

點熔接에 있어서 溫度分布의 變化에 關한 研究

王之錫* · 趙鏞培*

A Study on the Transient Temperature Distribution for Spot Welds

J. S. Wang, Y. B. Cho

Abstract

A calculating method of transient temperature distribution due to spot welding of thin plates is studied in this paper. Considering the contact stress between upper and lower plate and temperature-dependence of specific resistance and elastic limit of base metal, the model of calorific density of heat source was decided.

Using 2-dimensional polar coordinates system, the governing equation of heat transfer was developed and the solution was obtained as following;

$$T = \frac{h}{\pi r c \delta} \int_0^{t_i} \frac{Q e^{-b(t-\tau)}}{4ha(t-\tau)+1} e^{-\frac{hr^2}{4ha(t-\tau)+1}} d\tau + T_a$$

The obtained solution has an integral form, so the approximate formula was also developed as following;

$$T = \frac{hH}{\pi r c \delta} \frac{e^{-bt}}{4hat+1} e^{-\frac{hr^2}{4ha t}} + T_a$$

The thermal cycles of various points were recorded using C-A thermocouples during spot welding procedure for mild steel plates of 1mm thickness, and those results were compared with the results of calculations presented in this paper.

記號說明

Q : 熱源強度 [cal/sec]
 I : 電流 [A]
 V : 電壓 [V]
 q : 熱源密度 [cal/sec/cm²]
 k : 常數
 r, θ : 極座標系
 r_0 : 板間接觸半徑 [cm]

d_e : 電極의 直徑 [cm]
 δ : 母材의 두께 [cm]
 q_m : 熱源密度分布모델 [cal/cm²/sec]
 q_{max} : 最大熱源密度 [cal/cm²/sec]
 h : 熱源集中係數 [1/cm²]
 T : 溫度 [°C]
 r : 比重量 [g/cm³]
 c : 比熱 [cal/g/°C]
 λ : 熱傳導係數 [cal/cm/°C/sec]

* 正會員 韓國海洋大學

t : 時間[sec]
 t_0 : 通電時間[sec]
 $t_i = \inf(t, t_0)$
 H : 全熱量[cal]
 a : 熱擴散係數[cm²/sec]
 T_a : 室內溫度[°C]
 τ : 積分과라미터

1. 序 論

얇은 板材의 接合에 주로 使用되는 點熔接의 특징은 加壓하고 극히 짧은 時間에 大電流를 通電시켜 熔接이 이루어 진다는 것이다. 따라서 母材에 常溫으로부터 融點까지 極基한 溫度變化가 일어나고 이 溫度變化中에 熔湯이나 熱影響部의 熔接質을 決定하는 여러 가지 物理的 化學的 現象이 發生하는데, 相變化, 材料의 收縮膨脹, 熱應力의 發生, 熱彈塑性變形, 母材의 熔融, 再結晶, 各種電氣化學反應 등이 그것이다. 이러한 現象들을 研究하는 데는 材料內 各點의 溫도와 그의 變化率을 正確히 把握하는 것이 대단히 重要하다.

最近 自動車나 航空機 産業이 急速도로 發達하면서 點熔接材의 信賴性을 增進시키기 위하여 點熔接質을 向上시키려는 研究가 多數 行하여지고 있다. 이들 研究에서는 주로 熔接質을 決定하는 여러가지 因子들을 변경시키면서 實驗하여 가장 切適한 熔接條件을 찾아내고 있다. 그러나 因子의 數가 많고 한 因子는 다른 因子에 影響을 미치므로 適正條件을 찾는 것이 매우 어렵다. 예를들면 加壓力은 熔接電流에 커다란 影響을 미친다. 만약 熔接中 또는 熔接後에 母材의 溫度分布와 그의 變化推移를 把握할 수만 있다면 母材의 溫度變化에 따라 일어나는 前述한 여러 가지 物理的 化學的 現象들을 推定할 수 있을 것이고 點熔接質을 向上시키는데 도움이 될 것이다.

本 研究에서는 이러한 점에 着眠하여 點熔接中 및 點熔接後의 溫度分布와 그의 變化推移를 다루었다. 板間接觸應力, 母材의 比抵抗과 彈性限度가 溫度에 따라 變化하는 舉動 등을 考慮하여 熱源密度分布의 模型을 定하였다. 또한 板材가

얇다고 看做하고 電極의 中心線이 母材와 만나는 點을 原點으로 잡은 極座標系를 利用하여 2次元 熱傳導方程式을 세워, 이의 解를 구하므로써 溫度分布計算式을 提示하였다.

本計算式이 積分形態로 되어 있기 때문에 電子計算機를 利用한 數值積分을 하여야 한다. 그러므로 이를 計算하는 프로그램을 FORTRAN의 FUNCTION으로 作成하여 부록에 첨부하였다. 또한 熔接時間이 一般의으로 대단히 짧다는 事實을 利用하여 近似計算式도 만들어 提示하였으므로 電子計算機를 備置하고 있지 않아도 桌上用計算器만으로도 計算할 수 있도록 하였다.

本 研究에서 提示한 計算式을 檢證하기 위하여 두께 1mm의 軟鋼板을 實際로 點熔接하면서 熱履歷(Thermal Cycle)을 測定하여 計算結果와 比較하였다. 熱履歷의 測定은 C-A 熱電對 溫度計를 利用하였다.

2. 熱源密度的 分布

點熔接時 單位時間當의 發熱量 즉, 熱源強度 Q 는 다음 式으로 表示할 수 있다.

$$Q = 0.24\eta I^2 R = 0.24\eta IV \quad (1)$$

여기서 η 는 다음 節에서 論하게 될 熱效率이고 I 는 熔接電流, V 는 熔接電壓, R 은 電氣抵抗이다. 이 熱量의 大部分이 熔接初期에는 板間接觸電氣抵抗에 의하여 發生한다.¹⁾ 電極의 加壓力과 被熔接材의 溫度上昇에 의하여 板間接觸電氣抵抗은 곧 消滅되나 被熔接材의 比抵抗이 溫度에 따라 增加하므로 이런 것들을 考慮하여 單位時間當, 單位面積當, 被熔接材가 받아들이는 熱量 즉, 熱源密度的 分布 q 를 計算하고자 한다.

固體의 두 面이 接觸할 때, 接觸面積은 接觸應力에 比例²⁾하고 接觸電氣抵抗은 接觸面積에 反比例하므로 被熔接材의 板間接觸電氣抵抗은 接觸應力에 反比例한다고 볼 수 있다. 한편, 電氣抵抗에 一定 電壓을 인가하였을 때 單位時間當 發熱量은 抵抗에 反比例함을 勘案한다면, 結局 熱源密度的 分布는 板間接觸應力에 比例한다는 것을 알 수 있다. 點熔接의 中心點을 原點으로 한 極座標系 r, θ 를 利用하여 板間接觸

應力을 計算하면 第1種 0次 Bessel函數가 되므로 熱源密度의 分布도 第1種 0次 Bessel 函數²⁾가 된다.

$$q = CJ_0(kr) \quad (2)$$

여기서 C 와 k 는 다음에 求할 常數이고 J_0 는 第1種 0次 Bessel 函數를 나타낸다.

電極의 直徑을 d_e , 板의 두께를 δ 라 하면 板 隔離(Sheet Separation)가 일어나는 半徑 r_0 는²⁾

$$r_0 = 0.5(d_e + 1.1\delta) \quad (3)$$

이다. 板間接觸半徑 r_0 를 式(2)에 代入하면 이 값이 0이 된다.

$$J_0(kr_0) = 0 \quad (4)$$

이 式을 풀어 合理的인 解를 取하면 $kr_0 = 2.405$ 이므로

$$k = \frac{2.405}{r_0} = \frac{4.81}{d_e + 1.1\delta} \quad (5)$$

이 된다.

熱源密度分布를 重積分하면 熱源強度가 되므로 다음 式이 成立한다.

$$\int_0^{r_0} q 2\pi r dr = Q \quad (6)$$

式(5)의 k 를 式(2)에 代入하여 q 를 구하고 이를 다시 式(6)에 代入하여 常數 C 를 구하면

$$C = 1.1487 \frac{Q}{r_0^2} = \frac{4.595Q}{(d_e + 1.1\delta)^2} \quad (7)$$

이 된다. 따라서 熱源密度의 分布 q 는 다음과 같이 된다.

$$q = 1.1487 \frac{Q}{r_0^2} J_0\left(\frac{2.405}{r_0} r\right), \quad r \leq r_0 \quad (8)$$

$$q = 0, \quad r > r_0$$

式(8)은 熔接初期에 板間接觸電氣콘덕탄스(接觸電氣抵抗의 逆數)가 板間接觸應力에 比例할 때 成立하는 式이나, 熔接이 始作되면 被熔接材의 溫度가 原點($r=0$)으로부터 急上昇하므로 아직 材料가 溶融되지 않더라도 彈性體로서 더 이상 應力을 지탱할 수 없게 된다. 例를 들면 軟鋼의 境遇, 700°C 에 到達하면 彈性限度와 彈性

係數가 0이 되어 彈性體에서 點性體로 變化한다.⁸⁾ 이렇게 되면 接觸電氣抵抗이 消滅되어 電流密度가 커지게 된다. 勿論, 材料의 溫度上昇으로 比抵抗이 커져서 電流密度의 增加가 약간 鈍化된다.

材料의 溫度上昇은 熔接中心點 즉, 原點에서 가장 먼저 일어나므로 板間接觸應力도 이제 더 이상 Bessel函數의 形態를 하지 않는다. 다시 말하자면 接觸應力의 最大點이 中心部에서 바깥쪽으로 移動하게 된다. 이러한 때에 熱源密度의 分布를 正確히 計算한다는 것은 너무 많은 因子 때문에 매우 어렵다. 그러나, 材料의 比抵抗과 彈性限度가 溫度에 따라 變化하는 모양을 알면 어느 정도 推定할 수 있다. 例를 들면 軟鋼의 比抵抗과 彈性限度가 溫度에 따라 變化하는 모양을 나타 내면 Fig.1 과 같고⁷⁾⁸⁾ 이를 參照하여 熔接中 熔着部의 여러 가지 物性值의 分布를 定性的으로 그리면 Fig.2와 같다. 熔接時間이 대단히 짧기 때문에 熔接始作後 任意의 짧은 時點에서 接觸面의 溫度分布는 初期熱源密度分布인 式(8)과 같은 모양을 하고 있을 것이다. 이것을 原點에서부터 板間接觸半徑 r_0 까지 그래프로 나타내면 Fig.2의 溫度曲線이다. Fig.1을 參照하여 比抵抗과 彈性限度의 分布도 그릴 수 있다. 一般的으

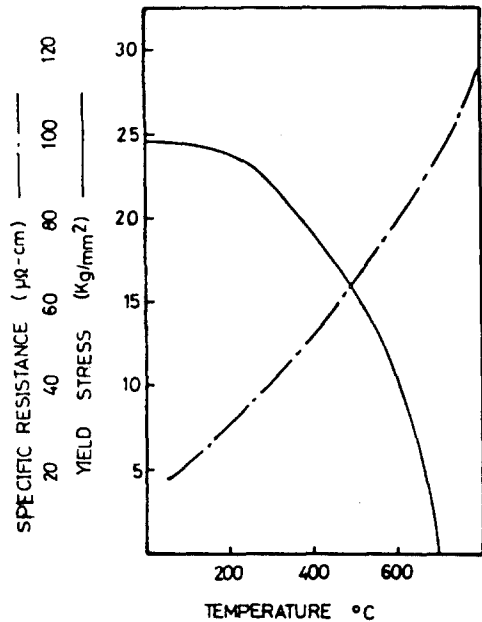


Fig. 1. Properties of Mild Steel

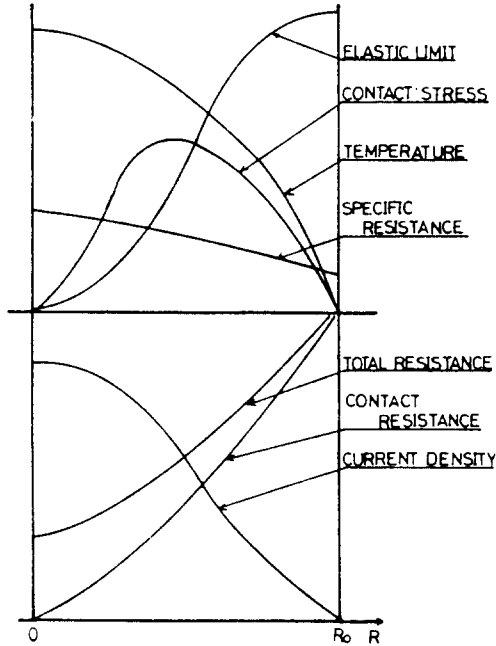


Fig. 2. Qualitative Distributions of Materials Constants During Welding in Bonded Zone.

로 金屬材料가 高溫이 되면 完全塑性體(Perfectly Plastic Materials)에 가까우므로 接觸應力의 計算은 약간의 假定만 도입하면 별 어려움이 없다. 두 물체가 接觸할 때 接觸面積은 接觸應力에 比例하고 彈性限度에 反比例하므로⁶⁾ 接觸電氣抵抗은 그의 反對가 된다. 따라서 接觸電氣抵抗의 分布를 그릴 수 있다. 材料의 比抵抗의 分布를 알므로서 全抵抗의 分布를 알 수 있고 電流密度의 分布를 구할 수 있다. 이 電流密度의 分布는 熱源密度의 分布와 같은 形態를 하고 있다.

이와 같이 熱源密度의 分布는 材料의 物性值가 溫度에 따라 어떻게 變化하는가에 따라 다를 뿐만 아니라 熔接中 時時刻刻 달라진다. 그러나, 위의 過程으로부터 熱源密度의 分布가 大略 다음과 같은 모델 q_m 으로써 나타내어도 별 무리가 없음을 알았다.

$$q_m = q_{max} e^{-hr^2} \tag{9}$$

여기서 q_{max} 는 熱源密度分布의 最大値를 나타내고 h 는 常數로서 熱源의 集中係數이다.

式(9)의 q_m 을 重積分하면 熱源強度 Q 가 된다.

$$Q = \int_0^{\infty} q_m 2\pi r dr = \int_0^{\infty} q_{max} e^{-hr^2} 2\pi r dr \tag{10}$$

이 式으로부터 q_{max} 를 구하면

$$q_{max} = \frac{hQ}{\pi} \tag{11}$$

가 된다. 그러므로 熱源密度分布의 모델은 다음과 같다.

$$q_m = \frac{hQ}{\pi} e^{-hr^2} \tag{12}$$

式(9)로 표시된 熱源密度分布의 모델은 다음 節에서 나오는 熱傳導에 關한 偏微分方程式(支配方程式)의 解를 구하는데 쉽도록 정한 것이지만 Fig.2에서 보는 바와 같이 실제에 어느 정도 符合되므로 實用的 價値가 있다고 생각된다. 그러나, 어디까지나 모델이기 때문에 式(8)의 正確한 分布와 되도록 誤差가 적어야 할 것이다. 따라서, 最小自乘法에 의하여 다음 값이 最小가 되도록 h 를 정하면 合理的일 것이다.

$$\phi = \int_0^{\infty} (q - q_m)^2 2\pi r dr \tag{13}$$

式(8)과 式(12)를 式(13)에 代入하고 $\frac{d\phi}{dh} = 0$ 이 되도록 하면 다음과 같은 超越方程式을 얻게 된다.

$$\int_0^{r_0} \left\{ \frac{1.1487}{r_0^2} J_0 \left(\frac{2.405}{r_0} r \right) - \frac{h}{\pi} e^{-hr^2} \right\} (hr^2 - 1) e^{-hr^2} r dr + \frac{1 - 2hr_0^2}{8\pi} e^{-2hr_0^2} = 0 \tag{14}$$

이것을 試行誤差法(Trial and Error Method)에 의하여 풀면 Table 1과 같고, 式으로 表示하면 다음과 같은 近似式이 된다.

$$h = \frac{3.638}{r_0^2} \tag{15}$$

Table 1에 式(15)의 絕對誤差와 相對誤差를 같이 나타내었다. 그리고 Fig. 3은 板間接觸半徑 $r_0 = 0.6\text{cm}$, 熱源의 集中係數 $h = 10.109\text{1/cm}^2$ 에 대하여 熱源密度分布를 나타낸다.

Table 1. Contact Radius and Concentration Coefficient of Heat Source

$r_0(\text{cm})$	h ($1/\text{cm}^2$)	approx. value h	absolute error	relative error
0.1	363.821	363.8	0.021	5.772E-5
0.2	90.955	90.95	0.005	5.497E-5
0.3	40.425	40.422	0.003	7.421E-5
0.4	22.739	22.738	0.001	4.398E-5
0.5	14.553	14.552	0.001	6.871E-5
0.6	10.106	10.106	0	0
0.7	7.425	7.424	0.001	1.347E-4
0.8	5.685	5.684	0.001	1.759E-4
0.9	4.492	4.491	0.001	2.226E-4
1.0	3.638	3.638	0	0
1.1	3.007	3.007	0	0
1.2	2.527	2.526	0.001	3.957E-4
1.3	2.153	2.153	0	0
1.4	1.856	1.856	0	0
1.5	1.617	1.617	0	0
1.6	1.421	1.421	0	0
1.7	1.259	1.259	0	0
1.8	1.123	1.123	0	0
1.9	1.008	1.008	0	0
2.0	0.910	0.910	0	0

부가 어떻게 변화하여 가는지 알고자 한다.

點熔接에 의하여 接合할 수 있는 板은 一般의 으로 얇은 板이다. 따라서, 被熔接材自體에 傳導되는 熱量에 比하여 板의 兩側에서 對流와 輻射에 의하여 損失되는 熱量이 無視할 수 없을 程度이다. 그러므로 이 熱量을 Newton의 熱傳達係數 α 로써 考慮한다. 板이 얇으므로 板의 全 두께에 걸쳐서 溫度가 같다고 볼 수 있고 點熔接點의 中心을 原點으로 하는 極座標系 r, θ 를 利用하여 2次元 非定常 熱傳導方程式을 세우면 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} - \frac{b}{a} T = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (16)$$

여기서 T 는 熔接始作後 t 秒가 지난 時點에서 點 (r, θ) 의 溫度이고 材料의 比重量을 r , 比熱을 c 두께를 δ , 熱傳導係數를 λ 라 할 때 $b=2\alpha/(rc\delta)$, $a=\lambda/(rc)$ 이다.

式(16)의 解를 구하기 위하여 다음과 같이 變數 變換한다.

$$T = \phi e^{-bt} \quad (17)$$

이 式을 式(16)에 代入하여 定理하면

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (18)$$

와 같이 된다.

一般의 으로 熔接板이 너깃面積(Nugget Area)에 比하여 매우 넓으므로 熔接板을 無限히 넓다고 看做하면 式(18)의 境界條件은 없고, 다음의 初期條件을 滿足하는 解를 구하여 보자.

$$\phi_0 = \Psi e^{-hr^2} \quad (19)$$

復雜한 數學的 過程을 거쳐 式(19)의 初期條件을 滿足하는 式(18)의 解는 다음과 같음을 알았다.

$$\phi = \frac{\Psi}{4hat + 1} e^{-\frac{hr^2}{4hat + 1}} \quad (20)$$

式(20)을 式(17)에 代入하므로써 初期條件

$$T_0 = \Psi e^{-hr^2} \quad (21)$$

를 滿足하는 式(16)의 解는 다음과 같음을 알

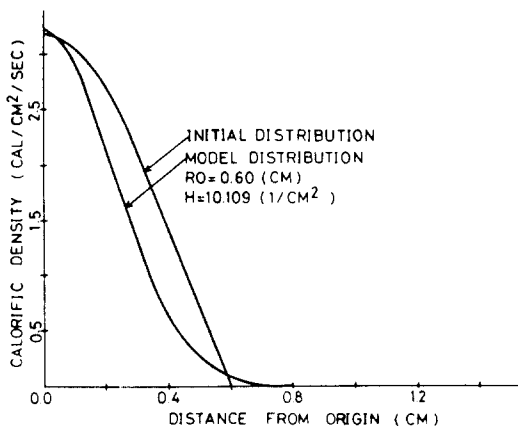


Fig. 3. Distribution of Calorific Density

3. 支配方程式과 그의 解

熔接部에 큰 電流가 通하므로써 接觸部에 생기는 主熱(Joule Heat)은 接觸部를 熔着시키고 板에 傳導되어 퍼져 나간다. 여기서는 熱에 關한 基本方程式을 세우고 이의 解를 구하므로써 熔接中 및 熔接後에 있어서 板의 溫度分

수 있다.

$$T = \frac{\Psi}{4hat+1} e^{-bt} e^{-\frac{hr^2}{4hat+1}} \quad (22)$$

以上の事實을 基礎로 하여 式(9)로 表示된 熱源密度分布 모델에 의한 熔接中の 溫度分布를 求하여 보자. Δt 秒 동안 材料에 주어지는 單位面積當 熱量은 $q_m \Delta t$ 가 된다. 이 熱量이 $t=0$ 일 때, 瞬間的으로 材料에 주어졌다고 보고서, 이에 의한 初期溫度를 T_0 라 하면 다음 式이 成立한다.

$$q_m \Delta t r d\theta dr = T_0 r c \delta r d\theta dr \quad (23)$$

여기서 式(9)를 代入하고 T_0 에 關하여 整理하면

$$T_0 = \frac{q_{max} \Delta t}{rc\delta} e^{-hr^2} \quad (24)$$

가 된다. 이 式으로 表示된 初期條件에 의한 溫度分布 T_1 은 式(22)에서 Ψ 代身에 $q_{max} \Delta t / (rc\delta)$ 를 代入하면 된다.

$$T_1 = \frac{q_{max} \Delta t}{rc\delta(4hat+1)} e^{-bt} e^{-\frac{hr^2}{4hat+1}} \quad (25)$$

그다음 瞬間의 Δt 秒 사이에 單位面積當 주어진 熱量 $q_m \Delta t$ 에 의한 溫度分布 T_2 는 같은 方法으로 다음과 같이 求하여진다.

$$T_2 = \frac{q_{max} \Delta t}{rc\delta\{4ha(t-\Delta t)+1\}} e^{-b(t-\Delta t)} e^{-\frac{hr^2}{4ha(t-\Delta t)+1}} \quad (26)$$

一般的으로 i 번째 瞬間의 Δt 秒 사이에 單位面積當 주어진 熱量 $q_m \Delta t$ 에 의한 溫度分布 T_i 는

$$T_i = \frac{q_{max} \Delta t}{rc\delta\{4ha\{t-(i-1)\Delta t\}+1\}} e^{-b\{t-(i-1)\Delta t\}} e^{-\frac{hr^2}{4ha\{t-(i-1)\Delta t\}+1}} \quad (27)$$

이 된다.

熔接中の 溫度分布는 이들을 全部 合하면 되고 더우기 $\Delta t \rightarrow 0$ 이면 다음과 같이 定積分形態로 表示된다.

$$T = \frac{1}{rc\delta} \int_0^t \frac{q_{max} e^{-b(t-\tau)}}{4ha(t-\tau)+1} e^{-\frac{hr^2}{4ha(t-\tau)+1}} d\tau + T_a \quad (28)$$

여기서 τ 는 積分파라미터이고 T_a 는 室內溫度이다.

式(28)은 熔接中の 溫度分布이나 $t=t_0$ 에서 熔接이 終了되었다면 즉 通電時間이 t_0 이라면 熔接 終了後의 溫度分布는 式(28)에서 積分上限值를 t 代身 t_0 로 바꾸기만 하면 된다. 따라서 式(11)를 式(28)에 代入하여 整理하면 熔接中 및 熔接後의 溫度分布計算式은 熔接始作時를 時間原點($t=0$)으로 취하여 다음과 같이 表示된다.

$$T = \frac{h}{\pi rc\delta} \int_0^{t_i} \frac{Q e^{-b(t-\tau)}}{4ha(t-\tau)+1} e^{-\frac{hr^2}{4ha(t-\tau)+1}} d\tau + T_a \quad (29)$$

단 $t_i = \inf(t, t_0)$

熱源強度 Q 가 通電時間동안 一定할 때 式(29)의 計算프로그램을 FORTRAN의 FUNCTION으로 作成하여 附錄에 提示하였다. 여기서 FUNCTION의 名稱을 SPOTEM으로 하였고 積分은 Simpson 公式을 使用하였으며 室內溫度 T_a 는 20°C 로 취하였다.

式(29)는 熔接中 및 熔接後의 溫度分布를 正確하게 計算할 수 있는 式이기는 하지만 電子計算機에 의한 數值積分을 하여야만 하기 때문에 만약 이것을 備值하고 있지 않으면 計算하기에 대단히 不便하다. 그러므로 熔接後의 溫度分布만을 近似的으로 計算하고자 할 때는 다음과 같은 近似式을 利用하면 桌上用計算器만으로도 計算할 수 있다.

一般的으로 通電時間 t_0 가 $\frac{1}{400}$ 秒내지 1秒로 대단히 짧기 때문에 熔接終了時를 時間原點($t=0$)으로 취하고 熔接後의 溫度分布式은 式(25)에서 Δt 를 t_0 로 代置하고 室內溫度를 合하면 된다. 따라서 式(11)을 式(25)에 代入하면

$$T = \frac{hH}{\pi rc\delta} \frac{e^{-bt}}{4hat+1} e^{-\frac{hr^2}{4hat+1}} + T_a \quad (30)$$

과 같이 된다. 여기서 $H=Qt_0$ 로서 全入熱量 (Total Heat Input)이다.

式(29)의 熱源強度 Q 와 式(30)의 全入熱量 H 는 被熔接板 1장에 주어지는 熱量이다. 그러므로 2장을 겹치어 點熔接할 때는, 點熔接機의 計器에

서 檢出한 電流와 電壓으로부터 換算한 熱量을 2로 나누어야 한다. 만약 3장을 겹치어 點熔接할 때는 이 熱量을 3으로 나누어야 한다.

Fig.4, Fig.5, Fig.6은 두께 2mm짜리 軟鋼板을 入熱量 200cal로 點熔接할 때 原點에서부터 各各 2mm, 6mm, 10mm 떨어진 點의 熱履歷曲線을 計算에 의하여 그린 것이다. 熔接時間을 各各 1秒, 1/2秒, 1/4秒로 하여 正確한 計算式과 近似式에 의한 計算結果들을 나타내었다. 예상하였던 대로 熔接時間이 짧을 수록 近似式의 誤差가 적고 一般的으로 近似式에 의하여 計算한 溫度가 높게 나타나고 있음을 알 수 있다.

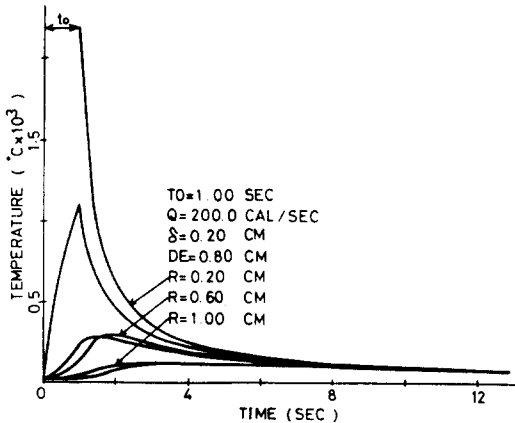


Fig. 4. Comparison of Thermal Cycles for 1 sec of Welding Time

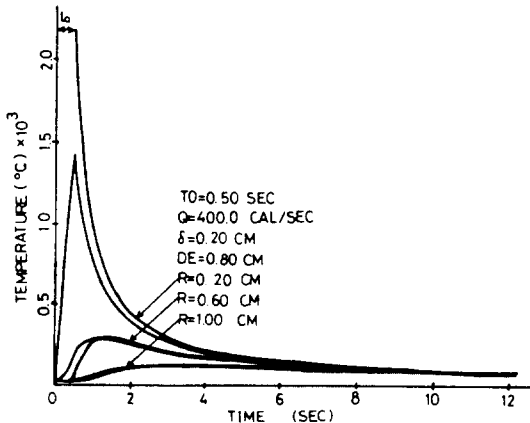


Fig. 5. Comparison of Thermal Cycles for 1/2 sec of Welding Time

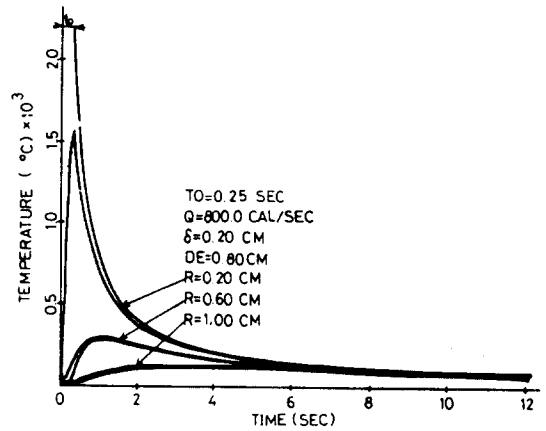


Fig. 6. Comparison of Thermal Cycles for 1/4 sec of Welding Time

4. 熱 効 率

電極과 母材를 通하여 흐르는 大電流에 의한 熱量은 板間接觸部를 위시한 母材에서 大部分 發生하는데 이 發生熱量의 50~80%가 電極을 通하여 冷却水로 損失된다.³⁾ 이 損失熱量을 빼 나머지 熱量이 母材로 傳達되어 퍼져 나가는데 이 熱量을 全熱量으로 나눈 값이 熱効率이다.

熱効率은 여러 가지 因子의 影響을 받는다. 維持時間(Hold Time)이 짧으면 熱効率이 增加하고, 電極의 直徑과 熱傳導係數가 크면 熱効率이 減少한다. 또한 母材의 두께와 熱傳導係數가 크면 熱効率이 增加하고 加壓力이 크면 熱効率이 減少한다. 이와 같이 熱効率은 여러 가지 因子의 影響을 받는데 이의 體系의인 研究가 있어야 할 것이다. 文獻에 의하면 두께 1mm의 軟鋼板을 實務에서 보통의 方法대로 點熔接할 때의 熱効率은 25%程度이다.³⁾

5. 實 驗

本研究에서 提示한 溫度分布計算式을 檢證하기 위하여 軟鋼板을 實際로 點熔接하고 溫度記錄裝置로 熱履歷曲線(Thermal Cycle Curve)을 記錄하여 計算에 의한 熱履歷曲線과 比較해 보았다.

本實驗에서 使用한 點熔接機는 Matsushita

Industrial Co. LTD에서 生産된 모넨 YR-120 SPO, 定格容量 35.1 KVA, 油壓式의 點熔接機이다. 試片은 두께 1mm인 SS-41의 軟鋼板을 30cm×30cm로 切斷하여 惁아 Fig. 7과 같이 各試片마다 點熔接部의 中心이 되는 處를 原點으로 하고 原點으로부터 各各 0.5cm, 1.0cm, 1.5cm 2.0cm의 距離에 直徑 2mm의 구멍을 드릴로 �었고 C-A熱電對를 Percussion Welding 해서 서로의 桴을 短絡시킨 後 �어 놓은 구멍을 �하여 Fig 8에 보인 바와 같이 亦是 Percussion Welding으로 아래 試片에 附着시켰다. Table 2는

試片의 化學的 成分과 物成值들을 나타낸다.

熔接條件으로는 熔接前維持時間(Squeeze Time)을 60 Cycles, 加壓力은 400kg, 그리고 通電時間은 25 Cycles로 두었다. 熔着部內에서 생기는 Void를 제거해 주기 위하여서는 熔接後維持時間(Hold Time)을 길게 할 수록 좋다는 것을 考慮하여⁴⁾ 熔接後維持時間은 約 30 Cycles로 하고 冷却流速은 3 l/min로 하였다. 熔接電流은 9600A로 하였고 熱履歷曲線을 記錄裝置(Graph-tec Multicorder Mc 6715)로 記錄하였다. 本實驗에서 使用한 記錄裝置는 增幅機에서 C-A熱電對에 의한 유기전압을 바로 溫度로 換算한 後 Galvanometer로 記錄하도록 되어 있는 溫度記錄 專用 記錄裝置이다. 實驗은 3번 실시하였고 3번 다 비슷한 結果를 얻었다.

Fig. 9는 實驗結果와 計算結果를 나타낸다. 一般적으로 計算에 의한 熱履歷曲線이 實驗에 의한 그것보다 약간 높게 나타나고 있으나 全般적으로 잘 맞아감을 알 수 있다. 原點에 가까울수록 溫度變化가 크고 最高溫度가 높다는 것은 예상한 바와 같고 Nugget의 가장자리에서 약 700

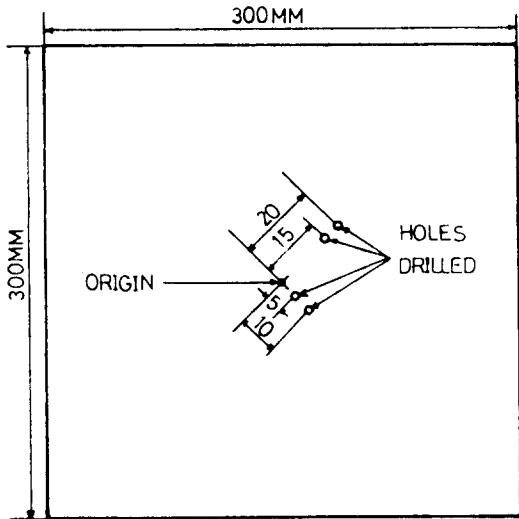


Fig. 7. Arrangement of Holes

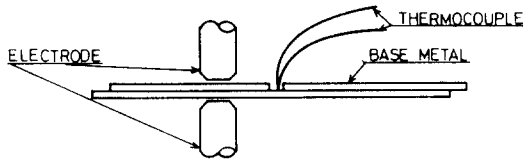


Fig. 8. Attachment of Thermocouples

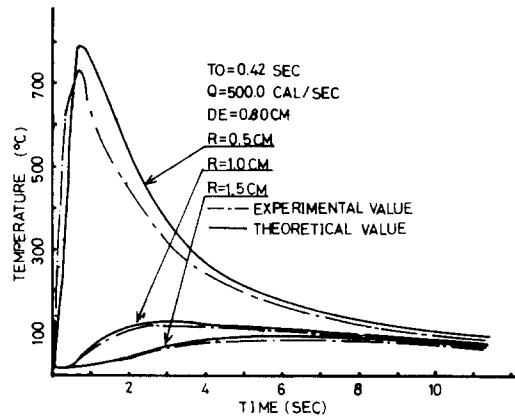


Fig. 9. Thermal Cycles

Table 2. Chemical Composition and Materials Properties

Chemical Composition (Wt%)						Materials Properties			
Mn	Si	C	P	S	Fe	Thermal Conductivity (cal/cm ² /°C/sec)	Density (g/cm ³)	Spec. Heat (cal/g/°C)	Coefficient of Heat Transfer (cal/cm ² /°C/sec)
0.54	0.22	0.19	0.02	0.015	Res.	0.1	7.8	0.15	0.0014

°C程度된다는 Greenwood 等の 研究結果⁵⁾에 相當히 가깝게 나타났었다. 0.5cm되는 點의 溫度에 있어서 實驗에 의한 曲線이 計算에 의한 曲線보다 약간 빨리 增加함을 볼 수 있는데 이는 熔接中の 熱源密度分布모델이 實際와 약간 差異가 나는 것에 基因한다고 생각된다. 이로서 初期熱源密度의 分布가 Bessel函數의 形態를 하고 熔接中の 熱源密度分布모델이 무리없이 定하여 졌다는 것을 짐작할 수 있다. 또한 極座標를 利用한 2次元 熱傳導方程式과 그의 解가 어느 程度 實際를 잘 나타낸다고 보아진다.

6. 結 論

點熔接에 의한 母材의 溫度分布計算式을 구하기 위하여 研究한 結果 다음과 같은 結論을 얻었다.

(1) 熔接初期 熱源密度分布는 다음과 같이 Bessel函數의 形態로 나타내진다.

$$q = 1.1487 \frac{Q}{r_0^2} J_0\left(\frac{2.405r}{r_0}\right), \text{ 단 } r \leq r_0$$

(2) 熔接中の 熱源密度分布는 材料物性值의 溫度依存性에 左右되나 大略 다음과 같은 모델로써 나타낼 수 있다.

$$q_m = \frac{hQ}{\pi} e^{-hr^2}$$

(3) 熔接中の 熱源密度分布모델에 있어서 熱源의 集中係數는 板間接觸半徑의 제곱에 反比例하여 다음과 같이 된다.

$$h = \frac{3.638}{r_0^2}$$

(4) 極座標系를 利用하여 點熔接에 의한 溫度分布計算式을 나타내면 다음과 같이 積分形態로

表示된다.

$$T = \frac{h}{\pi r c \delta} \int_0^{t_i} \frac{Q e^{-b(t-\tau)}}{4ha(t-\tau)+1} e^{-\frac{hr^2}{4ha(t-\tau)+1}} d\tau + T_a$$

단 $t_i = \inf(t, t_0)$

(5) 點熔接時間이 짧으면 點熔接에 의한 溫度分布計算式으로 다음과 같은 近似式을 利用할 수도 있다.

$$T = \frac{hH}{\pi r c \delta} \frac{e^{-bt}}{4hat+1} e^{-\frac{hr^2}{4ha^2t+1}} + T_a$$

(6) 點熔接에 의한 溫度分布計算式의 近似式은 熔接時間이 짧은 수록 誤差가 적다.

參 考 文 獻

1. 鈴木春義, “改訂最新溶接學”(1978) 코나社, p. 341~343.
2. 宋森弘·金富東, “點熔接의 너깃지름과 板間接觸지름의 關係性”, 大韓機械學會論文集 第7卷 第3號(1983), p. 314~315.
3. 中村 孝·小林德夫·森本一, “溶接全書 Vol. 8 抵抗溶接” 產報出版(1979), p. 41.
4. 柳炳吉·姜春植, “Galvanized Steel의 點용접성에 미치는 電극팁의 영향”, 大韓熔接學會誌 第5卷 第3號(1987), p. 16.
5. J. A. Greenwood. K. P. Bently, et al., Brit. Weld. J., Vol. 10-12, (1963), p. 613.
6. F. P. Bowden, D. Tabor, “The Friction and Lubrication of Solids”, Oxford(1950), p. 20.
7. 禹亨疇·趙哲, “電氣材料學”, 文運堂(1982), p. 144~146.
8. 嚴東錫, “最新溶接工學”, 文運堂(1982), p. 176.

〈附 錄〉

```

FUNCTION SPOTEM(ALP, ALAM, GAM, C, DEL, DE, Q, TO, T, R)
C THIS FUNCTION IS FOR CALCULATING THE TEMPERATURE OF A GIVEN POINT IN THE
C SPOT-WELDED PLATE.
C
C PARAMETER DISCRPTION;
C ALP=COEFFICIENT OF HFAT TRANSFER (CAL/CM**2/SEC/°C)
C ALAM=COEFFICIET OF THERMAL CONDUCTIVITY (CAL/CM/SEC/°C)
C GAM=SPECIFIC WEIGHT (GRAM/CM**3)
C C =SPECIFIC HEAT (CAL/GRAM/°C)
C DEL=THICKNESS OF PLATE (CM)
C DE=DIAMETER OF ELECTRODE (CM)
C Q =CALORIFIC INTENSITY (CAL/SEC)
C TO=WELDING TIME(SEC)
C T=TIME(SEC)
C R=DISTANCE FROM THE ORIGIN(CM)
C
GAMC=GAM*C
A=ALAM/GAMC
B=2.*ALP/GAMC/DEL
RO=0.5*(DE+1.1*DEL)
H=3.638/RO/RO
TI=TO
IF(T.LT. TO) TI=T
DT=TI/30
TT=0.
T1=B*T+H*R*R/(4.*H*A*T+1.)
IF(T1.GT. 80.) GOTO 4
TT=EXP(-T1)/(4.*H*A*T+1.)
4 T2=B*(T-TI)+H*R*R/(4.*H*A*(T-TI)+1.)
IF(T2.GT. 80.) GOTO 6
TT=TT+EXP(-T2)/(4.*H*A*(T-TI)+1.)
6 TAU=DT
DO 10 I=1,29
T1=4.*H*A*(T-TAU)+1.
T2=B*(T-TAU)+H*R*R/T1
IF(T2.GT. 80.) GOTO 10
T3=EXP(-T2)/T1
J=I/2
J=J*2
IF(I.GT. J) TT=TT+4.*T3
IF(I.EQ. J) TT=TT+2.*T3
10 TAU=TAU+DT
TT=TT*DT/3
SPOTEM=H*Q*TT/GAMC/DEL/.3.14159+20.
RETURN
END

```