片測定点(端部)の温度を T_s^* , $\Delta T_s = T_{s,m} - T_s^*$ とし、試算結果による試片温度の不均一性を図3に示した。図3より、銅試片

表1 試片の諸量

Specimen	Mass (mg)	Diameter (mm)	Length (mm)
Cu	126.04	0.494	73.65
Fe	73.02	0.492	49.51

図3 銅および鉄試片温度の不均一性の推定 ($\Delta T_s = T_{s,m} - T_s^*$)

で熱損失 R に起因する温度差 ΔT_s は高温領域においても $\pm 1\text{K}$ 以内となり、温度分布の良好なことを示している。また熱伝導率の低い鉄試片の場合は R が小さいにもかかわらず温度差は銅試片ほど小さくはない。しかしこの程度の温度差なら、後に示すように $\epsilon_{h,s}$ に及ぼす影響はそれほど大きくはないと考えてよい。

2.3 ガードワイヤの寸法の推定 試片の冷却過程で前節の温度差 ΔT_s の適正值を常に保つようなガードワイヤを作るには、ガードワイヤの冷却速度 dT_g/dt を概算してその寸法を決めなければならない。 dT_g/dt は次式で近似的に表される。

$$\frac{dT_g}{dt} = \frac{\epsilon_{h,g} \sigma A_g T_g^4 + Q_{t,g}}{-m_g C_{p,g}} \quad (3)$$

上式で添字 g はガードワイヤを表す。また $Q_{t,g}$ はガードワイヤにつながるすべての熱電対の熱損失である。もし $Q_{t,g}$ が極めて微小で、かつ試片とガードワイヤの冷却速度が同一 ($\Delta T_s = 0$) であれば両者を同一材料で同一寸法とすればよい。ところが測定部の構造からわかるように $Q_{t,g}$ は Q_t に比べてかなり大きな値が予想され、試片と同一材料を用いたとしても ΔT_s の適正值を常に保つようなガードワイヤの寸法を正確に決めるのはやや難しい。しかし3章で述べるように、この冷却実験は全温度範囲を1回の連続測定で行う必要はなく、冷却開始温度をずらせた繰返し法が可能のため、この寸法はそれほど厳密さを要しない。したがって本研究ではガードワイヤの材料は試片と同一、長さは20 mmとし、ガードワイヤと試片の直径比の概算値、 $D_g/D_s \approx 2$ を線径の一つの目安として1, 2回の基礎実験によって D_g を決めることにした。

2.4 試片、ガードワイヤおよび測定部の寸法

2.2節と2.3節の試算結果を参考にして試片、ガードワイヤおよび測定部の諸寸法を決定した。銅と鉄試片の諸量を表1に記載した。試片の純度^{*}は銅が99.95%(前報⁽⁹⁾)と同一素材)、鉄が99.98%である。両試片とも前報と全く同一の機械研磨仕上げとした。ガードワイヤは試片と同一材料で同一仕上げとした。その長さは20 mm、線径は銅試片用は1.2 mm、鉄試片用は1.0 mmである。熱電対は試片先端に開けた直径0.3 mmの小穴にピンで固定した。この熱電対の、試片とガードワイヤ間の長さは銅試片用が16 mm、鉄試片用が14 mmである。

3 実験結果と考察

3.1 冷却曲線と冷却速度 銅試片とそのガードワイヤとの冷却曲線を図4に示した。図4からわかる

^{*}1 東北大学金属材料研究所の分析結果による。

ように試片とガードワイヤとの温度差は冷却開始後、次第に広がり $T_s \approx 520\text{K}$ で $\Delta T_s \approx 48\text{K}$ に達し、そのあと縮小して $T_s \approx 300\text{K}$ で $\Delta T_s \approx 16\text{K}$ となっている。すなわちほぼ期待した冷却曲線が得られた。

鉄試片の場合は次に示す理由により測定的全温度範囲を幾つかに分割し、繰返し測定する方法を採用した。

(1) 高温から低温までの連続測定では、途中で ΔT_s の適正值が保てない部分が生じた。

(2) 同じ真空槽内にある試片加熱炉の冷却が試片に比べて遅く、連続測定では試片の低温域において炉がホットスポットとして試片に影響を与える。

なお鉄試片に限らず一般に分割測定のほうが ΔT_s の、よりよい適正值が得られるであろう。

図5にその結果を示したが、このように冷却開始温度を順次下げて6回の測定(Run 1~6)を行った。図5の横軸の t は各回ごとに一定値をとるものとする。図5の各冷却曲線に対して、 Q_s と上記の炉の影響を検討したうえで最適と思える範囲をとり出してつなぎ合せて作図したのが図6であり、試片温度は1本の冷却曲線のように滑らかにつながる。測定値の整理は図6に示す各範囲のデータについて行った。

なお本測定結果に対して、炉の影響は試片全放熱量の0.1%以下と推定される。

試片の冷却速度は前報と同様にして冷却曲線を次式

$$T_s = ae^{-bt} \dots\dots\dots (4)$$

で近似し、測定データより局所ごとに定数 a, b を求めて決定した。図7にそれらの結果を示した。

3・2 熱損失 Q_s の結果 図4, 6の同一時刻の T_s と T_g を境界条件とし、定常熱伝導⁽⁸⁾として算出した本実験に対する Q_s を無次元量 $R(=Q_s/Q_g)$ で図8に示した。ここで試片放熱量 Q_s は $Q_s = -m_s c_{p,s} (dT_s/dt)$ とし、冷却速度には図7の結果を用いた。なお Q_s の計算に使用する鉄線の ϵ_h として、初

めに Davisson-Weeks の式⁽¹¹⁾を用い、次に得られた Q_s で本実験の鉄試片の結果から求まる ϵ_h を第2近似値として用いた。

図8のように R は銅試片で-6~4%, 鉄試片で±2%以内となり、先の推定値に近い極めて小さな値に保つことができた。このように本実験のような細線形試片に対してもガードワイヤの適用と分割測定とによって熱損失を微小に抑え得ることがわかる。もしガードワイヤを用いなければ銅試片で $R=4\sim 20\%$ 、鉄試片では $R=2\sim 9\%$ となり(低温域ほど R が大)、熱損失を極めて大きくしてしまうであろう。

3・3 試片温度分布の結果 図8の R 値を用いて2・2節と同じ方法で算出した各試片の非定常温度分布の結果を図9(a), (b)に示した。図9で x は試片の線軸方向の座標、 L_s は試片長さである。銅試片では本実験の最高温度でも $|\Delta T_s| < 0.7\text{K}$ となり、温度の一意性は極めて良好であった。熱伝導率の低い鉄試片では図9(b)からわかるように R が銅試片よりかなり小さいにもかかわらず、温度の一意性は良くなく、最高温度域で $|\Delta T_s| < 1.5\text{K}$ となる。それでも ϵ_h の測定結果

図5 鉄試片の分割測定における $T-t$ 曲線

図6 鉄試片とガードワイヤの $T-t$ 曲線

図4 銅試片とガードワイヤの $T-t$ 曲線

に及ぼすその影響は1%以下と推定される(補遺参照)。以上の結果から熱伝導率の低い細線に対しては R を極めて小さく抑える必要があることがわかる。

3.4 銅および鉄試片の全半球ふく射率の結果と考察 3.2節で得た Q_e を使用して式(1)によって銅および鉄試片の ϵ_h を求めた。なお式(1)の T_s には試片端での測定温度を用い、銅と鉄の比熱には文献(12)と(13)の値^{*2}を採用した。 Q_{gas} の項は極めて微小なため本報でも省略した。表2にその結果を示す。図10に銅試片の本結果を、著者らの前報⁽⁸⁾の銅線試片および既報⁽⁹⁾の円板形試片の結果と比較して示した。温度範囲500~800 Kでは精度が高いと推定される銅線試片の結果と極めてよく一致し、低温域でわずかに数%の差が生じた。また円板形試片の結果との一致も良好であった。図10中の実線は前報と本報の線試片の結果より最小二乗法によって整理した式を示す。これらの結果から、ガードワイヤを用いて Q_e を極めて微小にした本測定法は線径0.5 mm程度の銅細線に対しても十分適用可能なことが証明されたといえよう。なお機械研磨球形試片のRamanathan-Yen⁽²⁾の結果も図10に示したが、前報でも述べたようにRamanathanらの測定結果は高温部ではよく一致するが低温部ほど Q_e

の単純な計算に起因する差が大きく現れ、本結果との差は最高17%にも達する。

以上の結果は、もし本測定法がブロック形試片に用いられれば Q_e を更に減少させ、より精密なふく射率値が得られることを示唆している。

図11に鉄試片の本結果を、類似な非定常法を用いたZuppardo-Ramanathan⁽¹¹⁾の結果と比較して示した。Zuppardoらのデータは機械研磨球形試片による530 K以上のものである。図11からわかるように両者、最高4%の差でよく一致する。銅の場合のように大きな差がないのは鉄試片の場合、 R がそもそも小さく、かつ彼らの測定法では高温ほど R が減少していくためである。銅の場合と同様に最小二乗法によって整理した本結果を図11に実線で示した。図11には2電子形分散理論による光学定数の分散パラメータを実験的に決めて ϵ_h を算出したMakino-Kunitomo⁽¹⁴⁾の

図7 銅および鉄試片の冷却速度

図8 無次元熱損失 R

*2 このデータの誤差は銅が1%, 鉄が2%である。

(a) 銅試片の温度分布 ($\Delta T_s = T_{s,m} - T_s^*$)

(b) 鉄試片の温度分布

図9

理論値も示した。本実験値との開きが、表面あらさとか機械研磨による格子不整の程度とかの種々の表面状態に起因するものか、あるいは理論値の過小評価であるかは今後の研究を必要とするが、両者の差は約14%である。

4. 結 言

前報で開発したふく射率の非定常測定法の測定技術をも更に改良し、金属細線を対象とした実験を行い次の結論を得た。

(1) ガードワイヤの温度を試片温度より幾分高めに保持することにより熱損失 Q_r は極めて微小に抑えられ、線径0.5 mm程度の金属細線に対しても本測定

法が十分適用可能なことを明らかにした。

(2) 測定に分割法を用いると Q_r を更に減少させ、熱伝導率の低い金属細線でも精度の高いデータを得ることができる。

(3) その結果、熱伝導率の低い鉄細線の温度分布も良好となり、ふく射率測定値に及ぼすその影響もごく微小であることを確かめた。

(4) 本測定法をブロック形試片に用いればいっそう高精度の全半球ふく射率値が得られるであろう。

終わりに臨み、試料の分析にご協力をいただいた東北大学金属材料研究所 星彰講師、ならびに試片製作に助力された東北大学高速力学研究所 大泉浩技官、実験結果の整理に助力された同研究所 杉井由季技術

○ Present work, thin wire; ● Previous work (8), wire; ⊕ Previous work (5), disk; + Ramanathan and Yen (2), sphere; — Present and previous works (8), least-squares analysis

図10 銅の全半球ふく射率測定値の比較

○ Present work, thin wire; + Zuppardo and Ramanathan (1), sphere; — Present work, least-squares analysis; --- Makino and Kunitomo (14), theory

図11 鉄の全半球ふく射率測定値の比較

表2 銅および鉄試片の全半球ふく射率の測定値

T (k)	ϵ_h	T (k)	ϵ_h	T (k)	ϵ_h	T (k)	ϵ_h	T (k)	ϵ_h
< Copper >									
778.1	0.0234	680.8	0.0203	580.8	0.0177	479.6	0.0157	380.3	0.0129
758.3	0.0229	660.3	0.0198	561.0	0.0175	460.6	0.0151	360.3	0.0127
740.9	0.0221	638.5	0.0191	540.8	0.0169	438.8	0.0144	340.2	0.0122
718.2	0.0214	619.6	0.0188	520.6	0.0167	420.0	0.0141	320.8	0.0115
698.2	0.0209	600.2	0.0182	500.7	0.0161	399.2	0.0137		
< Iron >									
698.2	0.126	577.9	0.0994	509.9	0.0821	414.7	0.0610	332.5	0.0451
672.2	0.118	566.7	0.0960	498.1	0.0792	404.5	0.0586	322.5	0.0433
650.0	0.113	564.3	0.0940	487.6	0.0769	393.8	0.0561	312.7	0.0404
632.4	0.112	556.5	0.0932	473.7	0.0739	382.9	0.0535	302.0	0.0394
631.1	0.109	547.1	0.0910	461.6	0.0712	372.4	0.0513	297.8	0.0379
615.2	0.107	538.6	0.0888	451.0	0.0687	362.1	0.0489		
600.3	0.103	530.6	0.0869	438.6	0.0659	352.8	0.0493		
587.0	0.0997	523.2	0.0852	426.5	0.0636	341.9	0.0470		

補佐員に厚く感謝の意を表する。

補遺 試片温度分布の ε_h に及ぼす影響

試片細線の温度は3・3節で示したように高温域ほど、かつ熱伝導率の低い金属ほど不均一性が増大する。この不均一性は当然、式(1)を用いて整理した $\varepsilon_{h,s}$ にも影響を及ぼす。したがってこの影響を本実験結果に対して以下のように検討した。

試片の軸方向温度分布を考慮すると試片の熱バランズ式はより厳密には次式で表されよう。

$$-m_s c_{p,s}(T_{s,m}) \frac{dT_{s,m}}{dt} \bigg|_{T_{s,m}} = \sigma \varepsilon_{h,s}(T_{s,m}) \int_{A_s} (T^4 - T_{\infty}^4) dA_s + Q_t + Q_{gas} \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで $T_{s,m}$ は式(2)による試片の平均温度、 T は試片の局所温度である。試片の冷却速度に関して近似的に

$$\frac{dT_{s,m}}{dt} = \frac{dT_s}{dt} \quad \dots\dots\dots (6)$$

とおくことができるので、これを用いて式(7)は次式となる。

$$\varepsilon_{h,s}(T_{s,m}) = \frac{-m_s c_{p,s}(T_{s,m}) \frac{dT_s}{dt} \bigg|_{T_s} - Q_t - Q_{gas}}{\sigma \int_{A_s} (T^4 - T_{\infty}^4) dA_s} \quad \dots\dots\dots (7)$$

式(7)で求めた値を式(1)の結果と比較すると試片温度分布の影響が推定される。この比較を行った結果、最も不均一さの顕著な鉄試片の高温域でもこの影響は1%以下となり、本結果のこの点に関する精度の高いことが確認された。

文 献

- (1) Zuppardo, G. L. and Ramanathan, K. G., *J. Opt. Soc. Am.*, 61-12(1971), 1607.
- (2) Ramanathan, K. G. and Yen, S. H., *J. Opt. Soc. Am.*, 67-1(1977), 32.
- (3) Estalote, E. A. and Ramanathan, K. G., *J. Opt. Soc. Am.*, 67-1(1977), 39.
- (4) 増田・日向野, 第4回日本熱物性シンポジウム講演論文集, (昭58-10), 5.
- (5) Masuda, H. and Higano, M., *J. Opt. Soc. Am. A*, 2-11(1985), 1877.
- (6) Cheng, S. X., *High Temperatures-High Pressures*, 16-4(1984), 459.
- (7) Best, G., *J. Opt. Soc. Am.*, 39-12(1949), 1009.
- (8) 増田・日向野, 機論, 51-468, B(昭60), 2629.
- (9) Jody, B. J. and Saxena, S. C., *J. Phys.*, E, 9-5(1976), 359.
- (10) 増田・日向野, 機論, 50-460, B(昭59), 3051.
- (11) Davisson, C. and Weeks, J. R., Jr., *J. Opt. Soc. Am.*, 8-5(1924), 581.
- (12) Lyusternik, V. E., *Pribory Tekhn. Eksperim.* 4(1959), 127; Touloukian, Y. S. and Buyco, E. H., *Thermophysical Properties of Matter*, 4(1970), 52, IFI/Plenum に引用されたもの。
- (13) Wallace, D. C., ほか2名, *J. Appl. Phys.*, 31-1(1960), 168.
- (14) Makino, T. and Kunitomo, T., *Bull. JSME*, 20-150(1977), 1607.

討 論

〔質問〕 牧野俊郎〔京都大学工学部〕

貴報3・4節では、実験値が前報などの値と一致するとして、貴測定法は細線に対しても十分に適用可能なことが証明されたとしておられるが、一方前報(8)の討論で著者らもご指摘のように、(実在表面では)必ずしもよいとはいえない表面条件の再現性が ε_h に大きな影響を与えるのも事実である。この意味で、貴報での詳しい系統誤差・補正法のご検討と、表面条件のばらつきにともなう ε_h の偶発誤差との大きさの関係は、定量的にどう考えればよいのか。

〔回答〕 紙面の都合で測定誤差の詳しい検討は省略したが、本装置と本測定法を用いた場合の主な系統誤差として次のものがあげられる。(i) 冷却槽壁が完全黒体でないための誤差、(ii) Q_{gas} の省略による誤差、(iii) 試片加熱炉の余熱、いわゆるホットスポットからの照射による誤差、(iv) 同じくガードワイ

ヤのホットスポットとしての誤差、(v) Q_t の計算値に含まれる誤差、(vi) 試片の温度計測による誤差、(vii) 試片の温度分布による誤差、(viii) 引用した c_p のデータに含まれる誤差。

(i) は文献(10)の式(3)で評価しているように、この場合も Q_r/Q_s (Q_r は周囲壁の反射による試片の吸収量、 Q_s は試片全放熱量)は近似的に同じ式で表され、本結果に対してその値は $O(10^{-7})$ となる。(ii) も文献(10)と類似な方法で求め、 Q_{gas}/Q_s は ε_h の小さい銅試片に対して大きくなるが本実験結果に対しては最高でも0.2%である。(iii) は加熱炉の温度と試片に対する照射角に関係してくる。本実験では炉の温度は試片より幾分高めであった。しかし試片の線軸方向に炉の開口があるため炉の照射の影響は極めて小さく、 Q_r/Q_s (Q_r は炉の照射の試片による吸収量)は本実験で $O(10^{-4})$ であった。同じことが(iv)についても考えら

れるがこの影響はさらに小さい。(v)は前報⁽⁹⁾で検討したように、 Q_e の計算に使う熱電対線の ε_h 値が問題となる。極細線なためその値の推定が難しいが、仮に前報同様に本研究で用いた値の1.5倍を仮想して Q_e を求めると、本文の値より約35%増、 $\varepsilon_{h,s}$ への影響は最高2%程度となろう。(vi)は熱電対は研究室で校正したものを使用したので、主として温度測定器(実験には分解能1 μ Vのデジタルロガー使用)の精度に起因する。この温度補正は本文でも触れたように式(4)で式形を与え、ある測定点まわりの連続した5点を一組として最小二乗法で処理した。(vii)は補遺で検討し、(viii)は本文3・4節に記載したので省略する。以上が主な系統誤差であるが、(vi)以外は近似解析、ま

たはごく微小値なため誤差の補正は行わなかった。

次に表面条件の差異に伴う偶発誤差について検討すると、前報⁽⁸⁾と本報の銅試片の結果は同一研究者、同一装置、同一素材、同一表面処理、同じデータ解析で行われたものなため、おおまかにみて図10の両データの差は、系統誤差の相殺された表面条件による差とみても大過ないであろう。すると $\varepsilon_{h,s}$ の両データをそれぞれ最小二乗法で整理して得られる二つの式の差がこの種の偶発誤差とみることができ、この差は0~6%(低温ほど大)である。同じ検討をRamanathan-Yenのデータ⁽²⁾について行ってもほぼ一致した値が得られる。