多色における多重反射を利用した 真温度と放射率の同時測定法[†]

山 田 範 秀*・藤 村 貞 夫*・濱 本 哲**

Multi-Color Type of the Multiple-Reflection Method for Simultaneous Determination of True Temperature and Emissivity

Norihide YAMADA*, Sadao FUJIMURA* and Satoshi HAMAMOTO**

We have previously proposed a multiple-reflection method to determine the true temperature and emissivity simultaneously, employing a half-mirror to induce the multiple-reflection.

In this paper, a multi-color type of the method is proposed.

This type reduces the error caused by an incomplete multiple-reflection when the distance between half-mirror and the surface is unnegligibly large in comparison with the sizes of them.

The effect of this type is empirically confirmed for the samples with emissivities ranged from 0.06 to 0.91 and temperatures ranged from 300°C to 400°C. The error in the estimation is reduced to smaller than 10°C.

The condition related to the number of solutions are analyzed for two-color type. The stability in the estimation is also analyzed and we clarify that it becomes better when the ratio of (wavelength×reflectance÷emissivity)'s between two colors is more different from unit.

Key Words: radiation thermometry, multiple-reflection, half mirror, multi-color, true temperature, emissivity

1. はじめに

対象からの放射を観測し対象の温度を測定する放射

† 第27回計測自動制御学会学術講演会で一部発表
(1988・8)

* 東京大学工学部 東京都文京区本郷 7-3-1

** 三菱電機(株)光・マイクロ波デバイス研究所
伊丹市瑞原 4-1

* Faculty of Engineering, University of Tokyo,
Bunkyo-ku, Tokyo

** R&D Laboratory, Mitsubishi Electric Corporation,
Itami

(Received October 11, 1989)

(Revised December 20, 1989)

測温において、近年、対象の放射率を真温度と同時に推定する方法が種々開発されている^{1)~11)}。

われわれは、こうした方法の一つとして、‘半透鏡による多重反射を利用した真温度と放射率の同時測定法’ (以下多重反射法と略す) を開発してきた¹²⁾。これは補助放射源などを必要とせず簡易な機構で実現できる上に、あらかじめ必要な光学的パラメータが対象に依存しないという特徴を有している。

この方法においては、半透鏡を対象に近接させることにより多重反射を生じさせているが、実際には対象と半透鏡の間隔は有限であり、さらに、一般の対象は鏡面ではなく拡散性をもつため、多重反射状態が不完全となってしまうという問題点を残していた。この場合には、対象の反射率が真の反射率よりも見かけ小さく見積られてしまうために、推定温度が真温度よりも低く与えられる。この問題に対し、長井らは対象の見かけの反射率を、対象の拡散性や他の測定条件に関してモデル化し、いくつかの異なる間隔のデータを用いれば反射率、放射率および真温度が精度良く推定できることを示した¹³⁾。

同様に、能動的に測定した反射率を用いて放射率に関する補正を行う能動受動型の放射温度計においても、対象の拡散性が強い場合には、みかけの反射率が真値よりも小さく測定されるため推定温度に誤差を生じる。牧野らは、多色を用いることによりこの問題を解決した、能動受動型の放射温度計を開発した¹⁴⁾。具体的には、対象のみかけの反射率が、真の反射率と波長依存性をもたない拡散性による因子との積で表わされるものと仮定して、これらを同時に解こうというものである。放射率に波長依存性がないと仮定した「2色温度計」を一步発展させたものとして位置づけることができる。こうした測定法では、数多くの未知数を

同時に解くため、解が複数個存在したり、解が不安定になり観測誤差の影響を受けやすくなることがしばしば起きる。それゆえ、解の一意性や安定性を検討することは重要かつ必須である。

本論文では、まず、牧野らの原理を多重反射法へ応用した多色における多重反射法を報告する。この方法では、単色による多重反射法に比べ、測定条件が緩和されているにもかかわらず、測定精度は向上している。また、長井らの方法に比べ機械的移動による間隔変化が必要ないため高速な測定も可能である。

つぎに、この方法の解の一意性や安定性を解析しその条件を明らかにする。

なお、ここでは簡単な場合として周囲からの放射の影響が無視できる場合、すなわち対象の温度が周囲の温度に比べて十分高い場合を考えている。

2. 対象表面の拡散性を考慮した観測方程式

多重反射法は、放射計が対象とする物体表面を直接観測したときの出力、

$$I_0 = \varepsilon I_e(T_0) \quad (1)$$

対象に近接させた半透鏡を通して観測したときの出力、

$$I_1 = \frac{t}{1-r\rho} \varepsilon I_e(T_0) \quad (2)$$

および、対象物体を不透明体として成立する

$$\varepsilon + \rho = 1 \quad (3)$$

を用いて真温度 T_0 と放射率 ε を求めるものである。ここで $I_e(T)$ は温度 T の黒体を直接観測したときに得られる出力で T の関数、 t 、 r は半透鏡の透過率と反射率、 ρ は対象の反射率である。 $I_e(T)$ 、 t 、 r は基礎実験によりあらかじめ測定しておくことができる。

多重反射法は、対象と半透鏡の間隔に比べ対象や半透鏡の大きさが十分に大きく、観測領域が対象や半透鏡の端から十分内側に位置するという測定条件を仮定している。この仮定が満足されないと、特に拡散性をもつ対象に対して、対象と半透鏡の間での多重反射が不完全となり推定温度に誤差が生じるという問題が生じる（対象が鏡面のときには、対象や半透鏡が光軸と垂直であることが保証されれば問題はない）。

長井らは、対象表面の拡散性が鏡面と完全拡散面の合成で表わされるとして、この不完全な多重反射を定量的に議論した¹³⁾。そこでは、(2)式から得られる対象の見かけの反射率を、対象の拡散性、その寸法および対象と半透鏡の間隔に関してモデル化した

$$\rho_{\text{eff}} = \{p + (1-p)\gamma\} \rho \quad (4)$$

に置き換えている。ここで、 p は対象の鏡面性を表わし、 γ は対象と半透鏡の間隔やそれらの寸法で決定されるパラメータである。なお、本研究で用いた実験系では $\gamma = 0.2 \sim 0.4$ 程度である。

本論文では、(2)式に多重反射の完全性を表わすパラメータ q を導入する。すなわち、(2)式を

$$I_1 = \frac{t}{1-r\rho q} \varepsilon I_e(T_0) \quad (5)$$

と書き直す。長井らのモデルと対応づけると、

$$q = p + (1-p)\gamma \quad (6)$$

であるが、ここでは、(5)式または後出の(8)式を q の定義式であると考え、 q に関する定量的なモデル化は行わない。完全な多重反射状態が仮定できない場合には q の値が知れないため、 T_0 や ε について解くことができない。

ただし、推定においては、 q に対して、

$$1 \geq q > 0 \quad (7)$$

なる拘束条件を設定する。(5)式からすぐにわかるように、 $q=1$ において多重反射状態は完全で、 q が減少すると多重反射状態が不完全になり、 $q=0$ では多重反射がまったく起きていない。それゆえ、多重反射法の原理が説明できる範囲では、 q の値は必ず(7)式の範囲に含まれる。

3. 多色における多重反射法

パラメータ q が波長に依存しなければ、多色において測定した I_0 ((1)式)、 I_1 ((5)式) の値から真温度と各波長の放射率を q とともに解くことができる。

q は対象の拡散性を表わす一つの因子であるから、厳密には波長に依存する。しかし、あまり離れていない波長を選べばその間で一定であると近似できる。

(5)式から ρ を(3)式の関係によりすでに消去してあるものとする、測定する波長の数が m である場合には、測定値（観測方程式 I_0 、 I_1 ）の数は $2m$ 個、一方、未知数の数は $m+2$ 個（放射率 m 個および q と T_0 の 2 個）であるから、 $m \geq 2$ とすれば解を求めることができる。

3.1 2色における多重反射法

まず、測定波長数を必要最小限の $m=2$ に設定する。すなわち、中心波長 λ_a 、 λ_b をもつ 2 色で測定して解を求める方法を示す。以下では、 λ_a 、 λ_b における測定値に添字 a および b をつけて表わす。

ρ_j と q の積 ($j=a, b$) は、(1)、(5)式からすぐに求まり、次式で与えられる。

$$\rho_j q = \beta_j \triangleq \frac{I_{1j} - t_j I_0}{r_j I_{1j}}, \quad (j=a, b) \quad (8)$$

ここで観測値より計算される値 β を定義した(注1)。

これと(3)式を用いて(1)式から ε を消去すると

$$q = \beta_j / \{1 - I_{0j}/I_{ej}(T_0)\} \quad (9)$$

が得られる。上式は q と T_0 の関係を与えるものであるから、 $j=a, b$ について上式を連立させれば、解を得ることができる。

ここでは $I_e(T)$ が Wien の放射則

$$I_e(T) = k \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda T}\right) \quad (10)$$

k : 比例常数, C_2 : 放射の第2定数

で近似できると仮定して以下のような手順で解を求める。まず、

$$Q \triangleq 1/q \quad (11)$$

$$H(T) \triangleq I_0/(1-\beta)I_e(T) \quad (12)$$

と定義する。 $I_e(T)$ を(10)式で近似すると(12)式は次式となる。

$$H(T) \triangleq \frac{I_0}{k(1-\beta)} \exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) \quad (13)$$

(9)式と(12)式から $I_e(T_0)$ を消去し(11)式を用いると、 Q と H の間に、Fig. 1 に実線で示したような線形関係

$$H_a(T_0) = F_a(Q) \triangleq (1-\beta_a Q)/(1-\beta_a) \quad (14)$$

$$H_b(T_0) = F_b(Q) \triangleq (1-\beta_b Q)/(1-\beta_b) \quad (15)$$

があることがわかる。ここで関数 $F(Q)$ を定義した。

(14), (15)式を連立させて T_0 と Q について解けば真温度が得られるが、 $H(T)$ の強い非線形性のために

Fig. 1 The relationship between H and Q . The solid lines denote $H = F_a(Q)$ and $H = F_b(Q)$, the dot line $H = F_b'(Q)$

(注1) ここでは I_e を介して β を決定している。これに対し牧野らの方法¹¹⁾では、補助放射源を用いて直接的に β を測定している。牧野らの方法と本論文で提案する方法との違いは、 q の持つ物理的意味が多少異なるものの、本質的にはこの β の決定法のみである。それゆえ、以下で説明する真温度の導出法や、5章での考察は牧野らの方法にもそのまま適用できる。

解の存在が直感的にわかりにくい。そこで、(15)式に $H_a \cdot H_b^{-1}$ を作用させると

$$H_a(T_0) = H_a[H_b^{-1}\{F_b(Q)\}] = \zeta F_b(Q)^{\lambda_r} \quad (16)$$

となることを利用して、まず、 $H_a(T_0)$ と Q について解く。(16)式の2番目の等号は(13)式を用いれば得られる。ただし、 H^{-1} は H の逆関数、

$$H_j^{-1}(x) = \frac{C_2}{\lambda_j \ln \{k_j(1-\beta_j)x/I_{0j}\}} \quad (17)$$

であり、また、

$$\zeta = \frac{\{k_b(1-\beta_b)/I_{0b}\}^{\lambda_r}}{k_a(1-\beta_a)/I_{0a}}, \quad (18)$$

$$\lambda_r = \lambda_b/\lambda_a \quad (19)$$

である。具体的には、(14)式から(16)式を引いた、

$$\Psi(Q) \triangleq F_a(Q) - \zeta F_b(Q)^{\lambda_r} = 0 \quad (20)$$

を満たす $Q = \hat{Q}$ を求める。ここで関数 $\Psi(Q)$ を定義した。ただし、誤差などの影響で、(7)式の範囲で Q を動かしても、 Ψ が零にならない場合は、 Ψ^2 を最小にする $\hat{Q}$ を求める。真温度は $\hat{Q}$ の値から(14), (16)式を用いて求まる $H_a(T_0)$ の平均値から決定する ($\Psi = 0$ であればそれらはもちろん等しい)。すなわち、

$$\hat{T}_0 = H_a^{-1}[\{F_a(\hat{Q}) + \zeta F_b(\hat{Q})^{\lambda_r}\}/2] \quad (21)$$

である。 $\lambda_r > 1$ すなわち $\lambda_b > \lambda_a$ なる場合の関数

$$F'_b(Q) \triangleq \zeta F_b(Q)^{\lambda_r} \quad (22)$$

の一例を Fig. 1 に点線で示す(詳細は5章で述べる)。なお、 q は(11)式、 ε は(3), (8)式を用いて推定することができる。

3.2 3色における多重反射法

Q の解は必ずしも一意的存在するとは限らず、二つの異なる Q の値で Ψ が零になる場合もある。対象の温度がおおよそ知れているときには、その温度範囲から解を一つに限定できることもあるが、一般には前節で使用した2色と、異なるもう一色(波長 λ_c)を加え3色で測定することにより、解を一つに限定するのがよい。この場合には(20)式のかわりに

$$\begin{aligned} \Psi^2 \triangleq & \{F_a(Q) - \zeta F_b(Q)^{\lambda_r}\}^2 \\ & + \{F_a(Q) - \zeta' F_c(Q)^{\lambda'_r}\}^2 \\ & + \{\zeta F_b(Q)^{\lambda_r} - \zeta' F_c(Q)^{\lambda'_r}\}^2 \end{aligned} \quad (23)$$

を最小にするように $\hat{Q}$ を決定する。ただし、添字 c は波長 λ_c における値を示し、 ζ' , λ'_r は(18)式および(19)式で、波長 λ_b を波長 λ_c に置き換えたものである。真温度は、 $\hat{Q}$ の値を用いて(21)式と同様に決定できる。

測定波長数を増すことは最小2乗法において測定点を多くすることと等価であるため、測定精度の向上を期待できる。一方、測定時間が長くなることや測定装置の構造が複雑となる欠点をもつ。測定波長数をさら

に増やしたい場合には、2色を3色に拡張したのと同様に拡張すればよい。なお、3色以上の場合には測定値の数が未知数の数よりも多いため一般に Ψ^2 は零とはならない。

4. 検証実験

4.1 実験系

実験装置をFig. 2に示す。実験系の詳細は文献12)と同一であるのでここでは省略するが、測定波長は2色における多重反射法では $2.5\mu\text{m}$ および $2.9\mu\text{m}$ 、3色では $2.5\mu\text{m}$ 、 $2.7\mu\text{m}$ 、 $2.9\mu\text{m}$ とし、多色測定は分光放射計内の回折格子を回転させることにより行った。

Table 1に実験に用いた試料を示す。試料は円形で直径は30mmである。

Table 2には、放射率 ϵ および実験の結果得られたいくつかのパラメータを示す。 ϵ は、約 350°C の対

象に対して、熱電対で測定した真温度と I_0 の測定値から逆算したものである。一般に放射率は経時変化や温度変化をするため、これらの値はあくまでも目安であり真値とは限らない。Table 2に挙げた他のパラメータについては後述する。

4.2 推定結果

2色における多重反射法により推定した結果をFig. 3に示す。

q の推定値の平均値、および、平均2乗誤差の平方根(RMSE)、最大誤差(MAX.E)をTable 2に示す。試料No. 2に対しては2色における多重反射法では解が二つ得られたため、3色を用いて推定を行った。

比較のために、多色を用いていない多重反射法により推定した結果をFig. 4に示す¹²⁾。対象と半透鏡の間隔 l は多色の場合(Table 2参照)よりも狭く5mmである。

本方法によって l が大きい、すなわち測定条件が緩和されているにもかかわらず、推定温度の誤差が著しく減じられ、正しく推定されているのがわかる。

2章で述べたように、 q の値は長井らのモデル¹³⁾に従えば(6)式によっても求めることができる。本実験によって得られた q の値をこれと比較するために、 l と対象の寸法から計算されるパラメータ γ と文献13)で報告されている鏡面性のパラメータ p の値を用いて(6)式の値を計算してみた。こうして得られた q の値を q_N と置き、 γ および p とともに

Fig. 2 Block diagram of the measurement system

Table 1 Sample list for the experiment

Sample No.	Material	Mark
No. 1	Aluminum covered with black heat-resisting paint	△
No. 2	Aluminum covered with brown heat-resisting paint	▲
No. 3	Aluminum covered with beige heat-resisting paint	○
No. 4	Oxidized copper	●
No. 6	Oxidized aluminum with a rather specular surface	□
No. 7	Aluminum with a specular surface	×

Table 2 Parameters for the samples

Sample No.	ϵ	q	l	p	r	q_N	RMSE	MAX. E
	2.5	2.7	$2.9\mu\text{m}$	(mm)			($^\circ\text{C}$)	($^\circ\text{C}$)
No. 1	0.79	—	0.82	0.55	9	—	3.0	4.8
No. 2	0.56	0.59	0.57	0.29	12	0.04	3.2	4.4
No. 3	0.36	—	0.42	0.47	9	0.06	5.9	12.6
No. 4	0.51	—	0.50	0.30	15	0.22	3.3	5.3
No. 6	0.18	—	0.17	0.71	12	0.77	4.3	5.7
No. 7	0.06	—	0.06	1.00	15	—	9.8	18.9

Fig. 3 Results for the multi-color type described in this paper. Marks of the samples are shown in Table 1

Fig. 4 Results for the single color type previously developed. Marks of the samples are shown in Table 1

Table 2 に示す。長井らのモデルが成り立っていれば q_N は q に等しいはずであり、実際によく一致してい

る。若干 q_N が大きいのは、長井らのモデルが大きな l で成立しなくなること起因する。

5. 考 察

5.1 解の一意性と存在条件

二つの波長において(5)式(または(8)式)で定義される q が等しければ、解は必ず存在する。ここでは、二つの波長において q が等しくない、すなわち、 $q_a \neq q_b$ である場合も含めて解の存在条件および解の個数について考察する。最初に、観測誤差はなく、 $I_e(T)$ が Wien の放射則で近似できる場合を考える。

$\lambda_a < \lambda_b$ すなわち、 $\lambda_r > 1$ であるとしても一般性は失わない。 $F'_b(Q) = \zeta F_b(Q)^{\lambda_r}$ は Fig. 1 に点線で示したように、下に凸で $F'_b(1) = \zeta$ 、 $F'_b(1/\beta_b) = 0$ なる特徴をもつ曲線である。それゆえ、 ζ と 1、 β_a と β_b の大小関係により $F_a(Q)$ と $F'_b(Q)$ の位置関係および解の個数が決まる、これらはつぎの四つの場合に分けることができる。

- ① $\zeta \geq 1$, $\beta_r > 1$: 解一つ
- ② $\zeta < 1$, $\beta_r \leq 1$: 解一つ
- ③ $\zeta \geq 1$, $\beta_r \leq 1$: (a) 解二つ (2カ所で交わる)
(b) 解一つ (接する)
(c) 解なし (交わらない)
- ④ $\zeta < 1$, $\beta_r > 1$: 解なし

ただし、

$$\beta_r = \beta_b / \beta_a \quad (24)$$

である。③は解の個数によってさらに三つの場合に細分されている。それらの条件を以下で解析する。観測誤差がない場合には、

$$\zeta = \frac{\{(1 - \beta_b)/\varepsilon_b\}^{\lambda_r}}{(1 - \beta_a)/\varepsilon_a} \quad (25)$$

と表わされることに注意して $\Psi(Q)$ の最小値すなわち $d\Psi/dQ = 0$ を与える $Q = Q_m$ を、 $\Psi(Q)$ に代入すると、

$$\Psi(Q_m) = \frac{1}{1 - \beta_a} \left[\frac{\beta_r - 1}{\beta_r} + \varepsilon_a (\lambda_r - 1) \left(\frac{\varepsilon_r}{\lambda_r \beta_r} \right)^{\frac{\lambda_r}{\lambda_r - 1}} \right] \quad (26)$$

が得られる。 $\Psi(Q_m) > 0$ が解が二つ存在する③(a)の条件、 $\Psi(Q_m) = 0$ が解が一つ存在する③(b)の条件、 $\Psi(Q_m) < 0$ が解がない③(c)の条件である。

$q_a = q_b$ のときには $\beta_r = \rho_r$ であるから、(26)式は、

$$\Psi(Q_m) = \left[\frac{\varepsilon_a (\lambda_r - 1)}{1 - \beta_a} \right] \times \left[\left(\frac{\varepsilon_r}{\lambda_r \rho_r} \right)^{\frac{\lambda_r}{\lambda_r - 1}} + \frac{1 - \varepsilon_r / \rho_r}{\lambda_r - 1} \right] \quad (27)$$

と変形できる。ここで、 $\varepsilon_a = (1 - \rho_r)/(\varepsilon_r - \rho_r)$ であるこ

とを用いた. 第1項 >0 , 第2項 ≥ 0 (注2)であるから, 常に $\Psi(Q_m) \geq 0$ である. 等号は,

$$\chi \triangleq \frac{\varepsilon_r}{\lambda_r \rho_r} = 1 \quad (28)$$

のときのみ成立する. ここで χ を定義した. これは, $q_a = q_b$ であれば常に解をもち, 特に (28) 式の条件が成立するときに解が一つである ($F_a(Q)$ と $F'_b(Q)$ とが接する) ことを意味する.

5.2 $q_a \neq q_b$ に起因する推定誤差

ここでは 2 色における多重反射法で設定した仮定 $q_a = q_b$ が成立しない場合に生じる推定誤差について解析する.

Q の推定値 $\hat{Q}$ に関して (20) 式より与えられる

$$F_a(\hat{Q}) = \zeta F'_b(\hat{Q})^{\lambda_r} \quad (29)$$

を (14), (15), (25) 式により展開し, $\beta = \rho q$ を用いると,

$$\frac{1 - \rho_a q_a \hat{Q}}{\varepsilon_a} = \left(\frac{1 - \rho_b q_b \hat{Q}}{\varepsilon_b} \right)^{\lambda_r} \quad (30)$$

を得る.

$$\Delta q = (q_b - q_a)/q_a \quad (31)$$

$$\hat{Q} = (1 + \Delta Q)/q_a \quad (32)$$

のように Δq , ΔQ を定義し, (31), (32) 式を (30) 式に代入して Δ の 2 次以上の項を無視すると次式となる.

$$1 - \frac{\rho_a \Delta Q}{\varepsilon_a} = \left(1 - \frac{\rho_b (\Delta q + \Delta Q)}{\varepsilon_b} \right)^{\lambda_r} \quad (33)$$

右辺を微量について展開すれば,

$$\frac{\rho_a \Delta Q}{\varepsilon_a} = \frac{\rho_b (\Delta q + \Delta Q) \lambda_r}{\varepsilon_b} \quad (34)$$

が得られ, これを ΔQ について解くと, ΔQ と Δq の関係が (28) 式で定義した χ を用いて

$$\Delta Q = \frac{\Delta q}{\chi - 1} \quad (35)$$

で与えられる. (8) 式により ε の推定値 $\hat{\varepsilon}$ は,

$$\hat{\varepsilon}_j = 1 - \rho_j q_j \hat{Q} \quad (36)$$

である ($q \triangleq \beta/\rho$) から, ε の相対誤差は,

(注2)

$$\chi = \frac{\varepsilon_r}{\lambda_r \rho_r}, \quad v = \frac{\lambda_r}{\lambda_r - 1} > 1$$

とすると $\chi > 0$, $v > 1$ であり (27) 式の右辺第2項は,

$$G(x) \triangleq x^v - 1 - v(x-1)$$

なる形をしている. 関数 G およびその微分値は

x	0		1	
dG/dx	$-v$	$-$	0	$+$
G	$v-1$	$\downarrow$	0	$\uparrow$

であるから, $G(x) \geq 0$ で等号は $x=1$ のときのみ成立する.

$$\Delta \varepsilon_a = \frac{-\rho_a \Delta q}{\varepsilon_a (\chi - 1)} \quad (37)$$

$$\Delta \varepsilon_b = \frac{-\rho_b \chi \Delta q}{\varepsilon_b (\chi - 1)} \quad (38)$$

と与えられる. これらと (1) 式により, I_e の相対誤差,

$$\Delta I_{ea} = \frac{\rho_a \Delta q}{\varepsilon_a (\chi - 1)} \quad (39)$$

$$\Delta I_{eb} = \frac{\rho_b \chi \Delta q}{\varepsilon_b (\chi - 1)} \quad (40)$$

が得られる. さらに, (10) 式を用いれば, (39) 式あるいは (40) 式から, T_o の相対誤差

$$\Delta T = \frac{\lambda_a T_o \rho_a}{C_2 \varepsilon_a (\chi - 1)} \Delta q \quad (41)$$

が導かれる.

以上の結果から $\chi \sim 1$, すなわち, (反射率 $\times$ 波長 $\div$ 放射率) の値が二つの波長で等しいときに解が不安定となり, 推定誤差が Δq に敏感となることがわかる.

この結果は以下のように解釈することもできる. 計算は省略するが, χ は $\Delta q = 0$ とおいた場合の $dF_a(Q)/dQ$ と $dF'_b(Q)/dQ$ の $Q = \hat{Q}$ における比となっている. $\chi \sim 1$ のときには, $F_a(Q)$ と $F'_b(Q)$ が $Q = \hat{Q}$ ではほぼ平行になってしまうために, 解が不安定となるのである.

5.3 観測誤差の影響

多色における多重反射法においては, I_0 や I_1 の観測値に含まれる誤差を, みかけ上, ε , ρ および q の変化に帰着させることができる. これは, q というパラメータを導入したことにより, ε , ρ というパラメータに自由度が与えられたことに起因する.

観測値の相対誤差に Δ をつけて表わすと, 観測値は,

$$\hat{I}_0 = \varepsilon I_e(T_0)(1 + \Delta I_0) \quad (42)$$

$$\hat{I}_1 = \frac{t}{1 - r \rho q} \varepsilon I_e(T_0)(1 + \Delta I_1) \quad (43)$$

と書くことができるが,

$$\varepsilon' \triangleq \varepsilon(1 + \Delta I_0) \quad (44)$$

$$\rho' \triangleq 1 - \varepsilon' \quad (45)$$

$$q' \triangleq \frac{\Delta I_1 - \Delta I_0 + (1 + \Delta I_0)r \rho q}{r(1 + \Delta I_1)(\rho - \varepsilon \Delta I_0)} \quad (46)$$

と定義すると, (1), (3), (5) 式とまったく同じ形をした

$$\hat{I}_0 = \varepsilon' I_e(T_0) \quad (47)$$

$$\hat{I}_1 = \frac{t}{1 - r \rho' q'} \varepsilon' I_e(T_0) \quad (48)$$

$$\varepsilon' + \rho' = 1 \quad (49)$$

に書き直すことができる。温度の推定誤差についての解析は ε , ρ , q の代りに ε' , ρ' , q' を用いれば5.2節の議論がそのまま適用できる。

すなわち、観測値に誤差が含まれている場合には、たとえ $q_a = q_b$ が満たされていても一般的には $q'_a \neq q'_b$ であるために、推定温度に誤差を生じる。特に $\chi \sim 1$ の場合に、推定温度に対する観測値の誤差の影響はきわめて大きい。

6. おわりに

本論文では多色における多重反射法を提案した。

それにより、多重反射法の測定条件を緩和させ、測定精度を向上させることができた。また、同様に高い測定精度を得ている長井らの改良法に比べ、機械的移動による間隔変化が必要ないため高速測定が可能となっている。

本方法では、一般的には2色を用いればよい。まれに、対象の放射率がある特殊な条件を満たす場合があり、このときは、解を一つに限定するために3色あるいはさらに多くの波長が必要となる。

本方法の妥当性を検討するためにさまざまな拡散性や放射率を有する6種類の対象に対して実験を行った。誤差は最も大きいもので 10°C 程度と、精度よく真温度が推定できることを確認した。測定に3色必要であった対象は1種類のみであった。

さらに、2色を用いた場合に対し、解の一意性や安定性を解析しその条件を明らかにした。特に、(放射率÷放射率×波長)の値が2色間で等しい場合に解が不安定となり誤差が大きくなることがわかった。この解析で得た結果は、牧野らの能動受動型の放射温度計に対してもそのまま適用できる。

周囲環境からの放射が無視できない常温近傍の対象への本方法の拡張、および、対象の平面度が推定温度に与える影響の考察などが今後の研究課題である。

参考文献

- 1) 大野二郎：鉄鋼プロセスにおける放射測温，計測と制御，**14**-4, 358/369 (1975)
- 2) M. D. Drury, K. P. Perry and T. Land: Pyrometers for Surface Temperature Measurement, JISI, **169**, 245/250 (1951)
- 3) D. Kelsall: An Automatic Emissivity-Compensated Radiation Pyrometer, J. Sci. Instrum, **40**, 1/4 (1963)
- 4) 芝 亀吉：黒体でない物体の表面温度測定法，応用物理，**27**-4, 212/215 (1958)
- 5) 花泉，藤村，豊田：変調放射源を用いた対象物の放射率・温度推定法，計測自動制御学会論文集，**19**-11, 81/83 (1983)
- 6) 藤村，花泉，加藤，山田：能動・受動赤外放射計による放射率と温度の同時推定，第2回センシングフォーラム資料，85/90 (1985)
- 7) 井内 徹：鏡面反射を利用した放射測温法，計測自動制御学会論文集，**16**-2, 233/238 (1980)
- 8) 大野，服部，菱刈：2色温度計，温度計測，217/220，計測自動制御学会（温度計測部会編）(1981)
- 9) 藤村，松村：熱放射の拡張指数則に基づく温度推定法，計測自動制御学会論文集，**24**-4, 337/343 (1988)
- 10) 井内 徹：温度と放射率の同時測定法とその鉄鋼プロセスへの応用，鉄と鋼，**65**-1, 97/106 (1979)
- 11) 井内，ほか：連続焼鈍炉内冷延鋼板の放射測温法，鉄と鋼，**70**-9, 1037/1044 (1984)
- 12) 山田，長井，藤村：半透鏡による多重反射を利用した真温度と放射率の同時測定法，計測自動制御学会論文集，**24**-10, 1029/1032 (1988)
- 13) 長井，山田，藤村：多重反射を利用した真温度と放射率の同時測定法の改良，計測自動制御学会論文集，**25**-5, 531/536 (1989)
- 14) 牧野，小坂，有馬，青山，辻村：放射・反射同時遠隔計測型の多波長点温度計の方法，計測自動制御学会論文集，**24**-4, 331/336 (1988)