液滴의 蒸發과 燃燒現象

Evaporation and Combustion of Fuel Droplets

趙 慶 國
〈서울大學校 工科大學敎授·工博〉

머 릿 말

燃料의 燃燒를 수반하는 裝置는 工業界에서널리 使用되고 있으나, 그 設計에 있어서 確立된 理論은 거의 없고 大體로 過去의 設計例에 따라 設計하고 있는 것이 現狀이라 하겠다. 燃燒裝置의 型式이 定해져 있고, 性能도 거의 알려져 있는 경우에는 위와같은 方法도 좋겠지만 예를 들어 새로운 型式의 燃燒器나 燃燒室을 計劃할 경우에는 實機와 同規模의 實驗裝置를 몇 種類 製作하여 그 性能을 實驗的으로 比較 檢討하여 좋은 것을 찾는 方法을 取하게 된다. 이러한 方法은 많은 費用이 소요되며 機種이 바뀌면 새로위와 같은 일을 반복하여야 한다.

이와같은 不合理를 없애기 위하여 많은 研究者는 理論的으로 또 實驗的으로 研究를 繼續해 왔다. 그리하여 現在 많은 事實을 究明하였으나 아직 具體的 理論을 確立하기까지는 이르지못한 實情이다. 이것은 燃燒란 現象이 아주 複雜하고 또 關係된 因子가 많은 까닭이다.

本강좌에서는 液體噴霧燃燒의 基本을 이루는 液滴의 蒸發과 燃燒 問題에 대해서 現象的으로 解說하여 基礎的 解析에 도움이 되기를 바라는 바 이다.

1. 概 要

液体 燃料를 연소실에 噴射시켜 燃燒시키는 裝置는 重油爐, 보일러, 가스터어빈, 디이젤機關 등 광범하게 工業界에 利用되고 있다. 머리말에서 언급한 바와 같이 이러한 장치를 設計할 때에 기본이 되는 計算式이나 理論같은 것 없이, 대체로 過去의 設計例나 實績 혹은 設計者 개인의 경험에 의해 설계계획을 진행시켜 가는 것이 現實이다. 重油爐나 보일러같이 설계도면이나 運轉實績이 비교적 쉽게 입수될 수 있을 경우는 그래도 낫지만, 예를 들어 가스터어빈 연소실 등과 같이 설계자료가 적은 것을 계획 실행하려면 설계자는 심한 곤란에 직면하게 된다. 우선 유사한 연소기로부터 필요로하는 연소기의 형식이나 칫수를 推定해 실제의 기구와 같은 規模의 실험장치를 만든다. 공기구멍의 위치를 조금씩 바꾸기도 하고, 공기의 유입방향을 변화시킨 것을 여러 종류 제작하여 각각의 성능을 비교해 가장 양호한 것을 골라내는 방법을 사용한다. 機種이 변하면, 다시 위와 같은 방법을 되풀이 하지 않으면 안된다. 이러한 방법은 제트엔진이나 가스터어빈과 같이 연소기의 성능이 기관의 전체 성능에 크게 영향을 미치는 경우에는 조건이 엄격하지만 일반 연소장치의 경우일지라도 다소 문제가 된다. 이러한 不合理를 조금이라도 덜어보려고 많은 연구가 행하여져 왔는데, 液体燃料의噴霧燃燒에 對한 綜合的인 研究나 液体의 霧化燃燒에 對한 研究는 상당한 진척을 보이고 있으며 이러한 현상을 기본적으로 이해하기 위한 燃料液滴燃燒에 關한 研究도 활발히 진행중이다. 보

일러, 重油爐 혹은 가스터어빈과 같이 연소실 속에 연료를 분사시켜 계속적으로 연소시킬 경우에는 燃燒한 gas가 逆流해 未燃部에 熱을 전달하는 機構, 즉 燃燒安定에 對한 硏究와 동시에 燃料液滴 하나하나에 對한 燃燒의 메카니즘을 밝힐 必要가 있다. 한편 디이젤 機關에서는 간헐적으로 燃料를 高溫高壓의 空氣 속에 噴射해 燃燒시키지만 噴射된 연료액적의 点火 遲延이나 燃燒速度등을 綜合的으로 調査함과 동시에 現象의 기초를 이루는 液滴 하나 하나의 反應을 調査해 놓을 必要가 있다.

기본적인 現象이 밝혀지면 적어도 定性的으로 넓은 범위에 그 결과를 應用할 수 있으며 새로운 設計에도 旣存의 裝置로 부터 推定하기가 쉬울것이다.

본 講座에서는 單一液滴의 燃燒現象을 中心으로 基本的으로 고려해야 할 점에 對해 서술하기로 한다. 液滴의 燃燒現象은 메카니즘상 液滴의 蒸發現象과 같기 때문에 본 강좌의 내용은 噴霧乾燥裝置나 冷却塔 등에도 應用이 可能하다고 생각된다.

燃料液滴이 高溫의 空氣中에 놓여지면 우선 周囲의 高溫空氣로 부터 對流에 의해 熱을 받으며, 또 주위의 高溫의 燃燒室壁이나 器物로부터의 輻射에 의한 熱을 받아 液滴溫度가 상승해 거의 一定한 溫度에 도달한다. 液滴의 表面으로부터 蒸發이 시작되어 그 燃料蒸氣와 空氣의 混合氣層이 液滴을 둘러싸게 된다. 이 混合氣層속에서 酸化反應이 진행되어 마침내 混合氣層 속의 어느 部分에서 點火가 일어난다. 火炎은 混合氣 中을 전파하여 液滴을 싸게 된다. 이렇게 결정된 형태의 화염에 싸인 채 可燃部分이 없어질 때까지 燃燒를 계속한다. 연료가 혼합물이면 증발하기 쉬운 것이 빨리 타며, 증발하기 어려운 것은 남게 된다. 이와같이 液滴의 燃燒現象을 다음의 5 過程으로 區分해 생각할 수 있다.

1) 液體噴射→微粒化(噴射期間)
2) 液滴溫度上昇(加熱期間)
3) 液滴蒸發(蒸發期間)
4) 液滴點火
5) 液滴燃燒(燃燒期間)

實際로 이러한 過程은 液滴이 空氣流 속을 浮游하는 상태에서 행하여지는 경우와 燃燒室壁에 附着해 행하여지는 경우도 있다. 또 液滴이 點火하지 않고 蒸發하는 것 만으로 끝나는 경우도 있다.

液滴의 燃燒現象硏究는 이러한 過程을 調査해 가는 것이다. 1)의 液體微粒化 問題는 여기서 논하지 않고 微粒化 後의 過程에 對해서만 고려하기로 한다.

現象을 硏究하기 위해서 여러가지 方法이 생각될 수 있다. 燃燒現象이라고 하는 것은 일반적으로 매우 複雜하기 때문에 실제의 現象을 있는 그대로 取扱하지 않고 가능한한 간단한 형태로 변환시켜 關係하는 要素를 하나하나 줄여 推定해 가는 것이 좋다.

지금까지 행하여진 硏究方法은 다음과 같이 크게 區分될 수 있다.

(1) 燃料液滴을 高溫空氣中에 噴射시키는 方法
(2) 燃料液滴을 가는 耐熱性실(石英糸)로 매달아 이것을 급격히 高溫空氣 中에 挿入시키는 方法
(3) 타원구 혹은 平板에 옮겨 놓고 이 表面에 액체를 滲出시켜 燃燒시키는 方法
(4) 熱板등의 위에 액적을 떨어뜨리는 方法

(1)의 方法은 液滴을 浮游狀態에서 蒸發시키거나 燃燒시키므로 비교적 實際에 가깝다. 그러나 裝置製作의 제한을 받아 실험의 範囲나 정밀도 등이 뒤떨어진다.

(2)의 方法은 현수선의 영향을 배제할 수 없지만 圧力, 溫度, 相對流速, 酸素濃度 등의 周囲의 조건을 비교적 자유롭게 선택하여 실험할 수 있다. 液滴이 固定되어 있기 때문에 測定時 정밀도가 높다.

그림 1.1은 왼쪽에 돌출한 지지물의 끝에 직경 40μ 정도의 가는 石英糸가 붙어 있고 그끝에 직경 1㎜정도의 液滴을 붙인다.

오른쪽의 電氣爐를 급격히 움직여 液滴을 挿入한다. 電氣爐의 側面에는 窓이 있어 사진촬영이 가능하도록 하였다.

(3)의 方法은 실제의 燃燒와는 條件이 약간 다

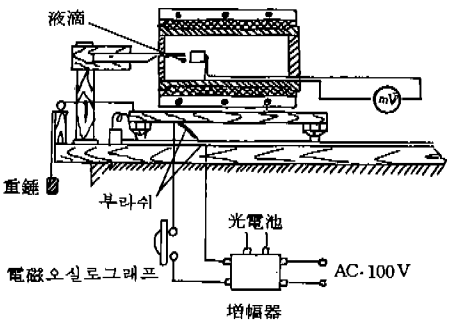


그림1.1 액적의 증발·연소실험장치

르다. 다시 말해 液滴의 燃燒의 경우에는 燃燒中 그 직경이 점점 작아지기 때문에 現象은 非定常狀態에(여기서는 準定常 狀態로 부르기로 한다) 가까와지지만 (3)과 같은 경우에는 대체로 定常燃燒에 가깝다. 따라서 理論과의 比較, 燃燒메카니즘의 解明에는 적합하다.

(4)의 方法은 위의 3가지 方法과 조금 모양을 달리하여, 液滴의 燃燒이기는 하나 壁面에 附着한 特殊한 경우의 해석으로 壁面의 영향이 크다.

2. 高温空氣中에서의 液滴의 變化

單一 液滴을 정지상태의 高温空氣中에 급격히 挿入했을 경우의 時間的 變化를 調査해 보자.

그림 1.1과 같은 裝置를 使用해, 液滴의 變化를 16mm촬영기로 촬영해 필름面上의 液滴直徑을 測定해 본다. 液滴直徑 D의 제곱은 그림 2.1과 같이 시간 τ에 따라 변화한다. 이 曲線은 本講座中에 자주 引用되므로 $D^2-\tau$ 曲線이라 부르기로 한다. 그림 중 ①은 液滴이 周囲 空氣로부터의 對流熱傳達이나, 燃燒室壁으로 부터의 輻射熱傳達에 의해 加熱되어 膨脹해 가는 期間이다. 液滴表面으로 부터는 점점 蒸氣發生이 왕성해진다.

②는 加熱에 의한 膨脹과 蒸發에 의한 直徑의 減少가 서로 상쇄되어 겉보기에는 直徑의 變化가 없는 期間이다.

③은 蒸發이 점점 왕성해져, 準定常的 蒸發이 시작될 때까지의 過渡的 期間이다. ③의 末期에 液滴温度가 一定温度에 達한다. 여기까지를 液滴의 加熱期間 τ_i이라 부른다.

④는 液滴温度가 一定温度에 達하여 準正常的인 蒸發을 하는 期間이다. 이 期間에는 液滴直徑D의 제곱의 時間的 變化率$dD^2/d\tau$는 일정하게 된다. 이 一定한 값을 $K_1=\frac{-dD^2}{d\tau}$ (mm²/sec) 로놓고 液滴의 蒸發率로 定義하자. K_1의 값은 液體의 種類 및 周囲의 空氣温度에 의해 변한다.

液滴의 주변에는 蒸氣와 空氣의 混合氣層이 形成되어 그 混合氣 속에서 點火條件이 점점 構成되어 간다. 蒸發過程 ④의 期間을 τ_1 (蒸發期間)이라 한다.

⑤에서 混合氣層으로부터 自發點火가 일어난다. 液滴의 加熱이 始作되어 點火할 때까지의 期間 $\tau_i+\tau_1$를 液滴의 點火遲延이라 定義한다. 다시 말하자면 點火遲延 $\tau_i+\tau_1$는, 液滴의 加熱開始로부터 液滴이 一定한 温度에 도달할 때까지의 시간τ_i (加熱期間)과 準正常的 蒸發이 始作되어 點火할때까지의 시간τ_1 (準正常蒸發期間)로 나눌 수 있다.

⑥混合氣內에서 點火하면 火炎은 混合氣層內를 전파해 液滴을 둘러싸고 火炎面의 形態가 이루어질 때까지 짧은 過渡的 期間을 거쳐 準正常的 燃燒를 시작한다. 이 準正常的 燃燒期間에서도 液滴直徑D의 제곱의 時間的變化率 $\frac{dD^2}{d\tau}$는 一定하다 이 값을 $K_2=-\frac{dD^2}{d\tau}$로 놓고 液滴의 燃燒率로 정의한다. K_2의 값은 液體의 種類 및 周囲空氣의 條件에 의해 변화한다.

⑦은 燃燒의 끝부분으로서 이 실험에서는 液滴을 懸垂하고 있는 石英糸의 영향이 커져 燃燒率이 증가하고 있는 것처럼 보인다.

液體가 混合物인 경우에는 蒸發하기 쉬운 편이 먼저 蒸發해 버리고 蒸發하기 어려운 편이 分溜되어 남기 때문에 燃燒末期의 燃燒率이 작아져서 曲線은 구부러진다.

液滴에 對한 空氣의 相對流速이 있는 경우에도 液滴은 위와 비슷한 변화를 하지만 相對流速이 70cm/sec정도 이상이 되면 火焰面은 blow off 해버려 火焰面으로 둘러 싸인 것 같은 燃燒狀態를 實現하기 곤란해진다. 그리고 液滴은 氣流中에서 蒸發만 할 뿐이다. 氣流中에서 液滴이 蒸發할 경우에는 $\frac{dD^2}{d\tau}$=一定하다는 關係는 이미 成

立하지 않는다.

그러면 이러한 現象들에 對해 조금 더 現象的으로 알아보자.

電氣爐 속에 挿入한 液滴을 슐리렌 法을 이용해 16mm촬영기로 연속 촬영해 본다. 그림 2·2에 그 사진의 一例를 나타냈다. 슐리렌法은 그림2·3과 같은 光學系를 利用해 굴절율의 변화가 있는 部分을 필름 위에 명암대비(contrast)로 나타내는 방법이다. 즉 사진상의 검은 정도가 온도변화의 크기, 다시 말해 溫度勾配에 比例하기 때문에 사진을 촬영하면 溫度境界層의 모양이 나타나게 된다.

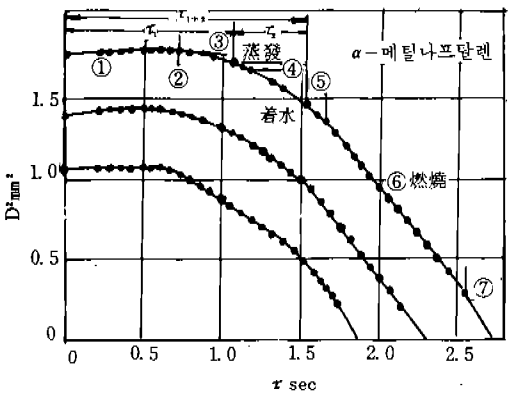
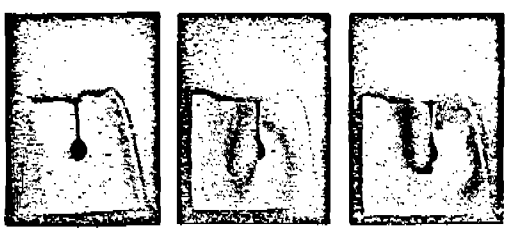


그림2. 1 액적직경D^2과 시간τ의 관계 ($D^2-\tau$곡선)



(a) 加熱 (b) 蒸發 (c) 燃燒

그림2. 2 자연 대류중의 액적변화(Schlieren 사진)

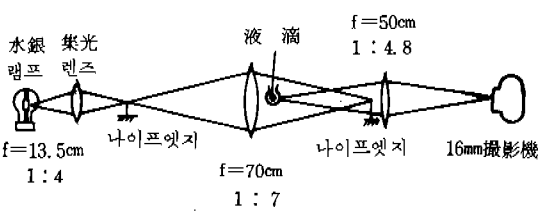


그림2·3 Schlieren사진장치

그림 2.2의 (a)는 液滴이 電氣爐에 挿入된 直後, 즉 加熱期間에 相當하는 것으로 液滴周囲에는 아직 蒸氣가 發生하지 않는다.

(b)는 왕성한 蒸發이 이루어지고 있을때로 굴절율의 변화있는 部分, 즉 여기서는 溫度境界層이 燃料蒸氣 흐름의 영향을 받아 상당히 두껍게 나타남을 알 수 있다. 이 사진의 例에서는 液滴에 對한 空氣의 相對流速은 극히 작고 또 흘러나온 蒸氣의 密度가 周囲의 高溫空氣보다도 크기 때문에 下向의 自然對流를 일으키게 된다. 그리고 下向의 混合氣流中에서 液滴의 點火가 일어나, 火焰面에 둘러 싸여 燃燒를 始作하면 연소 gas쪽이 高溫이 되어 周囲의 大氣보다도 가볍게 되어 氣流는 反轉되어 사진(c)에 보는 바와 같은 上昇氣流로 된다.

液滴에 의해 周囲의 空氣가 相對的으로 흐르는 경우에는 그림 2.4와 같이 된다. 後에 論한 바와 같이 空氣流速이 커지면 溫度境界層은 급격히 얇아지는데 그림 2. 2 (b)와 그림 2. 4를 비교해 보면 그 모양을 알 수 있다.

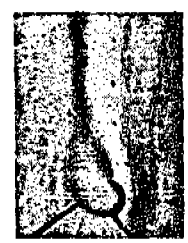


그림2. 4 강제대류 중의 액적증발 (Schlieren사진)

3. 液滴의 加熱

3. 1 自然對流中의 液滴의 加熱

液滴의 點火遲延은 加熱期間 τ_1과 準正常 蒸發期間 τ_2로 나누어지는데 點火遲延을 해석하는 제1단계로서 우선 加熱期間의 길이 τ_1을 알아보기로 한다.

그림 2. 2 (a)의 슐리렌 사진에서도 알 수 있듯이 液滴의 加熱期間 中에는 蒸發이 별로 없으며 液滴의 周囲에는 蒸氣의 移動을 수반하는 境界層이 아직 形成되지 않는다.

球 모양의 固體가 空氣中에 놓여 있다고 仮定하여 τ_1을 求하는 간단한 계산식을 도입해 보자. 加熱期間中 液滴의 直徑은 변화하지 않고 또 液滴은 항상 一定한 溫度를 가지고 있다고 仮定한다. r_0=液滴半徑, α=周囲空氣로 부터의 液滴에 對한 自然對流熱傳達率, Ta=周囲空氣溫度, T_ℓ=液滴溫度, T_{ℓ_0}=液滴의 初期溫度, T_{ℓ_1}=液滴의 準正常蒸發期間의 溫度(一定), Tw= 周囲의 高溫物體의 溫度, τ=時間, σ=Stefan-Boltzmann 常數(一定) B=液滴에 對한 輻射吸收率, ρ_ℓ=液滴의 比重, Cp_ℓ=液滴의 定壓比熱이라고 한다.

液滴에 傳達되는 熱量이 모두 液滴의 加熱에 使用되었다고 생각하고 液滴에 對한 熱授受의 關係式을 세우면

$$4\pi r_0^2\cdot\alpha(Ta-T_\ell)\,d\tau+4\pi r_0^2\cdot\sigma\cdot B(Tw^4-T_\ell^4)d\tau=\frac{4}{3}\pi r_0^3\cdot\rho_\ell\cdot Cp_\ell\cdot\frac{dT_\ell}{d\tau}d\tau \quad \cdots\cdots(3\cdot1)$$

이 式을 變形하여, 液滴의 初期溫度 T_{ℓ_0}부터 準正常蒸發期間中의 一定 溫度 T_{ℓ_1}까지 積分하면, 液滴의 加熱期間τ_1의 計算式이 얻어진다. 즉.

$$\tau_1=\frac{1}{3}r_0\rho_\ell Cp_\ell\int_{T_{\ell_0}}^{T_{\ell_1}}\frac{dT_\ell}{\alpha(Ta-T_\ell)+\sigma B(Tw^4-T_\ell^4)} \quad \cdots\cdots(3.2)$$

一般的으로 $T_\ell/Tw<1$ 이어서, 1에 대해서 $(T_\ell/Tw)^4$을 무시하면 다음과 같은 近似式이 얻어진다.

$$\tau_1\fallingdotseq\frac{1}{3}r_0\rho_\ell Cp_\ell\frac{1}{\alpha}\left\{ln\frac{\alpha(Ta-T_{\ell_0})+\sigma BTw^4}{\alpha(Ta-T_{\ell_1})+\sigma BTw^4}\right\} \quad \cdots\cdots(3.3)$$

熱傳達率 α, 輻射에 對한 吸收率 B, 準正常蒸發期間에서의 液滴溫度 T_{ℓ_1}등을 알면 윗 式으로부터 τ_1을 計算할 수 있다. 球型固體에 對한 自然對流 熱傳達에서 Grashof數가 작을 경우에는 Nusselt 數($Nu=\frac{\alpha D_0}{Ka}$)가 2와 같다는 사실이 理論 및 實驗으로부터 인정되고 있다.

단, α=球에 對한 自然對流熱傳達率, D_0= 球直徑, Ka=空氣溫度와 球表面 溫度의 平均溫度에 對한 空氣의 熱傳導度 이다.

液滴이 매우 작은 경우, 혹은 空氣流中에 떠 있어 液滴에 對한 空氣의 相對速度가 매우 작은 경우에는 위의 關係가 成立한다고 생각할 수 있다. 또 輻射吸收率 B를 말하자면, 이와 같은 경우에 液滴을 둘러 싼 輻射壁의 面積이 液滴의 表面積에 比해 아주 커서 液滴은 완전 黑體로 둘러 싸여 있다고 생각해도 무방하여 B는 液體의 吸收率과 같게 된다. 물의 吸收率은 0.96정도이며 다른 液體도 대체로 같은 정도로 보고, 근사적으로 B=1로 놓아도 結果에는 큰 차가 없을 것이다. 다음으로 問題가 되는 것은 蒸發期間中 一定하게 된 液滴의 溫度 T_{ℓ_1}이다. 이 값은 가는 熱電對의 接點에 液滴을 懸垂시켜 實測한 값으로 그 例를 그림 3.1, 3.2에 나타낸다. 液滴溫度를 求하는 理論式도 있지만 實測値와 잘 一致하지 않는다. 그림 3.1, 그림 3.2에서 보면, 液滴溫度는 空氣溫度가 高溫인 곳에서도 1氣壓보다 낮은 壓力의 비점보다 훨 낮아 습구온도에 가깝다.

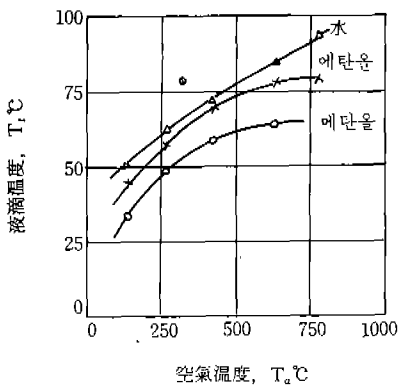


그림3.1 액적온도의 실측치

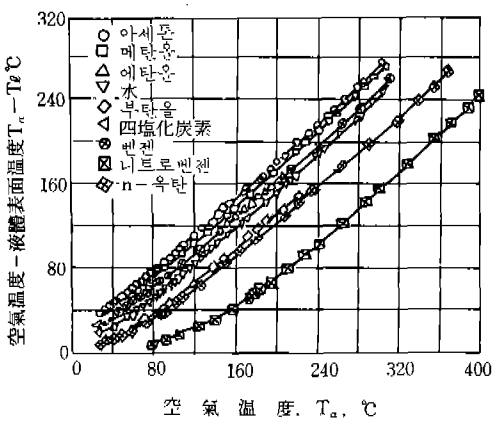


그림3.2 액적온도의 실측치

蒸發하는 液滴과는 조금 條件이 다르지만, 直徑6.9㎜의 물크球로 부터 여러 種類의 液體를滲出해 液滴의 温度를 測定하여 광범위하게 적용되는 實驗式이 있기 때문에 實測値를 얻을 수 없는 경우에 이 式을 사용하면좋다.

熱傳對의 先端에 液滴을 달아, 液滴의 温度變化를 電磁 오실로그라프로 記錄하면 그림3.3과 같은 기록이 얻어진다.

이 曲線으로부터 液滴의 加熱期間 τ_i을求할수 있으며, 그 실측치의 一例를 그림3.4에 나타냈다. 그림 중 T_a는 空氣温度, D_0는 液滴의 初期直徑이다. 그림 중 한 점은 각각 實測値 5개의 중심을 나타낸다 $Nu=\frac{\alpha D_0}{K_a}=2.0$으로 놓고 그림 3.1에 表示된 T_i의 실측치를 利用하여(3.3)式에 의해 산출한 계산치를 그림 중에 실선으로 나타내고 있는데 실험치와 매우 잘一致한다. 메탄올, 에탄올 등에서의 實驗値도 計算値와 거의 一致하기 때문에(3.3)式을 導入한 仮定은, 대체로 실제에 가깝다고 볼 수 있다. 以上은 液滴에 對한 空氣의 相對流速이 매우 작고 液滴의 크기가 퍼 작은 경우, 다시 말해서 強制對流의 영향이 작은 自然對流中의 加熱로 液滴

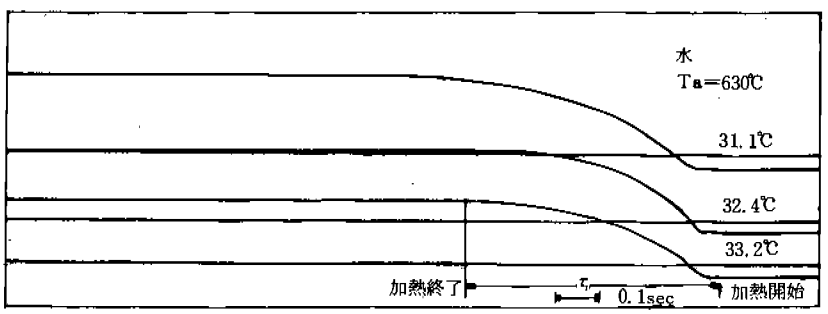


그림3.3 액적온도변화의 기록

의 Grashof數가 작을 경우의 문제이며, 다음에는 相對速度가 커져 強制對流의 영향을 무시할 수 없는 경우에 對하여 생각해 보기로 하자.

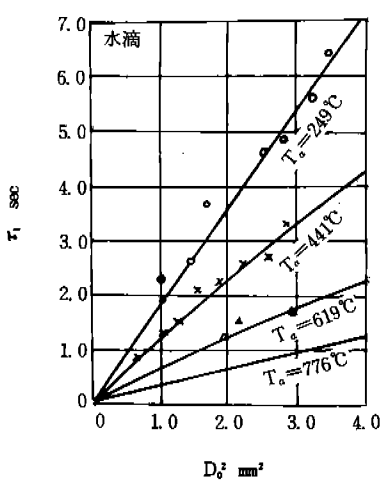


그림3.4 액적의 가열기간

3.2 強制對流中의 液滴의 加熱

自然對流中의 實驗과 같이 直徑40μ정도의 가는 熱電對의 接點에 液滴을 懸垂시켜 高温空氣流中에 넣고 그 温度變化를 電磁 오실로그라프로 記錄해 보자.

液滴温度는 처음 그림3.3에 表示한 것과 같이 급격히 상승하지만 거의 一定温度에 達해서도 약3～5℃ 정도로 서서히 상승한다. 이 關係를 물의 液滴에 對해서 나타내면 그림3.5와 같이 된다. 정리의 편의상, 가로축은 액적에 對한 레이놀즈數$Re=\frac{\nu D}{\nu}$로 놓는다(ν=液滴에 對한 相對流速, D=液滴直徑, ν=空氣温度T_a에 對한 空氣의 動粘性係數). Re=0일 때의 값은 그림3.1에 表示한 靜止空氣中($\nu\fallingdotseq 0$)의 實測値를 Plot한것 이다. 이와 같이 蒸發期間中, 液滴温度는 一定하지 않지만, 그 變化는 작으므로간단히 생각하여 靜止 空氣中의 液滴温度를 準用

해도 무리는 없을 것이다. 또(3.3)式中 熱傳達率 α에는 強制對流熱傳達式

$$Nu=\frac{\alpha D_a}{K_a}=2.0+0.60Re^{\frac{1}{2}}Pr^{\frac{1}{3}} \cdots\cdots (3.4)$$

을 使用하는 것이 좋지만, 液滴이 작을 경우 혹은 流速이 작을 경우에는 $Nu=2$로 놓아도 별 차이가 없을 것이다.

〔(3.4)式에서 物性常數에는 自然對流中의 경우와 같이 $\frac{T_a+T_m}{2}$에 對한 空氣의 값을 使用한다. T_m은 $T\ell_a$와 $T\ell_i$의 對數平均溫度이다.

$$Re=\frac{\nu D_a}{\nu},\quad Pr=\frac{C_p\mu}{K_a},$$

μ는 粘性係數, 다른 記號는 앞에서 나온 바와 같다〕

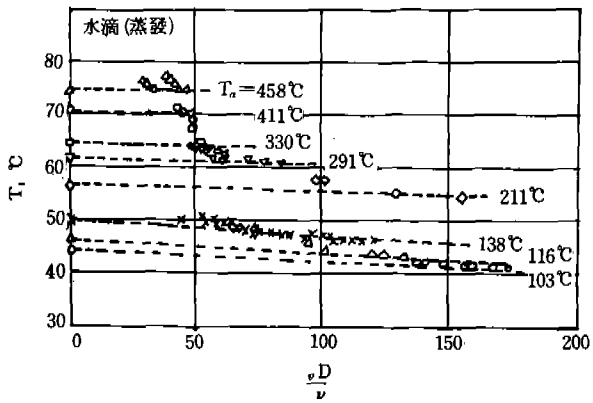


그림3.5 강제대류 중의 액적온도