SiC 発熱体による赤外線ユニットについて (第2報)

正 会 員 浅 野 澄 忠*

On the Some Infra Red Ray Drying Units by means of a SiC Radiator (2nd Report)

Sumitada ASANO (Member)

Physical Institute, Faculty of Science, Okayama University

(1) The electric, radiant and heat transfer properties of the some commercial SiC heaters were investigated, and the most suitable conditions as a radiation source of infra-red ray drying were discussed in this report.

(2) Electric resistance and radiant energy of the radiators were measured in the temperature range 15° — 1000° C. According to the experiments, the values of radiation coefficient of the radiators were $4.9\sim 5.08\times 10^{-12}$ and their emissivity calculated from them was $0.85\sim 0.88$.

As shown by theory of semi-conductor, under a critical temperature T_c ($^{\circ}$ K) specific conductivity σ ($\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$) of any sample was expressed by

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$$

(3) Measuring the temperature difference between the surface and the central axis of the radiator by optical pyrometry, thermal conductivity κ of the samples was calculated in the temperature range 700°C — 1100°C . The values of κ in this temperature range were $3\sim 5\times 10^{-2}$ cal/cm² sec deg.

(4) The convection loss of the radiators fixed horizontally was Calculated by measurement of input power and radiant energy in the state of natural and forced convection. The convection loss was well expressed by the following equations

$$H = FK_2(T - T_0)^{5/4} \quad (\text{natural convection})$$

$$H = FK_3(T - T_0) \quad (\text{forced convection})$$

(5) To solve the practically important question to decide the relation between the suitable electric and radiant characteristics of radiator and the crystallographical structure of SiC and its impurities, a more detailed research would be necessary.

1 ま え が き

本報においては、SiC 発熱体自体の電気、放射、及び傳熱特性を室温より 1000°C に到る範囲にわたって調べ、赤外線乾燥用放射源としての適否を検討した。

2 発熱体の放射量及び電気抵抗

発熱体を 5°C の空気中に水平に固定し、端子電圧を変化させた場合、発熱体よりの放射量及びその電気抵抗と温度との関係は第1図に示す様になる。実験に供した試料の規格は第1表の如くである。発熱体温度は発熱体中央部の表面に垂直な中心部に達する深さの直径 1.2 mm の小孔を穿ち、これに径 0.3 mm の Pt-Pt Rh 熱電対の高温接点をそう入して測定した。発熱体の放射量は前報⁽¹⁾に述べた如く、発熱体に垂直な方向の放射照度の測定値から算出し、抵抗は電流、電圧から求めた。第1図では発熱体温度 1000°C における放射量及び抵抗値を夫々及び 100 % としたものである。此の様にすると放射量曲線は各発熱体について共通となり、放射量は発熱体温度 ($^{\circ}\text{K}$) の四乗に比例することが判る。温度 T ($^{\circ}\text{K}$) の発熱体の単位表面積よりの放射量を ψ_T (W/cm^2) とす

第1図 発熱体の抵抗と放射量

* 岡山大学理学部物理学教室

(1) 浅野：照学誌 昭26, 4, 137

ダムでは 700°K 迄屈折ない直線となり、これから求めた ε , σ_0 の値は同図に記入した様になる。

次に SiC 発熱体の室温より、 1000°C に到る間の電気伝導が上記二型の何れであるかを決定するため SiC の熱起電力を測定した。即ち発熱体両端によく磨いた白金線を巻きつけ、発熱体と白金線を熱電対の如くして、その一接点を炉中に入れ、他の接点を空中に出して室温に保ち、炉の温度を上昇して白金線間に現れる起電力を電位差計で測定すると第4図の如くなり、電流は高温接点

第4図 金属 SiC 間の熱起電力

で白金より SiC に流れる。これは温度上昇と共に SiC の伝導電子数が増加し高温接点の SiC と Pt との間の接触電位差が、室温にある冷接点のそれよりも減少するため、従つて此の温度範囲では過剰型であると云える。尙第4図に見られる通り起電の曲線は各発熱体について大差ない。

尙第3図の $\log \sigma : \frac{1}{T}$ の曲線における屈折点が、起電力曲線では見られない。このことから、此の屈折点に應ずる温度においては、電子伝導機構が変化するのでなく、電気抵抗の一般理論の示す如く、この温度以上では原子の熱振動が盛んになり、其の効果が効いて来るので、伝導度は増加しなくなり、遂には減少するものと思われる。

4 発熱体内部の温度分布の計算

いま V : 端子電圧(V)

l , $2a$, $2b$: 夫々発熱体の長さ, 外径, 内径 (cm)

σ : 比伝導度 ($\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$)

κ : 熱伝導度 ($\text{cal cm}^{-1}\text{sec}^{-1}\text{deg}^{-1}$)

J : 熱の仕事当量 ($=4.2\text{ Joule cal}^{-1}$)

とすれば、発熱体と共軸な半径 r ($b < r < a$) の同筒面についての熱伝導の式から

$$J\kappa\left(\frac{1}{V}\right)^2 \frac{d^2T}{dr^2} = -\sigma \dots \dots (4)$$

但し T は半径 r の円筒面の温度 ($^{\circ}\text{K}$) を表わす。

σ は 700°C 以上では変化はゆるやかで、小範囲の温度内では直線と見て差支えない。従つて

$$\sigma = AT + B \dots \dots (5)$$

と置くことが出来る。(5)を(4)に代入して積分し、内面 ($r = b$) では熱の出入がないので $\frac{dT}{dr} = 0$ で、且内面で $T = T_2 (^{\circ}\text{K})$ なる条件を用いると、次の如くなる

(i) $A > 0$ なる場合 (シリコニット: $l = 30\text{cm}$, $a = 0.4\text{cm}$ $b = 0.15\text{cm}$)

$$\frac{AT+B}{AT_2+B} = \cos\left(\frac{r-b}{Ml}\right)$$

但し $M = \sqrt{\frac{A}{J\kappa}} V$, 尚表面温度を $T_1 (^{\circ}\text{K})$ とすれば

$$\frac{AT+B}{AT_2+B} = \cos\left(M\frac{a-b}{l}\right) \dots \dots (6)$$

$$\therefore \frac{AT+B}{AT_1+B} = \cos \frac{M}{l}(r-b) / \cos M\frac{a-b}{l} \dots \dots (7)$$

(ii) $A < 0$ なる場合 (テコランダム, $l = 30\text{cm}$, $a = 0.4\text{cm}$ $b = 0$)

$$\frac{AT+B}{AT_2+B} = \cosh\left(M\frac{r-b}{l}\right)$$

但し $M' = \sqrt{\frac{-A}{J\kappa}} V$, 尚表面温度を $T_1 (^{\circ}\text{K})$ とすれば,

$$\frac{AT+B}{AT_2+B} = \cosh\left(M'\frac{a-b}{l}\right) \dots \dots (6)'$$

$$\frac{AT+B}{AT_1+B} = \cosh\left(M'\frac{r-b}{l}\right) / \cosh\left(M'\frac{a-b}{l}\right) \dots \dots (7)'$$

(7)(7)'は端子電圧 V , 表面温度 $T_1 (^{\circ}\text{K})$ なる場合の発熱体内部の温度分布を示す式である。

5 熱伝導度

定測の結果内外両面の温度差 $T_2 - T_1 = \Delta T$ は小さいので、(6)及び(6)'の左辺はほぼ1に近い値を有し、従つて夫々の式の右辺を展開し、二乗の項まで取ると何れの場合も

$$\frac{T_2 - T_1}{AT_1 + B} = \frac{1}{2} \frac{V^2}{J\kappa} \frac{(a-b)^2}{l^2} \therefore \Delta T = \sigma T_1 \frac{(a-b)^2}{2J\kappa l^2} V^2 \dots \dots (8)$$

となる。

先に述べた発熱体に穿たれた小孔は何れも中心部まで

第5図 熱伝導度

達しているの、小孔底面と表面の温度差は上記 ΔT を與える。発熱体表面は凹凸に富んでいるので、光高温計の定効波長 0.65μ に対する表面と孔底における輻射発散率の差を無視し得ると仮定して T_1, T_2 に輝度温度を用いた。各試料に対する T_1 及び ΔT は第3表に示し

第3表 中心部、表面の温度差

電圧 (V)	シリコニット I		シリコニット II		テコランダム I	
	$T_1(^{\circ}\text{K})$	$\Delta T(^{\circ}\text{K})$	$T_1(^{\circ}\text{K})$	$\Delta T(^{\circ}\text{K})$	$T_1(^{\circ}\text{K})$	$\Delta T(^{\circ}\text{K})$
110	1318	12	1370	17	1288	25
100	1258	10.5	1302	14	1223	20
90	1173	8	1225	11	1163	16
80	1053	5.5	1130	8	1098	12
70	—	—	—	—	1003	9.2

である、(8)に ΔT の測定値及び第2図より求めた σT_1 を代入し、熱伝導度化を求めると第5図のようになる。測定の結果、前記熱電対による温度 $T(^{\circ}\text{K})$ は常に内外輝度の中間にあつたので、 T は発熱体の平均温度を示すと考えてよい。従つて σT_1 を第2図より求めても大きな誤差はおきない。

此の結果は半導体 SiC の電気伝導度と同じく熱伝導度も導体と不良導体の中間に位することを示している。

6 熱伝導度と発熱体電気伝導度

発熱体を空中で使用する場合、空気の温度及び其の流動により、発熱体の電気、輻射特性は変化する。今 5°C の空气中に発熱体を水平に固定し、端子電圧を 100V に保ち、自然対流の場合と種々の風速の気流を發熱体に垂直に送った強制対流の場合とにおける諸量の変化は第6図のようになる。但し同表の輝度温度は各方向からの平

第6図 気流による特性変化

均値を、又輻射量は各方向からの輻射照度の平均値から算出したものである。

(7)(7)' より

$$\sigma T_1 = \sigma T_1 \left\{ 1 \pm \frac{1}{2} M^2 \frac{a^2 - r^2}{l^2} \mp M^2 \frac{b(a-r)}{l^2} \right\} \begin{cases} A > 0 \\ A < 0 \end{cases}$$

となり、又発熱体抵抗を $R(\Omega)$ とすれば

$$\frac{1}{R} = \frac{2\pi}{l} \int_b^a r \sigma T_1 dr$$

で與えられる。上の式をこれに代入し積分すると

$$\frac{1}{R} = \frac{\sigma T_1}{l} \left(1 + G \frac{AV^2}{J\kappa l^2} \right) \dots \dots \dots (9)$$

$$\text{ここに } G = \frac{1}{12} \frac{3a^3 - a^2b - 7ab^2 + 5b^3}{a+b}$$

$$S = \pi (a^2 - b^2) : \text{断面積}$$

で、 G は正の常数で、外径 $2a$ が一定の場合には、肉厚 $a-b$ が大きい程大きな値を有し、 $b=0$ のとき最大で $\frac{a^2}{4}$ となる。又 $\frac{\sigma T_1}{l}$ は発熱体が中まで $T_1^{\circ}\text{K}$ になつたときの傳導度である。

V, V' を夫々自然対流及び強制対流で同一表面温度 $T_1(^{\circ}\text{K})$ を示す端子電圧とすれば、(9)より両場合の発熱体傳導度の差は

$$\Delta \left(\frac{1}{R} \right) = \frac{\sigma T_1}{l} G \frac{A}{J\kappa l^2} (V'^2 - V^2) \dots \dots (10)$$

$$V' < V \text{ なるため、} A > 0 \text{ では } A \left(\frac{1}{R} \right) > 0$$

$$A < 0 \text{ では } A \left(\frac{1}{R} \right) < 0$$

となり、 κ の小なるもの程 $A \left(\frac{1}{R} \right)$ の絶対値は大きくなる。實際電圧 100 V の強制対流状態と電圧を変化させた自然対流状態における発熱体傳導度の変化を示すと第7図のようになる。点線は(10)より求めた曲線である。

第7図 發熱体の傳導度

7 發熱体の動作点と対流損失

發熱体の入力がすべて輻射と対流損失に費されるとし、端子、導線による損失を無視すれば下の式が成立する。

$$J C \frac{dT}{dt} = W - (H + \Phi) \dots\dots\dots (11)$$

W : 入力(W)

Φ : 輻射量(W)

H : 対流損失(W)

C : 発熱体熱容量(cal/deg)

t : 時間 (sec)

(11) の右辺の正負により、発熱体の温度は上昇又は降下し、安定状態では、 $\frac{dT}{dt} = 0$ 即ち

$$W = H + \Phi \dots\dots\dots (12)$$

となる。

今発熱体表面温度を横軸にとり、第1図の如く各発熱体の 1000° C に於ける輻射量を 100 % とし、輻射量曲線 Φ を画くと、第8図の如くなる。又各発熱体を 5°

第8図 発熱体の安定点

Cの空中に水平に固定し、其の電圧を一定に保つた場合自然対流状態及び発熱体に垂直に種々な風速の毎流を送つた強制対流状態における、入力と表面温度との関係を図に記入すると、例えば電圧 100V の場合は曲線(1) — (5)となる。これを入力曲線と呼ぶことにする。其の場合、同一気流状態における、各電圧の安定点は同図に示される如く、各発熱に共通な曲線 [0] — [IV] となり、各状態の輻射量の測定点は曲線 Φ 上に乗る。[0] — [IV] の曲線とT軸との間の垂直距離は、その温度における輻射量と対流損失との和を與えるので、これらの曲線を出力曲線と呼ぶことにする。但し $v=0$ とは自然対

流の場合をさす。

そうすると、例えばシリコンユニット I の 100 V の自然対流における安定点は P で示され、その表面温度は B で與えられ、効率は輻射量曲線の高さ AB と出力曲線の高さ PB との比となる。P₀ は 100 V で対流損失の全くなる場合の仮想的な安定点を示す。又第8図の曲線、[0] — [IV] と曲線 Φ とより、対流損失曲線を求めると同図の曲線 [0]' — [IV]' となる。

一般に温度 T (°K) の円筒状発熱体の単位表面積より温度 T₀ (°K) の空気中に対流により傳達される熱量は

$$\left. \begin{aligned} \text{自然対流状態では } k_2(T-T_0)^{5/4} &= k'_2(T-T_0) \\ \text{強制対流状態では } k_3(T-T_0) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

で表わされる。³⁾⁴⁾ここに k_2 , k'_2 , k_3 は熱傳達係数で $k'_2 = k_2(T-T_0)^{1/4}$ である。発熱体の外径を d(m), 強制対流の風速を v (m/sec) とすれば、

$$k_2 = \frac{\alpha}{d^{1/4}}, \quad k_3 = \beta \frac{v\nu}{d^{1-\nu}} \dots\dots\dots (14)$$

で表わされる³⁾。α は発熱体表面の性質に、β はそれと更に気流の攪乱度に関係する。

この結果を SiC 発熱体に用いると、筆者の実験では、自然及び強制対流の損失は第8図の曲線 [0]' — [IV]' より、求めると 夫々 (T-T₀) の 1.27 及び 1.03 乗に比例し、(13) とよく一致した。又出力曲線が各発熱体に共通なことは k_2/k_1 , k_3/k_1 が同じ径の発熱体ではほぼ一定であることを示している。これは表面の粗い程輻射量も対流損失も共に増すためと考えられる。第8図より k_2/k_1 , k_3/k_1 を求めると第4表の様になり、更に第2表

第4表 輻射係数と熱傳達係数との比

$k_2/k_1 \left[\frac{\text{deg}^4}{\text{deg}^{5/4}} \right]$	$k_3/k_1 [\text{deg}^4/\text{deg}]$			
	$v=1$ m/sec	$v=2$ m/sec	$v=3$ m/sec	$v=4$ m/sec
1.07×10^8	0.87×10^9	1.16×10^9	1.40×10^9	1.60×10^9

の k_1 の値から各発熱体の k_2 を計算すると、 $5.25 \sim 5.43 \times 10^{-4}$ W/cm²deg^{5/4} となり、其の平均値は 5.34×10^{-4} W/cm²deg^{5/4} (= 4.56 kcal/m²(°C)^{5/4}) となる。因みに外径 3.5cm 長さ 1m の滑かな円筒の場合 $k_2 = 2.4$ kcal/hm² (°C)^{5/4} となる⁵⁾。第2表の k_1 の値と第3表の k_3/k_1 の値より各発熱体の k_3 の値を求めこれを平均して、風速との関係を示せば第9図の曲線 I を得、又第3表の k_2 の平均値を用い、 k'_2 と温度差との関係を描けば同図の曲線 II となる。尙温度差 900° の場合風速零より出発した k_2 の変化を、入力と輻射量から求める

3) Hd.d.Exp.Phys. TeilI.p298~300.

4) E.R. Yarham. Industrial Gas 27—7(1949)1

と同図の点線の様になり、風速の小さい場合は強制及び自然対流が共に影響し、 k_0 は風速のみならず、温度差にも依存することが判る。

第 9 図 熱傳達特性

従つて自然対流から強制対流への移行は $k_0'(T-T_0)$ に於て、 k_0' の増加を意味する。

第 8 図より (14) の ν を決定すると、0.49~0.51 であつた。因みに滑かな円筒では、渦のない攪乱気流の場合 $\nu = 0.56$ である⁵⁾。一般に規格入力の大きな SiC 発熱体では、外径 d が大きく、従つて同一温度、同一気流状態における k_2 及 k_3 が小となる。この意味において、ワット数の大きなもの程高能率であると云える。

(12) より 自然対流状態では

$$W = H + \Phi = F[k_2(T-T_0)^{5/4} + k_1 T^4] \dots \dots (16)$$

従つて効率 e は

$$e = \Phi/W = \frac{k_1 T^4}{k_2(T-T_0)^{5/4} + k_1 T^4} \dots \dots (17)$$

で與えられ、 k/k_1 は同じ外径の発熱体では共通であるので e の温度変化も共通となる可きである。(16) に第 4 表の k_2/k_1 の値を入れ、更に強制対流における (16) に相当する式に、同表の k_3/k_1 の値を入れ、 e 温度の関係を示すと第 10 図の如くなり、実際各発熱体の室温 10°C における効率の測定値は同図に記入した様になり、上述の事が妥当であることを示している。

同図に見られる如く効率は温度と共に上昇するが、高温の増加率は僅かで、且壽命を考慮に入れると 1000°C 程度が適当となる。従つて $T=1273^\circ\text{K}$ とすれば (15) より、入力 W を定められれば発熱体表面積 F は定つて了う。又発熱体の温度を一定に保つた場合の気温 T_0 の変化による効率の変動を (16) より求めると、自然対流状態においては T_0 の変化 10° に対し $T = 1000^\circ\text{C}$ で

第 10 図 効率変化

0.2 %, $T=800^\circ\text{C}$ で 0.32 %, $T=600^\circ\text{C}$ で 0.48 % となり、使用温度 1000°C 附近の変化は問題にならない。

以上の事実より、第 1 報に述べた如く、試料表面の性質は試料により異り、又電気的特性も同一でないけれども、其の輻射特性、輻射係数、傳熱特性等は殆んど大差が認められず、同じ外径を有する SiC 発熱体では、外部熱傳達係数と輻射係数の比はほぼ一定の値をもつことが認められた。

8 発熱性の安定性

発熱体の安定を乱し、温度従つて輻射量、効率を降下させる直接の原因としては、強制気流の突発、電源電圧の降下、気温の低下が考えられる。

(9), (15) より、自然対流状態では

$$W = V^2 \frac{\sigma T^4}{l} \left(1 + G \frac{A}{J\kappa} \frac{V^2}{l^2} \right) = F[k_1 T^4 + k_2'(T-T_0)]$$

となる。但し $T(^{\circ}\text{K})$ は発熱体表面温度である。

気流の発生は上式で k_2' の増加に、電源電圧の低下、気温降下は夫々 V 及び T_0 の減少に相当する。今上の

式で $\frac{\Delta T}{\Delta k_2}$, $\frac{\Delta T}{\Delta V}$, $\frac{\Delta T}{\Delta T_0}$ を取るとこれらは何れも分数

式で與えられ、

その分母は

$$\frac{SV^2}{l} A \left(1 + G \frac{A}{J\kappa} \frac{V^2}{l^2} \right) - F(4k_1 T_3 + k_2')$$

となり、この分母は負で、これの絶対値の大小により、上の各量は大きく変化する。従つて、 $A > 0$ の場合は $A < 0$ の場合に比し、温度降下は大きく、又 $A > 0$ なる場合は κ の大なる程、 $A < 0$ なる場合は κ の小なる程温度降下は大きい。特に κ の影響は、規格入力の大きい、肉厚の大きな発熱体において著しい。

又上記の事は第 8 図より定性的に説明される。即ち気

5) F. Merkel Die Gruudlageu der Warmeibbertraguug (1927)

6) W. Nusselt : Ges-Ing. 1922. 97

第 5 表 発 熱 体 の 恒 数

発 熱 体	密 度 (gr/cm ³)	真 密 度 (gr/cm ³)	気 孔 率 (%)	比熱(0°C-100°C) (cal/deg·gr)	熱部熱容量 (cal/deg)	σ 10° C ($\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$)	$(\frac{dT}{dt})_{10^\circ\text{C}}$ (deg/sec)
エ レ マ	2.23	3.22	31	0.16	1.66	6.2×10^{-3}	4.13×10^{-1}
シリコニット I	2.96	3.81	22	0.26	8.65	4.9×10^{-3}	0.17×10^{-1}
テコランダム I	2.43	3.47	30	0.18	5.72	82.2×10^{-3}	5.0×10^{-1}

流の発生及び気温の降下は出力曲線が左方に移動ずることに当り、電源電圧の降下は入力曲線が下方にずれることに相当するので、上記の A 及び κ による影響が現われて来る。

尤も、上記の三原因が比較的長時間持続する場合の温度降下は上に述べた様になるが、其の温度の降下速度は(11)で與えられ、熱容量の大なる発熱体は、安定を乱す原因が短時間で元に復するならば、上記温度降下を示すまでもなく、元の安定温度に復帰する。従つて、発熱体が安定であるためには、使用温度附近で $A < 0$ であり κ が大きく、更に熱容量の大きいことが望ましい。

9 発熱体の初期特性

室温 10° C と同温度にある発熱体に 100 V の電圧をかけた場合、第 8 図の室温に應ずる入力曲線の上の点から出発し、それに沿つて右に移動する。そのときの温度上昇速度は(11)により與えられ、入力曲線と曲線[0]の交点で安定する。従つて各瞬間の温度上昇速度は入力出力曲線間の距離に比例する。

極く初期(発熱体温度 $< 30^\circ\text{C}$) では(11)の右辺の $H + \Phi$ は W に比しきわめて小さいので、省略すると初期の温度上昇速度は次の式で與えられる。

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{J} \left(\frac{V}{l} \right)^2 \frac{\sigma_0}{C\rho} e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} \dots\dots (17)$$

c : 比熱 (cal/deg·gr)

ρ : 見掛けの密度 (gr/cc)

初期特性の調査に用いられた試料の密度 0°-100°C 間の平均比熱、気孔率等は第 5 表に示す如くである。図表の数値並びに第 3 図を用いて (17) より室温 10°C に於ける各試料の温度上昇速度を求めると、同じく第 5 表に記した様になる。

実際上記の各試料の安定迄の電流、輻射量、温度の変化は第 11 図に示す様になり、上の計算の正当なことを示している。同図の温度は最初にのべた様に発熱体の小

第 11 図 発熱体初期特性

孔にそう入された。Pt—Pt Ph 熱電対で測定した。

尚第 10 図の示す様に安定はテコランダムが最も早く有柄型エレマでは温度上昇は早いけれども、柄の部分で導輻射により時間と共に徐々に熱せられ、結局安定時間は最長で 4 分程度かかる。早く安定するためには(17)より比熱の小さいことが望ましく、これは前に述べた安定性と相反する条件となる。又抵抗の温度特性としては、 ε が大きく ε の小さいことが望ましく、特に ε の影響は大きい。即ち第 3 図において直線部分の傾きが小さいことが、安定を早めることになる。

10 結 語

以上発熱体を乾燥用輻射源として使用する場合、発熱体の諸量がどの様な特性を持つことが望ましいかを若干検討して見た。それらの好適な特性と発熱体を構成する SiC 及び其の不純物等の関係を決定することは実用上きわめて重要な課題であるが、これは今後の研究に俟たねばならない。

(26—3—12 受付)