152 大韓機械學會論文集 第12卷 第1號, pp. 152～162, 1988.

<論 文>

非定常方形波 펄즈 加熱에 의한 세라믹 誘電體의 熱物性値 測定에 관한 研究

車 京 玉*

(1987年 10月 6日 接受)

A Study on the Measurement of Thermophysical Properties of Ceramic Dielectric Materials by Unsteady Square Wave Pulse Heating Method

Kyung-Ok Cha

Key Words: Thermophysical Properties(熱物性値), Transient Heat Flow Method(過渡熱流法), Square Wave Pulse Heating Method(方形波펄즈加熱法), High Temperature(高溫)

Abstract

In recent years, attention has been paid to the ceramic material next to metals and plastics due to its inherent characteristics, i.e., good hardness, resistance to heat and corrosion. Recently, various kinds of ceramic dielectrics have been developed for application in industry. It is of prime importance to know the thermophysical properties for wider use of these new materials. However, no extensive effort has been made for systematic measurement of the properties.

In this paper, the dielectric constant of five different kinds of ceramic dielectrics ware measured. We call these samples as $MgO \cdot SiO_2$, $MgTiO_3$, TiO_2, $CaTiO_3$, and $BaTiO_3$. Which are currently in commerical use.

The values of thermal diffusivities, specific heats, and thermal conductivities of these ceramic dielectrics were measured as a function of temperature ranging from room temperature to about 1300k.

記 號 說 明

a : 熱擴散係數(cm²/s)

c : 比熱(cal/g°C)

H_0 : 加熱輻射熱流束(cal/cm²s 혹은 J/cm²s)

l : 試料의 두께(cm)

M : 溫度補正係數

r_0 : 試料半徑(cm)

x : 試料後面으로 부터의 距離(cm)

T : 絶對溫度(K)

T_0 : 初期絶對溫度(K)

t : 時間(s)

$u_n = w_n / r_0$

* 正會員, 明知大學校 工科大學 機械工學科

v_m : 固有値(eigenvalue)
w_n : 固有値(eigenvalue)
$W_x=4\varepsilon_x\sigma T_0^3(x=0,\ l, r)$
α : 輻射熱損失 파라미터$(=8\varepsilon_0\sigma T_0^3/k)$
β : 輻射熱損失 파라미터$(=4\varepsilon_0\sigma T_0^3/k)^2$
γ_0 : 試料의 半徑, 두께比$(=r_0/l)$
δ : 加熱方形波펄즈의 時間幅(s)
ε_x : 放射率$(x=o, l, r)$
k : 熱傳導率(cal/cm, s°C) 또는(W/mK^k)
σ : Stefan-Boltzmann 常數$(W/\mathrm{cm}^2\mathrm{K}^4)$
θ : 溫度上昇(K)
θ_{const} : 輻射熱損失이 없을 경우의 試料後面中心의 最高上昇溫度(K)
θ_{max} : 輻射熱損失이 있을 경우의 試料後面中心의 最高上昇溫度(K)
ρ : 密度$(\mathrm{g/cm}^3)$
(無次元量)
B_0 : Biot 數$(=W_0l/k)$
B_l : Biot 數$(=W_ll/k)$
B_r : Biot 數$(=W_rr_0/k)$
F_0 : Fourier 數$(=at/l^2)$
F_δ : 펄즈幅 δ에 의한 Fourier 數$(=a\delta/l^2)$
R : 無次元半徑$(=r/r_0)$
X : 無次元 두께$(=x/l)$
Θ : 無次元溫度$(=\theta/H_ol/\mathrm{K})$
$\alpha=B_0+B_l$
$\beta=B_0B_l$

1. 序 論

産業分野에서 여러가지 新素材 및 그와 關連된 事業化의 研究開發이 活潑히 進行되고 있으며, 대부분의 新素材가 産業社會로부터 센세이션을 일으키고 있는 것은 틀림없는 사실이다. 그중 세라믹이 金屬 및 플라스틱에 이어 第3의 素材로서 脚光을 받아온지는 只今으로부터 채 約 10年이 되지 않는다. 한편 세라믹의 應用分野가 장래에 어떻게 發展할지는 분명히 알 수 없다. 그러나 세라믹은 堅固하면서 腐蝕性이 없고, 또한 熱에 强하면서 훌륭한 素材 만은 확고한 사실이다. 물론 21世紀에 접어들면 세라믹은 宇宙·航空産業 및 生體工學, 일렉트로닉스등에 첨단산업의 不可缺한 素材로 되는 것이 確實히 입증될 것이다.

트랜지스터가 實用化 되었을 때 오늘날과 같이 直接回路(IC)로 변하리라고는 아무도 생각하지 못하였다. 세라믹이 분명히 꿈을 가지고 있는 素材로서 등장하였지만, 현재 産業活用에 따라 여러 課題도 적지 않다. 即 먼저 素材性能등의 試驗評價方式이나, 材料로서의 規格化 및 標準化 등 材料性質의 基盤을 확립시키기 위하여서는 여러가지 條件과 많은 實驗들을 해야만 된다. 특히 昨今의 에너지問題에 대한 技術的對策을 위한 여러 재료의 熱傳導率, 熱擴散係數와 比熱 등 熱物性値의 데이터 需要가 오늘날 産業社會에서 날로 增大되고 있다. 더욱 높은 온도에서 사용될 수 있는 裝置들을 設計할 경우 高溫에 대한 材料의 熱物性値 뿐만 아니라, 原子核燃料의 放射化 問題에 관해서도 熱物性値를 꼭 악아둘 필요성이 있다. 이처럼 材料의 熱物性値는 熱設計를 遂行하고자 할때에 必要不可缺한 基本數値이지만, 이들 데이터를 얻기까지는 그렇게 용이하지 않다. 그 이유는 材料에 관한 熱物性値測定이 어려운 實驗중 하나로 알려져 있기 때문이다.

試料의 熱物性値測定時 困難의 주된 원인은 먼저 熱源의 흐름자체가 어떻게 흐르고 있는가를 豫測하기 어려울 뿐만 아니라, 測定原理에도 원인이 있다고 생각된다. 從來 일반 측정법에서는 材料의 境界條件을 確定해야할 必要가 있었다. 例를 들면 定常法은 一定溫度條件이며, 非定常法 역시 加熱條件, 斷熱·定溫, 그리고 一定 放熱量 등의 各放熱測定條件이 確定되어야만 했다. 그렇지만 熱的으로 이들 條件을 充分히 실현하고, 또한 그 充分性을 評價 한다는 것은 그만큼 容易한 일은 아니다. 만약 材料 및 特殊한 材料나 新材料의 熱物性値를 測定할 경우 溫度範圍가 低溫領域에서 高溫領域으로 擴大되였을 때 적절한 값을 찾기란 대단히 어렵다. 이 때문에 産業分野에서는 材料에 대한 熱物性値를 정확히 얻기 위하여서는 가급적 測定裝置가 簡便할 必要가 있지만, 一般的으로 행하여 왔던 定常熱源에 의한 定常法에서는 試片을 크게 해야만 했다. 또한 測定時間도 장시간 소요되므로 高溫에 대한 測定의 경우와 試片이 작을 경우 測定의 精密度를 높이기가 어렵고, 裝置와 操作이 複雜하기 때문에 취급하는 데도 離點들이 많다. 이와같은 缺點을 다소 改善하기 위해서 非定常熱源에 의한 測定法이 고려되고 있다.

먼저 Parker[1~3]는 試料前面에 强한 熱源을 瞬間的으로 投射시켜 試料後面의 溫度上昇履歷을 記錄하므로써 熱擴散係數를 얻어낼 수 있는 閃光法(flash method)을 發表하였다. 이 方法은 測定時間이 매우 짧다는 것이 長點이지만 溫度測定에 의한 誤差가 測定精密度에 주는 영향이 대단히 큰것이 문제이였다. 그 後 많은 사람들[4~9]에 의해서 研究 및 實驗裝置開發이 계속되어

왔으나 熱源이 Delta Function 狀의 펄즈로 있기 위하여서는 瞬間的인 加熱光源이 强熱되어야만 했고, 試片자체도 극히 얇지 않으면 안되었다.

한편 高溫眞空爐속에 試料가 놓여져 있을 경우 試料 한쪽면에 非定常熱源加熱法인 Step狀 加熱法이나 펄즈狀加熱法 및 週期的으로 加熱하는 方法들이 있다. 이중 펄즈狀加熱法을 살펴보면 Baker[10]는 試片表面으로 부터 熱損失을 無視한 理論이나, 金屬에 대한 약간의 誤差以內에서 測定結果를 얻을 수 있다고 하였다.

Cerceo[11]는 週期的 加熱法에서 試料의 前後面 溫度波의 位相差를 理論的으로 정립하였으며, 또한 測定方法에 따라서 알루미나(alumina)와 카아본(carbon)의 熱擴散係數를 얻었으나, 그때 測定結果에서 誤差가 약간 크기 때문에 만약 測定裝置를 改造한다면 測定時 최소한의 誤差를 줄일 수 있다고 報告하였다.

Cowan[12,13]은 앞에서 說明한 3가지 方法에 대한 理論的 解析을 檢討하여 Step狀 加熱法은 그다지 有望한 測定方法이 못된다고 하였다. 그렇지만 Kumada[14]는 Step狀 加熱法에 관하여 時間에 따른 溫度比로 부터 熱物性値의 測定方法을 提示하여 高溫에 대한 有限平板인 試料前面 및 背面의 輻射熱損失을 고려하였고, 그 結果에서 따른 測定裝置를 開發하므로써 짧은 時間내 高溫領域까지 測定할 수 있음을 보였다. 그러나 特殊한 材料인 非金屬이나 耐火物과 같은 熱傳導率이 낮은 材料에서는 測定이 부적당하였다. 이런 불편한 점들을 감안하여 Kobayasi[15]는 熱傳導率이 廣範圍한 材料에 있어 高溫領域에 이르기까지 熱物性値를 測定하기 위하여 閃光法 및 Step狀의 펄즈加熱法을 理論的으로 檢討하고 그 原理에 따른 測定裝置를 改良하여 많은 測定結果를 얻었다. 이 方法도 역시 非定常熱源加熱法으로 測定時間이 짧으면서 熱擴散係數, 比熱 그리고 熱傳導率을 求할 수가 있었다. 그렇지만 比熱을 求하는데도 標準試料를 사용하여 熱擴散係數測定時와 유사한 操作을 몇차례씩 反復하여야만 했다.

本 硏究에서는 熱物性値測定時 여러가지 어려운 수고를 가급적 줄이고 測定時間도 짧도록 하기 위해서 方形波 펄즈狀加熱法[16~18]을 採用하여 理論的 檢討와 高溫에 있어 有限圓型인 試料로부터 輻射熱損失을 最少化할 수 있는 方法을 고려하였다. 물론 試料는 電子回路의 容量素子, 콘덴서(condenser) 또는 電氣絶緣이 主用途이며 誘電率이 서로 다른 5種類의 세라믹 誘電體에 관해서도 常溫으로부터 約 1300k 까지 熱物性値를 計測하였다. 특히 세라믹 誘導體에는 誘電率 및 氣孔率에 의한 熱物性値가 다르기 때문에 그들사이의 관계에 대해서도 檢討하였다.

2. 測定理論

2.1 熱擴散係數의 測定

本 解析은 非定常方形波펄즈 加熱法에 의해서 세라믹 誘電體 試料인 熱物性値測定의 正確度를 높이기 위한 境界條件과 初期條件 및 熱源을 가능한 범위내에서 實驗과 符合되도록 다음과 같은 假定을 세웠다. 即

(1) 熱源의 흐름은 軸方向과 半徑方向인 2次元이다.

(2) 試片에 가해진 瞬間的인 熱流束(heat flux)는 時間의 函數이며 試片前面에 均一하게 吸收된다.

(3) 試片의 熱的 및 物理的 性質은 均質하다.

(4) 試片의 前面과 後面에서 對流熱傳達은 없으며, 輻射熱損失만이 존재한다.

(5) 試片의 初期溫度와 周圍流體사이의 溫度差는 없다.

以上과 같은 假定下에서 Fig. 1에 표시한 것처럼 初期溫度(T_0)의 무차원온도 $\theta=0$라고 한다면 周圍와 熱的平衡狀態로 유지 되면서 實際 高溫眞空속에 놓여져 있는 圓板型 試料를 고려하여 보자. 이 圓板狀 試料前面($x=l$)에 一定强度의 輻射熱流束 H_0/ε_l을 時間幅 δ인 方形波 펄즈狀으로 加熱시켜 보면 圓板型 試料는 熱輻射를 받았던 面에서 溫度上昇이 發生되고, 잠시후 試

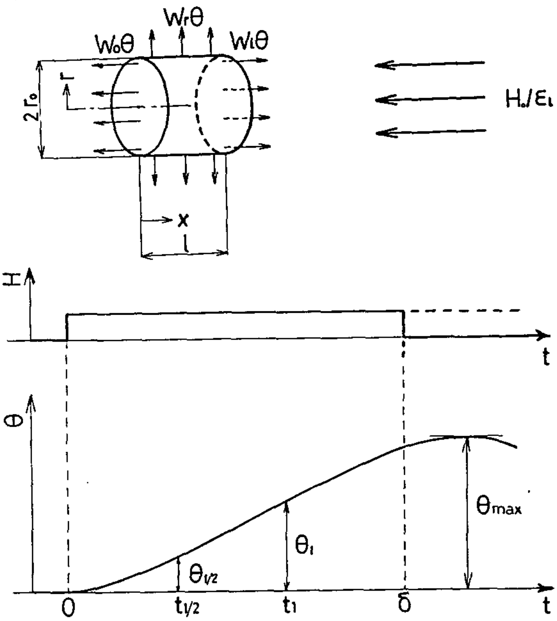

Fig. 1 Schematic diagram of the method by square wave pulse heating on a finite cylindrical specimen

料後面($x=0$)에서도 溫度上昇을 한다.

試料後面의 溫度는 Fig. 1에 나타난 것처럼 熱輻射 加熱開始後 上昇하여 펄즈幅의 時間 δ을 경과한 後 極大値에 도달한다. 試料는 充分히 低壓中에 설치되여 있으므로 試料로 부터 對流 및 傳導에 의한 熱損失은 무시될 수 있다. 그러므로 試料에서 輻射熱損失이 없다면 溫度上昇曲線은 極大値에 도달 하므로써 그때는 一定溫度로 되지만, 實際 高溫에서의 熱擴散係數測定은 輻射熱損失이 無視될 수 없기 때문에 極大値에 도달한 후 溫度는 下降한다. 이처럼 試料의 全表面으로 부터 輻射熱損失을 고려 했을 경우의 熱傳導方程式 및 境界條件과 初期條件은 다음式과 같다.

熱傳導方程式 :

$$\frac{\partial^2\theta}{\partial x^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial\theta}{\partial r}+\frac{\partial^2\theta}{\partial r^2}=\frac{1}{a}\frac{\partial\theta}{\partial t} \quad (1)$$

$(0<x<l)$

境界條件 및 初期條件 :

$x=0$ 일때

$$k\frac{\partial\theta}{\partial x}=W_0\theta \quad (2)$$

$x=l$ 일때

$$k\frac{\partial\theta}{\partial x}=H_0-W_l\theta \quad (3)$$

$r=r_0$ 일때

$$k\frac{\partial\theta}{\partial r}=-W_r\theta \quad (4)$$

$r=0$ 일때

$$k\frac{\partial\theta}{\partial r}=\text{finite} \quad (5)$$

$t=0$ 일때

$$\theta=0 \quad (6)$$

$t\to\infty$ 일때

$$\theta=\text{steady} \quad (7)$$

한편 有限圓板狀에 均一强度의 輻射熱流束을 加할 경우 熱傳導方程式의 近似解(approximately solution)를 풀이할 수 있다. 그러나 試料後面($x=0$)이 定常溫度일때는 時間에 變化가 크기 때문에 輻射熱損失은 다음式과 같이 주어진다.

$$W\theta=\varepsilon\sigma T_0^4 \quad (8)$$

만약 T_0가 周期的 定常狀態로 變化 한다면 試料後面에서 輻射熱損失은 다음式과 같다.

$$W_0\theta=\varepsilon_0\sigma\{(T_0+\theta)^4-T_0^4\} \quad (9)$$

여기서 θ는 周期的 定常狀態의 溫度變化가 된다. 그렇지만 試料前面이 强한 輻射熱流束을 받으면 溫度가 θ 만큼 上昇 하므로써 周圍에 輻射熱損失은 實際測定時 θ가 보통 2~4°C 程度이기 때문에 $T_0\gg\theta$로 간주해도 큰 지장이 없으므로 輻射熱損失을 線型化(linearazation)하면 다음과 같다.

$$W_0\theta\cong4\varepsilon_0\sigma T_0^3\theta \quad (10)$$

윗式은 試料前面($x=l$) 및 試料側面($r=r_0$)의 $W_l\theta$, $W_r\theta$에 관해서도 마찬가지式이 된다. 또한 試料의 物性値 $kC_p\rho$는 좁은 溫度範圍內에서 一定한 값이며, 輻射熱流束 H_0는 試料前面에 대한 受熱量이다.

한편 熱傳達支配方程式과 境界條件 및 初期條件式을 無次元化 시키면

$$\frac{\partial^2\Theta}{\partial X^2}+\frac{1}{\gamma_0^2}\left(\frac{1}{R}\frac{\partial\Theta}{\partial R}+\frac{\partial^2\Theta}{\partial R^2}\right)=\frac{\partial\Theta}{\partial F_0} \quad (11)$$

$(0<X<1)$

$$\left(\frac{\partial\Theta}{\partial X}\right)_{X=0}=B_0\Theta \quad (12)$$

$$\left(\frac{\partial\Theta}{\partial X}\right)_{X=1}=1-B_l\Theta \quad (13)$$

$$\left(\frac{\partial\Theta}{\partial R}\right)_{R=1}=-B_r\Theta \quad (14)$$

$$\left(\frac{\partial\Theta}{\partial R}\right)_{R=0}=0 \quad (15)$$

$$(\Theta)_{F_0=0}=0 \quad (16)$$

$$(\Theta)_{F\to\infty}\longrightarrow\text{steady} \quad (17)$$

가 된다. 이와같은 式들을 Fourier 數 F_0에 대하여 Laplace transformation 시켜보면

$$\frac{\partial^2\Theta}{\partial X^2}+\frac{1}{\gamma_0^2}\left(\frac{1}{R}\frac{\partial\bar{\Theta}}{\partial R}+\frac{\partial^2\bar{\Theta}}{\partial R^2}\right)=\Theta s \quad (18)$$

$$\left(\frac{\partial\bar{\Theta}}{\partial X}\right)_{X=0}=B_0\bar{\Theta} \quad (19)$$

$$\left(\frac{\partial\bar{\Theta}}{\partial X}\right)_{X=1}=\frac{1}{s}-B_l\bar{\Theta} \quad (20)$$

$$\left(\frac{\partial\bar{\Theta}}{\partial R}\right)_{R=}-B_r\bar{\Theta} \quad (21)$$

$$\left(\frac{\partial\bar{\Theta}}{\partial R}\right)_{R=0}=0 \quad (22)$$

로 된다.

式 (18)을 變數分離法(seperation of variable)에 의해서 解를 求하여 보면 다음式과 같다. 即

$$\bar{\Theta}=\bar{R}(R)\cdot\bar{\chi}(R)$$

을 式 (18)에 代入하고, 兩邊을 Θ로 消去시키면

$$\frac{1}{\chi}\frac{d^2\bar{\chi}}{dX^2}+\frac{1}{\gamma_0^2}\frac{1}{R}\left(\frac{1}{R}\frac{d\bar{R}}{dR}+\frac{d^2\bar{R}}{dR^2}\right)=s \quad (23)$$

따라서 上式의 左邊 第1項과 第2項을 各各常數 $-v^2$, $-u^2$로 바꾸어 쓰면

$$\frac{d^2\bar{R}}{dR^2}+\frac{1}{R}\frac{d\bar{R}}{dR}+w^2\bar{R}=0 \quad (24)$$

$$\frac{d^2\bar{\chi}}{dX^2}+v^2\bar{\chi}=0 \quad (25)$$

가 된다. 여기서

$$s=-(v^2+u^2) \tag{26}$$

$$w=u\gamma_0 \tag{27}$$

이다. 式 (24)는 零次 Bessel 方程式이다. 式 (24)와 式 (25)의 一般解는

$$\bar{R}=A_1J_0(wR)+B_1Y_0(wR) \tag{28}$$

$$\bar{X}=A_2\cos(vX)+B_2\sin(vX) \tag{29}$$

이며, 여기서 $w=u\gamma_0$와 A_1, B_1, A_2, B_2는 積分常數이다. 式 (28)에 境界條件의 式 (21), 式 (22)을 代入하면 다음式이 얻어진다.

$$\bar{R}=\sum_{n=0}^{\infty}A_n'J_0(w_nR) \tag{30}$$

여기서 w_n는 固有方程式(eigen equation)의 w번째 根이다. 即

$$wJ_1(w)-B_rJ_0(w)=0 \tag{31}$$

同一한 方法으로 式 (19)에 式 (29)을 代入하면

$$\bar{X}=A_2\{\cos(vX)+(B_0/v)\sin(vX)\} \tag{32}$$

이다. 그러므로 다음과 같은 解를 가질 수 있다.

$$\bar{\Theta}(R.X.s)\sum_{n=1}^{\infty}A_nJ_0(w_nR)\cdot\{\cos(vX)+(B_0/v)\sin(vX)\} \tag{33}$$

여기서 $A_n=A_n'A_2$이다.

式 (20)에 式 (33)을 代入하고, Bessel function의 Orthoganal property로 부터 결정한 A_n과 함께 式 (17)을 고려하여보면 式 (18)의 解는 다음과 같이 求하여 진다.

$$\Theta(R.X.s)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2B_rJ_0(w_nR)}{(w_n^2+B_r^2)J_0(w_n)}\cdot\left[\frac{v\cos(vX)+B_0\sin(vX)}{S\{(B_0+B_l)v\cos v+(B_0B_l-v^2)\sin v\}}\right] \tag{34}$$

한편 式 (34)을 留數定理(residue theorem)에 의하면

$$\Theta(R.X.F_0)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2B_rJ_0(w_nR)}{(w_n^2+B_r^2)J_0(w_n)}\cdot\sum\mathrm{Res}\left[\frac{v\cos(vX)+B_0\sin(vX)}{s\{\alpha v\cos v+(\beta^2-v^2)\sin v\}}\exp sF_0\right] \tag{35}$$

式 (35)의 留數를 逆變換(inverse transformation)으로 하면 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{v\ \cos(vX)+B_0\sin(vX)}{s\{\alpha v\cos\ v+(\beta-v^2)\sin\ v\}}$$

또한 $t=0$에 대한 Step 函數狀 加熱에 의한 解가 얻어지며, 이때 얻어졌던 解에서 $t=\delta$에 관한 Step 函數狀 加熱에 의한 解를 빼주므로서 一定時間幅 δ의 方形波 펄즈加熱에 대한 解가 求하여진다. 即 方形波 펄즈加熱에 의한 無次元溫度 上昇의 理論解는 윗식에서

$$s=0$$

$$\alpha v\cos v+(\beta-v^2)\sin v=0$$

에 의한 留數를 求하여 적용해보면 다음과 같은 解가 주어진다.

$$\Theta(R.X.F_0)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2B_rJ_0(w_nR)}{(w_n^2+B_r^2)J_0(w_n)}\cdot\left[\frac{u_n\cosh(u_nX)+B_0\sinh(u_nX)}{\alpha u_n\cosh u_n+(\beta+u_n^2)\sinh\ u_n}-2\sum_{m=1}^{\infty}\frac{V_n\cos(v_mX)+B_0\sin(v_mX)}{(v_m^2+u_m^2)D_m}\cdot\exp\{-(v_m^2-u_n^2F_0\}\right] \tag{36}$$

$$(0<F_0\leqq F_\delta)$$

$$\Theta(R.X.F_0)=4\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{B_rJ_0(w_nR)}{(w_n^2+B_r^2)J_0(w_n)}\frac{v_m\cos(v_mX)+B_0\sin(v_mX)}{(v_m^2+u_n^2)D_m}\exp\{-(v_m^2+u_n^2)F_0\}\{\exp(v_m^2+u_n^2)F_\delta-1\} \tag{37}$$

$$(F_0>F_\delta)$$

단 $u_n=w_n/\gamma_0$, v_m는 다음과 같은 固有方程式의 m번째의 正根이므로

$$\alpha v\cos v+(\beta-v^2)\sin v=0 \tag{38}$$

또

$$D_m=\sin v_m\{1+\alpha-((2\beta/\alpha)+(v_m^2/\alpha)+(\beta/v_m^2)+(\beta^2/\alpha v_m^2)\}$$

이다.

試料後面 中心溫度는 式 (36), (37)에 있어서 $X=0$, $R=0$로 놓으면 다음과 같은 式들이 주어진다.

$$\Theta(o.o.F_0)=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2B_r}{(w_n^2+B_r^2)J_0(w_n)}\left[\frac{u_n}{\alpha u_n\cosh\ u_n+(\beta+u_n^2)\sinh\ u_n}-2\sum_{m=1}^{\infty}\frac{v_m}{(v_m^2+u_n^2)D_m}\exp\{-(v_m^2+u_n^2)F_0\}\right] \tag{39}$$

$$(o<F_0\leqq F_\delta)$$

$$\Theta(o.o.F_0)=4\sum_{n=1}^{\infty}\sum_{m=1}^{\infty}\frac{B_r}{(v_m^2+u_n^2)J_0(w_n)}\frac{{}_mv}{(v_m^2+u_n^2)D_m}\cdot\exp\{-(v_m^2+u_n^2)F_0\}\{\exp(v_m^2+u_n^2)F_\delta-1\} \tag{40}$$

$$(F_0>F_\delta)$$

여기서 試料表面의 相當放射率이 모두 同一한 값을 가진다고 한다면 $B_0=B_l$에서

$B_0=B_l=\alpha/2$, $\beta=\alpha^2/4$, $B_r=\gamma_0B_0=\alpha\gamma_0/2$

가 되고, 試片의 形狀係數 $\gamma_0=r_0/l$가 주어지면서 式

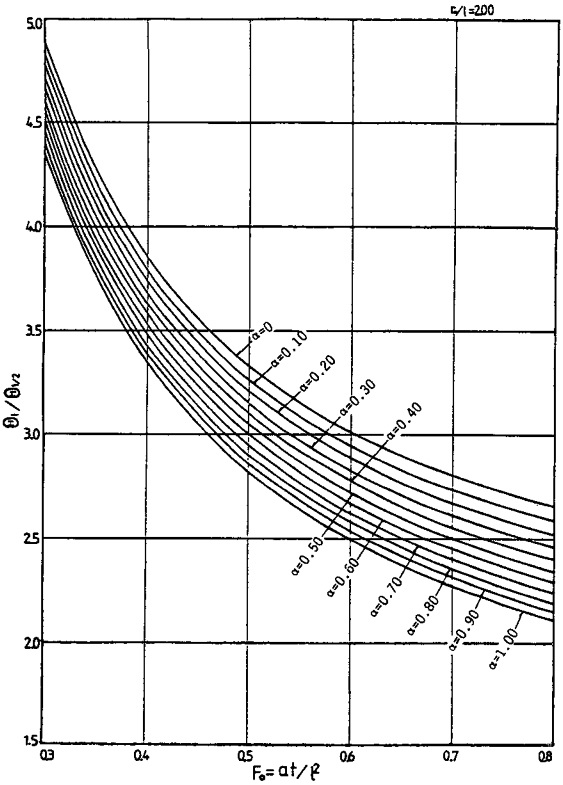

Fig. 2 Relation between the ratio of temperature rises and Fourier number

(39)는 α 만, 式 (40)도 α 및 F_δ 을 各各 파라미터로 취하면서 變數로 이루어진 式이 된다. 그러므로 式 (39), 式 (40)으로부터 얻어진 理論溫度上昇曲線에 있어 $F_{01}<F_\delta$ 가 되도록 하기 위하여 2개의 時間 F_{01}, $F_{01/2}(F_{01/2}=\frac{1}{2}F_{01})$에 대한 無次元溫度上昇比 $\Theta_1(o.o.F_{01})/\Theta_{1/2}(o.o.F_{01/2})$로 취하고, 이것을 $F_{01}(\rightarrow F_0)$에 관하여 整理하면 α 가 파라미터로 되면서 溫度比 Fourier 數 曲線이 얻어진다.

그러나 $F_{01}>F_\delta$ 가 될 경우에는 α 및 $F_0/F_\delta=t/\delta$ 을 파라미터로 간주하면서 F_0 을 變數로 취한 曲線이 求하여진다.

Fig. 2는 컴퓨터에 의해 計算된 溫度比-Fourier 數 曲線의 한 例를 나타낸 것이다(단, $0<F_{01}<F_\delta$ 이다). 또한 實驗에서 測定 되었던 溫度上昇曲線으로 부터 任意의 時間 t 및 $1/2t(t>\delta$ 인 경우에는 파라미터 t/δ 값을 만족한 t 및 $1/2t)$에 대한 溫度上昇値를 알고, 그 값으로 부터 溫度比를 求한다. 이때 α 값이 주어진다면 Fig. 2에서 $F_0=at/t^2$ 가 결정될 수 있다. 여기서 試片 두께 l 와 時間 t 는 이미 알고 있기 때문에 시료의 熱擴散係數 a 가 求하여 진다. 한편 輻射熱損失 파라미터 α 값은 式 (8)에서 計算될 수가 있다.

卽,

$$\alpha=B_0+B_l=\frac{8\varepsilon_0\sigma T_0{}^3l}{ac\rho} \tag{41}$$

式 (41)속에 a, c 는 測定할 수 있는 값이며, 이들의 값을 사용해서 α 를 계산하자면 다음과 같다. 먼저 近似的으로 a, c 의 값을 주어서 α 를 계산하고, 求하여진 α 와 Fig. 2에서 a 을, 그리고 별도로 c 의 값을 求한다. 이렇게 해서 求한 a, c 는 式 (41)에 代入하고, 재차 α 를 計算하여 보면은 a, c 의 값이 正確히 찾아진다. 이런 操作을 수차례 반복 시행 하므로써 α 및 a, c 의 一定한 값이 구하여진다. 또 試料表面으로 부터 輻射熱損失이 無視될 경우($\alpha=0$) 方形波 펄즈加熱에 의한 理論解 $\Theta(XF_0)$도 Step 函數加熱에 의한 경우의 理論解[19]로부터 얻을 수가 있다. 卽 試料後面에 대한 無次元溫度上昇은 다음 式과 같다.

$$\Theta(o.F_0)=F_0-\left\{\frac{1}{6}+\frac{2}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n}{n^2}\exp\left(-n^2\pi^2F_0\right)\right\} \tag{42}$$

$$(0<F_0\leqq F_\delta)$$

$$\Theta(o.F_0)=F_\delta+\frac{2}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n}{n^2}\{\exp(-n^2\pi^2F_0)\}\{\exp n^2\pi^2F_{\delta-1}\} \tag{43}$$

$$(F_0>F_\delta)$$

式 (42) 및 (43)式을 Fig. 2에서 표시한 바와 같이 溫度比-Fourier 數曲線을 얻을 수 있으므로, 輻射熱損失이 無視될 경우에도 熱擴散係數를 求할 수가 있다.

2.2 比熱測定

試料表面에서 熱損失이 無視될 경우 圓柱狀試料 前面에 一定强度의 輻射熱流束 H_0/ε_l 이 時間幅 δ 의 方形波 펄즈狀으로 加熱될 때 式 (43)에 따라 試料後面의 無次元溫度는 $F_0\rightarrow\infty(t\rightarrow\infty)$이면, 一定한 값

$$\theta_{\text{const}}=F_\delta=a\delta/l^2$$

에 달한다. 卽 다음과 같은 式이 성립한다.

$$\theta_{\text{const}}=\frac{H_0\,\delta}{\rho cl} \tag{44}$$

比熱을 이미 알고 있는 試料를 사용하고, 實驗으로 θ_{const} 를 測定하여 보면은 δ, c, ρ, l 는 旣知이므로 式 (44)에서 熱流束 H_0 의 값이 다음과 같은 式에 의해서 계산된다.

$$c=\frac{H_0\delta}{\rho.l.\theta_{\text{const}}} \tag{45}$$

그런데 試料表面에서 輻射熱損失이 있을 경우에 實際

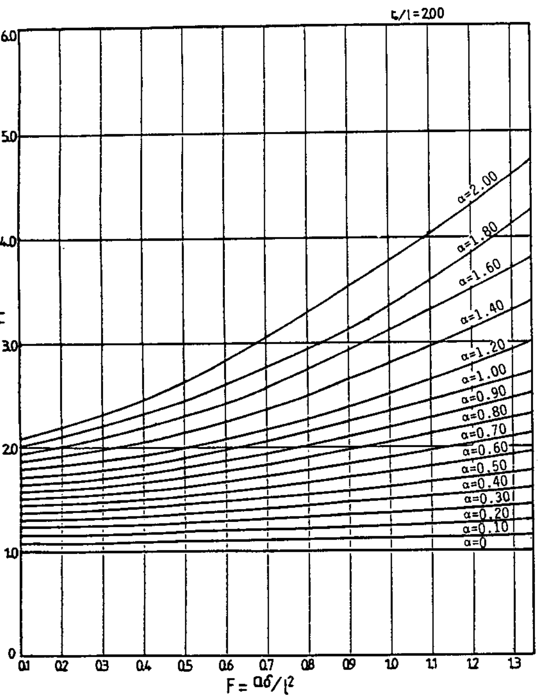

Fig. 3 Relation between temperature correction factor M and Fourier number F_δ

的으로 測定을 하면 圓柱狀試料 後面中心의 溫度上昇曲線는 最大値 θ_{max}을 갖는다. 그러므로 比熱 c는 θ_{const} 대신 θ_{max}를 사용해서 다음과 같이 補正係數 M를 포함한 式으로 표현될 수가 있다.

$$c=\frac{H_0\delta}{\rho l\theta_{max}M} \tag{46}$$

$$M=\frac{\theta_{const}}{\theta_{max}}=\frac{\Theta_{const}}{\Theta_{max}} \tag{47}$$

여기서 Θ_{max}는 式 (40)에 있어 最高上昇溫度를 나타내고 있다. 比熱補正係數 M는 式 (47)에서 理論溫度上昇曲線으로 부터 計算 될수가 있지만 形狀係數 $\gamma_0=r_0/l$가 一定할 경우에는 α를 파라미터로 하고, F_δ을 變數로 하는 式이 된다.

Fig. 3에서는 比熱補正係數 M의 한 例를 나타내었다. 한편 實驗에 의한 試料 後面中心의 溫度上昇最大値 θ_{max}를 측정하고, 별도로 測定된 a의 값을 이용하여 F_δ값을 求하므로써 이 F_δ에 대한 M의 값을 Fig. 3에 따라 얻어지므로 式 (45)에 의해 比熱 c값이 계산되도록 하였다.

2.3 輻射熱損失 파라미터 α,β의 計算法

α,β을 計算에 의해서 求하는 方法은 이미 比熱値를 알고 있다고 가정한다면

$$\alpha=r_0l(1+b) \tag{48}$$

$$\beta=(r_0l)^2b \tag{49}$$

가 된다. 但, $b=r_ll/r_0l=\varepsilon_l/\varepsilon_0$이며, 式 (48), 式(49)에서 r_0l의 값이 求하여 진다면, α,β을 決定할 수가 있다. 여기서 $r_0l=4\varepsilon_0\sigma T_0^3l/k$이므로 k을 求할 必要가 있다. 따라서 溫度에 있어 a_1 값을 近似値로 취하고, 試片의 比熱을 c라고 한다면 $k=a_1\rho c$에서 k 값을 決定한다. 이 k를 $r_0l=4\varepsilon_0\sigma T_0^3l/k$ 식에 代入하므로 r_0l를 計算할 수 있고, 특히 式 (48), 式 (49)에 따라서 α,β를 求한다. 이와같이 決定했던 α,β를 사용하면 보다 正確한 a를 求할 수가 있다.

3. 試料의 選擇背景

세라믹의 誘電體와 導體의 차이는 엄격히 말해서, 誘電體의 電氣抵抗은 대단히 높으며, 導體는 대단히 낮다. 또한 抵抗率도 誘電體가 $10^7(\Omega\cdot m)$ 以上으로, 金屬이나 合金은 $10^{-6}\sim10^{-8}(\Omega\cdot m)$에 比하여 約 10^{10}倍 以上의 크기를 가지고 있다.

誘電性의 세라믹이 가지고 있는 熱傳導率등의 값은 物性論의 입장에서 깊은 흥미가 있을 뿐만 아니라 사실상 熱設計時에 必要不可缺한 數値이다. 그러나 현재는 熱設計者의 要望을 충분히 만족시킬 수 있는 狀態는 아니다. 그래서 本 硏究는 電子回路의 容量素子, 溫度補償用콘덴서, 高誘電率磁器콘덴서 또는 壓電材料와 絶緣材料가 주용도 이면서 誘電率이 다른 종류의 세라믹誘電體를 試料로 熱物性値를 測定하였다.

4. 實驗裝置 및 實驗方法

非定常方形波펄즈加熱에 의한 實驗裝置의 불록線圖는 Fig. 4와 같다. 實驗에 사용 했던 試料는 圓板型이며, 直徑 9.5～10mm, 두께는 試料의 種類에 따라서 1.5～2.5mm이다. 周邊의 熱絶緣을 양호하게 하고, 理論의 無限平板의 熱流와 一致시키기 위하여 眞空속에서 加熱한다. 眞空高溫電氣爐의 中心部에 놓였던 試料는 保溫維持하면서 所要溫度까지 加熱 및 昇溫시킨다.

試料와 蒸發線등의 酸化防止 및 對流에 의한 熱傳導防止를 위해서는 爐內를 오일 回轉펌프(rotary pump)와 擴散펌프(diffusion pump)로 裝着시켰으며 $10^{-3}\sim10^{-4}$Torr 정도 유지하였다. 물론 試料表面은 放射率을 同一하게 하기 위하여 카본블랙(carbon-black)으로 塗布하였다. 한편 試料溫度와 分圍氣溫度가 一定値로 도

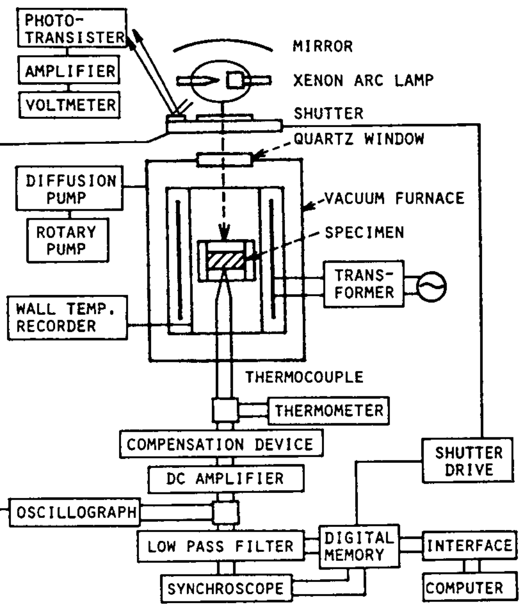

Fig. 4 Block diagram of the square wave pulse heating method

달하고, 熱的平衡狀態가 이루어 졌을때 크세논아크 램프(xenon arc lamp)에서 一定强度의 輻射熱流束이 셔터를 순간적으로 눌러주므로써 石英窓을 통해서 試料上面에 投射된다.

셔터는 그의 驅動回路에 타이머를 內藏시켰으며, 設定한 所要의 時間幅 $\delta=3\sim6$sec을 지나서 方形波펄즈狀으로 試料上面에 照射된다. 이때 試料後面 中心部의 溫度上昇은 가느다란 熱電對로 檢出하였으며, 起電力補償裝置, 直流增幅器 그리고 low-pass filter을 通해서 波形記憶裝置에 記憶된다.

起電力補償裝置는 測定開始때 試料溫度에 상당한 熱電對의 起電力을 相殺시키고, 그이후의 溫度上昇 분만을 增幅器에 入力하기 위한 것이다. 波形記憶裝置에 記憶되여 있는 溫度上昇曲線은 並列로 설치된 synchroscope에 의해서 확인 될 뿐만 아니라, 오실로그래프에 記錄되기도 하며, 溫度上昇曲線을 나타낸 溫度-時間 데이터는 波形記憶裝置에 入力 완료한후, 測定된 試料後面의 中心溫度上昇曲線은 인터페이스를 通하여 컴퓨터에 入力되면서, 溫度比-時間 데이터로 變換한다. 이때 時間 $t_{1/2}, t_1$에 대한 溫度上昇値 $\theta_{1/2}(o.o.t_{1/2})$, $\theta_1(o.o.t_1)$ 및 最大上昇溫度 θ_{max}을 측정하고, 溫度比 $\Theta_1/\Theta_{1/2}$을 求할 수 있도록 하였다. 이들에 의해서 熱擴散係數 a와 θ_{max}에 따라 比熱 c가 計算過程을 거쳐서 求하여진다.

또한 比熱을 測定하는데 光束의 强度를 一定하게 할 必要가 있기 때문에 Fig. 4와 같이 셔터와 同一인 試料面上에 빛의 一部를 反射시켜 photo-transistor로부터 받아 增幅하고, 電壓計로 確認하면서 調整을 한다. 한편 이들 photo-transistor, 增幅器 및 電壓計部分은 照度計(tlluminometer)가 있으며, 反射光을 電氣量으로 變換시켜 輻射熱流束의 크기와 比較할 수 있도록 하였다. 이것은 一定한 輻射熱流束을 얻기 위한 것이다.

5. 輻射熱流束 H_0와 試料두께 l와의 關係

加熱輻射熱流束과 試料두께 l와 관계를 求하기 위하여서는 試料兩表面으로 부터 輻射熱損失을 無視해야만이 論議가 된다. 例를 들면 $at_1/l^2=0.3$에 의해서 결정된 時間 t_1에 따른 $x=0$面의 溫度上昇은 約 2°C로 본다. 時間 t_1에 試片의 受熱面이 받아들이는 熱量은 單位面積當 H_0t_1이다.

試片의 두께 l와 單位面積當 容積의 熱容量은 ρcl이므로 試料는 平均 $H_0t_1/\rho cl$만큼 溫度가 上昇한다. 即 試料後面 $x=0$에서 溫度上昇은 $at_1/l^2=0.3$이기 때문에 정해진 時間 t_1에 대한 平均溫度上昇은 대개 1/2이므로, $x=0$面의 溫度를 2°C 上昇시키기 위하여 平均 4°C의 溫度上昇이 필요로 된다. 그러므로 다음 2개의 關係式이 얻어진다.

$$H_0t_1/\rho cl=4 \tag{50}$$

$$at_1/l^2=0.3 \tag{51}$$

上式 (50), (51)에서 t_1을 消去하면 다음과 같은 式이 求해진다.

$$l=4a\rho c/0.3H_0 \doteqdot 13k/H_0 \tag{52}$$

本 實驗裝置에서는 上式(52)을 이용하여 試料의 두께를 決定할 수가 있었다.

6. 實驗測定 結果

6.1 熱擴散係數

Fig. 5는 세라믹誘電體의 熱擴散係數 測定結果이다. 熱擴散係數는 誘電率(Table 1 참조)이 작은 試料일수록 큰값을 나타내 보이고 있어, 誘電率이 熱傳導에 관계가 있음을 알 수 있다. 그런데 添加元素에 따라서 $MgO.SiO_2$의 熱擴散係數는 $MgTiO_3$보다 작다. 한편 熱擴散係數는 언제나 溫度가 上昇하면 減少를 하는데, 특히 誘電率이 작은 $MgOSiO_2$, $MgTiO_3$에서는 이런 경향이 뚜렷하게 표시되고 있다.

$BaTiO_3$는 强誘電體의 代表的인 것이지만, 熱擴散係

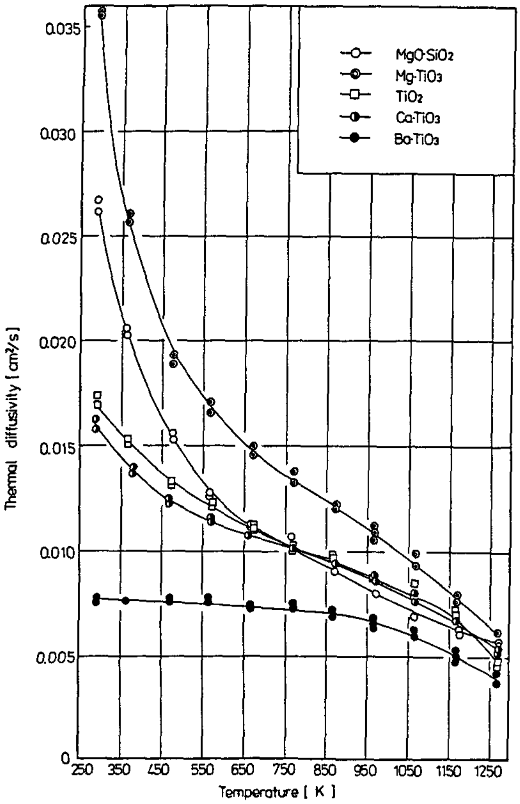

Fig. 5 Thermal diffusivity cf ceramic dielectric materials

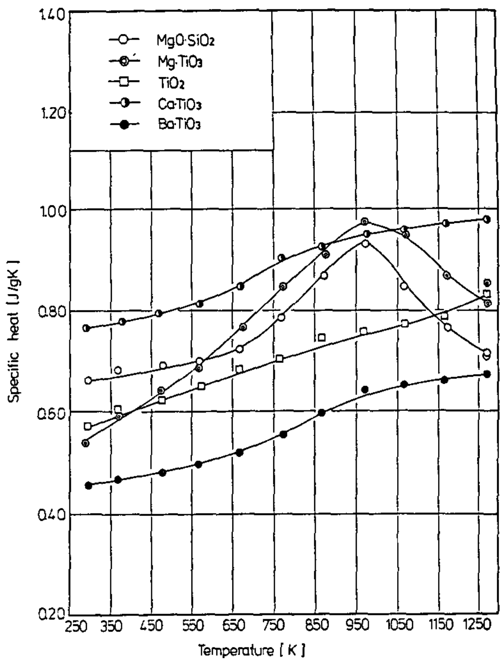

Fig. 6 Specific hest of ceramic dielectric materials

數는 溫度에 따른 변화가 적고, 常溫에서 約 800K의 溫度範圍까지는 거의 一定値를 나타내 보이고 있다.

6.2 比熱

Fig. 6는 세라믹 誘電體의 比熱測定結果이다. 比熱은 언제나 溫度가 높아지면 增加하는 傾向이 있으며, $MgTiO_3$와 MgO, SiO_2는 約 900K 부근으로 부터 極大値를 나타내 보이며, 그 以上의 溫度에서는 감소를 이루고 있다. TiO_2의 比熱도 조금씩 値線的으로 증가 추세를 나타내 보이고 있다.

6.3 熱傳導率

세라믹의 熱傳導率測定은 工業的으로 耐火物의 熱効率面에서 주목되고 있을 뿐만 아니라, 最近에는 電子回路部品의 超少形化가 진행되면서 部品集合密度를 최대로 높일 수 있도록 하기 위하여 部品의 發熱을 어떻게 放散시킬 수 있을까 하는 것이 큰 問題로 되어 있다. 그런 의미에서 熱傳導率이나 比熱測定의 重要性이

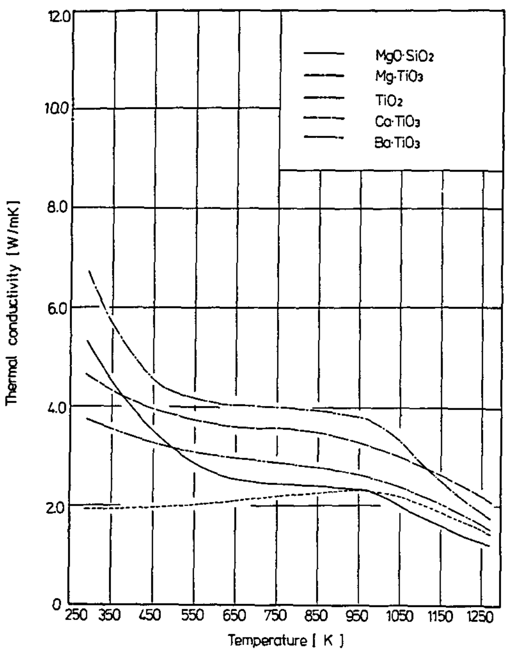

Fig. 7 Thermal conductivity of ceramic dielectric materials

Table 1 Dielectric constant, porosity, bulk density and rue density of the sample

Sample	Dieletric constant	Porosity (%)	Buk density (g/cm³)	True density (g/cm³)
$MgO \cdot SiO_2$	7	3.2	3.05	3.15
$Mg \cdot TiO_3$	16	1.7	3.52	3.58
TiO_2	68	4.2	3.84	4.01
$Ca \cdot TiO_3$	140	2.2	3.92	4.01
$Ba \cdot TiO_3$	4000	3.4	5.43	5.62

증대한다고 말할 수 있다.

熱傳導率 k 는 測定하였던 熱擴散係數 a, 比熱 c 및 별도로 구했던 密度 ρ 로 부터 $k=\rho ac$ 의 관계식에서 算出되었다. 이 결과인 세라믹誘電體의 熱傳導率을 Fig. 7에 나타 내었다. 誘電率이 적은 세라믹은 常溫으로 부터 約 550K 온도범위까지 熱傳導率이 감소하였지만, 그 以上 約 970K 까지는 어느 것이라도 溫度에 의한 변화는 적다. 또한 $MgTiO_3$, $CaTiO_3$, $BaTiO_3$ 의 測定結果를 比較하여 보면, 490K 부근까지는 熱傳導率의 變化가 갑자기 줄어들다가 그 以上의 溫度領域에서 一定値를 유지하면서 高溫範圍로 上昇할수록 점차 줄어들면서 일치점에 도달함을 나타내고 있다. 이처럼 세라믹 誘電體에는 거의 格子의 熱振動이 熱傳導에 影響을 주고 있다.

6.4 密 度

測定에 사용 하였던 試料의 체적밀도(bulk density), 참밀도(true density)의 測定結果 및 이들에 의해서 求하여진 氣孔率(porosity)과 값을 Table 1에 표시하였다. 또한 熱傳導率의 算出은 체적밀도를 사용하였다.

7. 測定結果에 관한 考察

本 實驗測定結果를 檢討하여 보면 ±5% 程度의 誤差가 인정되고 있다. 即 誤差原因으로서 다음과 같은 점들이 고려된다고 본다.

(1) 熱電對에 의한 溫度測化의 誤差

(2) 記錄紙速度 및 讀解할 경우의 誤差

(3) α, β 을 求하는 方法에 따른 誤差

(4) 實驗裝置內 眞空容器의 殘存空氣의 熱傳達에 의한 誤差

(5) 크세논 아크燈에 의한 輻射熱流束의 時間的 空間的 不均一에 따른 誤差

(6) 支持針의 試片冷却効果에 의한 誤差

(7) 試片側面으로 부터 輻射熱損失에 의한 誤差

以上의 誤差原因을 대략적으로 換算한다면 다음과 같다. 無限平板의 한面에 熱電對를 수직으로 부착하고, 또 다른面을 方形板펄즈 函數狀으로 加熱하였을 경우 熱電對의 熱傳導에 따른 冷却効果에 관해서 Burnett[20]의 解析을 따르고 있다. 단, 이런 경우에는 無限平板 및 熱電對表面으로 부터 熱損失이 없고, 平板과 熱電對와의 接點에 대한 熱抵抗도 없다고 하였다. 이 結果에서 熱電對의 外徑을 d 로 하고, 試片의 두께를 l 라고 한다면 $l/d=50$ 에서 誤差는 2% 정도라고 하였다. 그러나 本 測定에는 $l/d>100$ 범위내에서 測定이 실시해졌기 때문에 (1)項에 관한 誤差는 2% 以下라고 생각되고 있다. 한편 高溫領域에서의 測定은 輻射熱損失에 따른 影響이 크기 때문에 Burnett 의 解析條件과는 차이가 있다. 또한 熱電對의 接點이 Burnett 의 모델처럼 완전하지 못하기 때문에 誤差가 생긴다고 본다. 이런 난점들을 克服하기 위하여서는 결국 測定技術의 向上밖에 없다.

(2)項에 대한 誤差는 增幅器의 信號/雜音比를 크게 하고, 記錄紙의 速度를 補正한다면 讀解誤差를 줄일 수 있다. 讀解의 精度는 ±1/100mm 이지만 기록펜의 흔들림 때문에 非直線性에 따른 誤差 0.5%을 덧붙인 다면 0.8% 以下의 誤差가 이루어 진다고 생각된다.

(3)項의 誤差는 本實驗으로 부터 $\alpha \leqq 0.3$ 의 범위내에서 測定이 실시하였기 때문에, 比熱의 槪略值를 알고 있다면 α 의 誤差는 0.4% 以下일 것이다.

(4)項에 있어서는 實驗裝置의 眞空度를 높일수만 있다면 誤差는 더욱 작아질 것이다. 또한 (4), (5), (6)項에 관한 誤差는 定量的인 論議는 할 수 없지만, 두께 l 을 얇게하면 測定時間을 短縮함에 있어 間接的으로 誤差를 줄일 수 있다고 본다.

(7)項에 대한 誤差는 試料側面으로 부터 輻射熱損失에 관한 側面의 輻射率이나 測定時 溫度에 따라 차이가 있지만, 試片의 두께를 얇게하고 試片直徑 $2r$ 와 두께 l 와의 比 $2r/l$ 을 크게 한다면 解決될 문제이다.

8. 結 論

(1) 圓板狀試片의 한面에 强한 方形波펄즈函數狀으로 加熱하여 試片의 前後面 및 側面에도 輻射熱損失을 고려한 결과 高溫領域을 포함한 熱擴散係數 및 比熱을 求하는 方法에 대한 理論的 檢討 및 實驗裝置의 特似性을 고려하여 耐火物을 測定하였다. 그 結果 測定時間은 數초 내이고, 精度는 ±5% 程度의 測定이 가능

하였으며, 또한 再現性도 충분하면서 훌륭한 것으로 確認되였다. 測定例로서는 耐火物인 세라믹 誘電體를 應用例로 실시하였다.

(2) 세라믹 誘電體의 組成에 따른 差異는 약간 있지만, 熱物性値의 誘電率 사이에 同一系統의 材料라 하드래도 다소 관계가 있다. 即 誘電率이 큰 試料는 熱傳導率이 작다. 또한 熱擴散係數 및 比熱에 관해서도 誘電率이 작은 試料는 溫度의 영향에 따라 큰 차이를 보이고 있지만, 誘電率이 큰 試料일수록 溫度가 高溫으로 增加한다해도 변화는 그다지 크지 않다.

後　記

本 研究는 韓國科學財團의 1986年度 研究支援事業에 의하여 이루어 졌으며 이 紙面을 通하여 관계분에 深深한 謝意를 表합니다. 그리고 本 研究에 도움을 주신 도요다 공업대학(豊田工業大學)의 小林清志教授에게 感謝의 뜻을 表합니다.

참 고 문 헌

(1) W.J. Parker, 1961, "Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity", J. Appl. Phys., Vol. 32, p. 1679.

(2) W.J. Parker, 1962, "Proceedings of 2nd Conference on Thermal Conductivity", NRCC, Ottawa Canada, p. 32.

(3) W.J. Parker and R.J. Jenkens, 1962, "A Flash Method for Determining Thermal Diffusivity over a Wide Temperature Range", U.S. Naval and Radiological Defense Laboratory, WADDT Technical Report, pp. 61～91.

(4) G.W. Lehman and J.A. Cape, 1963, "Temperature and Finite Pulse-Time Effects in the Flash Method for Measuring Thermal Diffusivity", J. Appl. Phys., Vol. 34, pp. 1909～1913.

(5) J.A. Cape, G.W. Lehman, and MM. Nakata, 1963, "Transient Thermal Diffusivity Technique for Refractory Solids", J. Appl. Phys., Vol. 34, pp. 3550～3555.

(6) R. Taylor, 1965, "An Investigation fo the Heat Pulse Method for Measuring Thermal Diffusivity", Brit. J. Appl. Phys., Vol. 16, pp. 509～515.

(7) K.B. Larson and K. Koyama, 1967, "Correction for Finite-Pulse Time Effects in Very Thin Samples Using the Flash Method of Measuring Thermal Diffusivity", J. Appl. Phys., Vol. 38, p. 465.

(8) R.E. Taylor, and J.A. Cape, 1964, "Finite Pulse-Time Effects in the Flash Diffusivity Technique", J. Appl. Phys., Vol. 5, pp. 212～213.

(9) 車京玉, 李寬洙, 李興周, 1983, "불꽃試驗用 標準試片의 熱擴散係數", 大韓機械學會論文集, 제 9 권, 제 3 호, pp. 319～327.

(10) Baker, D.E., 1964, J. Nucl. Mater., Vol. 12, p. 120.

(11) Cerceo, M., Childers, H.M., 1963, J. Appl. Phys., Vol. 34.

(12) R.D. Cowan, 1961, "Proposed Method of Measuring Thermal Diffusivity at High Temperatures" J. Appl. Phys., Vol. 32, pp. 1363～1370.

(13) R.D. Cowan, 1963, "Pulse Method of Measuring Thermal Diffusivity at High Timperatures", J. Appl. Phys., Vol. 32, pp. 926～927.

(14) Kumada, and Kobayasi, 1968, "A Method Measuring Thermal Diffusivity of a Small Solid Disk by Step-wise Heating", Technology Reports, Tohoku Univ., Vol. 32, pp. 43～60.

(15) Kobayasi, and Kumada, 1967, "A Method of Measuring Thermal Diffusivity by Heating of Step Function Change", J. of Atomic Energy Society of Japan., Vol. 9, pp. 58～64.

(16) Kobayasi, K., and Kobayasi, T., 1980, Trans. Jpn. Soc. Mech. Engrs., B., Vol. 46, No. 407, p. 1318.

(17) 車京玉, 高野孝義, 小林清志, 1986, 方形波パルス加熱によるセラミジワ誘電體の熱物性値測定", 第7回 日本熱物性シンポジウム講演論文集, p. 215.

(18) 車京玉, 1987, "非定常方形波펄즈加熱에 의한 CERAMIC 誘電體의 熱物性値測定에 關한 研究", 大韓機械學會春季學術大會抄錄集, pp. 266～264.

(19) H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, 1959, "Conduction of Heat in Solid", Oxford at the Clarendon Press, Second Edition, p. 112.

(20) D.R. Burnett, 1961, "Trans. ASME, Ser. C., Vol. 11, No. 11, p. 505.

(21) Touloukian, Y.S. ed., 1970, "Thermphysical Properties of Matter", The TPRC Data Series, 5, IFI/Plenum, New York.