拘束されたセラミックススラブの一面加熱による 反力と熱応力†

水 谷 安 伸* 西 川 直 宏** 高 津 學**

Repulsive Load and Thermal Stress in Ceramic Slab Specimens Heated on One Side under Restricted Conditions

by

Yasunobu MIZUTANI*, Tadahiro NISHIKAWA** and Manabu TAKATSU**

Variations of repulsive load and temperature in a ceramic slab subjected to rapid heating on one side under mechanical three-point restriction, were measured to estimate the thermal fracture stress and thermal shock resistance. The thermal stress at fractured point was estimated by comparing the calculated repulsive load with the experimental one. The temperature dependences of thermal conductivity and thermal diffusivity were introduced in the numerical calculations to realize the practical heat conductive condition. Alumina ceramic having high and changeable thermal conductivity with temperature and mica ceramic having low and constant thermal conductivity were used as the specimens. The thermal fracture stress and thermal shock resistance of slab were easily obtained by measuring the repulsive load at restricted point. The temperature dependences of thermal properties had significant effects on the generated repulsive load and thermal stress. The thermal properties of alumina changed with temperature to induce a significant increase in repulsive load and thermal stress. The thermal fracture stress estimated in the experiments showed lower values than the mechanical three-point bending strength.

Key words : Ceramics, Thermal stress, Thermal shock test, Repulsive load temperature dependence, Three-point bending

1 緒 言

ファインセラミックスの熱衝撃試験法としては水中投下による急冷法が一般的であるが、材料と水との熱伝達係数が一定しないなど、さまざまな問題点が指摘されている¹⁾。筆者らは加熱法による熱衝撃試験に着目し、既報^{2)~4)}においてリング状や円盤状の試験片を一定熱流束で加熱するセラミックスの熱衝撃破壊試験を提案した。この方法は急冷媒体を用いないため、熱伝達係数や応力腐食の影響を受けにくいなどの特長を持っている。また、試験片の半径方向の温度分布が容易に測定できることから、材料の熱伝導率や熱拡散率に温度依存性があるような複雑なケースでも、発生する熱応力を容易に推定できる長所がある。

本報では、上記の一定熱流束加熱による熱衝撃試験法を試験片の加工が容易なスラブ状試験片で遂行する方法を提案する。一面を加熱されるスラブ状試験片は、その過渡的温度分布から曲げモーメントを生じ、3点で曲げを拘束すれば、拘束点には熱応力に対応した荷重（以下反力と呼ぶ）が発生する。この反力をロードセルで測定すれば熱衝撃試験時の熱応力を間接的に実測することが可能と考えられる。また、この方法では、たとえば材料物性値に温度依存性がある場合においても、それが発生する反力に反映されるため、材料の熱衝撃挙動を正確に

評価できることが期待できる。

そこで本報では、一面加熱される拘束スラブの反力について、熱伝導率と比熱の温度依存性を考慮した数値計算^{5),6)}を行い、実験結果と比較したところ、比較的良く一致し、反力測定によって熱衝撃破壊時の熱応力を精度良く把握できることがわかったので報告する。

2 実験方法

実験に用いた材料は試験温度範囲で化学的に安定で塑性変形しない材料とし、比較的熱伝導率が高い高純度アルミナ、および熱伝導率が一桁小さいマイカセラミックスを用いた。レーザーフラッシュ法で測定した材料の熱的物性値および機械的物性値を Table I (a), (b) に示す。

試験片は Fig. 1 に示すように所定寸法の角柱状試験片とし、破壊面は鏡面研磨した。この試験片の破壊面と対向する面にルテニウムペースト ($0.8 \Omega/\text{cm}^2$) をスクリーン印刷し、乾燥後 850°C で 10 分間焼成して発熱体とした。また、両端の端子部には銀ペーストを用いて銀リード線を固定した。作製した試験片から横方向への放熱を無視できるようにするため、試験片と同様に発熱体を焼付けた同質のダミー試験片を両側面にはさんだ。つぎに、中央の試験片のみに荷重がかかるようにして、スパン 30 mm の 3 点曲げ治具に固定し、断熱材で覆った後、

† 原稿受理 平成 6 年 4 月 21 日 Received Apr. 21, 1994

* 正 会 員 東邦ガス(株)総合技術研究所 〒476 東海市新宝町, Technical Res. Inst., Toho Gas Co. Ltd., Shinpo-machi, Tokai, 476

** 正 会 員 名古屋工業大学材料工学科 〒466 名古屋市昭和区御器所町, Dept. of Mat. Sci. & Eng., Nagoya Inst. of Tech., Showa-ku, Nagoya, 466

Table I. (a) Thermal properties of ceramics.

Material	Temperature θ (°C)	Thermal conductivity λ (W/mK)	Thermal diffusivity χ (m ² /s)	Specific heat C_p (J/kgK)	*Coefficient of temperature dependence in equation (3)	
					A (—)	B (—)
99.5% Alumina	RT	33.2	0.105	0.8	-0.92	-1.5
	150	24.8	0.061	1.03		
	300	16.6	0.037	1.13		
Mica Ceramic	RT	2.09	0.0104	0.79	0	-0.43
	200	2.09	0.0078	1.05		
	400	2.09	0.0072	1.13		

* $\Delta\theta=400^\circ\text{C}$.

Table I. (b) Mechanical properties of ceramics.

Material	Density ρ (g/cm ³)	Three-point bending strength σ_f (MPa)	Young's modulus E (GPa)	Poisson's ratio ν (—)	Thermal expansion coefficient α ($\times 10^{-6}$)
99.5% Alumina	3.9	300	380	0.24	7.75
Mica Ceramic	2.55	124	88	0.25	10.6

Fig. 1. Setting arrangement and dimensions of specimen for thermal shock test.

一定の直流電圧を印加して熱応力を発生させた。測定項目はロードセルに加わる反力、電圧、電流、試験片下面の温度、材料が破壊するまでの時間とし、ADコンバータを介してコンピュータに取込んだ。また、一部の試験片については、あらかじめ拘束点に荷重を加えた状態から実験を行い、機械的応力との複合応力により試験片を破壊させた。

3 実験結果

Fig. 2(a), (b)に反力の過渡的変化の測定結果の一例を示す。Fig. 2(a)は供給熱量 q のみが異なる場合のアルミナ試験片の実験結果を示している。図中の○, ●印記号は実験結果を、実線は後で述べる数値計算の結果を示している。ここで、図中の Q_i は供給熱量 q を無次元化した無次元熱流束であり、 q の大小を示している。

ロードセルにかかる反力は時間とともに増大し、その後試験片は破断した。供給熱量 q が低い場合には反力の増加速度は低く、破壊に至るまでの時間は長い。両者の曲線形状は類似しており、試験片が破壊したときの反力の値はいずれも35~45 kgfの範囲にあった。

Fig. 2(b)は、はり高さ h が異なるマイカセラミックス試験片の実験結果を示している。はり高さの増加とともに、発生する反力、および試験片が破壊するまでの時間は顕著に増大したが、それぞれの曲線形状は相似した

(a) Alumina ceramic.

(b) Mica ceramic.

Fig. 2. Repulsive load with time in experiment or on calculation.

形であった。また、試験片が破壊したときの反力の値も、はり高さの増加とともに大きくなった。

試験片が異なる Fig. 2(a)と Fig. 2(b)を比較した場合には、反力の過渡的変化の曲線形状が大きく違っている。Fig. 2(b)のマイカセラミックスでは、反力は一定時間経過後には緩やかに上昇し、定常値に近づいた。これに対して Fig. 2(a)のアルミナでは、反力は1~2秒以内の極めて短時間は急激に上昇するが、その後はほぼ直線的に増加する挙動を示した。

4 考察

4.1 数値計算による実験データの処理

実験で得られた破壊時間や破壊時の反力の大きさは、材料の熱衝撃破壊抵抗に関する重要な情報を提供している。しかし試験片寸法や物性値により大きく影響を受けるため、材料の優劣を比較することはできない。特に筆者らが既報で述べたように、物性値に温度依存性がある場合にはさらに複雑である。そこでこれらの実験結果を整理するため、実験データをもとに、物性値の温度依存性を考慮した数値計算を行い、反力の実測値と計算値を比較した。

つぎに、試験片の温度分布、発生する熱応力および反力の計算法について述べる。

4・1・1 試験片高さ方向の温度分布 無限平板が一定熱流束で加熱される場合の熱伝導方程式および初期条件、境界条件は次式で与えられる^{2),7)}。

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[\chi^* \frac{\partial T}{\partial \xi} \right] = \frac{\partial T}{\partial \eta_i} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \eta_i = 0 \quad & T = 0 \\ \xi = 0 \quad & \frac{\partial T}{\partial \xi} = 0 \\ \xi = 1 \quad & \frac{\partial T}{\partial \xi} = \frac{Q_i}{\lambda^*} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

ここで、 T は無次元温度で、 $T = (\theta - \theta_i) / (\theta_f - \theta_i)$ 、 ξ は無次元長さで $\xi = x/h$ 、 η はフーリエ数で、 $\eta_i = \chi_i t / h^2$ である。 θ は温度で添字の i, f は最初および最後を示す。 h は試験片のはり高さ(板厚)、 x は板の下面から上向きにとった距離で原点は非加熱面(破壊面)である。 χ は熱拡散率で、 $\chi_i = \lambda_i / C_p \rho$ 、 λ は熱伝導率、 C_p 、 ρ はそれぞれ比熱および比重で、 t は時間である。 λ^* および χ^* は熱伝導率および熱拡散率の温度依存性を示す無次元項である。また、 Q_i は無次元熱流束で、 $Q_i = qh / \lambda_i (\theta_f - \theta_i)$ 、 q は単位面積あたりの供給熱量である。実験では、供給熱量 q_{sup} の一部は放熱によって失われるので、試験片下面の温度測定結果から有効熱量係数 f^* を求め、 $Q_i = Q_{sup} \times f^*$ とした。

式(1)、(2)の解析解は得られないので、式(3)のように熱伝導率 λ および熱拡散率 χ を温度の関数とした後、数値解法により近似解を計算した。

$$\left. \begin{aligned} \lambda^* &= \lambda / \lambda_i = e^{A\tau} \\ \chi^* &= \chi / \chi_i = e^{B\tau} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ただし、 λ, χ の添字 i は初期温度を示し、 A, B はセラミックスの熱伝導率および熱拡散率の温度依存性を示す温度係数である。本実験で用いた材料について、 A, B を算出した結果を Table I(a) 中に記載した。つぎに、前報^{3),4)}と同様に $F = \int_0^T \chi^* dT$ とおき、式(1)、(2)を変数変換したのち、クランクニコルソンスキーム⁸⁾の差分法で数値計算を実行し、各時刻における試験片高さ方向の温度分布を求めた。このようにして求めた温度分布の過渡的变化を Fig. 3 に示す。実線は物性値に温度依存性がない理想的な材料($A=0, B=0$)の場合を、破線は温度上昇とともに熱伝導率および熱拡散率が低下する $A=B=-1$ の場合を示している。

これらの温度分布形状の違いは試験片に発生する熱応

Fig. 3. Change of temperature distribution in the specimen height direction.

力と反力に直接影響するので、実験ごとに試験片内に生ずる過渡的温度分布を数値計算する必要がある。

4・1・2 発生する熱応力と反力 はり高さ方向に無次元温度分布 T_ξ を持つはりの熱応力は次式で示される。

$$\sigma^*(\xi) = -T_\xi + \int_0^1 T_\xi d\xi + (12\xi - 6) \int_0^1 T_\xi (\xi - 1/2) d\xi \quad (4)$$

ここで σ^* は無次元熱応力で、 $\sigma^* = \sigma / E\alpha\Delta\theta$ 、 $\Delta\theta$ は温度差で $\Delta\theta = (\theta_f - \theta_i)$ である。なお、本報で使用した材料では弾性率 E と熱膨張率 α の温度依存性は小さいので定数として取扱ったが、これらの温度依存性が大きい材料では E および α も温度の関数とする必要がある。式(4)の第3項は曲げモーメントによる応力の変化を示しており、本実験では曲げが拘束されているので0となる。逆にこの曲げモーメントにより発生する反力 P_M は、この第3項を用いて次式で示される。

$$P_M = \alpha E \Delta\theta \cdot \frac{4\delta h^2}{L} \int_0^1 T_\xi (\xi - 1/2) d\xi \quad (5)$$

ここで、 δ は試験片の幅、 h は試験片のはり高さ、 L はスパン間距離である。

また、本実験では、はり高さ h が熱膨張することにより、はりのたわみが発生する。これにより式(5)以外に発生する反力 P_h は式(6)で示される。

$$P_h = \alpha E \Delta\theta \cdot \frac{4\delta h^4}{L^3} \int_0^1 T_\xi d\xi \quad (6)$$

また、試験片の加熱以前に加えられた予荷重 P_p を加えると、結局、本実験でロードセルに働く反力 P_L は、 $P_L = P_M + P_h + P_p$ となる。

反力は、前項で数値計算した板厚方向の温度分布の計算結果を $T_\xi = a + b\xi^2 + c\xi^n$ の多項式で近似し、式(5)および式(6)に代入して求めた。

本実験のように曲げが拘束されている場合には、試験片は引張り応力が作用する下面から破壊する。そこで、Fig. 4 に試験片下面 ($\xi=0$) における無次元熱応力の過渡的变化を A, B をパラメータとして示した。Fig. 4 は物性値の温度係数が異なる場合の挙動を示している。物性値に温度依存性がない $A=B=0$ の場合には一定時間経過後の熱応力は定常値を示すが、これ以外の場合には熱応力は上昇し続けるか、もしくは極大値を示しその後減

Fig. 4. Change of thermal stress with Fourier's number in heated slab having various temperature dependence of thermal properties.

少することがわかった。つぎに、ロードセルに加わる反力を同条件について数値計算した結果、反力は試験片の下面に発生する熱応力と極めて類似した挙動を示すことがわかった。

つぎに、式(5)と式(6)を用いて、本実験で用いたアルミナとマイカセラミックスについて Q_i をパラメータとして数値計算した結果を Fig. 2(a), (b) 中に実線と破線で示した。いずれのデータについても、実験結果と数値計算結果の曲線形状はよく一致しており、これは数値計算の妥当性を示している。しかし実験値における Q_i は数値計算結果とは完全には一致せず、10~20% 程度の測定誤差を含んでいると考えられる。また、一定時間経過後の直線部分の傾きは数値計算結果と実験結果でわずかに異なっている。これは熱的物性値の測定誤差が原因と考えられる。

4・2 試験片寸法（はり高さ h ）の影響

試験片の板厚方向の温度分布を $T_\xi = a + b\xi^2 + c\xi^n$ の多項式で近似し、式(4)~(6)を用いると、反力 P_L および破壊面の熱応力 $\sigma_{\xi=0}$ はそれぞれ式(7), (8)で示すことができる。

$$P_L = E\alpha\Delta\theta \frac{4\delta h^2}{L} \left\{ \frac{b}{12} + c \left(\frac{1}{n+2} - \frac{1}{2(n+1)} \right) + \left(\frac{h}{L} \right)^2 \left(a + \frac{b}{3} + \frac{c}{n+1} \right) \right\} \quad (7)$$

$$\sigma_{\xi=0} = E\alpha\Delta\theta \left\{ \left(\frac{b}{3} + \frac{c}{n+1} \right) + 6 \left(\frac{h}{L} \right)^2 \left(a + \frac{b}{3} + \frac{c}{n+1} \right) \right\} \quad (8)$$

ここで、温度分布が同一であれば a, b, c, n は同じ値となる。式(7)を考慮すると、発生する反力は、式(7)の第3項が小さい場合には、はり高さ h の二乗に比例して大きくなることになり、マイカセラミックスにおける実験結果と一致する。また、式(8)から、試験片の下面に発生する熱応力は、はり高さによらないので、同じフーリエ数（同時刻ではない）のときの熱応力はいずれも同じであることを示している。

つぎに、 (h/L) がある程度大きくなると、式(7), (8)中の $(h/L)^2$ の項が影響し、発生する反力、熱応力とも

Fig. 5. Effect of specimen height on repulsive load.

にしだいに増加することになるが、この場合には試験片の平均温度上昇が影響するのでその挙動は複雑である。すなわち、熱拡散率が低く、試験片が破壊するときのフーリエ数が小さいマイカセラミックスでは試験片全体の温度が上昇しにくいいため影響は小さいが、熱拡散率が大きく、破壊するときのフーリエ数が大きいアルミナでは、試験片全体の温度が上昇し、 $(h/L)^2$ の項が大きくなり、発生する反力は、はり高さ h の二乗に比例する以上に大きくなる。

Fig. 5 に、はり高さと反力の関係をフーリエ数をパラメータとして図示した。実線はアルミナについての数値計算結果を、破線はマイカセラミックスについての数値計算結果を示しており、図中にそれぞれの実験結果も示した。図より、アルミナでは、はり高さが 8 mm ($h/L = 8/30$) を超えると $(h/L)^2$ の項が大きくなり影響することがわかる。はり高さをこれより大きくした場合には測定誤差を生じやすいと考えられる。

4・3 反力と破壊面の熱応力の関係

Fig. 4 からわかるように、ロードセルに発生する反力は、破壊面（非加熱面）の熱応力に類似した挙動を示すので、数値計算結果を整理すれば、反力から破壊面の熱応力が推定できる。予荷重 $P_0 = 0$, (h/L) は十分小さいものとして、 $P_L/\sigma_{\xi=0}$ の比を考える。ここで、温度分布 T によって決定される無次元項を $\phi(T)$, ($\phi(T) = P_L/\sigma_{\xi=0} \times L/\delta h^2$) と定義する。この $\phi(T)$ がわかれば、反力の大きさから熱応力を容易に算出することができる。

試験片の板厚方向の温度分布、 $T = a + b\xi^2 + c\xi^n$ を、 $b=0$ として簡略化すると、 $P_L/\sigma_{\xi=0}$ の比は式(9)で示される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{P_L}{\sigma_{\xi=0}} &= \frac{E\alpha\Delta\theta \frac{4\delta h^2}{L} c \left(\frac{1}{n+2} - \frac{1}{2(n+1)} \right)}{E\alpha\Delta\theta \left(\frac{c}{n+1} \right)} \\ &= \frac{\delta h^2}{L} 4 \left(\frac{n+1}{n+2} - \frac{1}{2} \right) \\ \phi(T) &= 4 \left(\frac{n+1}{n+2} - \frac{1}{2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

すなわち、反力 P_L 、熱応力 $\sigma_{\xi=0}$ ともに $\xi=0$ の温度 a に係わらず、加熱面と非加熱面の温度差 c に比例し

Fig. 6. Relation between function $\psi(T)$ and Fourier's number.

て大きくなり、 $\psi(T)$ は温度分布の形状 n のみで決定されることがわかる。物性値に温度依存性がない場合には、加熱冷却されるセラミックス部材の定常的温度分布は放物線に近似することができる。このとき $n=2$ となるから、 $\psi(T)=1$ である。

しかし非定常条件における $\psi(T)$ の値は、フーリエ数および材料の温度係数 A, B によって異なる。本報で用いた材料について、フーリエ数の増加に伴う $\psi(T)$ の値の変化を図示すると Fig. 6 のようになる。 $\psi(T)$ の値はフーリエ数の増加とともに減少するが、フーリエ数が 0.1 を超えると $\psi(T)=1$ 付近ではほぼ定常値となることがわかる。フーリエ数 0.1～1 の範囲における $\psi(T)$ の値は、アルミナで 1.1、マイカセラミックスで 1.0 であった。多くの材料では $n=2 \sim 3$ の範囲にあるので、 (h/L) が小さい場合には $\psi(T)=1 \sim 1.2$ としてよいと考えられる。

なお、3点曲げ強度試験においては、はり高さ方向の応力分布は直線であるから $n=1$ 、すなわち $\psi(T)=2/3$ となる。つまり、本試験法において予荷重 P_p を与えない場合には、3点曲げ強度試験の 1.5 倍～2 倍の反力で試験片が破断することになる。また、予荷重 P_p については、3点曲げ強度試験と同様であるので、 $\psi(T)=2/3$ となる。実験においては、試験片が破壊した時刻からフーリエ数を求め、Fig. 6 から $\psi(T)$ の値を読みとればよい。このとき物性値の温度依存性が無視できる材料については $A=B=0$ の曲線を用いても大きな誤差は生じない。また、温度依存性が大きい材料については、物性値から A, B を求めて Fig. 6 の曲線を数値計算すればよい。

以上のように、本試験法では物性値の温度依存性が大きいために、これまで定量的評価が困難であったセラミックス材料についても、材料に発生する熱応力を反力測定から求めることができ、材料の熱応力破壊挙動を評価する方法として大変有効である。

4・4 試験片破壊時の熱応力と熱衝撃抵抗係数

実験で試験片を破壊させたときの反力から、破壊時の応力を求めた結果を Fig. 7 に示す。実験では予荷重 P_p を与えているので、純粋な熱応力ではなく、機械的応力を含んでいる。そこで横軸に反力 P_L に対する予荷重 P_p の割合 P_p/P_L を示した。ここで $P_p/P_L=0$ は純粋な

Fig. 7. Relation between mechanical stress ratio and mechanical/thermal fracture stress for ceramics.

Table II. Measured thermal fracture stress and thermal shock resistance parameter of ceramics.

Material	Thermal fracture stress σ_f (MPa)	Thermal shock resistance parameter R_i^* (°C)
99.5% Alumina	176 *300	60 **102
Mica Ceramic	115 *124	123 **133

(* Three-point bending strength,

** Estimated from material properties).

熱破壊応力、 $P_p/P_L=1$ は 3 点曲げ強度を示している。Fig. 7 から本実験で用いた材料の熱破壊応力を最小自乗法により求めた結果を Table II に示した。熱破壊応力は、3点曲げ強度と比較すると、アルミナでは約 40%、マイカセラミックスでは約 10% 低い値となった。また、材料の引張り強度は測定していないが、3点曲げ強度の約 1/2 と仮定すると、これよりも高い値となっている。

この原因は、Fig. 8 に示すように、はり高さ方向の応力分布が 3 点曲げ試験と本試験法で異なっているためと考えられる。破壊面の応力が同じ場合でも、本試験法では引張り応力となる領域が広く、破壊源となるき裂が含まれる有効体積が大きくなるため、破壊強度は低くなる。一般に破壊の危険率 R_f は式 (10) で示されている。ここで、 $\sigma_{\xi=0}$ は $\xi=0$ における応力、 σ_0 は材料固有の定数、 m はワイブル係数である。式 (10) を用いると、3点曲げ試験における破壊の危険率 $(R_f)_{3b}$ と本試験における破壊の危険率 $(R_f)_{TS}$ はそれぞれ式 (11), (12) で示すことができ

Fig. 8. Schematic diagram of stress distribution in specimen subjected to mechanical/thermal stress.

る。

$$R_f = \int_v \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^m dV \quad (10)$$

$$(R_f)_{3b} = \frac{\delta h L}{4(m+1)^2} \left(\frac{\sigma_{\xi=0}}{\sigma_0} \right)^m \quad (11)$$

$$(R_f)_{Ts} = \frac{\delta h L \cdot (2\xi_0)^{m/2}}{4(m+1)(m/2+1)} \left(\frac{\sigma_{\xi=0}}{\sigma_0} \right)^m \quad (12)$$

ここで、 ξ_0 は応力が 0 となる中立点で、応力分布が放物線で近似できる場合には、 $\xi_0 = 0.58$ となる。応力 $\sigma_{\xi=0}$ 、および材料寸法 δ , h , L が同じ場合において、式 (11), (12) を比較すると、いかなる m の値においても $(R_f)_{Ts}$ は $(R_f)_{3b}$ より大きくなるので、本試験法では 3 点曲げ試験よりも材料は破壊しやすい。この場合の破壊強度は、3 点曲げ強度と引張強度の中間に位置するはずであり、本報の実験結果はこれを裏付けている。加熱時にセラミックス部材が破壊するケースでは、板内の温度分布が放物線に近く、本試験と同様の応力分布となっていることが多いと考えられ、本試験で求めた熱破壊応力は、セラミックス材料の耐熱衝撃性を評価する上で有効な指標となる。

一般に耐熱衝撃性を示すパラメータとしては第 1 次熱衝撃抵抗係数 $R_1^* = \sigma_f / E\alpha$ が示されている¹¹⁾。本実験における熱破壊応力は σ_f に相当するので、弾性率 E と熱膨張率 α の温度依存性がない場合には、容易に第 1 次熱衝撃抵抗係数 R_1^* を求めることができる。これを Table II 中に示した。多くの報告でみられるように、 R_1^* の値を物性値から求める場合には注意が必要である。破壊応力 σ_f の定義は明確でなく、本報で述べたように 3 点曲げ強度、引張強度のいずれを用いることも正しくないからである。また、熱的環境下における各物性値の温度依存性も大きく影響することが明らかであり、単純に室温の物性値から熱衝撃抵抗係数を見積った場合には、材料の優劣で誤った判断をする可能性がある。

5 結 言

拘束されたセラミックススラブの一面を加熱する熱衝撃試験法について、その温度分布、熱応力、拘束点に発生する反力を数値計算し、アルミナおよびマイカセラミックスの実験結果と比較したところ、以下の結論が得られた。

(1) 熱応力、反力の時間的変化は、物性値の温度依存

性の影響を強く受け、熱伝導率が温度上昇によって低下するアルミナでは熱応力、反力ともに定常値を持たず上昇したが、物性値の温度依存性が無視できるマイカセラミックスでは、熱応力、反力ともに一定時間経過後は定常値を示した。

(2) 本試験法において得られた反力の値は、材料物性値の温度依存性を考慮した数値計算結果とよく一致した。

(3) 本試験法において、反力から破壊面の熱応力を推定する方法を示した。また、本試験法では物性値に温度依存性がある場合でも反力から間接的に熱応力を測定でき、セラミックスの熱衝撃評価法として優れている。

(4) 試験片が破壊した応力から求めた熱破壊応力は、3 点曲げ強度、引張強度のいずれとも一致せず、これらの中間の値を示した。

最後に、反力実験につきましては、名古屋工業大学材料工学科 福井隆光氏のご協力を頂きました。ここに謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) J. P. Singh, Y. Tree and J. P. H. Hasselman, J. Mat. Soc., **16**, 2109 (1981).
- 2) 水谷安伸, 西川直宏, 高津 學, 日本セラミックス協会学術論文誌, **102**, 868 (1994).
- 3) Y. Mizutani, "Ceramics in Energy Applications", p. 25 (1990), The institute of energy, London, Adam Hilger, Bristol and New York.
- 4) 高津 學, 島川 一, 黒田逸二, 材料, **27**, 1197 (1978).
- 5) 高津 學, 西川直宏, 水谷安伸, 化学工学論文集, **19**, 633 (1993).
- 6) T. Nishikawa, Y. Mizutani, T. Mizui and M. Takatsu, J. Mater. Sci. (投稿中).
- 7) 若松 盈, 高津 學, "無機材料工学演習", p. 16 (1990) 日刊工業新聞社.
- 8) 大野 豊, 磯野和男監修, "数値計算ハンドブック", p. 337 (1990) オーム社.
- 9) S. P. Timoshenko and J. N. Goodier, "Theory of Elasticity", p. 434 (1970) McGraw-Hill Book Company.
- 10) 例えば若松 盈, 高津 學, "無機材料工学演習", p. 91 (1990) 日刊工業新聞社.
- 11) D. P. H. Hasselman, Ceram. Bull., **49**, 1033 (1970).