

<講 座>

燃料液滴의 燃燒(Ⅱ)

趙 慶 國*

5. 對流가 液滴燃燒에 미치는 影響

自然對流

靜止空氣중에서의 懸垂液滴의 燃燒는 自然對流에 의해 發生되는 上昇氣流의 影響을 받는 것은 周知의 事實이며 燃料液滴의 이러한 形態의 燃燒에서는 液滴 直徑의 自乘이 時間에 對해서 直線的으로 減少하는 關係가 嚴密히 成立하고 있다. 實際로 많은 實驗者들은 上記의 法則을 燃料液滴의 이러한 形式(靜止空氣중에서의 懸垂液滴)의 燃燒에 對해서 먼저 上記의 事實을 確認하고, 實驗은 球對稱이며 또한 準定常의 燃燒模型에 基礎를 두는 理論과 잘 一致한다고 믿어왔다. 그 理由는 前記의 $D_0^2 - D^2 = kt$ 라는 關係는 이러한 理論의 歸結이며 理論的으로 計算된 k 의 값과 實驗的으로 決定된 k 의 값이 거의 一致하기 때문이다. 그러나 自然對流內에서 燃料液滴燃燒의 樣相은 理論에서 假定된 燃燒狀態와는 아주 다른 樣相을 나타내고 있다. 가장 顯著한 差巽는 다음과 같다. 火炎은 球狀과는 아주 다른 Fig.9와 같은 形狀을 하고 있으며, 火炎上半部의 높이 h 는 液滴 直徑 D 에 正比例하지만 火炎下半部의 높이 a 및 液滴의 中心을 포함한 水平面上의 火炎直徑 $2b$ 는 一定하게 保持되어 있는 點이다(當初에는 이와같이 觀察되었지만 後에 精密한 測定에 의하여 이를 訂正하게 된다) 이것은 上記 理論의 또 하나의 歸結인 火炎直徑과 液滴直徑과의 比는 一定하게 保持된다는 것과 對照를 이루고 있다. 自然對流內에서의 이와같은 燃燒實驗을 球對稱燃燒 理論과, 比較한다는 것은 論理的으로 妥當性있는 일이 되지 못한다.

熊谷 등¹⁴⁾은 自然對流內에서 燃料液滴의 燃燒實驗에서 上記와 같은 事實을 밝혀내고 다음과 같은 理論解析을 試圖하였다. 여기서 그들은 單位時間에 液滴表面으로부터 蒸發하는 燃料蒸氣量이 그때의 液滴直徑에 正比

例한다는 事實과 그 外로 다음과 같은 假定을 두었다.

i) 任意의 液滴크기의 瞬間을 取하여 定常狀態로 생각한다.

ii) 液滴의 周圍에는 自然對流에 의한 氣流가 存在하나 火炎의 아주 下方에서는 이 氣流는 鉛直上方을 向하며 또 均一한 速度分布를 갖는 것으로 간주한다.

iii) 液滴表面으로부터 蒸發한 燃料蒸氣는 均一한 強度로 各方向에 流出하여 空氣流와 任意接觸面을 形成하여 이 接觸面을 通하여 相互擴散이 이루어진다. 이때 理論混合氣가 되는 點을 이온面이 火炎境界라고 생각한다.

第1의 假定은 取扱을 簡單히 하기 위한 것이며 第2의 假定은 上昇氣流의 直徑이 火炎直徑에 比하여 相當히 크므로 그리 無理한 假定이 아니라 생각된다. 第3의 假定中 後半의 假定은 Burke & Schumann이 이러한 假定下에 數學的으로 決定한 擴散火炎의 形狀이 (이에 關해서는 後記한다) 適當한 擴散係數를 使用하면 實際의 것과 잘 一致하는 것을 보아 理由있는 假定이라 생각된다.

여기서 첫 段階로서 擴散을 생각하지 않을 때 液滴表

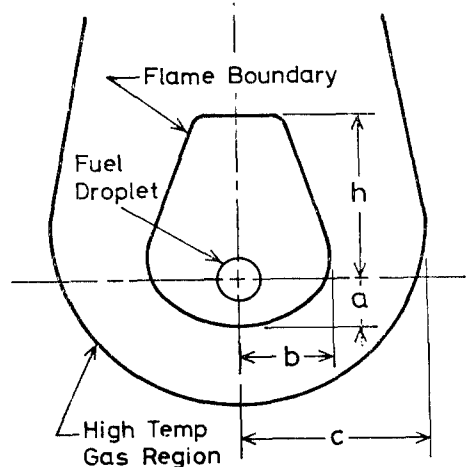


Fig. 9. 自然對流下에서 燃燒하는 燃燒液滴

* 正會員, 서울大學校 工科大學

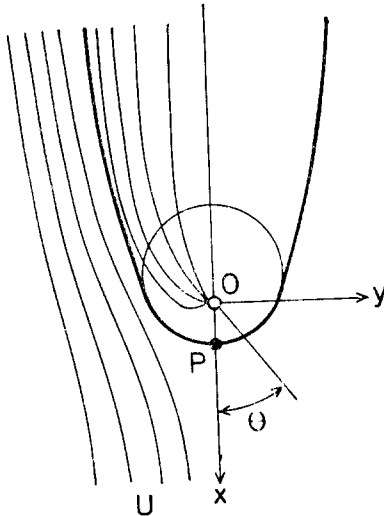


Fig. 10. 燃燒液滴周圍의 흐름(自然對流)

面으로부터 蒸發하는 燃料蒸氣가 空氣流와 어떠한 接觸面을 形成할 것이며 또 流線은 어떠한 分布를 나타낼 것인가를 생각하여 본다. 이것은 3次元 Potential flow 에서 均一한 흐름과 噴出이 組合된 것으로 생각하여도 좋을 것이다. m 을 單位時間에 噴出한 燃料蒸氣의 體積(噴出強度), U 를 液滴의 아주 下方의 上昇空氣流速度(均一한 흐름의 速度)라고 하면 液滴의 中心 O 를 原點으로 하고 x, y 軸, 偏角 θ 를 Fig. 10과 같이 取하였을 때 그 흐름의 velocity potential ϕ 는

$$\phi = -2\pi Ux - \frac{m}{2R} \quad (34)$$

가 된다.

$$\text{단, } x = \frac{R \cos \theta}{2 \cos \frac{\theta}{2}}, \quad y = R \sin \frac{\theta}{2}, \quad R \text{은 原點 } 0 \text{로부터}$$

流動場의 任意點 $P(x, y)$ 까지의 位置 vector이다.

velocity potential ϕ 와 stream function Ψ 와의 관계식

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

로부터 stream function Ψ 에 關해서 풀면

$$d\Psi = d\left(-\pi UR^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} - \frac{m}{2} \cos \theta\right)$$

即,

$$\Psi = -\pi UR^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} - \frac{m}{2} \cos \theta + C$$

이다.

여기서 C 는 積分常數이다.

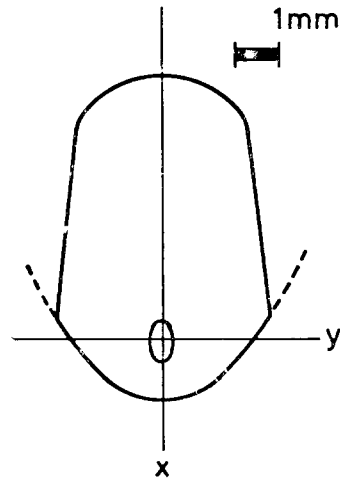


Fig. 11. 自然對流下에서 燃燒하는 液滴의 火炎形狀

stagnation point $\theta = \theta_s$ 는 $\theta_s = 0$ 이고, 이때 stream function $\Psi = 0$ 이므로

$$\Psi = -\pi UR^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{m}{2} (1 - \cos \theta)$$

또는

$$\Psi = -\pi U y^2 + \frac{m}{2} (1 - \cos \theta) \quad (35)$$

가 된다. 이로부터 兩者의 接觸面은 $\Psi = 0$ 일 때이므로

$$\left. \begin{aligned} y &= R \sin \frac{\theta}{2} \\ x &= \frac{R \cos \theta}{2 \cos \frac{\theta}{2}} \\ R &= \sqrt{\frac{m}{\pi U}} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

에서 求할 수 있다.

이 接觸面과 $\Psi = \text{const}$ 로부터 얻은 各流線은 Fig. 10과 같이 되며, 上昇氣流와 噴出蒸氣流와는 P 點에서 처음으로 接觸하고 있는 것을 알 수 있다. 理論混合氣가 存在하는 點을 이은 面, 即 火炎境界는 P 點에서 出發하여 擴散때문에 차츰 接觸面에서 떨어진 面이 될 것이 라는 것이 豫想된다. 이와같은 생각에서 寫眞으로 測定한 火炎境界와 上記의 式으로 計算한 接觸面과를 比較한 하나의 例를 Fig. 11에 表示한다. 이것은 直徑 0.74 mm의 normal heptane 液滴을 自然對流下에서 燃燒시킨 것이다. 이 그림에서 實線은 測定한 火炎境界를 表示하며, 點線은 $R/2$ 에 a 의 測定值의 平均을 代入하여 算出한 接觸面이다 여기서 보면 下部火炎에서 兩者는



Fig. 12. 燃焼液滴周圍의 自然對流을 表示하는 粒子軌跡

거의 一致하고 있으나 上部에 가면 갑자기 火炎境界가 接觸面內部에 들어가고 있음을 볼 수 있다. b/a 는 理論 計算에서는 $\sqrt{2}$ 가 되지만, 實測値는 $\sqrt{2}$ 의 周圍에 分散되어 있다. 따라서 이 測定精度의 範圍에서는 下部 火炎은 接觸面과 거의 一致하고 있다고 말할 수 있다.

여기서 下部 火炎의 形狀 및 크기, 卽 式 (36)의 R 이 液滴直徑에 의해서 變化하지 않는다는 點에 對해서 생각하여 보기로 한다. m 은 單位時間에 噴出하는 燃料蒸氣의 體積, 卽 單位時間에 減少하는 燃料液滴의 體積에 比例한 것이며 따라서 液滴直徑에 正比例한다. 그러므로 液滴直徑에 의하여 R 이 變하지않기 위해서는 U 도 液滴直徑에 正比例하고 있다는 것이된다. 이것은 單位時間에 燃焼하는 燃料量이 液滴直徑에 正比例하여 增加하며 따라서 單位時間에 發生하는 熱量이 增加하여 그 結果로서 自然對流가 急激하여져서 上昇氣流의 速度가 增加한다고 생각할 수 있다. 또한 上昇氣流柱의 直徑도 液滴直徑에 無關하므로 上昇氣流에 의해서 單位時間에 火炎領域에 流入되는 空氣量이 液滴直徑에 正比例하며 따라서 單位時間에 燃焼하는 燃料의 量에 正比例한 것이 된다. 이와같이 燃料液滴의 燃焼에 要하는 空氣는 自然對流에 의한 上昇氣流에 의해서 補給되고 있음을 알 수 있다.

그러나 그 後의 더욱 精密한 實驗에서 a 및 b 는 D 에 對해서 一定하지 않고 \sqrt{D} 에 正比例하고 있음을 알았다.¹⁵⁾ 卽 式 (36)의 R 이 \sqrt{m} 에 正比例하는 것이 되며 U 가 一定하게 유지되고 있다는 것이 된다. 따라서 上昇氣流柱의 直徑도 液滴直徑에 無關한 것이 아니고 氣流

柱의 斷面積(直徑)이 液滴直徑(直徑의 平方根)에 正比例한다고 豫想된다. schlieren 寫眞에 의해서 氣流柱를 觀察하면 氣流柱의 斷面積은 確實히 液滴直徑의 減少에 따라 減少하나 正比例한다고 할 수 있을 程度로는 減少하지 않음을 볼 수 있다(氣流柱의 直徑으로 보면 더욱 그 變化는 작다) 이러한 事實은 氣流柱의 外緣에서 外氣와 混合이 行해지고 있으므로 그 直徑이 變할 것처럼 보인 것인지는 또는 上昇氣流의 慣性에 의해서 앞의 影響이 持續되고 있는 것인지 確實치 않지만 아마 兩쪽 다 그 原因이 되고 있으리라 생각된다.

- 지금 V : 燃料液滴의 體積, mm^3
- v : 燃料蒸氣의 體積, cm^3
- ρ : 燃料液滴의 密度, g/cm^3
- t_v : 燃料蒸氣의 溫度, $^{\circ}C$
- M : 分子量

라고하면

$$-\frac{dV}{dt} = \frac{\pi k D}{4} \text{ 이므로}$$

$$m = \frac{dv}{dt} = -\frac{dV}{dt} \frac{22.4\rho}{M} \frac{273+t_v}{273}$$

$$= -\frac{22.4\pi k \rho}{4M} \frac{273+t_v}{273} D$$

한 例로서 Ethyl Alcohol에서는 $k=0.75mm^2/s$, $\rho=0.79 g/cm^3$, $M=46$ 을 代入하면

$$m = 0.23 \times \frac{273+t_v}{273} D$$

또 a 의 實驗式으로서 $a=1.35\sqrt{D}$ 가 提案되어 있으므로 $R=2a=2.7\sqrt{D}$, 따라서

$$R^2 = 2.7^2 D$$

이들의 m 과 R^2 을 $U=m/\pi R^2$ 에 代入하면

$$t_v = 78^{\circ}C \text{ (沸點)} : U = 1.3cm/s$$

$$t_v = 500^{\circ}C : U = 3.0cm/s$$

卽 Ethyl Alcohol의 液滴이 燃焼하고 있을 때 流入空氣速度는 每秒 數 cm 程度라고 豫想된다.

實際의 流入空氣流의 樣相은 微細粉末을 空氣流에 浮遊시켜놓고 그 움직임으로 觀察할 수가 있으며 또 寫眞에서 粉末粒子軌跡의 길이와 露出時間으로서 흐름의 速度를 算出할 수가 있다. Fig. 12는 그 한 例이며 燃焼液滴周圍의 自然對流을 나타내는 粒子軌跡이다. 燃料는 normal heptane을 使用하였다. 이 그림에서도 아는 바와 같이 實際의 上昇氣流는 均一한 흐름이 아니며 軸上의 速度도 液滴에 가까와 짐에 따라 溫度上昇의 影響을 받아 急激히 上昇한다. 그러나 이 實驗結果 上昇空氣의 速度가 每秒 數 cm程度라는 推測이 妥當한 것이라는

것을 알았다.

다음에는 上部火炎에 對해서 考察하여 보자. 燃燒領域의 發光, 溫度等으로 判斷하면 燃料蒸氣는 下部火炎에서는 一部分만이 燃燒하고 있으며 燃燒의 大部分은 上部火炎에서 이루어 지고 있다고 볼 수 있으므로 上部火炎은 近似的으로 體積流量 m 인 層流 burner 火炎이라고 볼 수 있다. 따라서 上部火炎의 높이 h 는 m 즉 D 에 正比例한 것이 되어 實驗事實과 合致한다.

Burke & schumann의 解析 및 實驗

擴散火炎의 形狀에 對해서 Burke & schumann은 數學的으로 이를 解析하여 實驗事實을 定性的으로는 勿論이 거니와 定量的으로도 相當히 說明할 수 있는 結果를 나타냈다. 이것은 勿論 層流擴散火炎의 경우이며 다음과 같은 경우를 解析하였다. 鉛直으로 놓인 半徑 L 의 管內를 燃料가스가 上昇하여 管의 上端에서 擴散火炎이 形成된다. 이 內管은 半徑 R 의 長 外管과 同心으로 놓여 있으며 內外兩管 사이를 空氣가 上昇하고 있다. 또 燃料가스 및 空氣의 平均速度는 같다. 即 體積流量이 L^2 : $(R-L)^2$ 의 比로 유지되어 있다는 것이다. 여기서 問題를 簡單히 하기 위해서 다음과같은 假定을 둔다.

- i) 燃料가스 및 空氣의 速度가 火炎領域에서 一定하다.
- ii) 擴散係數가 一定하다.
- iii) 擴散은 半徑方向으로 行해진다.
- iv) 燃料가스와 空氣의 混合은 擴散에 의해서만 이루어진다.

實際로 化學反應이 일어나고 있는 것은 아종 좁은 範圍에 限한 것이며 幾何學의 表面으로 간주될 것이나 燃料가스 및 空氣의 擴散速度가 理論混合氣를 形成하는 比率이 되는 場所를 이은 것이 곧 이것이 된다고 생각하여도 좋을 것이다.

지금 任意의 點의 位置를 半徑 r , 內管의 上端으로부터의 距離를 y , 燃料가스의 濃度를 $C_{r,y}$ 라 하면 擴散方程式은

$$\frac{\partial C_{r,y}}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 C_{r,y}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_{r,y}}{\partial r} \right) \quad (37)$$

여기서 t 는 時間, D 는 擴散係數이다. 또 一定하다고 假定한 流速을 v 라고 하면 $y=vt$ 가 되므로 上式은

$$\frac{\partial C_{r,y}}{\partial y} = \frac{D}{v} \left(\frac{\partial^2 C_{r,y}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_{r,y}}{\partial r} \right) \quad (39)$$

지금 C_1 을 燃料가스의 初期濃度, C_2 를 酸素의 初期濃度 i 를 燃料가스의 1分子와 結合하여 完全燃燒하는데 必要한 酸素分子의 數라고 하면 그 境界條件은

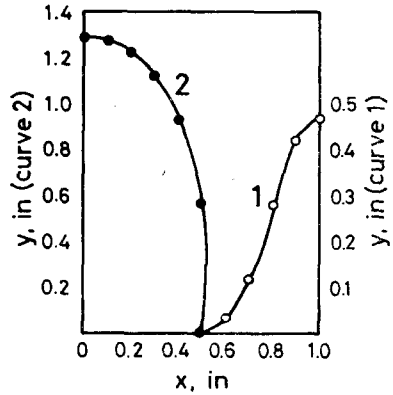


Fig. 13. 層流擴散火炎의 形態

$$y=0: \quad C_{r,y} = C_1 \quad (0 < r < L)$$

$$C_{r,y} = -C_2/i \quad (L < r < R)$$

$$r=0, \quad r=R: \quad \frac{\partial C_{r,y}}{\partial r} = 0$$

이 된다. 여기서 $-C_2/i$ 의 뜻은 酸素와 燃料가스가 結合하여 燃燒生成物로 變해 버리므로 數學的으로는 酸素濃度를 負의 燃料가스 濃度로 볼 수가 있으며 따라서 酸素濃度 C_2 는 燃料가스濃度 $-C_2/i$ 와 同等하게 된다는 것이다. 그러므로 火炎의 境界에서는 $C_{r,y}=0$ 이다.

이와같은 條件을 滿足시키는 式 (39)의 解는 다음과 같다.

$$C_{r,y} = C_0 \frac{L^2}{R^2} - \frac{C_2}{i} + \frac{2LC_0}{R^2} \sum \frac{1}{\mu} \frac{J_1(\mu L) J_0(\mu r)}{\{J_0(\mu R)\}^2} \times \exp(-D\mu^2 y/v) \quad (40)$$

여기서 $C_0 = C_1 + C_2/i$, J_1 및 J_0 는 第1種의 Bessel 函數, μ 는 $J_1(\mu R) = 0$ 의 正根이다.

火炎의 形狀은 上式에 $C_{r,y}=0$, $r=x$ 를 代入하여 얻어진

$$\sum \frac{1}{\mu} \frac{J_1(\mu L) J_0(\mu x)}{\{J_0(\mu R)\}^2} \exp(-D\mu^2 y/v) = \frac{R^2 C_2}{2LiC_0} - \frac{L}{2} \quad (41)$$

를 滿足하는 (x, y) 로 表示된다.

計算結果의 한 例를 Fig. 13에 表示한다. 여기서 $L = \frac{1}{2}$ in, $R = 1$ in, $D = 0.0763$ in²/s (methane의 擴散係數) $v = 0.610$ in/s (內管의 流量 1ft³/h에 相當함)을 使用하였으며 燃料가스가 methane일 때 $i=2$, 周圍의 가스가 空氣일 때는 $C_2 = 0.21C_1$ 이 되어서 曲線 1을 얻는다. 周圍의 가스가 酸素일 때는 $C_2 = C_1$ 이므로 曲線 2를 얻게

表 2. 火炎높이와 가스流量과의 比例性

空 氣 ft ³ /h	methane ft ³ /h	火炎높이 in	第 3 欄 第 2 欄
7.0	0.38	1.23	4.56
1.35	0.75	3.37	4.50
18.0	1.00	4.47	4.47
23.8	1.32	5.82	4.40
29.5	1.64	7.25	4.42
37.1	2.06	9.00	4.36
41.1	2.28	9.90	4.32

表 3. 層流擴散火炎높이

가스의 種類	i	火 炎 높 이, in	
		計 算 值	實 測 值
都 市 가 스	1.05	1.66	1.44
methane	2.00	0.93	0.87
ethane	3.50	0.67	0.62

된다. 여기서 曲線 2는 酸素供給이 過剩일 경우이고, 曲線 1은 酸素供給이 不足할 경우로서 燃料가스 안에서 酸素가 燃燒하고 있는 경우이다.

數理的으로 求한 이 火炎形狀은 一見하여도 實際의 火炎形狀과 아주 닮아 있음을 알 수 있으나 Burke & schumann은 이 理論解를 實驗과 比較함으로써 그 훌륭한 妥當性을 立證하고 있다.

柱狀擴散火炎의 높이는 體積流量을 一定하게 유지하는 限 內外兩管의 (直徑을 一定比率로 變化시킨) 크기에 影響을 받지 않는다는 것은 式 (41)이 表示한 바이나 實測結果도 그와 같다.

式 (41)에서 D 를 m 배로 하고 y 를 $\frac{1}{m}$ 배 하면 方程式은 變하지 않는다. 다시 말하면 다른 事情이 變하지 않는 限 火炎 높이는 擴散係數와 逆數關係에 있다. 一酸化炭素와 水素에서는 兩쪽 모두 $i=1/2$ 인데 前者의 火炎높이는 後者の 2.5배로 實測되었다. 常溫에서의 擴散係數의 比는 4이므로 計算과 實測의 一致性은 定性的으로 充分하다고 할 수 있겠다.

式 (41)에서 v 및 y 를 m 배하여도 方程式은 變하지 않는다. 即 火炎의 縱方向의 寸수는 流速에 正比例한다. 層流擴散火炎의 높이와 가스流量에 對한 Burke & schumann의 實驗結果를 表 2에 表示한다. 이 表에서 알 수 있는 것은 火炎높이와 流量間의 直線性은 火炎높

表 4. 層流擴散火炎높이

空 氣 量 ft ³ /h	一酸化炭素 ft ³ /h	火 炎 높 이, in	
		計 算 值	實 測 值
4.2	3.00	0.94	0.92
8.0	6.00	1.75	1.75
3.25	3.75	1.02	1.02
5.55	6.25	1.76	1.75

이가 작은 때만 成立한다는 것을 알 수 있다.

擴散係數는 壓力에 逆比例하지만 質量流量이 一定하면 流速도 또한 壓力에 逆比例하며 따라서 式 (41)은 壓力의 影響을 받지 않는다. 即 火炎높이는 다른 因子가 變하지 않으면 壓力에 無關하게 되지만 이것도 또한 事實과 一致한다.

理論的 取扱에서는 流速 및 擴散係數가 一定하다고 假定하고 있지만 加熱에 의한 兩者의 增大는 서로 그들의 影響을 相殺하는 傾向에 있으므로 이 假定은 妥當하다고 생각된다. 外管의 周圍에 電氣爐를 設置하여 溫度를 20°C로부터 510°C까지 變化시킨 實驗結果에 의하면 火炎높이는 그다지 그 影響을 받지 않은 것을 알 수 있다.

燃料가스의 一部를 窒素 등의 不活性가스로 代置하면 C_1 의 값이 減少한다. 이것은 酸素過剩火炎의 높이를 減少시키며 한편 酸素不足火炎높이를 增大시키게 될 것이다. 예를 들면 酸素過剩의 methane 火炎높이가 8.1in 이던 것이 methane의 절반을 窒素로 代置한 結果, 높이가 3.5in로 減少하였다. 理論에서는 높이가 半減되리라 생각되나 이 程度는 定性的으로는 充分한 一致라 볼 수 있겠다. 燃料가스의 一部를 酸素로 代置하더라도 C_1 의 값이 減少하여 不活性가스를 加할 때와 같은 結果가 나타날 것이 豫想되며 事實도 豫想과 一致한다. 그러나 酸素를 充分히 加하면 Bunzen burner와 같은 豫混合火炎이 되어 버려 지금까지 取扱한 범주를 벗어나게 된다.

式 (41)에 의하면 i 를 增加하면 酸素過剩火炎높이는 增大하며 酸素不足火炎높이는 減少하게 된다. 이것을 立證하는 實驗結果를 表 3에 表示한다. 이 表에서 보는 바와 같이 計算値와 實測値가 어느程度 맞아 들어가지만 擴散係數의 差異를 考慮하면 兩者는 더욱 잘 一致할 可能性이 있다.

以上과같이 Burke & schumann의 理論式이 表示하는 火炎의 形狀, 特히 火炎높이가 實際의 그것과 定量的으로도 相當히 一致하고는 있다하지만 問題가 되는 것

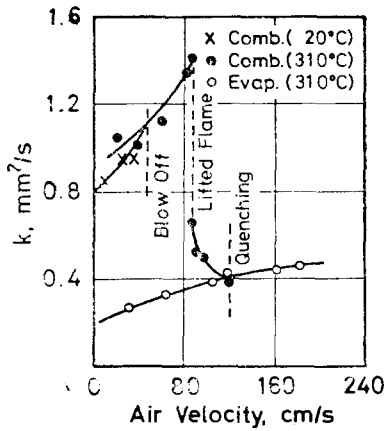


Fig. 14. 強制對流에 의한 蒸發係數의 增大

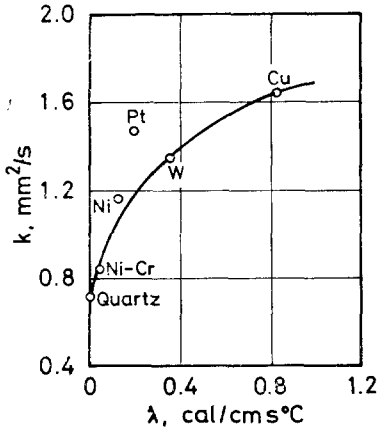


Fig. 15. 燃燒液滴의 蒸發係數와 懸垂線材料의 熱傳導率과의 關係

은 擴散係數의 값이다. 實際로 管軸方向의 各部에서 가스를 採取하여 그로부터 그들의 各點의 組成을 實測한다. 한편 어떤 擴散係數를 假定하여 火災없이 擴散이 이루어진다고 보고 任意點의 가스混合比率를 求하여 그 點의 反應生成物의 組成을 計算한다. 擴散係數를 適當히 取하면 計算과 實測의 組成이 一致할 것이다. 이러한 方法으로 火災內部의 溫度에서 的 擴散係數를 推定하여 보면 管軸을 따른 各點에서 擴散係數는 거의 變하지 않고 있다. 例를 들면 一酸化炭素에 對해서는 $D=0.104 \text{ in}^2/\text{s}$ 였다.

表 4에 火災높이에 對한 計算値와 實測値의 比較를 表示한다. 여기서 計算値는 化學分析으로부터 決定한

擴散係數를 使用한 값이며 表 3에 比하면 實測値와 아주 顯著하게 잘 一致됨을 알수있다.

以上の 事項으로 結局 이와같은 擴散火災에서 支配의 因子가 되는 것은 擴散過程이며 化學反應은 第二次의 일 것이란 것을 理解할 수 있을 것이다.

強制對流

燃燒하고 있는 液滴에 미치는 強制對流의 影響에 對해서 Goldsmith, M¹⁶⁾은 Spalding, R. D.¹⁷⁾의 研究를 引用하면서 그들의 實驗에 對해서 檢討하고 있다. 그러나 이 現象을 더욱 잘 理解할 수 있는 實驗인 熊谷等¹⁸⁾의 實驗에 對해서 記述하여 본다.

그들은 懸垂 cetane液滴을 上昇氣流中에서 燃燒시킨 實驗을 하였다. Fig. 14는 그 實驗結果로서 強制對流에 의한 蒸發係數의 增大를 나타내고 있다.

이러한 形式의 燃料液滴의 燃燒에 있어서도 液滴直徑의 自乘이 時間에 對해서 直線으로 減少한다는 關係가 아주 잘 成立하고 있다. 20°C의 室溫에서는 蒸發係數値는 上昇空氣速度에 따라 增大하며 어떤 限界空氣流速(이때는 45cm/S)에서 火災이 꺼진다. 火災은 靜止空氣中에서와 같이 달걀形을 하고 있다. 強制對流에 의해서 發生되는 燃燒率의 變化의 크기는 空氣速度에만 의한 것이 아니라 周圍溫度에도 의한다. blow off (吹消炎) 空氣速度, 即 蒸發係數의 最大値는 周圍溫度에 따라서 增大한다. 또 더욱 높은 周圍溫度에서는 奇妙한 現象이 觀察되었다. 即 310°C의 周圍溫度에서 蒸發係數는 90 cm/S의 空氣速度까지 是 增大하며 그 點에서는 液滴을 둘러 싸고 있는 火災은 꺼지고나나 液滴上方에 水平環狀을 한 一種의 lifted flame (浮上炎)이 形成되어 燃燒는 90cm/S의 空氣速度를 넘어도 繼續된다. 燃料液滴의 火災이 아주 꺼지는 것은 이경우에는 123cm/S의 空氣速度일 때이다. 浮上火災이 되어 있을 때의 蒸發係數는 普通火災때에 比해서 아주 작으며 空氣流速이 增大하여, 그에 따라 液滴과 浮上火災과의 距離가 增大함에 따라 燃燒하지 않을 때의 蒸發係數에 接近함을 알 수 있다.

6. 懸垂線이 液滴燃燒에 미치는 影響

懸垂線인 石英線等을 通하여 燃燒하고 있는 液滴에의 熱傳達는 無視할 수 없다.^{18) 19)} Fig. 15는 燃燒液滴의 蒸發係數와 懸垂線材料의 熱傳導率과의 關係를 表示하는 熊谷等의 實驗結果이다. 液滴으로는 流動 paraffin을 使用하였고 蒸發係數 k에 미치는 懸垂線材料의 影響을

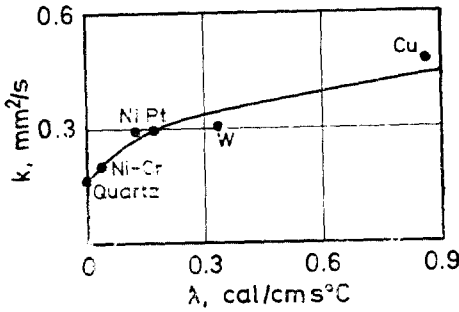


Fig. 16. 各種金屬에 의한 熱面點火

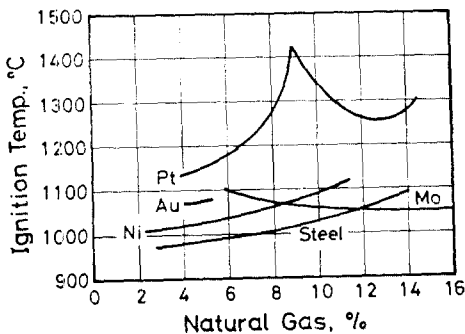


Fig. 17. 蒸發液滴의 蒸發係數와 支持線材料의 熱傳導率과의 關係

熱傳導率 λ 로 나타내고 있다. 이 液體 paraffin에 對한 實驗에서는 유리棒에 設置한 直徑 0.1mm, 길이 15mm의 懸垂線이 使用되었다. 火炎內에서의 個個의 懸垂線 溫度를 測定하기는 어려웠기 때문에 一律的으로 800°C에서의 熱傳導率을 測定하였다. 石英의 熱傳導率은 金屬과 氣體와의 中間程度가 되므로 蒸發係數의 眞값은 從來의 方法으로 測定한 것보다 相當히 작으리라 豫想된다.

Fig. 15에서 보는 바와같이 白金線의 경우는 다른 경우와 特異한 現象을 나타내고 있는데 이에 對한 考察을 하여 본다. 熊谷 및 磯田²⁰⁾는 石英線外로 二, 三의 金屬線을 使用한 實驗을 하였는데 그들中 白金線을 使用하였을 때는 燃燒時間이 例外的으로 다른 것보다 짧다는 結果를 얻었다. 이것은 白金表面에서의 觸媒作用에 의한 것이 아니겠느냐는 그들의 主張에 對해 燃料液滴의 燃燒反應은 모두 氣相에서 일어나고 있으며 그 燃燒時間을 支配하는 主要因子는 火炎에서 液滴에의 熱傳達이라는 點을 指摘하여 熊谷等의 實驗에서 白金線이 燃燒를 促進시켰다는 것은 그것이 火炎內에 位置하여 液滴

에의 熱傳達이 增大한 까닭이라는 反論이 있다. 勿論 燃料液滴의 燃燒機構에 對해는 一般的으로 위와같은 說에 對해서 同意하고 있으나 白金의 觸媒作用의 可能性이 全然 없다고는 할 수 없을 것 같다. Fig. 15의 實驗事實中, 白金線의 경우는 단지 熱傳達問題로서만으로는 說明할 수 없을 程度의 特異性을 나타내고 있는 것같이 보인다. 여기서 우리는 다음의 두가지 實驗結果를 想起할 수 없다.

그 하나는 Coward & Guest²¹⁾의 天然가스-空氣混合氣의 熱面點火에 對한 實驗이다. 熱面으로는 두께 0.04in, 幅 0.5in, 길이 約 4in의 各種 加熱金屬리본을 使用하였으며 그 實驗結果는 Fig. 16과 같다. 이 그림에서 注目된 것은 正觸媒의 作用이 심한 白金에 의한 點火溫度가 意外로 높다는 點이다. 또 觸媒作用이 없다고 생각되는 Ni의 경우는 點火溫度의 再現性이 좋았는데 白金의 경우는 相當한 變動이 있었다. 白金의 경우를 생각해 보면 그 심한 觸媒作用때문에 金屬表面에 接近한 部分에서의 反應이 아주 活發하여 그 加熱表面을 向한 溫度勾配가 다른 것에 비해 急하기 때문에 熱傳導에 의한 熱損失(實際로 白金리본의 溫度가 急上昇함)이 化學反應에 의한 發熱보다 커서 點火가 되지 않고 點火가 되기 위해서는 白金의 溫度를 더욱 올려야만 된다. 即 白金表面의 正觸媒作用때문에 熱面點火가 어려워지고 있다.

다음 하나의 實驗은 燃燒하지 않고 蒸發만을 하고 있는 液滴의 蒸發係數와 懸垂線材料의 熱傳導率 λ 와의 關係를 調査한 것이다. 液滴으로는 ethyl alcohol를 使用하였으며 周圍溫度는 530°C, 熱傳導率은 500°C의 것을 利用하였다. Fig. 17에 그 實驗結果를 表示한다. 이 그림에서는 白金에 對해서 어떤 顯著한 特異性을 찾을 수가 없는 것을 알 수 있다.

以上과 같은 事實들로서 여러 測定誤差를 考慮할 지라도 白金線의 特異한 燃燒促進作用을 認定하지 않을 수 없을 것이며 그 原因으로서는 火炎內에 있는 白金表面의 觸媒作用을 들 수 있다. 따라서 最終적으로는 그에 의한 異常傳熱促進의 存在를 認定할 수 없을 것 같다.

參 考 文 獻

- 14) 熊谷清一郎, 木村逸郎: 機械の研究, 3, 431 (1951)
- 15) Isoda, H. & Kumagai, S.: Seventh Symposium (International) on Combustion, p.523, Butter-

- worths, London, 1959
- 16) Goldsmith, M. : Jet Propulsion, **26**, 172 (1956)
- 17) Spalding, D.B. : Fuel, **29**, 25, 32(1950); **30**, 121(1951); Fourth Symposium (International) on Combustion, p.847, Williams & Wilkins, Baltimore, 1953
- 18) Kumagai, S. : Sixth Symposium (International) on Combustion, p.668, Reinhold, New York, 1957
- 19) 熊谷清一郎, 磯山浩 : 機械の研究 **4**, 337(1952)
- 20) Kumagai, S. & Isoda, H. : Nature, **166**, 111, (1950)
- 21) Coward, H.F. & Guest, P.G. : J. Am. Chem. Soc., **49**, 2479(1927)
-