

<論 文>

레이저 섬광법에 의한 압연된 저탄소강 판재의 열확산계수 측정

배 신 철* · 임 동 주**

(1989년 8월 21일 접수)

Measurements of Thermal Diffusivity of Heavy Rolled Low Carbon Steel Plate with Laser Flash Technique

Sin Chul Bae and Dong Joo Lim

Key Words : Laser Flash Technique(레이저 섬광법), Thermal Property(열물성치), Finite Pulse Time Effect(유한펄스 시간효과), Thermal Diffusivity(열확산계수)

Abstract

The heat transfer problem associated with pulse technique for measuring thermal diffusivity was solved by means of Green function. The obtained general solution was discussed so as to apply for all possible cases ; kinds of boundary condition and heat source, irradiation positions of heat pulse, radius of heat pulse, one-and two-dimensional heat flow, finite pulse time effects and radiation heat loss systems. Experimentally, the laser flash lamp was used as heat source for measuring thermal diffusivity of low carbon, aluminium chilled steel plate, which was heavily rolled in order to measure the variation of thermal diffusivity in the temperature range from room temperature through 500°C. The derived results are (1) materials produced from same furnace showed a somewhat different thermal diffusivity values. (2) the thermal diffusivity value of rolled material was smaller than unrolled material and the difference decreased as increasing temperature. (3) the thermal diffusivity value of an annealed and temper rolled material was larger than the value of a cold rolled material, even though smaller than unrolled material. (4) In case of heavy rolled material, there was no consistent relationships between the thermal diffusivity and the reduction in thickness.

기 호 설 명

a : 시편의 반경 (m)

b : 열원의 반경 (m)

C_p : 정압비열 (J/kg · K)

F : 초기함수

f_i : 경계자료 (boundary data)

G : Green 함수

h_r : 복사열전달계수 (W/m² · K)

h_1 : 시편 전면에서의 복사열전달계수 (W/m² · K)

h_2 : 시편 후면에서의 복사열전달계수 (W/m² · K)

k : 열전도계수 (W/m · K)

ℓ : 시편의 두께 (m)

N : 고유함수

Q : 섬광에너지 (J)

q : 열유속 (W/m²)

R : 영역

*정회원, 단국대학교 공과대학 기계공학과

**정회원, 단국대학교 대학원

- r : 반경방향의 벡터
 r : 반경방향의 좌표계
 S : 경계표면
 T : r, t 에서의 주위보다 상승된 온도(K)
 T_0 : 주위온도(K)
 t : 시간(s)
 t_p : 최대온도에 도달하는데까지의 시간(s)
 $t_{1/2}$: 하프타임(half time) (s)
 V : 무차원온도
 Y : 고유함수
 α : 열확산계수(m^2/s)
 β_m : 고유치
 γ_m : 고유치
 δ : Dirac의 델타함수
 ϵ : 표면 방사율
 θ_m : $Q/\rho C_p l$
 λ_m : 고유치
 ρ : 시편의 밀도(kg/m^3)
 σ : Stefan-Boltzmann 상수($5.669 \times 10^{-8} W/m^2k$)
 τ : 방사시간(s)
 ϕ : 열유속함수
 ω : $\pi^2 \alpha t / l^2$

1. 서 론

열확산계수를 측정하는 방법은 크게 나누어 주기 열유법(periodic heat flow method)가 과도열유법(transient heat-flow method)으로 분류된다. 1861년 A.J. Ångström이 개발한 Ångström법은 주기 열유법의 기원이며, 1864년에 J.D. Forbes가 개발한 Forbes막대법은 과도열유법의 기원으로 볼 수 있다. 그 후 1960년초까지 수많은 방법들이 개발 내지 개선되어 왔으나 측정방법, 측정장치, 측정시간, 측정값의 정밀도 등에 문제점이 많아서 공인받지 못하였다. Touloukian 등⁽¹⁾은 이러한 방법들을 분류하고, 그 원리를 잘 정리하였다.

섬광법(flash technique)은 과도열유법의 일종이며, 1961년 Parker등⁽²⁾이 개발한 방법이다. 이 방법은 1차원 비정상상태의 열전도 방정식을 얇은 스톱브 모델을 단열경계조건과 시편전면에 순간적인 펄스열원을 균일하게 방사할 경우에 뒷면의 온도상승 이력을 측정하여 열확산계수를 찾아내고, 동일한 장치에서 비열과 밀도를 알고 있는 표준재료를 이용하여 열량을 측정하여 결국 열전도계수를 측정

할 수 있는 방법이다. 이 방법은 여러가지 측면에서 유리한 조건들이 있다. 즉, 장치가 간단하고 측정시간이 짧으며, 시편의 크기가 작으며, 측정 가능한 온도범위가 넓다. 그러나 이 방법이 안고 있는 오차생성의 원인도 많다. 즉, 시편전후 및 외주 측면에서 발생하는 복사열손실문제, 시편후면에서 측정되는 과도적 온도변화를 측정하는데 요하는 시간에 비해 펄스열원의 방사시간에 대한 영향인 유한펄스시간 효과에 대한 문제, 시편전면에 균질하게 흡수된다고 가정한 열원의 비균질성 문제, 1차원열원으로 가정하였기 때문에 발생하는 2차원적 열유동문제 등이 있다. 시편측면에서 발생하는 대류에 의한 손실문제는 시편자체를 진공 Belljar속에 넣어 측정하면 배제될 수 있지만, 복사손실문제는 고온이 될수록 그 값이 더욱 크다. Cowan^(3,4)은 1차원 비정상상태 열전도 방정식을 시편양면에 복사손실이 있는 경우에 대하여 Laplace 변환법을 이용하여 풀었다. 그러나 외주측면에서의 손실은 고려하지 않았다. Parker⁽⁵⁾는 Carslaw 등⁽⁶⁾이 Fourier 급수를 이용하여 구한 해를 이용하여 시편의 전후면에서 동일한 복사열손실이 일어나는 경우를 논의하였다. Cape등⁽⁷⁾은 Fourier 변환을 이용하여 시편의 원주면에도 복사손실이 있는 경우에 대한 해를 구하였으며, Watt⁽⁸⁾는 그 동안의 이론 해석들을 Green 함수를 이용하여 재정리하였다. 그 후 Heckman⁽⁹⁾은 Watt의 해에다 삼각형 열 펄스(heat pulse)를 고려하여 복사손실에 따르는 보정계수들을 계산하였다. Heckman의 해와 Cowan의 해는 서로 비슷하나 Cowan은 시편후면의 온도상승 이력곡선의 냉각부분에 대하여 고려하였지만, Heckman은 가열부분도 고려하였다. 그 후 Clark III등⁽¹⁰⁾은 그 동안 제시되어온 복사손실에 관한 식들을 실험을 통하여 약점들을 지적하고, 복사열손실을 보정할 수 있는 새로운 방법인 Ratio법을 제시하였다.

섬광법은 순간열원을 시편면에 방사하는 방법이므로 시편후면에서 온도상승이력을 측정하는데 비하여 매우 짧은 시간동안에만 펄스로 작용하여야 한다. 그러나 펄스의 방사시간이 0에 가까운 순간적으로 작용시킬 수 있는 램프는 없다. 따라서 모든 섬광램프는 펄스를 유한한 시간동안에 작용하게 되며, 이러한 유한시간이 열확산계수 측정에 상당한 영향을 미치게 된다. 유한펄스 시간 효과에 대한 연구는 Cape등⁽¹¹⁾이 제일 먼저 고려하였고,

Taylor등^(11,12)이 Cape 등이 제시한 이론을 실험을 통하여 확인하였다. 그러나 복사열손실은 하프 타임을 짧게 만들지만 유한 펄스 시간 효과는 하프 타임을 더 길게 영향을 미치게 되므로 현재까지 두 영향을 동시에 보정할 수 있는 방법은 없다. 다만 고온이면 복사열손실에 대한 영향이 고려되고, 시편이 얇으면 유한 펄스 시간 효과만 고려된다. Larson등⁽¹³⁾과 Heckman도 이러한 영향을 고려하였다.

설파광법이 발표된 후 이론적으로는 Cape, Watt, Heckman에 의해 2차원적으로 풀이하였지만 실험은 1차원적 열유동을 가정한 해를 이용하였다. 그러나 재료가 이질적이거나 이방성일 때는 1차원적 열유동이라는 가정으로 큰 오차를 범할 수 있으며 실제로는 열원의 비균일성, 원주면에서의 복사손실, 유한직경의 열원 등으로 반경 방향의 열유동도 고려하여야 한다. Donaldson⁽¹⁴⁾은 원형열원을 가하였을 경우에 반경방향 열전도에 대해 고려하였고, Donaldson등^(15,16)은 복사손실에 무관한 방법인 반경방향 열유법을 제시하였으며, Chu등⁽¹⁷⁾은 이 방법을 실험적으로 뒷받침하였다.

시편전면에 방사되는 열원의 시편전체면에 대한 비균일성의 영향을 Mckay등⁽¹⁸⁾과 Beedham등⁽¹⁹⁾이 연구하였다. Mckay등은 비균일성 영향은 열확산계수 측정에 0.1에서 7.4%까지 오차는 발생시킬 수 있으며, 이들이 제시한 보정법으로 오차의 26%까지 보정할 수 있음을 발표하였다. 그러나 비균일성을 정량적으로 표현하기가 어렵고, 또한 측정할 수 있는 장비가 매우 고가이며, 다른 오차에 비해 무시할 수 있을 정도로 작고, 사실상 크세논 램프나 레이저 설파광 램프의 비균일성이 작기 때문에 이 영향은 고려하고 있지 않다.

설파광법을 다층 복합재에도 적용할 수 있다. Larson등⁽²⁰⁾과 James⁽²¹⁾는 2층 복합재에 설파광법을 적용하였고, Laplace 변환으로 1차원 열전도 방정식을 풀었다. 2층복합재에의 적용으로 금속의 산화층이나, 코팅된 재료의 열물성치를 측정할 수 있다. 3층복합재료에 대한 1차원적 해석 및 실험에의 응용은 Lee⁽²²⁾와 Lee⁽²³⁾에 의해 수행되었다. 이 방법을 이용하면 용융온도 이상에서도 금속의 열확산계수는 물론 액체금속이나 액체의 열확산계수도 측정할 수 있다. 즉 용융 금속이나 액체는 열물성치를 알고 있는 재료로 만든 캡슐속에 넣어 3층재료로 만들어 측정하면 된다.^(24~27)

국내에서는 현재까지 크세논 램프를 이용하여 상온에서 열확산계수를 측정하고 있다. 재료가 소성변형되면 이방성으로 될뿐만 아니라 기계적성질 및 열적성질이 변화한다. 압연률의 정도에 따라 열물성치의 변화에 관한 연구는 Bae등^(26,28,29)이 하였으며 인장으로 인한 소성변형에 대한 영향은 Lee⁽³⁰⁾가 하였다. 즉 재료가 압연과정을 겪으면 열확산계수가 감소하며, 이러한 결과는 전기저항에 대한 실험결과와도 동일한 경향을 나타내고 있다.^(31,32)

본 연구의 목적은 저탄소강 판재가 소성변형을 하면 열확산계수가 변화하는가를 규명하려는 것이다. 재료의 소성변형은 압연법을 이용하며, 고온압연, 열간압연 및 냉간압연법으로 재료를 제작하여, 압연률을 변화시키면서 압연방법 및 압연률에 따르는 변화를 규명하려 한다. 열확산계수의 측정은 레이저 설파광법으로 하며 온도를 실온에서 500°C 근처까지 변화시키면서 측정한다.

얇은 시편두께에 대하여 유한 펄스 시간 효과를 고려하며, 고려하지 않았을 경우와 보정정도를 비교한다. 시편의 전후면의 복사에 의한 손실도 Ratio법으로 보정하여 보정하지 않았을 경우와 비교한다.

이론해석은 설파광법을 채택하는 연구물마다 각기 다른 방법으로 결과식을 유도하여 실험에 임하고 있는 불편을 줄이기 위하여 Green 함수를 이용하여 경계조건, 열원의 종류, 열원의 크기, 열원의 방사위치, 1차원 및 2차원 열유동에 적용할 수 있는 일반해를 구하여 기존의 해들을 정리하고 종합토록 한다.

2. 이 론

열원을 갖는 비제차 열전도 방정식과 초기조건 및 경계조건을 표시하면 다음과 같다.

$$\nabla^2 T(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{k} q(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad \text{in region } R, t > 0 \quad (1a)$$

$$T(\mathbf{r}, 0) = F(\mathbf{r}) \quad \text{in region } R \quad (1b)$$

$$k_i \frac{\partial T_i}{\partial \eta_i} + h_i T = f_i(\mathbf{r}, t) \quad \text{on boundary } S \quad (1c)$$

여기서 $\frac{\partial}{\partial \eta_i}$ 는 경계면 S_i 에 대한 외향수직 방향으로 취한 도함수이며, 하첨자 i 는 영역 R 의 연속 경계면의 수를 나타낸다. 식 (1)의 해를 Green 함수

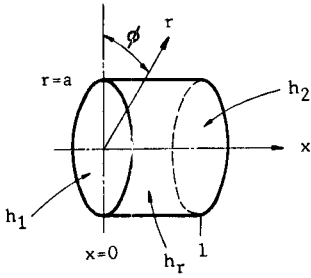


Fig. 1 Cylindrical specimen

수를 이용하여 표시하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 T(r, t) = & \int_R G(r, t|r', \tau)|_{\tau=0} F(r') dV' \\
 & + \frac{\alpha}{k} \int_{\tau=0}^t d\tau \int_R G(r, t|r', \tau) q(r', \tau) dV' \\
 & + \alpha \int_{\tau=0}^t d\tau \sum_{i=1}^5 \int_{S_i} G(r, t|r', \tau)|_{r=r'} \\
 & \times \frac{1}{k_i} f_i(r, t) dS_i \quad (2)
 \end{aligned}$$

본 연구에서 채택한 시편은 Fig. 1과 같은 원통형이며 다음과 같은 가정을 한다.

- 가정 : (1) 시편의 재료는 균질하다.
- (2) 시편의 과도온도는 정상상태 온도보다 약간 높다.
- (3) 시편표면에서 복사에 의한 열손실만 일어난다.
- (4) 열원은 축대칭으로 작용한다.
- (5) 열원은 그 생성 영역내에서 균일 분포된다.

가정 (1)과 (2)는 열전도계수 k_i 가 공간좌표와 온도의 함수가 아니라는 의미이고, 가정 (3)은 실험시 시편을 진공공간내에 두거나 측정시간이 매우 짧기 때문에 대류에 의한 손실은 무시할 수 있기 때문이다. 가정 (4)와 (5)로부터 열유동은 시편 내에서 2차원적으로 일어난다는 것을 알 수 있다. 또한 가정 (2)와 (3)으로부터 강제함수 $f_i(r, t)=0$ 이며, 표면에서 복사손실은 온도의 선형함수로 놓을 수 있다.

$$q''_{x,r} = \epsilon \sigma_{x,r} (T^4 - T_o^4) \cong h_{x,r} (T - T_o) \quad (3)$$

여기서 $h_{x,r} = 4\epsilon \sigma T_o^3$ 이며, $F(r)$ 이 일정한 초기 온도 T_o 로 유지된다고 생각한 것이다.

지금 $\theta = T - T_o$ 로 놓으면 식 (2)는 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned}
 \theta(x, r, t) = & \frac{\alpha}{k} \int_{\tau=0}^t d\tau \int_A G(x, r, t|x', r', \tau) q \\
 & \times (x', r', \tau) dA' \quad (4)
 \end{aligned}$$

식 (4)에 포함된 Green함수를 구하기 위하여 식

(1)을 2차원 열원도 방정식과 초기 및 경계조건을 표시하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{1}{k} q(x, r, t) = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (5a)$$

$$\theta(x, r, 0) = 0 \quad (5b)$$

$$k_i \frac{\partial \theta_i}{\partial \eta_i} + h_i \theta = 0 \quad (5c)$$

$\theta(x, r, t)$ 와 $q(x, r, t)$ 를 x 와 t 의 함수와 r 과 t 의 함수의 곱으로 놓을 수 있다고 가정한다.

$$\theta(x, r, t) = X(x, t)R(r, t) \quad (6)$$

$$q(x, r, t) = q_1(x, t)q_2(r, t) \quad (7)$$

식 (5 a,b,c)에 식 (6)과 식 (7)을 대입하고 축방향 및 반경방향으로 분리하면 다음과 같이 된다.

축방향

$$\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + q_1(x, t) = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial X}{\partial t} \quad (8a)$$

$$k \frac{\partial X}{\partial x} \Big|_{x=0} = h_1 X \quad (8b)$$

$$k \frac{\partial X}{\partial x} \Big|_{x=L} = -h_2 X \quad (8c)$$

$$X(x, 0) = 0 \quad (8d)$$

반경방향

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{q_2(r, t)}{k} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial R}{\partial t} \quad (9a)$$

$$k \frac{\partial R}{\partial r} \Big|_{r=a} = -h_r R \quad (9b)$$

$$\frac{\partial R}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (9c)$$

$$R(r, 0) = 0 \quad (9d)$$

식 (8)과 식 (9)의 Green함수를 구하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 G(x, t|x', \tau) = & \sum_{m=1}^{\infty} \exp\{-\alpha \lambda_m^2 (t - \tau)\} \\
 & \times \frac{Y(\lambda_m, x) Y(\lambda_m, x')}{N(\lambda_m)} \quad (10)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 G(r, t|r', \tau) = & \sum_{m=1}^{\infty} \exp\{-\alpha \beta_m^2 (t - \tau)\} \\
 & \times \frac{Y(\beta_m, r) Y(\beta_m, r')}{N(\beta_m)} \quad (11)
 \end{aligned}$$

h_1 과 h_2 가 0일 때 :

$$\sin \lambda_m \ell = 0 \text{ 혹은 } \lambda_m = \frac{m\pi}{\ell} \quad (12)$$

$$\frac{1}{N(\lambda_m)} = \frac{2}{\ell} \text{ for } \lambda_m \neq 0 ;$$

$$\frac{1}{\ell} \text{ for } \lambda_0 = 0 \quad (13)$$

$$Y(\lambda_m, x) = \cos \lambda_m x \quad (14)$$

h_1 과 h_2 가 0이 아닐 때 :

$$\tan \lambda_m \ell = \frac{\lambda_m (H_1 + H_2)}{\lambda_m^2 - H_1 H_2} \quad (15)$$

$$\frac{1}{N(\lambda_m)} = \frac{2}{(\lambda_m^2 + H_1^2) \left[\ell + \frac{H_2}{\lambda_m^2 + H_2^2} \right] + H_1} \quad (16)$$

$$Y(\lambda_m, x) = \lambda_m \cos \lambda_m x + H_1 \sin \lambda_m x \quad (17)$$

$$\beta_m J_0'(\beta_m a) + H_r J_0(\beta_m a) = 0 \quad (18)$$

$$\frac{1}{N(\beta_m)} = \frac{2\beta_m^2}{a^2 J_0^2(\beta_m a) (H_r^2 + \beta_m^2)} \quad (19)$$

$$Y(\beta_m, r) = J(\beta_m, r) \quad (20)$$

여기서 H_1, H_2, H_r 은 각각 $h_1/k, h_2/k, h_r/k$ 이다. $G(x, r, t|x', r', \tau) = G(x, t|x', \tau) G(r, t|r', \tau)$ 이므로 온도분포식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \theta(x, r, t) = & \frac{1}{\rho C_p} \int_{x=0}^t \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Y(\lambda_m, x) Y(\lambda_m, x')}{N(\lambda_m)} \\ & \times dx' \left[\int_{\tau=0}^t \exp\{-\alpha \lambda_m^2 (t-\tau)\} q_1 \right. \\ & \times (x', \tau) d\tau \left. \int_{r=0}^a \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Y(\beta_m, r) Y(\beta_m, r')}{N(\beta_m)} r' dr' \left[\int_{\tau=0}^t \right. \right. \\ & \left. \left. \times \exp\{-\alpha \beta_m^2 (t-\tau)\} q_2(r', \tau) d\tau \right] \right] \quad (21) \end{aligned}$$

2.1 순간열원이 작용하는 경우

시간 $t=0$ 에서 순간적으로 열원이 작용한다면

$$q(x, r, t) = q_i(x, r) \delta(t-0) \quad (22)$$

$$q_i(x, r) = \rho C_p \left(\frac{Q}{\rho C_p} \right) f(x) g(r) \quad (23)$$

로 쓸 수 있으므로, 식 (21)을 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \theta(x, r, t) = & \frac{Q}{\rho C_p} \int_{x=0}^t \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Y(\lambda_m, x) Y(\lambda_m, x')}{N(\lambda_m)} \\ & \times f(x') dx' \int_{r=0}^a \sum_{m=1}^{\infty} \\ & \times \frac{Y(\beta_m, r) Y(\beta_m, r')}{N(\beta_m)} \\ & \times g(r') dr' \exp\{-\alpha (\lambda_m^2 + \beta_m^2) t\} \quad (24) \end{aligned}$$

(1) 복사열손실이 일어나지 않을 때 ($h_1 = h_2 = h_r = 0$)

식 (24)에서 x 방향 성분만 고려하면, $\lambda_0 = 0$ 인 경

$$\theta(x, t) = \frac{Q}{\rho C_p} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2(\lambda_m \cos \lambda_m x + H_1 \sin \lambda_m x) (\lambda_m \cos \lambda_m \ell + H_1 \sin \lambda_m \ell) \exp(-\alpha \lambda_m^2 t)}{\left[(\lambda_m^2 + H_1^2) \left[\ell (\lambda_m^2 + H_2^2) + H_2 \right] + H_1 (\lambda_m^2 + H_2^2) \right] (\lambda_m^2 + H_2^2)} \quad (30)$$

한편 식 (15)로부터

우와 $\lambda_m \neq 0$ 인 경우의 해의 합으로 표시할 수 있다.

$$\begin{aligned} \theta(x, t) = & \frac{Q}{\rho C_p} \int_{x'=0}^t \left[\frac{Y(\lambda_0, x) Y(\lambda_0, x')}{N(\lambda_0)} \right. \\ & \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Y(\lambda_m, x) Y(\lambda_m, x')}{N(\lambda_m)} \right. \\ & \left. \times \exp(-\alpha \lambda_m^2 t) f(x') \right] dx' \quad (25) \end{aligned}$$

식 (12)~(14)로부터

$$\frac{1}{N(\lambda_0)} = \frac{1}{\ell}, \quad \frac{1}{N(\lambda_m)} = \frac{2}{\ell}$$

$$Y(\lambda_0, x) = 1, \quad Y(\lambda_m, x) = \cos \lambda_m x$$

을 구할 수 있고, 식 (25)에 대입하여 정리하면

$$\begin{aligned} \theta(x, t) = & \frac{Q}{\rho C_p \ell} \int_{x'=0}^t \left[1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \cos \lambda_m x' \right. \\ & \left. \times \exp(-\alpha \lambda_m^2 t) \right] f(x') dx' \quad (26) \end{aligned}$$

다만 λ_m 은 식 (12)로부터 $\lambda_m = m\pi/\ell$ 이다.

만일 열원이 순간적으로 $x=0$ 면에서 일어난다면 $f(x') = \delta(x'-0)$ 로 놓을 수 있으며 식 (26)은 Dirac의 델타 함수성질을 이용하여 정리하면 Parker등⁽²⁾이 제안한 식이 된다.

$$\begin{aligned} \theta(x, t) = & \frac{Q}{\rho C_p \ell} \left[1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \cos \frac{m\pi x}{\ell} \right. \\ & \left. \times \exp\left(-\alpha \frac{m^2 \pi^2}{\ell^2} t\right) \right] \quad (27) \end{aligned}$$

후면 최대 상층온도와 후면의 과도온도의 비를 무차원 시간에 대해 그래프로 표시하고 후면의 온도가 최대온도의 반에 도달할 때 시간축의 값을 읽어서 열확산계수를 찾아내도록 하였다.

$$V = \frac{\theta(\ell, t)}{Q/\rho C_p \ell} = 1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \exp(-m^2 \omega) \quad (28)$$

여기서 $\omega = \frac{\pi^2 \alpha t}{\ell^2}$ 이다.

따라서 다음과 같은 선풍법의 기본식을 얻을 수 있다.

$$\alpha = \frac{1.38 \ell^2}{\pi^2 t_{1/2}} \quad (29)$$

(2) 전 후면에서 복사열손실이 일어날 때 ($h_r = 0$)

이러한 경우는 h_1 이나 h_2 가 둘중 어느 하나라도 0이 아닐 경우에 해당한다. 식 (24)에서 축방향 성분만 사용하고 순간열원이 $x=\ell$ 인 면에서 일어난다면 온도분포식은 Cowan⁽⁴⁾과 Parker⁽⁵⁾ 등이 구한 식이 된다.

$$\lambda_m \cos \lambda_m \ell + H_1 \sin \lambda_m \ell = \frac{\lambda_m^2 + H_1^2}{H_1 + H_2} \sin \lambda_m \ell \tag{31}$$

이므로 식 (31)를 식 (30)에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\theta(x, t) = \frac{2Q}{\rho C_p \ell} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\gamma_m \{L_1 \sin \gamma_m (x/\ell) + \gamma_m \cos \gamma_m (x/\ell)\} \exp(-\alpha \gamma_m^2 t / \ell^2)}{\{2\gamma_m + \gamma_m (L_1 + L_2)\} \sin \gamma_m + \{\gamma_m^2 - L_1 L_2 - (L_1 + L_2)\} \cos \gamma_m} \tag{32}$$

여기서,

$$\gamma_m = \lambda_m \ell, \quad L = H\ell \tag{33}$$

이다.

후면의 무차원 온도분포식을 얻으려면 식 (32)에 $x=0$ 를 대입하면 된다. 따라서 시편후면의 무차원 온도분포는 다음과 같다.

$$V = \frac{\theta(0, t)}{(Q/\rho C_p \ell)} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2\gamma_m^2 \exp(-\alpha \gamma_m^2 t / \ell^2)}{\{2\gamma_m + \gamma_m (L_1 + L_2)\} \sin \gamma_m + \{\gamma_m^2 - L_1 L_2 - (L_1 + L_2)\} \cos \gamma_m} \tag{34}$$

(3) 모든 면에서 복사손실이 일어날 때

이 경우는 $h_r \neq 0$ 이므로 축방향과 반경방향으로 열전도가 일어난다고 보아야 한다. 반경방향으로 균일 분포된 열원이 방사될 때 식 (24)에서 $f(x') = \delta(x-0)$ 로 놓을 수 있으므로 Bessel 함수의 성질과 식 (18)의 관계를 이용하여 정리하면 다음과 같다.

$$\theta(x, r, t) = \frac{Q}{\rho C_p m^1} \frac{Y(\lambda_m, x) Y(\lambda_m, 0)}{N(\lambda_m)} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2L_r J_0(\beta_n r)}{[(\beta_n a)^2 + L_r^2] J_0(\beta_n a)} \tag{35}$$

만일 복사열원의 반경 b 가 시편의 반경 a 보다 작은 영역에만 방사된다면 식 (35)에서 a 대신 b 를 대입하면 된다. 즉 $g(r')$ 가 $0 < r' \leq b$ 영역에서는 1이고 $b < r' \leq a$ 영역에서는 0이 되기 때문이다.

식 (35)의 시간항 대신에 식 (37)을 대입한 결과는 Cape등⁽⁷⁾의 Fourier 변환을 이용하여 구한 해와, Kobayasi⁽³³⁾가 Laplace 변환을 이용하여 구한 해와 동일하다.

2.2 열원이 유한 시간 동안 작용하는 경우

(2) Triangular wave pulse인 경우

Fig. 2(a)는 triangular wave pulse인 Fig. 2(b)에

열원이 유한한 시간 열원강도 $\frac{Q}{\rho C_p}$ 가 $\phi(t)$ 에 따

라 변화하는 경우는

$$q(x, r, t) = q_i(x, r) \phi(t) \tag{36}$$

으로 놓을 수 있고, 각 온도분포식에 포함된 시간항을 유한시간 동안 적분하여야 한다.

예를 들면 식 (35)에서 시간항은

$$I(t) = \int_0^{dt} \exp\{-\alpha(\lambda_m^2 + \beta_n^2)(t-\tau)\} \phi(\tau) d\tau \tag{37}$$

으로 된다.

(1) Square wave pulse인 경우

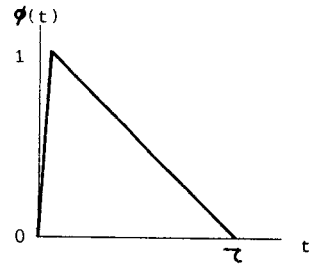
$$\phi(t) = \begin{cases} 1, & 0 < t \leq \tau \\ 0, & t > \tau \end{cases} \tag{38}$$

후면의 최대온도는 다음과 같다.

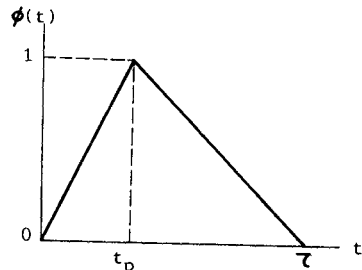
$$I(t) = \exp\{-\alpha(\lambda_m^2 + \beta_n^2)t\} \times \frac{\exp\{\alpha(\lambda_m^2 + \beta_n^2)\tau\} - 1}{\alpha(\lambda_m^2 + \beta_n^2)} \tag{39}$$

후면의 최대온도는 다음과 같다.

$$\theta(\ell, r, t) = \frac{Q}{\rho C_p \ell} \int_0^{\tau} \phi(\tau) d\tau = \frac{Q}{\rho C_p \ell} \tag{40}$$



(a)



(b)

Fig. 2 Triangular wave pulse

서 열원강도가 최대로 될 때까지의 시간 t_p 가 거의 $t=0$ 에서 발생하는 열원이고 Parker등⁽²⁾이 시편전면에서 상승하는 최대온도를 구할 때 크세논 램프의 특성을 이와 같은 sawtooth 펄스로 가정하였다. 그 후 Heckman은 Fig. 2(b)을 펄스를 고려하였으며, Fig. 2(a)는 이것의 특수한 경우에 지나지 않는다.

$$\phi(t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0, t \geq \tau \\ \frac{t}{t_p}, & 0 \leq t \leq t_p \\ \frac{\tau-t}{\tau-t_p}, & t_p < t \leq \tau \end{cases} \quad (41)$$

식 (41)을 식 (37)에 대입하여 적분하면 Heckman의 해와 동일하다.

(3) 기타 열원함수

크세논 레이저 선크램프의 펄스 형상과 근접시키기 위해 학자에 따라 여러 가지 열원함수를 가정하였다.

Cape등⁽⁷⁾은

$$\phi(t) = \begin{cases} \frac{\tau-t}{\tau^2}, & 0 \leq t \leq \tau \\ 0, & t > \tau \end{cases} \quad (42)$$

Larson등⁽¹³⁾은

$$\phi(t) = \frac{t}{t_p} \exp(1-t/t_p), \quad t > 0 \quad (43)$$

로 고려하였다.

3. 실험

3.1 시험편

재료의 압연률과 압연방법이 열확산계수에 미치는 영향을 찾아내기 위하여 Table 1과 같이 채취한 샘플을 미국 Inland Steel사로부터 제공받았으며, 저탄소, 알루미늄 킬드 강판재로서 화학적 성분은 Table 2와 같다.

시험편의 두께의 영향을 찾기 위하여 열간압연으로 채취한 샘플(1A) 중에서 두께를 각기 달리하여 4종류로 제작하였으며, 모든 시험편은 판재의 중심부분을 택하였다. 나머지 시험편은 각기 3개씩 제작하였으며 상세한 자료는 Table 3과 같다.

시편 A는 강괴 상태에서 고온압연(hot rolling)하여 만든 시편이며, 시편 A를 상온에서 압연(cold rolling)하여 만든 시편이 B이다. 재료의 제작시 생긴 내부 응력의 제거나 재료의 연화를 위하여 900°C에서 어니일링한 후 다시 400°C 근처로 온

Table 1 Rolling process information (cm)

Sample	A	B	C
1	0.2906	0.0914	0.0914
2	0.1994	0.0787	0.0564
3	0.2337	0.1054	0.0686

A : Hot rolled

B : Cold rolled before annealing

C : Annealed and temper rolled

Table 2 Chemical composition (%)

Fe	C	Mn	P	S	Cu	V
59.08	3.68	29.26	1.35	0.62	1.33	4.68

Table 3 Specimen descriptions

Specimen	Thickness (cm)	Diameter (cm)	Mass (g)	Density (g/cm ²)
1A-1	0.2896	1.2672	2.8457	7.7913
1A-2	0.2375	1.2672	2.3331	7.7891
1A-3	0.2022	1.2672	1.9928	7.8415
1A-4	0.0940	1.2687	0.9191	7.7344
1B-1	0.0927	1.2687	0.9114	7.7772
1B-2	0.0927	1.2687	0.9108	7.7720
1B-3	0.0927	1.2687	0.9109	7.7729
1C-1	0.0940	1.2662	0.9288	7.8469
1C-2	0.0950	1.2664	0.9247	7.7276
1C-3	0.0950	1.2664	0.9293	7.7661
2A-1	0.1996	1.2682	1.9570	7.7618
2A-2	0.1989	1.2685	1.9528	7.7688
2A-3	0.1991	1.2687	1.9570	7.7752
2B-1	0.0787	1.2662	0.7734	7.8043
2B-2	0.0800	1.2662	0.7752	7.6954
2B-3	0.0798	1.2667	0.7740	7.6966
2C-1	0.0584	1.2662	0.5823	7.9184
2C-2	0.0597	1.2662	0.5835	7.7620
2C-3	0.0597	1.2649	0.5813	7.7486
11A-1	0.2350	1.2687	2.3033	7.7531
11A-2	0.2337	1.2687	2.3024	7.7932
11A-3	0.2350	1.2682	2.3067	7.7645
11B-1	0.1092	1.2687	1.0654	7.7176
11B-2	0.1092	1.2687	1.0615	7.6893
11B-3	0.1092	1.2687	1.0662	7.7723
11C-1	0.0737	1.2687	0.6985	7.4971
11C-2	0.0737	1.2687	0.7000	7.5132
11C-3	0.0737	1.2687	0.6985	7.4971

도를 유지시키면서 압연(temper rolling)하여 만든 재료를 시편 C로 택하였다.

3.2 실험장치 및 실험방법

본 실험에서 사용한 실험장치의 개략도는 Fig. 3

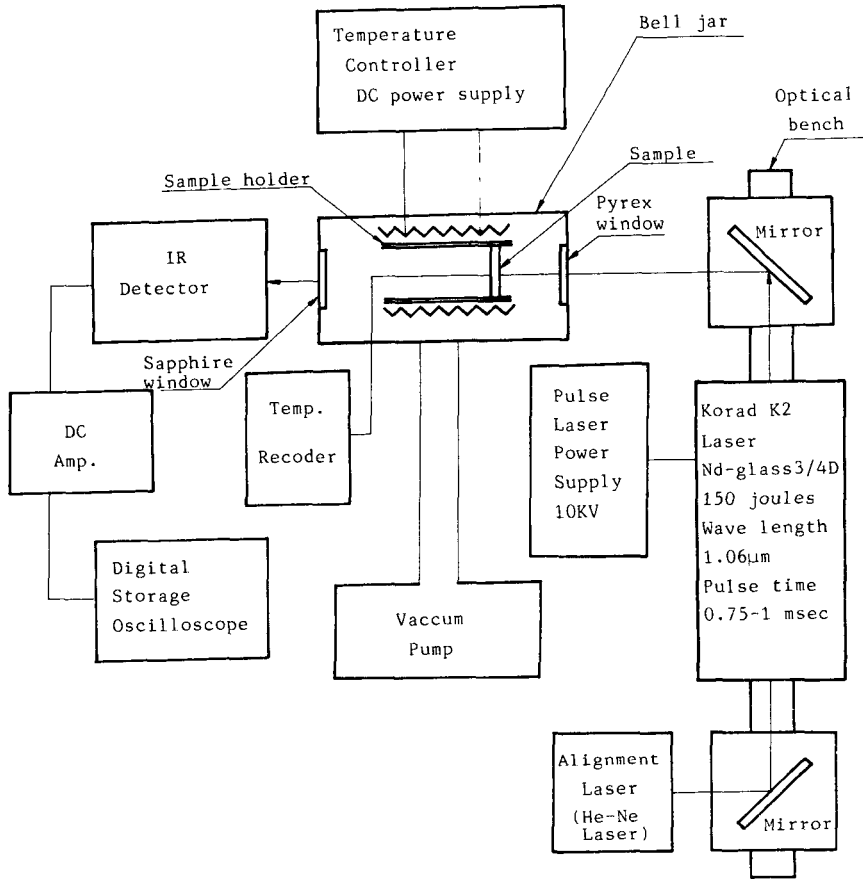


Fig. 3 Schematic diagram of the laser flash technique

과 같다.

Bell jar내에 설치되어 있는 튜브형 로는 온도가 실내온도에서 2200°C까지 조절될 수 있으며, 시편이 장착된 시편 홀더가 이 로 안에 설치된다. 시편 홀더와 로의 재료는 tantalum이며, sorenson SRL 10-100 power supply로부터 동력이 조절된다. Bell jar는 레이저 섬광을 받는 쪽이 pyrex window로 I.R detector쪽이 sapphire window로 되어 있으며, bell jar내를 10⁻⁷Torr까지 진공시킬 수 있는 진공 펌프가 설치되어 있다. 진공시키는 목적은 두 가지 이유인데 그 중 하나는 시편의 대류열손실을 막는데 있고, 다른 목적은 시편주위에 공기 이외의 분위기 가스의 영향도 실험할 수 있도록 하기 위해서이다.

열원은 Korad K₂ Nd-glass 레이저 펄스를 이용하며, 펄스 시간은 0.75에서 1msec이다. 레이저 펄스가 시편의 전면에서 정확하게 방사되게 하기 위

하여 He-Ne 레이저 빔과 옵티컬 벤치(optical bench) 위에 놓여있는 거울을 이용하여 정렬을 조정한다. 펄스의 직경은 옵티컬 벤치 위에 여러가지 직경을 갖는 aperture로써 조정하며 시편 후면의 온도상승이력은 파장이 1μm에서 5μm까지 감지할 수 있는 매우 민감한 In-Sb 적외선 감지기 (infrared detector)를 이용하여 측정한다. 레이저를 방사시키고, 미리 입력시킨 동안에 감지한 데이터를 모으고, IR detector(Pyrometer Inst. Co. Photomatic)에서 감지된 데이터로부터 base line을 자동적으로 택하는 프로그램은 "Laser"이며, Parker등⁽¹⁾의 섬광법의 기본식인 식 (29)에 Cowan⁽⁴⁾의 복사열손실의 보정방법과 Clark-Taylor⁽¹⁰⁾의 Ratio법에 의해 복사열손실 보정방법을 별도로 고려하여 서로 비교할 수 있도록 프로그램한 "FLASH"에 의해 열확산계수가 구하여진다. 시편의 두께가 얇은 경우는 유한 펄스 시간 효과를 고

려하게 되는데 본실험에서는 2mm 두께 이하인 경우에 대하여 이 영향을 고려하였다.

모든 데이터의 acquisition과 해석은 PDP 11/34 A 컴퓨터를 이용하며, 이 컴퓨터는 메모리 용량이 256Kilobyte 이며, floating point processor 와 1 Mhz crystal clock이 달려있다. 비열의 측정은 Perkin-Elmer 사의 모델 DSC-2인 differential scanning calorimeter로 하였으며 실온에서 약 700°C까지 측정이 가능하며, 가열 속도는 분당 0.31K에서 320K까지 조정이 가능하다.

4. 실험결과 및 고찰

식 (2)에서 r 방향으로 열전도가 일어나지 않고, 유한한 방사 시간을 갖는 열원 함수가 시편 전면에 입사되는 경우에는

$$\theta(\ell, t) = \frac{Q}{\rho C_p \ell} \left[\int_0^t \phi(\tau) d\tau + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \times \int_0^t \phi(\tau) \exp\left(\frac{\pi^2 m^2 \alpha (t-\tau)}{\ell^2}\right) d\tau \right] \quad (44)$$

와 같이 되며, Taylor등^(11,12)이 유한 펄스 시간 효과를 찾기 위해 레이저의 방사 형상을 3가지 방법으로 측정하여 sawtooth 펄스가 됨을 확인하였다. 식 (44)에 이 펄스의 형상을 식 (38)과 (41)에 대입하여 $t_c = \ell / \pi^2 \alpha$ 로 정의되는 특성 시간을 방사 시간과의 비 τ/t_c 를 $t_{1/2}/t_c$ 의 함수로 해를 정리하였다. 이렇게 해서 얻은 결론은 τ/t_c 와 t_x/t_c 는 선형적인 관계이며, α 는 유한 펄스 시간 τ 와

$$\alpha = \frac{C_1 \ell^2}{C_2 t_x - \tau} \quad (45)$$

인 관계가 있음을 찾아내었다. 식 (45)에 포함된 상수들은 sawtooth 펄스의 피크(peak) 시간에 따라 다소 변화한다. Taylor등은 동력을 7.0kV에 고정시켜 놓고 레이저 펄스를 방사시켰을 때 피크 시간은 레이저 방사 시간 τ 의 29%에서 일어나며, $C_1 = 0.31110$, $C_2 = 2.2454$ 의 값을 실험에 의해 찾아내었다. 본 연구에서도 이 값을 이용하여 보정하였다.

시편의 면에서 발생하는 복사에 의한 손실은 저온에서는 무시해도 좋으나 고온인 경우에 대해서는 반드시 고려하여야 한다. Cowan⁽⁴⁾은 시편 후면의 온도이력 곡선의 냉각부분에서 보정하였다. 이 경우는 곡선의 냉각부분은 복사에 의한 영향뿐만 아니라 열원의 불균질성과 측정 장비의 예측키 어

러운 noise에도 영향을 받을 수 있기 때문에, 곡선의 가열부분에서 보정해 주는 것이 더욱 합리적이라 할 수 있다.

Taylor등⁽¹²⁾은 Cape등⁽⁷⁾의 해를 이용하여 가열 부분에서 보정할 수 있는 Ratio 보정법을 발표하였다. Ratio보정법은 $\alpha t_{1/2}/\ell^2$ 과 여러가지 시간비를 직교축으로 하여 그림으로 표시한 후 α 값을 찾는 방법이다. 즉 시편 후면온도가 최대에 도달하는 시간을 100%로 하여, 이 시간에 대한 20%, 30% 등을 $t_{0.2}$, $t_{0.3}$ 으로 표시하고 시간비 $t_{0.8}/t_{0.2}$, $t_{0.7}/t_{0.3}$ 등을 실제로 측정된 시간으로 구하고, 이 시간비의 변화에 따라 α 의 값을 구하여 평균을 내는 방법이다. 이 방법으로 보정한 α 의 값은 Cowan의 보정법으로 구한 값보다는 작은 값이 되며, Cape 등의 방법으로 보정한 값과는 서로 비슷한 값이 된다.

4.1 시편 두께의 영향

시편의 두께 결정은 재료의 열전도 계수와 시편에 방사되는 열량에 의해서 결정할 수 있다. Fig. 4는 시편 두께가 열확산계수에 미치는 영향을 알아보기 위한 것이다. 열간 압연에 의해 생산된 재료의 두께 0.2896cm를 시편 1A-1로 하고, 양면을 가공하여 두께를 0.2375cm, 0.2022cm, 0.09398cm로 제작하여 각각 시편 1A-2, 1A-3, 1A-4로 하였다. Fig. 4에서 보는 것과 같이 본실험에서 채택한 재료의 경우 시편의 두께가 0.2cm 정도를 택하는 것이 타당하며, 이보다 얇을 때는 유한 펄스 시간 효과를 고려하여야 한다. 또한 시편의 두께가 이보다 더 두꺼울 때는 후면까지 열이 전도되는데 필요한 시간이 소요되므로 대류 및 복사에 의한 손실을 보정하여야 한다. 그러나 본 실험에서는 진공 bell

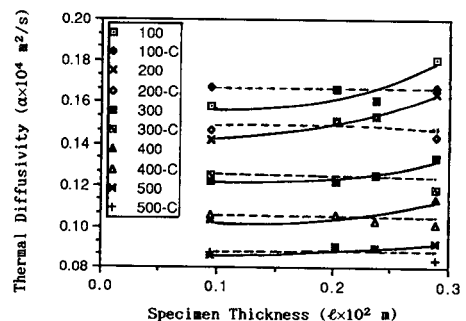


Fig. 4 Change of thermal diffusivity as specimen thickness of specimen A

jar 속에서 실험을 하였으므로 복사에 의한 손실만 보정하였다. 시편 1A-4인 경우 유한 펄스 시간 효과를 보정하지 않은 값과 보정한 값을 비교하면 그 차이가 온도 100°C일 때 4.4%, 500°C일 때 1.8%이며, 온도가 올라감에 따라 차가 점점 작아지게 된다. 두께가 0.2896cm인 시편의 경우는 복사손실을 보정한 값과 보정하지 않은 값을 비교하여 보면 초기 온도가 100°C인 경우가 그 차이가 가장 크고 고온으로 갈수록 차이가 점점 작아진다. 이러한 현상은 고온일수록 복사의 영향이 더욱 크다는 이론을 위배하고 있다. 그 이유는 두께가 두꺼워질수록 복사에 의한 영향 외에 noise, 2차원 열유동, 계측기의 측정오차 등 정확히 예측하기 어려운 인자들로 인해 발생하는 오차가 존재하고 있음을 알 수 있다. 본 실험에서 사용한 I.R detector는 100°C보다 낮은 값에서는 자료로 채택할 수 없을 정도로 많은 noise가 포함된 값을 나타낸다.

4.2 비열 측정

비열의 측정은 Perkin-Elmer사의 모델 DSC-2를 이용하여 측정하였다. 측정온도 범위는 56.8°C에서 526.8°C까지로 하였으며, 온도 상승률은 분당 20K로 하였다. 그 결과는 Fig. 5에서 나타내었다. 1A 시편과 1B시편은 350°C까지는 거의 같은 값으로 변화하다가 온도가 350°C에서 526.8°C까지 상승함에 따라 두 값의 차는 점점 증가하며, 526.8°C에서 두 값은 3.6%의 차를 나타낸다. 따라서 고온압연에 의해 만들어진 재료와 이 재료를 다시 압연률 68.4%로 냉간압연하여 만든 재료 사이에는 비열의 차를 무시할 수 있다.

4.3 열확산 계수의 측정

동일한 로로부터 생산된 모든 재료는 동일한 열확산계수를 갖느냐를 시험해보기 위하여 잉고트로부터 고온압연에 의해 두께를 3가지로 제작하여 각각에 대한 온도별 열확산계수의 변화를 Fig. 6에 표시하였다.

시편 1A, 11A, 2A는 잉고트로부터 고온압연하여 두께를 각각 0.2896cm, 0.2377cm, 0.1996cm로 제작한 것이다.

Fig. 6에서 볼 수 있듯이 동일한 로에서 제작된 재료라도 압연 두께에 따라 열확산계수의 값이 변화함을 알 수 있다. 이 변화는 압연 두께의 변화에 따라 규칙적으로 변화하지 않는다. 즉 압연 후 두

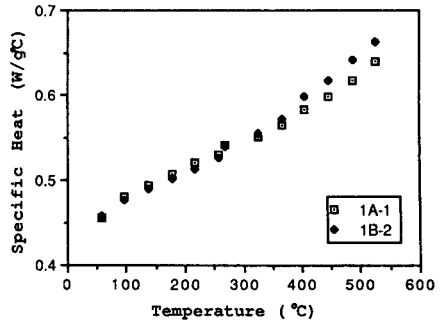


Fig. 5 Specific heat vs. temperature of specimen 1A-1 and 1B-2

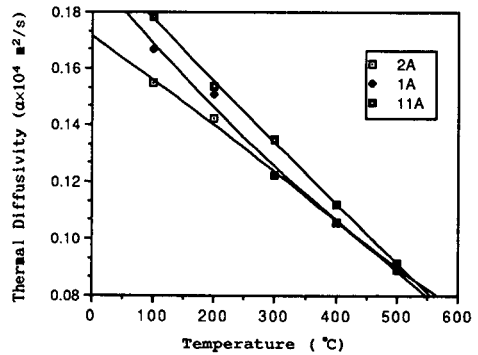


Fig. 6 Variation of thermal diffusivity vs. temperature with respect to various hot rolled samples

께가 가장 두꺼운 1A시편보다, 더욱 압연된 11A시편이 가장 큰 값을 갖는다. 그러나 상온에서나 500°C 근처에서는 거의 같은 값을 보이며, 200°C 근처에서는 그 차이가 7%로서 가장 큰 차이를 나타내고 있다.

순수금속이나 합금의 결정구조 사이의 관계에 대한 확실한 이론이 개발되어 있지는 않았으나, 대체로 자유전자의 유동과 격자진동에 의하여 열에너지가 전달되는 것으로 보고 있다. Williams등⁽³⁵⁾의 연구에 의하면 Cu, Al, In과 같은 전도성이 좋은 비전이성 순수금속(nontransition pure metal)은 격자진동에 의한 열전도성은 자유전자에 의한 것에 비해 무시할 수 있을 정도로 작으나, 자성이 큰 전이성 순수금속인 Fe, Co, Cr, W 등은 격자진동에 의한 열전도성의 기여도가 상당히 크다고 하였다. 따라서 합금이나 불순물이 많이 섞인 재료는 전자전도성과 격자전도성간의 크기를 정량적으로 표시하기는 매우 어렵고, 다만 열전도성이 좋은 재료일

수축 전자전도성이 격자전도성보다 전체 전도성에 미치는 기여도가 크다고 할 수 있다. 즉 금속재질이 아닌 세라믹이나 절연재료는 자유전자에 의한 열전도성의 기여도는 무시할 수 있고 다만 격자전도성에만 의존하게 된다.

금속재료는 대개가 결정구조(crystal structure)로 되어 있으며 다른 결정과 구별되는 결정입계(grain boundary)를 형성하고 있기 때문에 각각의 입계에 의해 둘러싸인 결정을 격자(lattice)라고 한다. 이들 격자들은 재결정온도이상으로 가열되면 조대하여지며, 이러한 고온에서 소성변형을 받으면 상온이나 재결정온도이하의 온도하에서 소성변형을 받을 때보다 가공성은 향상되는 반면 금속내부의 격자구조가 상이하게 형성되며, 또한 압연률에 따라서도 조직의 조밀성, 자유전자의 수, 결정입계의 형태가 변화하게 되어 결국 열물성치도 다른 값을 갖게 된다. 열물성치가 변화하는 또다른 원인은 소성변형을 받은 재료는 변형을 받은 방향으로 화이버가 발생하고, 방향성을 갖게 되어 결국 이방성 재료로 바뀌게 되며, 고온 가공의 시간이나 냉각상태 등의 이유 때문인 것으로 생각된다.

Fig. 7에서 Fig. 9까지는 압연률과 압연 종류에 따라 열확산 계수의 변화를 온도별로 나타낸 것이다. Fig. 7은 고온 압연으로 제작된 시편 1A를 냉간압연에 의해 압연률을 68%로 제작된 시편이 1B이며, 동일한 압연률로 1A재료를 어니일링한 후 temper rolling한 시편이 1C이다. Fig. 8은 11A시편을 압연률 55%로 냉간압연하여 만든 시편이 11B이며, 압연률 70%로 어니일링한 후 temper rolling한 시편이 2C이다. Fig. 9도 같은 방법으로 2A시편을 압연률 60%, 70%로 하여 각각 2B, 2C시편을 제작하였다.

그림에서 볼 수 있듯이 원 재료를 압연하면 열확산계수 값은 공히 감소한다. 또한 냉간압연한 재료가 annealing한 후 temper rolling한 재료보다 더욱 감소하며, 그 감소율은 고온으로 갈수록 점차 그 차이가 작아진다. 이 경우는 공히 압연시 발생하는 화이버와 수직방향으로만 측정하였다. 화이버 방향과 열확산계수의 변화에 관한 연구는 Bae^(26,28,29)가 하였으며, 동 및 알루미늄 재료를 상온에서 실험한 결과 화이버 방향과 열유동방향이 동일할수록 열확산계수는 증가한다. 또한 압연률과의 관계도 Bae가 하였으며, 동 및 알루미늄재가 압연률 30% 이내일 때는 압연률에 따라 열확산계수가

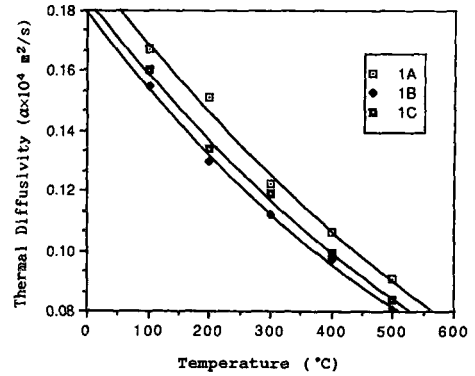


Fig. 7 Variation of thermal diffusivity vs. temperature with respect to reduction in thickness and kinds of rolling process

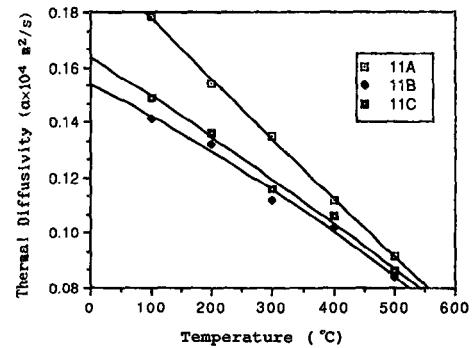


Fig. 8 Variation of thermal diffusivity vs. temperature with respect to reduction in thickness and kinds of rolling process

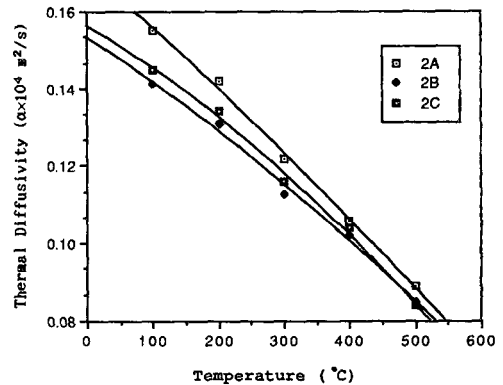


Fig. 9 Variation of thermal diffusivity vs. temperature with respect to reduction in thickness and kinds of rolling process

선형적으로 감소함을 찾아내었다. 그러나 본 실험에서 채택한 저탄소강인 경우 극심한 압연을 받은 상태에서는 압연률에 따라 열확산계수 값이 비례적으로 감소하지 않고 있다. 즉 1A시편과 1B시편의 변화율보다 압연률이 작은 11A시편과 11B시편의 변화율이 더욱 크다.

금속재료의 열전도성은 전기전도성과 Wiedemann-Franz-Lorenz법칙에 의하여 그 유사성이 입증되었다. 즉 전기전도성이 좋은 재료는 열전도성도 우수하다. 이 법칙은 열전도성의 근본적인 기구인 자유전자 유동에 의한 전자전도성 및 격자진동에 의한 격자전도성 중에서 전자전도성만의 유사성을 의미한다. 금속재료가 낮은 온도에서보다 높은 온도에서는 격자진동이 심해지기 때문에 오히려 자유전자의 평균자유행로(mean free path)가 감소하게 되어 열저항(혹은 전기저항)이 오히려 증가한다. 따라서 온도가 상승하면 열확산계수가 감소하게 된다.

재료가 냉간압연 등에 의한 소성변형을 받으면 격자구조가 조밀해지며, 가공경화를 일으키게 되어 내부응력이 증가되고, 격자결함이 일어나며, 화이버의 형성 및 방향성을 갖는 재료로 바뀌어 재료의 물성치가 변화하게 된다. 특히 격자결함(lattice defect)은 열물성치 변화에 주원인이 된다. Crampton등⁽³¹⁾은 격자결함 중 vacancy와 interstitial atom이 소성변형된 재료의 전기저항의 증가에 주원인이 되며, dislocation의 영향은 작다고 하였다. 동체에 대한 Crampton등의 실험에 의하면 소성변형률이 증가하면 전기저항계수가 증가함을 찾아내었고, Wang등⁽³²⁾의 Cupron에 대한 인장 실험에서도 동일한 경향을 입증하였다. 전기저항계수의 증가는 Wiedemann-Franz-Lorenz법칙 즉, 일정한 온도에서 전기저항계수와 열전도계수의 곱은 일정하다는 법칙에 따라 열전도계수는 소성변형이 증가하면 감소하게 됨이 간접적으로 입증된다. 열전도계수의 감소는 재료의 밀도나 정압비열이 일정할 때 열확산계수의 감소를 의미한다. 재료가 극심한 변형을 받았을 때 소성변형률과 열확산계수의 변화는 선형적이 아니다. 이러한 사실은 Crampton 등이 제시한 동체에 대한 실험식에서도 입증된다. 즉 $\Delta\rho = a\varepsilon^p$ 에서 $\Delta\rho$ 는 전기저항계수의 변화이고, ε 은 소성변형률이며, a 와 p 는 다결정재료(polycrystalline material) 혹은 단결정재료에 따라 변화하는 양(+)의 정수이다. 이 실험식은 모든 재료에서 적용될 수 있는 식은 아니지만 변형률

과 열확산계수의 관계를 정성적으로 나타내고 있다. 또한 소성변형이 극심한 상태로 일어나면 재료 내부의 격자구조가 달라지고, 자유전자의 수가 변화하며 격자결함이 심하게 발생하게 되며, 이러한 변화는 열물성치의 변화에 대한 예측을 어렵게 만든다.

따라서 소성변형을 받지 않은 원소재의 열확산계수로부터 극심한 소성변형을 받은 재료의 열확산계수를 찾아낼 수 없으며, 엄밀한 열물성치를 필요로 하는 경우는 측정하여 사용하여야 한다.

재료를 어니일링한 후 열간압연하면 냉간압연한 경우보다 열확산계수값이 다소 회복하나, 원재료보다는 전 온도 구간에 대해 작은 값을 보이고 있다. 재료의 가공은 가공경화를 동반하게 되므로 어니일링을 통하여 연화할 필요가 있다. 재료의 어니일링은 내부응력을 제거하고, 재결정이 형성되며, 결정의 성장이 동반하게 되므로, 어니일링을 하지 않았을 때와 비교하여 재료가 안정한 상태로 회복하게 된다. 따라서 어니일링 후의 재료의 전기저항은 감소하게 되어 열확산계수가 다소 증가하게 된다.

4.4 오 차

오차의 발생원인은 경계조건에서 발생하는 오차와 측정오차로 나눌 수 있다. 경계조건에서 발생하는 오차는 유한 펄스 시간 효과, 열원의 비균일성, 대류 및 복사열손실로 인한 오차, 2차원 열유동으로 발생하는 오차로 고려할 수 있다.

열원의 비균일성으로 발생하는 오차에 관한 연구는 McKay등⁽¹⁸⁾과 Beedham등⁽¹⁹⁾이 수행하였으며 레이저 빔을 사용할 경우 열확산계수에 최대 4%까지 오차를 발생시킬 수 있다고 하였다. 열원의 비균일성은 감광지(footprint pattern paper)의 사용으로 비균일성분포를 감지할 수 있다. Taylor⁽³⁴⁾는 레이저 빔의 비균일성이 열확산계수에 미치는 영향에 대하여 실험을 통해 규명하였다. Plexiglass에 시편의 직경보다 작은 구멍(aperture)을 뚫고 이 구멍을 통과하는 빔이 시편전면에 입사되는 부분을 hot spot라 하고 구멍을 통과하지 않고 plexiglass를 통해 들어오는 레이저 빔은 hot spot를 통과하는 강도의 33%가 되게 하였을 경우와, plexiglass의 구멍부분을 두께가 얇은 plexiglass를 막아서, 빔의 강도를 75%만 통과하도록 하여 시편전면에 입사되는 부분을 cold spot라 한 후, 이들 hot spot과 cold spot이 열확산계수값에 미치는 영향은

측정하였다. 빔의 강도는 spectrophotometer를 이용하여 측정하였으며 얻어진 결과는 레이저 빔을 직접 조사했을 경우에 비해 3%에서 10%까지 오차가 발생할 수 있음을 보고하였다. 그러나 실제로 감광지에 나타나는 레이저 빔의 비균일성은 매우 미미하며 광학적 렌즈의 발달로 이러한 빔의 비균일성을 최소화시킬 수 있다. 본 실험에서 사용한 레이저 빔은 집광렌즈를 통과시켰으며 이러한 경우 비균일성으로 발생하는 오차는 1% 이하가 됨을 Taylor⁽³⁴⁾가 확인하였으므로 본 실험에서는 이 부분의 오차는 무시하였다.

시편주위의 대류로 인한 손실을 배제하기 위하여 진공로내에서 실험을 행하였으며, 2차원 열유동으로 발생하는 오차를 배제하기 위하여 레이저 빔의 직경을 시편의 직경보다 크게 하였다.

본 실험에서는 유한 펄스 시간 효과에 대한 보정과 복사손실로 인한 보정을 수행하였다. 식 (45)로 유한 펄스 시간 효과를 보정한 결과 0.0940cm 두께인 시험편 1A-4인 경우, 100°C에서 보정하기 전의 열확산계수 값이 0.15805cm²/s이고 보정한 후의 값은 0.165389cm²/s이다. 이 값은 시편 두께가 0.2022cm인 1A-3 시험편의 값 0.16675cm²/s와는 1% 미만의 오차를 갖는다. 이 경우의 t_x 는 $t_{1/2}$ 로 하고, 측정값이 0.007756s이며, 펄스 시간 τ 는 0.8ms로 하였다.

복사 손실은 고온의 경우가 될수록 심하게 나타난다. 본 연구에서는 Ratio법⁽¹⁰⁾을 이용하여 보정하였으며, 시편의 두께가 0.2375cm 이하인 경우는 500°C인 경우만 고려하였고, 시편 두께가 0.2375cm를 초과하는 경우는 100°C 이상의 온도 구간에서 전부 고려하였다. 시편의 두께가 0.2022cm인 시편의 경우 보정하지 않은 열확산 계수값은 500°C에서 0.9138cm²/s이며 보정한 값은 0.9057cm²/s이므로 1% 미만의 오차가 보정된 것이다. 그러나 복사의 손실은 2000°C 이상의 초고온 상태에서는 매우 중요하게 고려되어야 한다.

시편의 두께가 두꺼운 경우는 열이 전면에서 시편 후면까지 전도되는 시간이 오래 걸리므로 낮은 온도에서도 복사 손실의 영향을 고려해 주어야 한다. 시편 두께가 0.2896cm인 경우 100°C에서 복사 손실을 고려하지 않았을 경우는 0.18057cm²/s이었으며 복사 손실을 고려하여 보정한 값은 0.16736cm²/s이 되었다. 이 경우는 7.3%나 보정되었으며, 0.2022cm 두께인 시편 1A-3 값과는 1% 미만

의 오차를 보인다. 그러나 온도가 200°C일 때 두꺼운 시편의 보정된 값과 1A-3 시편값과는 오차가 약 5%인 최고치에 달한 후 500°C까지는 5% 미만의 차가 발생한다. 이와 같이 보정 후에도 비교적 큰 차이를 보이는 이유는 시편의 두께가 두꺼워지면 복사 손실 외에 두께 그 자체가 열확산계수에 미치는 영향이 있고, 측정에 따르는 예측이 어려운 오차가 포함되어 있기 때문인 것으로 추측된다.

측정 오차인 경우는 손실들을 무시한 경우의 Parker식을 이용함으로써 고려할 수 있다. 즉 식 (29)에서 볼 수 있듯이 $\alpha = A\ell^2/t_{1/2}$ 로 표시할 수 있으므로 열확산계수의 오차는 두께로 인한 오차와 half time의 오차의 합으로 표현 가능하다.

여기서 $A = 1.38/\pi^2$ 인 상수이다.

식으로 표현하면

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{2d\ell}{\ell} + \frac{dt_{1/2}}{t_{1/2}} \quad (46)$$

이 된다. 예를 들면 시편의 두께를 0.2cm로 하고 마이크로미터로 측정하였을 때 ± 0.0005 cm까지 측정 오차를 발생시킬 수 있으며, 성능이 매우 좋은 오실로스코프로 하프타임을 측정할 경우 50ms에서 ± 1 ms의 오차를 발생시킬 수 있으므로 이러한 경우 α 에 미치는 오차는 $\pm 2.5\%$ 가 된다. 그러나 본 연구에서 채택한 데이터 acquisition 장비를 이용할 경우 ± 0.1 ms의 오차를 발생시킬 수 있으므로 측정오차는 $\pm 0.5\%$ 이내가 된다. 여기에 IR detector나 amplifier에서 발생되는 오차를 추가하여 고려하여야 하지만 이러한 장비들의 측정 오차들을 정량적으로 표시하기는 어렵다. 다만 Taylor⁽³⁴⁾는 모든 측정오차의 합은 하프타임법으로 측정할 경우 $\pm 0.6\%$ 이하라고 하였다.

5. 결 론

- (1) 동일한 로에서 제작된 재료라도 고온압연의 두께에 따라 열확산계수 값이 변화한다.
- (2) 압연을 받은 재료는 원 소재보다 열확산계수 값이 작아지며, 고온으로 갈수록 그 차는 점점 작아진다.
- (3) 어니일링한 후 고온압연하면 냉간압연한 재료에 비해 열확산계수의 값이 다소 커지나, 원 소재보다는 작은 값을 갖는다.
- (4) 압연률이 55% 이상으로 극심한 변형을 받은 재료는 압연률의 증가에 따라 열확산계수의 값이

규칙적으로 감소하지 않는다.

후 기

본 연구는 1987년 한국과학재단 후원으로 미국 Purdue 대학 부설 TPRL에 방문교수로 재직시 이루어졌으며 재단관계자 여러분과 TPRL의 소장 Taylor, R.E. 박사와 모든 스태프들에게 감사드립니다.

參考文獻

- (1) Touloukian, Y.S., Powell, R.W., Ho, C.Y. and Nicolaou, M.C., 1973, "Thermophysical Properties of Matter", Vol. 10, Plenum, New York and Washington, pp. 1a~50a.
- (2) Parker, W.J., Jenkins, R.J., Butter, C.P. and Abbott, G.L., 1961, "Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity", J. of Appl. Phys., Vol. 32, No. 9, pp. 1679~1684.
- (3) Cowan, R.D., 1961, "Proposed Method of Measuring Thermal Diffusivity at High Temperature", J. of Appl. Phys., Vol. 32, No. 7, pp. 1363~1370.
- (4) Cowan, R.D., 1963, "Pulse Method of Measuring Thermal Diffusivity at High Temperature", J. of Appl. Phys., Vol. 34, No. 4, pp. 926~927.
- (5) Parker, W.J., 1962, "Flash Method of Measuring Thermal Conductivity", Proc. of the Second Conference on Thermal Conductivity, pp. 33~45.
- (6) Carslaw, H.S. and Yeager, J.C., 1959, "Conduction of Heat in Solids, Oxford U.P., England.
- (7) Cape, J.A. and Lehman, G.W., 1963, "Temperature and Finite Pulse-Time Effects in the Flash Method for Measuring Thermal Diffusivity", J. of Appl. Phys., Vol. 34, No. 7, pp. 1909~1913.
- (8) Watt, W.A., 1966, "Theory of thermal Diffusivity by Pulse Technique", Brit. J. of Appl. Phys., Vol. 17, pp. 231~240.
- (9) Heckman, R.C., 1973, "Finite Pulse-Time and Heat-Loss Effect in Pulse Thermal Diffusivity Measurement", J. of Appl. Phys., Vol. 44, No. 4, pp. 1455~1460.
- (10) Clark III, L.M. and Taylor, R.E., 1975, "Radiation Loss in the Flash Method for Thermal Diffusivity", J. of Appl. Phys., Vol. 46, No. 2, pp. 714~719.
- (11) Taylor, R.E. and Cape, J.A., 1964, "Finite Pulse-Time Effects in the Flash Diffusivity Technique", Appl. Phys. Letters, Vol. 5, No. 10, pp. 212~213.
- (12) Taylor, R.E. and Clark III, L.M., 1974, "Finite Pulse Time Effects in Flash Diffusivity Method", High Temp-High Pressures, Vol. 6, pp. 65~72.
- (13) Larson, K.B. and Koyama, K., 1967, "Correction for Finite-Pulse-Time Effects in very Thin Samples Using the Flash Method of Measuring Thermal Diffusivity", J. of Appl. Phys., Vol. 38, No. 2, pp. 465~474.
- (14) Donaldson, A.B., 1972, "Radial Conduction Effects in the Pulse Method of Measuring Thermal Diffusivity", J. of Appl. Phys., Vol. 3, No. 10, pp. 4226~4228.
- (15) Donaldson, A.B. and Heckman, R.C., 1972, "The Measurement of Thermal Diffusivity by a Heat Loss Independent Technique", Proc. of 12th Int. Conf. on Thermal Conductivity, pp. 12~15.
- (16) Donaldson, A.B. and Taylor, R.E., 1975, "Thermal Diffusivity Measurement by a Radial Flow Method", J. of Appl. Phys., Vol. 46, No. 10, pp. 4584~4589.
- (17) Chu, F.I., Taylor, R.E. and Donaldson, A.B., 1980, "Thermal Diffusivity Measurement of High Temperatures by the Radial Flash Method", J. of Appl. Phys., Vol. 51, No. 1, pp. 336~341.
- (18) McKay, J.A. and Schriemf, J.T., 1976, "Corrections for Nonuniform Surface-Heating Errors in Flash Method Thermal-Diffusivity Measurements", J. of Appl. Phys., Vol. 47, No. 4, pp. 1668~1671.
- (19) Beedham, K. and Dalrymple, I.P., 1970, "The Measurement of Thermal Diffusivity by the Flash Method. An Investigation into Errors Arising from the Boundary Conditions", Rev. Int. Hautes Temper, et Refract., t. 7, pp. 278~283.
- (20) Larson, K.B. and Koyama, K., 1968, "Measurement by the Flash Method of Thermal Diffusivity, Heat Capacity and Thermal Conductivity in Two-Layer Composite Samples", J. of Appl. Phys., Vol. 39, No. 9, pp. 4408~4416.
- (21) James, H.M., 1985, "Theory of Pulse Measurement of Thermal Diffusivity on Two-Layer Slabs", High Temperature-High Pressures, Vol. 7, pp. 481~496.
- (22) Lee, H.J., 1975, "Thermal Diffusivity in Layered and Dispersed Composites", Ph. D. Thesis, Purdue University.
- (23) Lee, T.Y.R., 1977, "Thermal Diffusivity of Dispersed and Layered Composites", Ph. D. Thesis, Purdue University.
- (24) Lee, K.S., 1981, "A Study on the Measurement of

- Thermal Diffusivity of Layered Composite Materials by Flash Method", Ph. D. Thesis, Han Yang University.
- (25) Cha, K.O., 1983, "A Study on the Thermophysical Properties of Standard Pieces of Carbon and Special Steels for Spark Test", Ph. D. Thesis, Dankook University.
- (26) Bae, S.C., 1985, "A Study on the Variation of the Thermal Diffusivity of Copper and Aluminium Plates on the Reduction of Thickness by Rolling Process and the Direction of Heat Flow", Ph. D. Thesis, Han Yang University.
- (27) Kim, J.W., 1986, "Heat Loss and Finite Pulse Time Effects on the Thermal Diffusivity Measurement of Layered Materials by the Flash Method", Ph. D. Thesis, Dankook University.
- (28) Park, H.Y. and Bae, S.C., 1984, "Variation of the Thermal Diffusivity of Copper Alloy with Reduction in Rolling Process, Trans. of KSME, Vol. 8, No. 5, pp. 462~468.
- (29) Bae, S.C., Park, H.Y. and Lee, Y.S., 1985, "An Experimental Study on the Variation of the Thermal Diffusivity of Copper Alloy and Aluminium Alloy with Reduction in Thickness and Heat Flow Direction in Rolling Process", J. KSASS, Vol. 13, No. 3, pp. 67~78.
- (30) Lee, H.G., 1986, "Variation of the Thermal Diffusivity of Muntz Metal Strained by the Tensile Test Machine", Ms. Thesis, Dankook University.
- (31) Crampton, D.K. and Burghoff, H.L., 1941, "Effect of Cold Work upon Electrical Conductivity of Copper Alloys", Metal Tech., pp. 228~245.
- (32) Wang, T.P. and Kubilins, F.T., 1957, "The Metallurgical Aspects of Resistance", Electronic Industries and Tele-Tech., Vol. 16, pp. 52~124.
- (33) Kobayasi, K., 1986, "Simultaneous Measurement of Thermal Diffusivity and Specific Heat at high Temperatures by a Single Rectangular Pulse Heating Method", International J. of Thermophysics, Vol. 7, pp. 181~194.
- (34) Taylor, R.E., 1973, "Critical Evaluation of Flash Method for Measuring Thermal Diffusivity", NSF Report PRF-6764.
- (35) Williams, R.K. and Fulkerson, W., 1969, "Separation of the Electronic and Lattice Contributions to the Thermal Conductivity of Metals and Alloys", Proc. of 8th ITCC, pp. 389~456.