

衝突水噴流 冷却法の 體系化 (V)

Systematization of Cooling Method Impinging Water Jet (V)

崔 國 光*, 徐 正 閔**
G. G. Choi, J. Y. Seo

여기서는 衝突水噴流에 의한 熱傳達을 單相 熱傳達과 二相 (核沸騰 및 膜沸騰) 熱傳達로 나누어 主로 理論的 考察을 피하고 實驗結果를 통하여 그 特性을 알아 보기로 한다.

10. 衝突水噴流에 의한 單相熱傳達

10-1. 氣中 · 水噴流에 의한 熱傳達

本 講座(III)에서 水噴流가 傳熱面(平板)에 衝突할때 層流熱傳達 關係式은 式(2-19)로 誘導하였다. 이 式에서 代表길이를 노즐直徑으로 하면 다음式으로 表示된다.

$$N_{stD} = 0.763 R_{stD}^{0.5} - Pr^{0.4} \dots\dots\dots(5-1)$$

이 式은 노즐傳達熱面間 距離 H가 작은 경우에 stagnation point 에서의 熱傳達 實驗結果¹⁵⁾는 그림 38에서와 같이 實驗値와 거의 一致하고 있다. H가 큰 경우에는 下向水噴流의 경우 隗식은 重力加速度的 影響을 考慮하여야 다음式으로 修正하게 되는데 그림 39와 같이 역시 實驗値를 잘 代表한다.

$$N_{stD} = 0.763 \{ (1+\varphi)^{\frac{1}{2}} R_{stD} \}^{0.5} \cdot Pr^{0.4},$$

$$(\tau/D < 1, H/D < 160) \dots\dots\dots(5-2)$$

여기서 $\varphi = 2gH / U_0^2$ 이다.

* 正會員: 仁川大學 機械工學科
** 正會員: 仁荷工大 機械工學科

한편 半徑方向에 따른 熱傳達의 變化는 N_{st} 數 및 R_{st} 의 代表길이를 半徑座標 r 로 取하고 速度는 半徑方向速度 U_{∞} 로 취하면 N_{st}

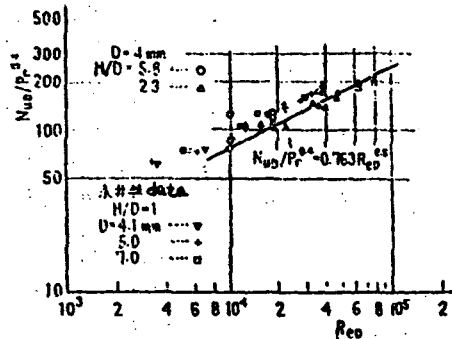


그림 38 stagnation point의 熱傳達 (H가 작은경우)

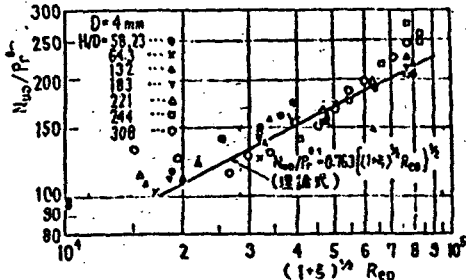


그림 39 stagnation point의 熱傳達 (H가 큰경우)

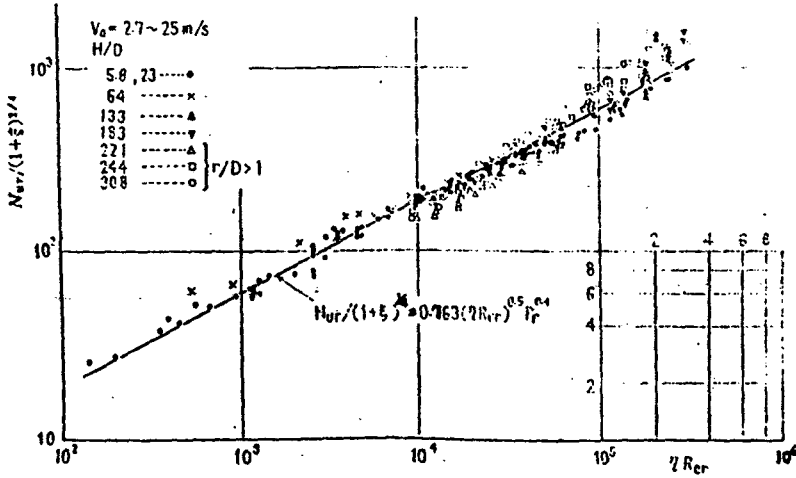


그림 40 熱傳達率의 半徑方向 變化

$= kr/\lambda$, $R_{er} = U_{\infty}/\nu$ 이 되어 그림 40¹⁵⁾와 같이 整理되며 다음式으로 表示된다.

$$N_{nr} = 0.763 \{ (1+\varphi)^{1/2} \eta R_{er} \}^{0.5} \cdot Pr^{0.4} \quad \dots\dots\dots(5-3)$$

여기서 $\eta = U_{\infty}/U_i$ (本 講座 II의 式(4-6) 參照)이다.

2次元 水噴流에 대한 熱傳達 解析은 IN-ADA¹⁷⁾ 등에 의해서 썬기흐름의 境界層理論으로부터 誘導한 運動方程式(Falkner-skane形)과 에너지方程式(Fage-Falkner形)의 解를 Runge-kutta法을 利用하여 다음의 近似式을 얻었다.

$$N_{nb}/\sqrt{R_{eB}} = 0.757(\phi+0.2)^{0.1} [(2-\phi)^a - 0.26(2-\phi)] \cdot Pr^b \sqrt{\frac{1}{2-\phi}} \sqrt{\frac{U_{\infty}/U_0}{x/B}} \dots\dots(5-4)$$

여기서 $a = 0.615 + 0.07\phi$, $b = 0.034 + 0.036\phi$, $\phi =$ 速度分布 parameter $= 2m/(m+1)$, B : 노즐幅이다.

그리고 等熱流束 平板에서의 實驗値와 近似式을 比較하면 그림 41과 같이 잘 一致하고 있다. 그리고 McMurray⁷⁾의 層流實驗式 $N_{nr}/\sqrt{R_{er}} = 0.75 Pr^{1/3}$ 을 變形한 다음式을 同圖에 함께 表示하였다.

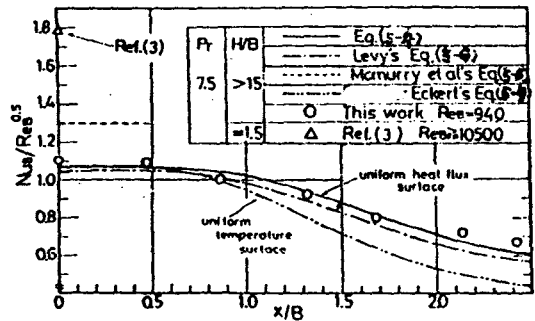


그림 41 熱傳達의 幅方向變化(二次元水噴流)

$$N_{nb}/\sqrt{R_{eB}} = 0.75 Pr^{1/3} \sqrt{\frac{U_{\infty}/U_0}{x/B}} \dots\dots(5-5)$$

또한 等熱流束 條件에 대한 Levy의 近似式

$$N_{nb}/\sqrt{R_{eB}} = 0.57(\phi+0.205)^{0.104} \dots\dots$$

$$(2-\phi)^{0.37+0.06\phi} \frac{1}{\sqrt{2-\phi}} \sqrt{\frac{U_{\infty}/U_0}{x/B}} \cdot Pr^a \dots\dots(5-6)$$

(여기서 $\eta = 0.327 + 0.028\phi$ 이다)

및 等溫平板에 대한 Eckert의 近似式

$$(N_{nb}/\sqrt{R_{eB}}) Pr^{(0.35+0.02\phi)} =$$

$$0.56 \frac{(\phi+0.02)^{0.11}}{\sqrt{2-\phi}} \sqrt{\frac{U_{\infty}/U_0}{x/B}} \dots\dots(5-7)$$

도 함께 比較하였다. 그들은 stagnation point 에서의 熱傳達係數는 H/B 가 0.7 附近에서 最大值가 됨을 밝히고 있다. 亂流噴流에 대해서는 McMurray⁷⁾가 다음과 같은 實驗式을 提案하였다.

$$N_{sx} = 0.037 P_r^{1/2} (R_{ex})^{0.8} \dots\dots\dots (5-8)$$

鑛業 또는 掘鑿産業에서의 衝突水噴流의 應用을 위한 研究로서는 YIN¹⁹⁾ 등이 丹筒形의 水丹柱(ice block)에 水噴流를 上向으로 衝突시킬때의 熱傳達特性을 들수 있다. 그들은 물의 溫度를 20~50℃, P_r 數 3.49~7.48, H/D 를 23.1~69.5, 噴流速度 345.1~779.4 cm/s 의 範圍에서 實驗하여 그림 42 와 같은 結果를 얻었다. 여기서 熱傳達係數 h 및 衝突速度 U_i 는 다음式에서 구한다.

$$h = M \lambda_f / (T_w - T_i) \dots\dots\dots (5-8)$$

$$U_i = \sqrt{[U_0^2 - 2g(H + \frac{1}{2}S)]} \dots\dots\dots (5-9)$$

여기서 M : melting flux ($g/cm \cdot s$), λ_f : 融解潛熱(cal/g), T_w : 水噴流溫度, T_i : 얼음溫度, H : 最初의 얼음노즐間 距離, S : 水丹柱의 두께이다. 그림 42의 結果는 다음式으로 表示된다.

$$N_u = 0.88 R_e^{0.94} \cdot P_r \dots\dots\dots (5-10)$$

여기서 $N_u = h_D / \lambda$, $R_e = U_i \rho / \mu$ 이다.

10-2. 水中·水噴流에 의한 熱傳達

大氣中이 아닌 水中·水噴流를 利用한 熱傳達特性에 관한 實驗의 代表的인 例는 Raju⁵⁰⁾ 등의 研究와 Smirov⁵¹⁾ 등의 研究를 들수 있다.

Raju⁵⁰⁾ 등은 물이 들어있는 容器的 下面을 傳達面(直徑 $D_h = 100$ mm, 黃銅板)으로 하여 下向水噴流를 衝突시키는 實驗에서 $D_h/D < 8$ 의 領域을 衝突領域, $D_h/D > 8$ 의 領域을 壁面噴流領域으로 定義하여 熱傳達實驗을 하였다. 그들은 $D = 1.737, 12.65$ mm, R_e 數 2,000 ~ 40,000 의 範圍에서 衝突領域에 대한 實驗

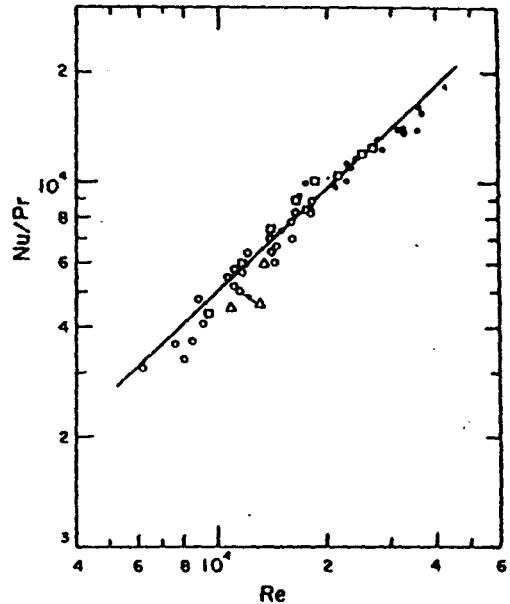


그림 42 N_u/P_r 와 R_e 의 관계 (水柱에서의 熱傳達)

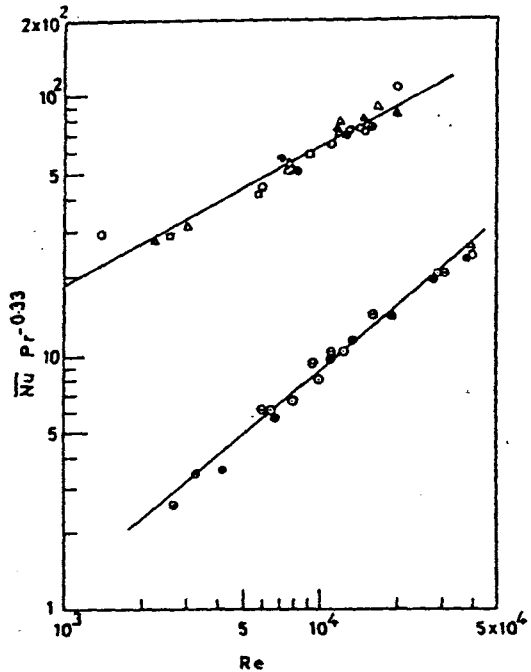


그림 43 $\bar{N}_u \cdot P_r^{-0.33}$ 과 R_e 의 관계 (水中水噴流)

Nozzle diameter 1.737 mm. H/D . ● 2.30; ○ 3.45; Nozzle diameter 12.65 mm. H/D . △ 1.20; ▲ 2.40; □ 5.50; ⊕ 7.10. ⊖ 5.75. ○ 4.35;

結果를 그림 43에 나타냈다. 이 線圖에서 노즐直徑이 변하면 R_e 數의 指數가 변함을 알수 있으며 $D = 12.65 \text{ mm}$ 인 노즐에 대한 熱傳達關係式을 다음과 같이 整理하였다.

$$\bar{N}_n \cdot P_r^{-0.33} = 0.5077 R_e^{0.522} \dots\dots\dots (5-11)$$

이 線圖에서 노즐直徑이 작은쪽이 R_e 數의 指數가 더 크다는 것을 알수 있다.

壁面噴流領域 ($D_h/D > 8$)에서 $Z/D < 7$ 에서의 熱傳達 實驗結果는 그림 44와 같으며 實線의 式은 다음과 같이 整理된다.

$$(N_n \cdot P_r^{-0.33})(D_h/D)^2 = 32.49 R_e^{0.523} + 0266 [(D_h/D) - 8](R_e)^{0.828} \dots\dots\dots (5-12)$$

그림 44에서 $\phi = \frac{(\bar{N}_n \cdot P_r^{-0.33})(D_h/D)^2 - 32.49 R_e^{0.523}}{[(D_h/D) - 8]}$ 이다.

$Z/D < 6.2$, $D_h/D = 8$ 의 領域에 대한 熱傳達 關係式은 Bridlik 等에 의해 다음式이 提案되고 있다.

$$\bar{N}_n = 0.5455 R_e^{0.5} \dots\dots\dots (5-13)$$

한편, 물이 들어있는 容器속에 傳熱面(銅板 $D_h = 48 \text{ mm}$)을 垂直으로 設置하고 노즐로부터 水噴流를 90° 方向에서 衝突시킬때 熱傳達은 Smirov⁵⁰⁾等에 의해서 實驗的 研究가 遂行되었다. 이들은 H/D 의 距離를 세 區域으로 分類하여 各 領域에서의 熱傳達 實驗을 했으며 그 結果는 우선 $H/D < 0.5$ 範圍에서 그림 45와 같다. 그 結果는 노즐直徑에 關係없이 다음式으로 代表된다 ($U_0 = 0.014 \sim 5 \text{ m/S}$).

$$N_{nh} = 0.55 R_{eh}^{1/2} \cdot P_r^{1/3}, (H/D < 0.5) \dots\dots\dots (1-14)$$

여기서 添字 h 는 노즐傳熱面間 距離를 나타낸다.

$0.5 < H/D < 10.0$ 의 領域에 대해서는 그림 46과 같으며 實線은 다음式을 나타낸다.

$$N_{nd} = C \cdot R_{nd}^{0.64} \cdot P_r^{1/3} \exp(-0.037 H/D) \dots\dots\dots (5-15)$$

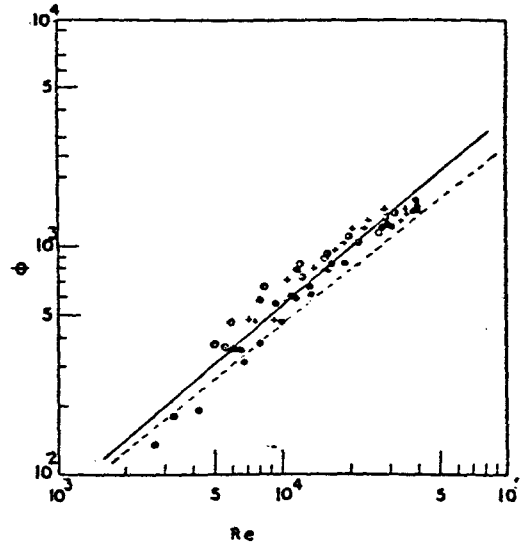


그림 44 $D_h/D > 8$ 에서의 ϕ 와 R_e 의 관계 (水中水噴流)

Nozzle diameter — ● 1.737mm; ○ 3.182 mm; + 5.030 mm; --- theory —Equation (19).

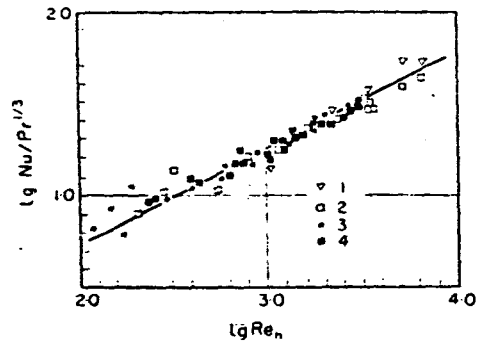


그림 45 $H/D < 0.5$ 에서의 熱傳達 (水中水噴流)

- 1—nozzle diameter = 10.7 mm.
- 2—nozzle diameter = 21.3 mm.
- 3—nozzle diameter = 30.0 mm.
- 4—nozzle diameter = 36.6 mm.

$H/D > 10$ 에서는

$$N_{nd} = C_1 (R_{nd} \cdot P_r)^{1/3} \cdot \exp(-0.037 H/D) \dots\dots\dots (5-16)$$

여기서 $C = 0.034 D^{0.9}$, $C_1 = 0.034 D^{1/3}$, D 의 次元은 mm이다.

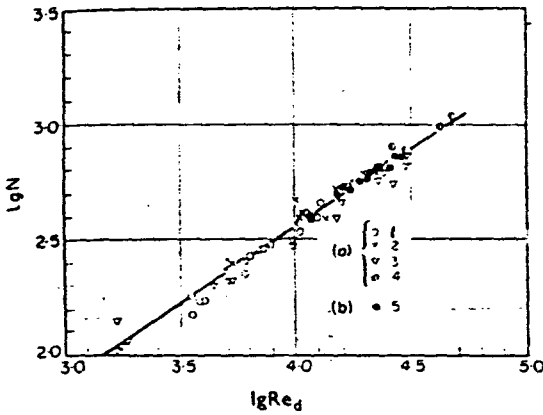


그림 46 0.5 < H/D < 10.0에서의 熱傳達 (水中水噴流)

$$N = \frac{Nu_d \exp 0.037(h/d)}{c Pr^{1/4}}$$

- water
- 1—nozzle diameter = 2.5 mm.
 - 2—nozzle diameter = 6.4 mm.
 - 3—nozzle diameter = 10.7 mm.
 - 4—nozzle diameter = 3.9 mm—Schmidt's experiments [3].
- air
- 5—nozzle diameter = 16.5 mm—Perry's experiments [1].

11. 衝突水噴流에 의한 物質傳達

11-1. 氣中·液噴流에서의 物質傳達

液噴流을 大氣中에서 平板에 衝突시킬때 擴散方程式을 積分하여 層流境界層에서의 物質傳達의 式을 다음과 같이 얻는다.⁵²⁾

$$N_u = 0.59 Pr^{1/4} \cdot Re_r^{1/2} \dots\dots\dots (5-17)$$

여기서 $N_u = \beta D / D_d$, $Re_r = U_0 / \nu r$, β : 物質傳達係數(mm/S), D_d : 擴散係數(m²/S)이다.

이 解析結果와 比較하면 그림 47과 같이 거의 一致하고 있다. 作動液體는 ferri-ferrocyanide 溶液이며 局所 物質傳達係數의 半徑方向變化를 測定한 結果 그림 48에서 알수 있는 바와같이 $r/r_0 = 1.6$ (r_0 는 噴流 最小半徑)에서 最大의 物質傳達係數가 나타나고 그 以後에는 水力跳躍領域에서 最小值가 되는데 그 下流領域에서는 약간 增加하다가 減少하는 傾向이 있다. L로 表示한 것은 disk 위의 rim높이를 意味한다.

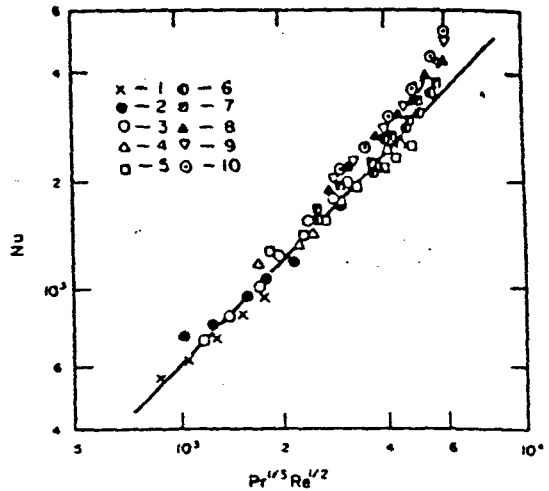


그림 47 境界層흐름 領域에서의 物質傳達

1. $Q = 6.9 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$; 2. 3.8; 3. 6.9; 4. 14; 5. 18.8; 6. 22.4; 7. 24.3; 8. 28.3; 9. 32; 10. 37.2; 1. calculation by (31).

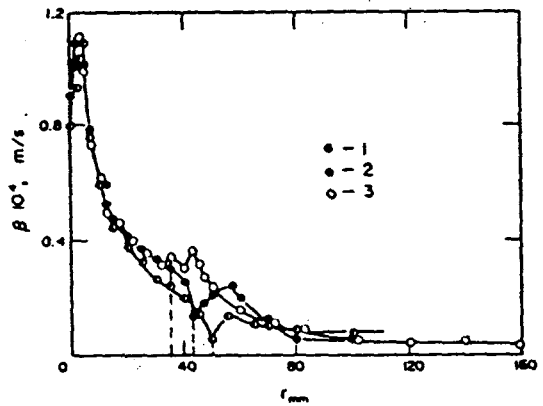


그림 48 disk edge 形狀에 따른 局所物質傳達係數

$Q = 6.9 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$; 1. sharp edge; 2. $L = 1 \text{ mm}$; 3. $L = 3 \text{ mm}$.

11-2. 水中·水噴流에서의 物質傳達

下向水噴流을 水中을 통해서 平板 (表面은 transcinamic acid 로 코팅)에 衝突시킬때 그 두께의 減少分布를 測定하여 物質傳達을 구하는 實驗⁵³⁾에 의하면 壁面噴流領地 ($x/D > 4.5$)에서 sherwood 數(sh)는 노즐—平板 距離와는 關係없이 다음式으로 表示된다. (그림 49 參照)

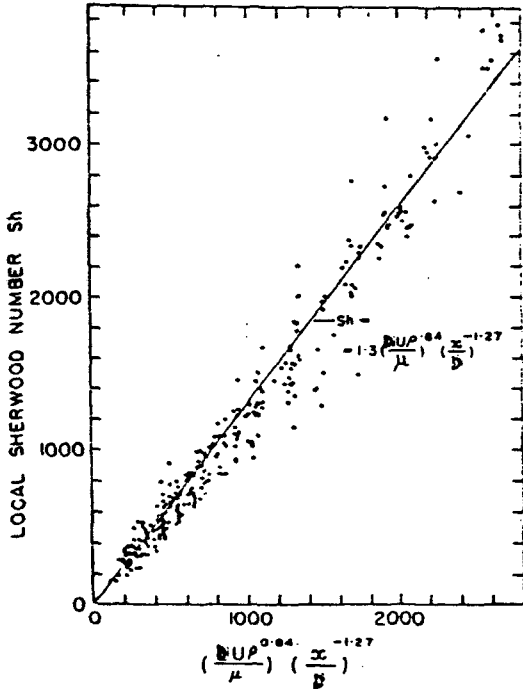


그림 49 壁面噴流領域 ($x/D > 4.5$) 에서의 局所物質傳達(水中水噴流)

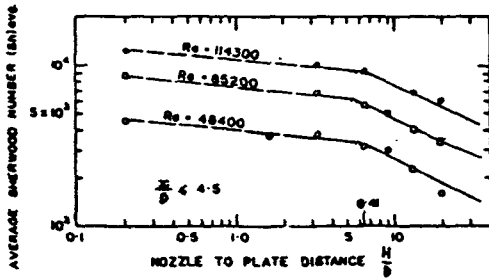


그림 50 一定한 Re 數에서 平均 sherwood數에 미치는 노즐-平板間 距離의 影響 (水中水噴流)

$$sh = 1.3 R_e^{0.64} (x/D)^{-1.27}, \quad (25,000 < R_e < 125,000 \dots \dots \dots (5-18)$$

그러나 衝突領域에서는 平均 sh 數가 $6.5D$ 의 遷移領域을 넘으면 急速히 減少한다는 것을 그림 50에서 알 수 있다. 局所 物質傳達係數 β 는 다음式으로 구한다.

$$\beta = \frac{2.54 \Delta \rho_s}{1,000 t C_s} \dots \dots \dots (5-19)$$

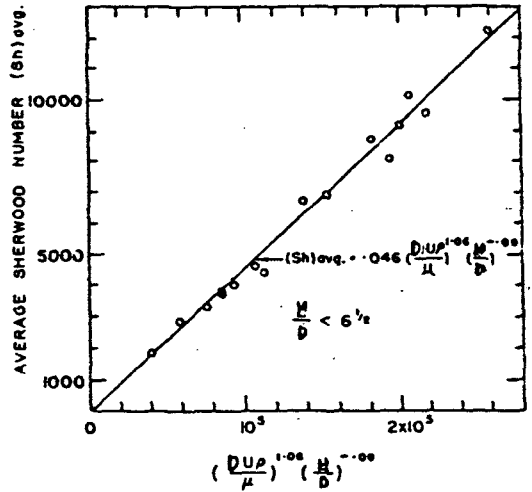


그림 51 $a/D < 6.5$ 에서의 平均 sherood數의 關係 (水中水噴流)

여기서 Δ : 두께減少 (mils), ρ_s : 코팅材料의 密度, C_s : 飽和濃度 (g/m^3), t : 實驗時間 (s)이다.

RAO⁵³⁾ 등은 次元解析으로

$$sh = \beta D/D_d = \phi(R_e, S_c, H/D, x/D) \dots \dots \dots (5-20)$$

의 關係를 設定하고 $S_c = 900$ 으로 一定한 값에서 實驗하였다.

여기서 $sh = \beta D/D_d$, S_c : Schmidt 數 = $\mu / \rho D_d$ 이다.

그림 50에서 알 수 있는 바와같이 $H/D > 6.5$ 領域과 $H/D < 6.5$ 領域에서 平均 sh 數의 變化率이 달라지는데 $H/D < 6.5$ 領域은 遷移領域이며, $H/D > 6.5$ 領域은 衝突前의 噴流가 完全히 發達한 領域으로 볼 수 있다. 兩領域에서의 實驗結果는 그림 51 및 그림 52와 같으며 그의 一般式은 各各 다음과 같이 表示된다.

$$Sh_{avg} = \beta_{avg} \cdot D/D_d = 0.046 R_e^{1.06} (H/D)^{-0.09}, \quad H/D < 6.5 \dots (5-21)$$

$$Sh_{avg} = \beta_{avg} \cdot D/D_d = 0.107 R_e^{0.54} (H/D)^{-0.54}, \quad H/D \geq 6.5 \dots (5-22)$$

$x/D > 4.5$ 에서는 壁面噴流의 境界層이 完

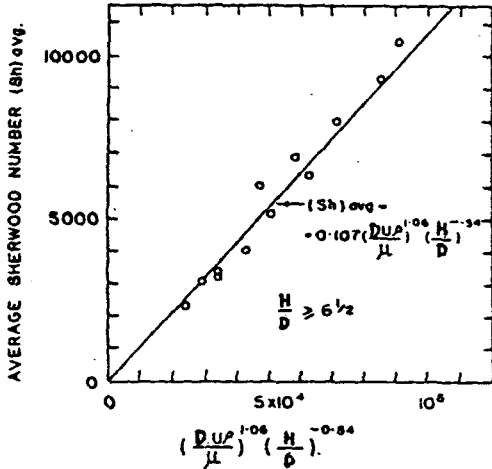


그림 52 a/D > 6.5에서의 平均 sherood 數의 關係 (水中水噴流)

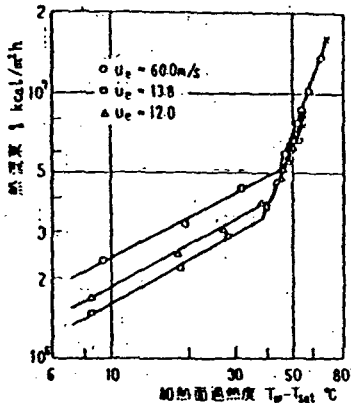


그림 53 非沸騰-核沸騰熱傳達特性

全히 發達하여 物質傳達은 노즐平板距離에 影響을 받지 않으며 Sh 數는 $0 < x/D < 4.5$ 의 領域에서 Re 數와 H/D 에 存在한다. 實驗 應用에서는 熱 및 物質傳達效果를 높일 수 있는 노즐平板距離는 노즐直徑의 6~7倍라고 볼 수 있다.

12. 衝突水噴流에 의한 二相 熱傳達

12-1. 衝突水噴流에 의한 核沸騰熱傳達

水噴流를 高溫加熱된 面에 衝突시키면 沸騰 現象이 發生하는데 pool沸騰에 비해 높은 冷却效果를 얻을 수 있다. 그 熱傳達特性은 그

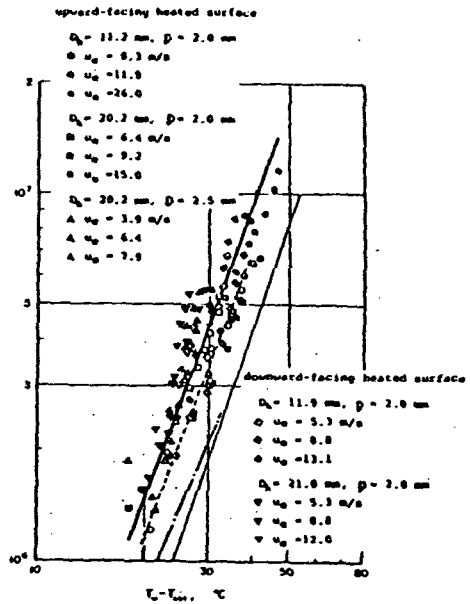


그림 54 水噴流에 의한 飽和核沸騰熱傳達

림 53⁵⁴⁾에서 考察할 수 있다. 여기서 X表示는 burnout 點을 나타낸다. 熱流束의 勾配가 比較的 완만한 部分은 非沸騰領域으로서, 單相 強制對流에서와 같이 噴流速度의 增加에 따라 沸騰熱流束은 高熱流束쪽으로 移動하고 있지만 發達한 核沸騰域(勾配가 급한 部分)에서는 噴流束에 關係없이 한 曲線에 따라 變한다.

核沸騰領域에서 data를 整理하면 그림 54와 같다.²⁰⁾ 이 線圖에 의하면 衝突水噴流에 의한 核沸騰曲線은 噴流速度 U_s , 噴流流量 G_0 , 加熱面徑 D_h 에 影響을 거의 받지 않으면 또한 加熱面의 姿勢(上向 및 下向)에도 影響을 받지 않는다는 것을 알 수 있다. 다만 噴流速度의 增加 및 加熱面徑의 減少에 따라 熱流束은 高熱流束쪽으로 延長된다.

柴山⁵⁵⁾ 등은 核沸騰熱傳達을 支配하는 因子로서 그 熱傳達을 向上시킬 수 있는 可能性이 있는 表面張力에 注目하여 作動液으로서 各種 分子量, 性格이 다른 界面活性劑를 純水에 添加하여 使用함으로써 沸騰熱傳達의 增進效果를 얻었다. 液體溫度는 97~98°C, 노즐은 直徑 $D = 3.81, 2.4, 1.99$ mm인 3種類, 加熱面徑 $D_h = 22$ mm(銅製) 및 衝突速度 1.19~3.4 m/S

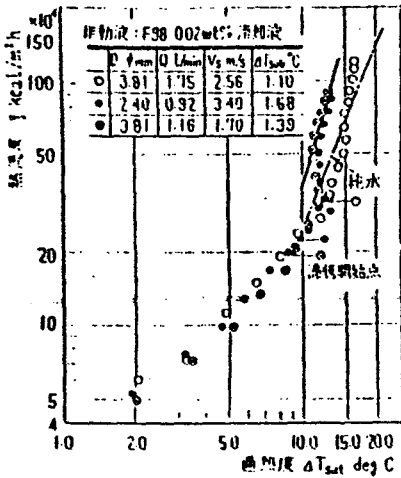


그림 55 F 98 추가액의 끓騰曲線

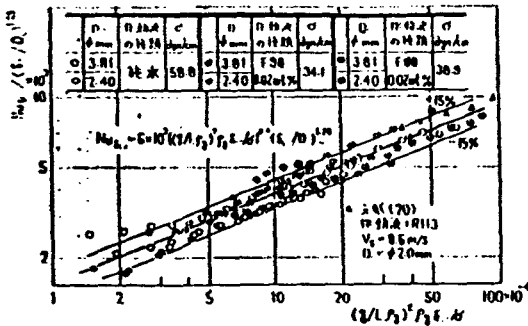


그림 56 핵끓騰域의 無次元整理

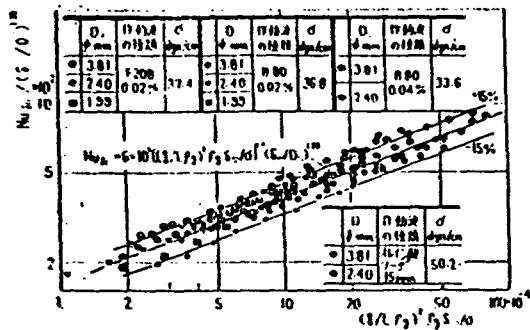


그림 57 핵끓騰域의 無次元整理

의 條件에서 實驗結果는 그림 55 에 例示한바와 같다. 이 線圖에 의하면 同一한 過熱度에서 界面活性劑添加액의 경우가 純水의 경우보

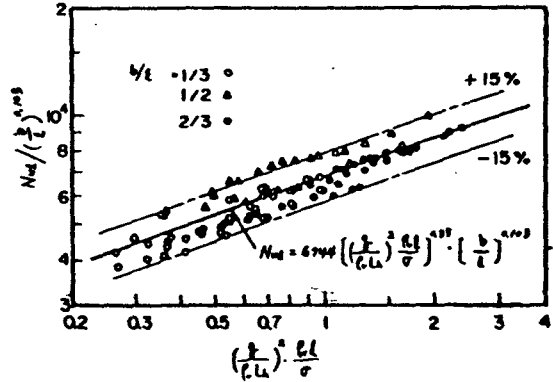


그림 58 飽和核끓騰熱傳達의 無次元整理

다 熱流束이 크다는 것을 알 수 있다. 그들은 핵끓騰熱傳達의 實驗結果를 次元解析의 으로 整理하여 다음식을 얻었다. (그림 56, 57 參照)

$$Nu_{\delta} = 6.0 \times 10^3 \left[\frac{q}{L\rho_v} \right]^2 \rho_v \delta / \sigma^{0.4} (\delta/D)^{1.28} \dots\dots\dots (5-23)$$

따라서 表面張力과 沸騰熱傳達係數間에는 다음 關係가 成立한다.

$$h = \text{const} \cdot \alpha^{-0.4} \dots\dots\dots (5-24)$$

嚴·徐⁵⁶⁾는 上向衝突水噴流(飽和水)에 대한 直四角形 加熱面(stainless foil, 두께 80 μm)에서의 實驗에서 그림 58 과 같이 다음 關係式을 얻고 있다.

$$Nu_{\delta} = 6744 \left[\frac{q}{\rho_v L} \right]^2 \cdot \rho_v l / \sigma^{0.35} [b/l]^{0.103} \dots\dots\dots (5-25)$$

따라서 윗式에서 $h = \text{const} \cdot \sigma^{-0.35}$ 의 關係는 沸騰熱傳達에서 表面張力이 미치는 影響이 크다는 것을 알 수 있다. 여기서 b : 加熱面幅, l : 加熱面길이이다.

물이 아닌 R-113의 上向液噴流에 의한 핵沸騰熱傳達에서 Ruch⁶¹⁾ 등은 그의 實驗에서 그림 59와 같은 結果를 얻고 있다. 實線은 다음式으로 表示된다.

$$q = 47.1 (\Delta T_{sat})^{1.95} \dots\dots\dots (5-26)$$

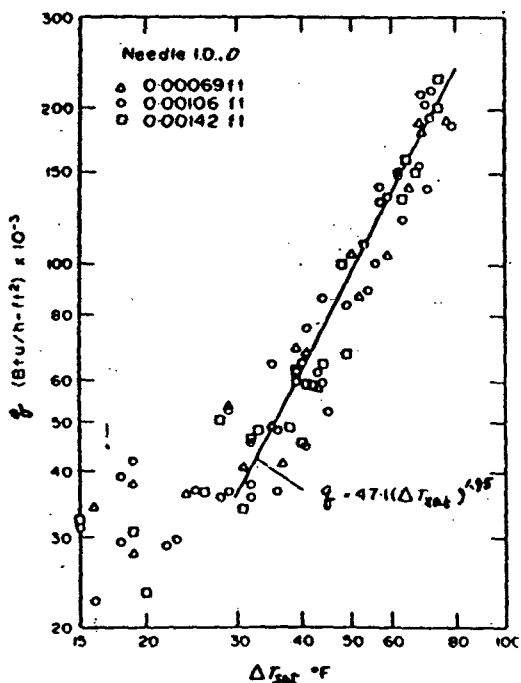


그림 59 핵沸騰熱流束의 無次元整理 (作動液 Freon-113)

13. 衝突水噴流에 의한 Burnout 熱流束

加熱面에 熱流束을 增加시키면 前節에서 說明한바와 같이 強制對流域의 非沸騰領域을 거쳐 核沸騰이 일어나며 어느 熱流束까지 增加시키면 특히 加熱面이 線인 경우는 마침내 燒損切斷하는 現象이 發生하는데 이때의 熱流束을 burnout 熱流束이라 한다.

Monde, Katto²⁰⁾는 burnout 熱流束의 實驗結果를 次元解析的으로 물과 Freon-113의 두 作動液體에 대해서 整理한바 있다. 飽和沸騰時의 burnout 熱流束에 대한 結果는 그림 60과 같으며 實線은 다음式으로 表示되는데 이때 加熱面이 姿勢와는 關係없이 成立한다.

$$\frac{q_{B,0}/(\rho_v L)}{U_e} = 7.45 \times 10^{-2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.725} \left(\frac{\sigma}{\rho_v U_e^2 D_h}\right)^{\frac{1}{3}} \dots \dots \dots (5-27)$$

여기서 $q_{B,0}$: burnout 熱流束, ρ_v, ρ_l : 氣·

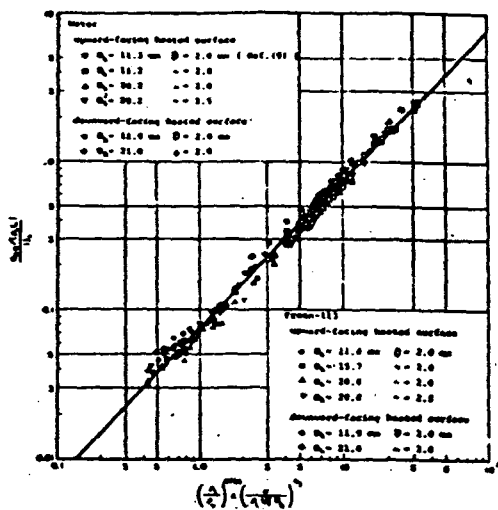


그림 60 burnout 熱流束의 無次元整理 (飽和沸騰)

液의 密度, L : 熱發潛熱이다. 液體가 未飽和度 ($\Delta T_{sub} = 10 \sim 30^\circ\text{C}$)를 갖는 경우는 그림 61와 關係를 얻는데 이때 未飽和度의 影響을 나타내는 修正係數 ϵ_{sub} 를 쓰면 다음式으로 表示된다.

$$\frac{q_{B,0}/(\rho_v L)}{U_e} = 7.45 \times 10^{-2} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.725} \left(\frac{\sigma}{\rho_v U_e^2 D_h}\right)^{\frac{1}{3}} (1 + \epsilon_{sub}) \dots \dots \dots (5-28)$$

여기서 $\epsilon_{sub} = 2.7(\rho_l/\rho_v)^{0.5} [G_{pl}(T_{sat} - T_{lig})/L]^{2.0}$ 이다.

그러나 飽和液의 경우, 式(5-26)은 $D_h/D = 5.6 \sim 10.4$ 의 範圍에서 成立하며, 이 範圍에서는 burnout 熱流束이 加熱面徑의 影響을 받지 않지만 $D_h/D = 5.0 \sim 36.4$ 의 넓은 範圍에서는 加熱面徑의 影響을 받게 된다. 따라서 그것을 考慮하면 式은 다음과 같이 表示되며 實驗結果는 그림 62⁵⁷⁾와 같다.

$$\frac{q_{B,0}}{\rho_v L U_e} = 0.0601 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.725} \left(\frac{2\sigma}{\rho_l U_e^2 D_h}\right)^{\frac{1}{3}} [1 + 0.00113(D_h/D)^2] \dots (5-29)$$

勝田²¹⁾ 등은 沸騰液體를 純水, 活性劑添加

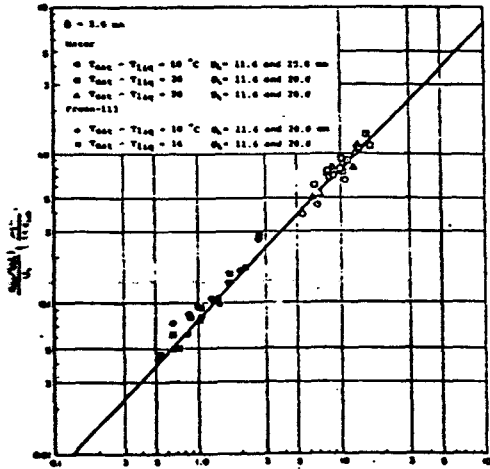


그림 61 burnout 熱流束의 無次元整理 (未飽和沸騰)

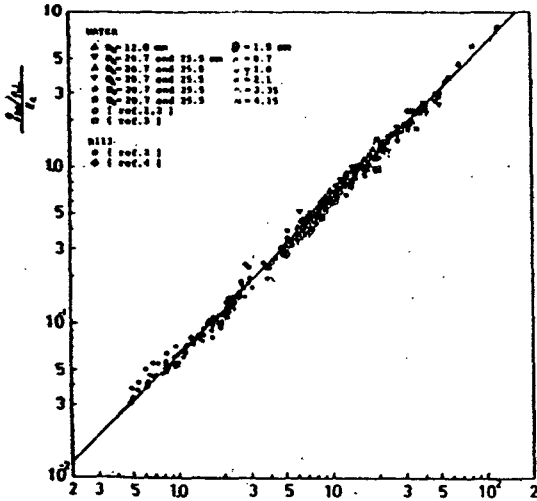


그림 62 Burnout 熱流束의 無次元整理 (飽和沸騰)

液, R11, R113에 대하여 噴流速度 4 m/S 이하, 노즐徑 1.99~3.81 mm, 傳熱面徑 15~25 mm의 範圍에서 burnout 熱流束의 實驗結果를 次元解析의 으로 整理하여 다음式을 얻었는데 그 data(飽和液)分布는 그림 63 과 같다.

$$\frac{q_{b,0}}{\rho_0 L U_e} = 0.16 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{0.7} \left(\frac{\rho_l U_e^2 D}{\sigma}\right)^{-1/4}$$

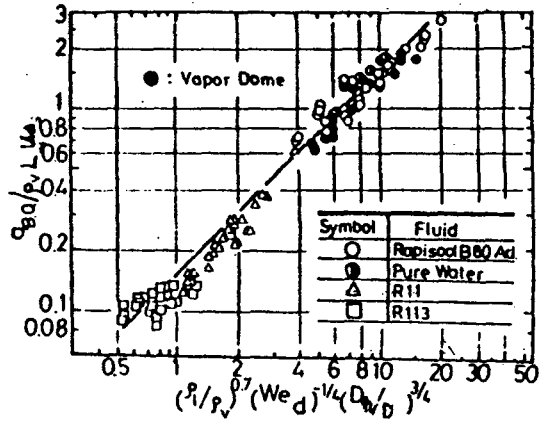


그림 63 限界熱流束의 無次元整理

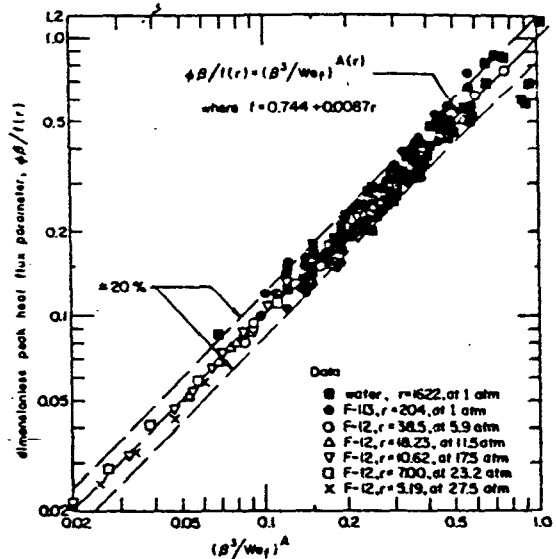


그림 64 Burnout 熱流束의 關係

$$\left(\frac{D_h}{D}\right)^{3/4} \dots \dots \dots (5-30)$$

또한 Lienhard⁵⁸⁾ 등은 Katto⁵⁹⁾의 물, R 113, R 12에 대한 衝突液噴流의 burnout 實驗値를 利用하여 安定性基準에 基礎를 두고 burnout 의 式을 提案하였다. 즉 蒸發液體의 動的에너지가 새로 生成된 液滴이 消費하는 機械的에너지를 超過할때 burnout 가 發生한다고 보고 다음式을 提案하였으며 Katto의 實驗結果와 比較한 線圖는 그림 64 와 같다.

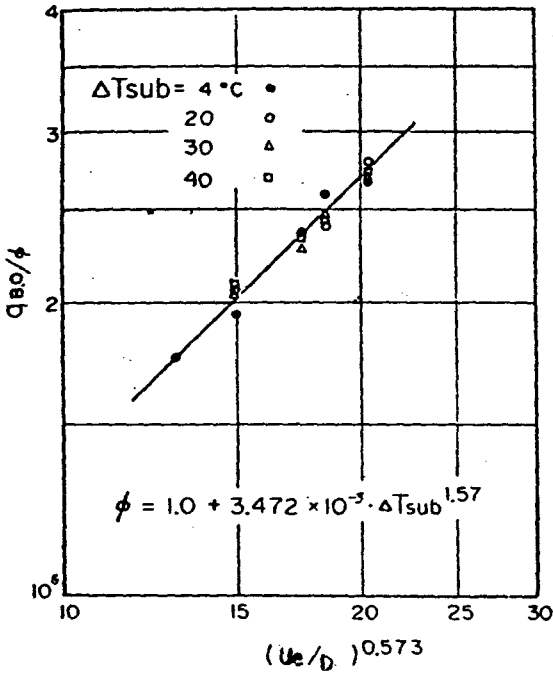


그림 65 飽和 및 未飽和沸騰에서의 burnout 熱流束

$$\frac{\phi r}{f(r)} = \left(\frac{r^3}{W_{ef}}\right)^A \dots\dots\dots(5-31)$$

여기서 $\phi = q_{max} / \rho_o L U_e$, $W_{ef} = \rho_l U_e^2 D_h / \sigma$, $r = \rho_l / \rho_o$, $\gamma = D_h / D$ 이다.

嚴·徐⁶⁰는 上向衝突水噴流에 의한 burn-out 實驗(加熱面 $30 \times 10 \text{ mm} \times 80 \mu\text{m}$ 의 直四角形, stainless foil)에서 얻은 未飽和水 ($\Delta T_{sub} = 0 \sim 40^\circ\text{C}$)에 대한 burnout 熱流束의 分布는 그림 65와 같으며 다음式으로 表示하였다.

$$q_{Ro} = 1.335 \times 10^5 (U_e/D)^{0.573} \cdot \epsilon_{sub} \dots\dots\dots(5-31)$$

여기서 $\epsilon_{sub} = 1.0 + 3.472 \times 10^{-3} \Delta T_{sub}^{1.57}$ 이다.

14. 衝突水噴流에 의한 沸騰熱傳達

沸騰曲線의 領域中에서 遷移 및 膜沸騰領域은 一般의 非定常加熱法에 의해서 熱傳達

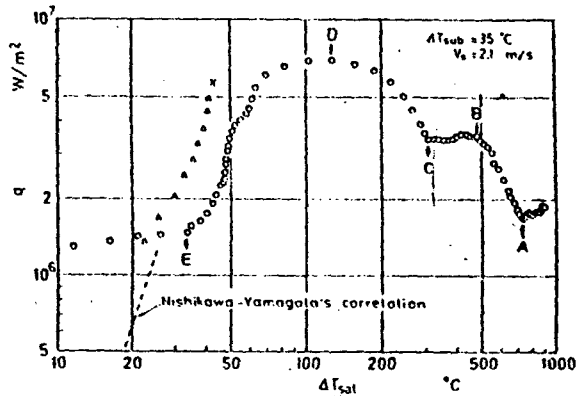


그림 66 沸騰曲線 (二次元水噴流)

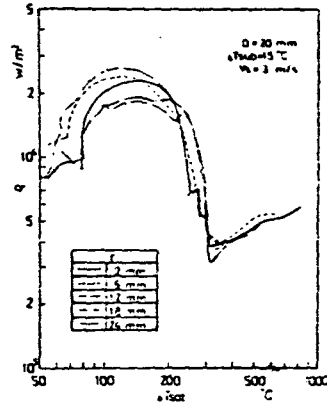


그림 67 沸騰曲線 (円形水噴流)

特性을 考察하게 된다. 中西²² 등은 2次元노즐에 의한 水噴流(未飽和度 $\Delta T_{sub} = 5 \sim 55^\circ\text{C}$)를 高溫加熱面(두께 2mm의 sus 316 鋼板)에 衝突시킬때의 冷却曲線(時間-溫度曲線)으로 膜沸騰에 이르는 沸騰曲線을 구하고 있다. 그 代表例를 表示하면 그림 66과 같으며 이 線圖에서 A點은 膜沸騰의 最小熱流束點, D는 核沸騰의 最大熱流束이고 A-D領域은 遷移沸騰域인데 平行部 BC領域의 存在가 特異한 現象으로 지적된다. 그들은 噴流束度가 增加하면 沸騰曲線全體는 高熱流束쪽으로 移動함을 究明하였다.

또한 그들은 円形水噴流에 의한 沸騰曲線⁶²⁾도 위와 같은 方法으로 구했는데 그 結果는 그림 67과 같다.

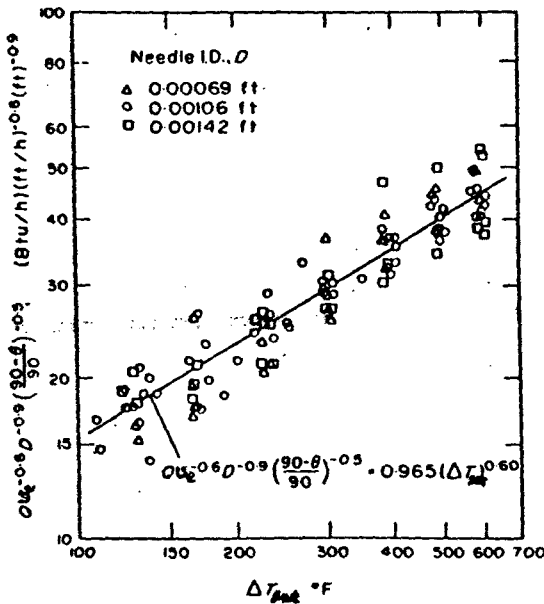


그림 68 膜沸騰熱傳達の 無次元整理 (作動液 Freon-113)

Freon-113의 噴流를 上向으로 傳熱面에 衝突시킬때 Ruch⁶²⁾ 등은 膜沸騰熱傳達 結果值를 그림 68과 같이 表示하고 그 一般式을 다음과 같이 表示하였다.

$$G U_e^{-0.6} D^{-0.9} \left(\frac{90-\theta}{90}\right)^{-0.5} = 0.965 (\Delta T_{s,at})^{0.6} \dots\dots\dots(5-32)$$

(90-θ)/90의 項은 垂直衝突角度에 대한 衝突角度的 無次元角度이며 이 式은 噴流速度, 노즐直徑, 試片溫度를 增加시키면 熱傳達は 減少함을 뜻한다.

[後記] 本講座의 內容은 著者들의 調査範圍內의 內容을 要約한것이며 앞으로 水噴流의 亂流特性이 究明되어야할 課題라고 생각된다.

參 考 文 獻

50. S. SITHARAMAYYA, K. SUBBA RAJU, Heat transfer between an axisymmetric jet and a plate held normal to the flow, The Canadian Journal of Chem. Eng. Vol. 47, pp. 365-368, 1969.

51. V.A. SMIRNOV, G.E. VEREVOCHKIN, P.M. BRDLICK, Heat transfer between a jet and a held plate normal to the flow, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 2, pp. 1-7, 1961.

52. V.E. NAKORYAKOV, B.G. POKUSAEV, E.N. TROYAN, Impingement of an axisymmetric liquid jet on a barrier, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 21, pp. 1175-1184, 1978.

53. V.V. RAO, OLEV TRASS, Mass transfer from a flat surface to an impinging turbulent jet, The canadian Journal of Chem. Eng. pp. 95-99, 1964.

54. 甲藤好郎, 門出政則, 衝突噴流沸騰系の パーンアウト機構の研究, 日本機械學會論文集, 41卷, 341號, pp. 306-314, 1975.

55. 柴山外 4名, 液膜의 沸騰熱傳達에 關する 研究, 日本機械學會論文集, 44卷, 383號, pp. 2429-2438, 1978.

56. 嚴基讚, 徐正閔, 衝突水噴流에 의한 飽和沸騰熱傳達, 空氣調和·冷凍工學會誌, 第15卷, 第2號, pp. 182-187, 1986.

57. 門出政則, 衝突噴流沸騰系の パーンアウト의 研究(第3報, パーンアウト熱流束의 無次元整理式의 擴張), 日本機械學會論文集(B編), 46卷, 406號, pp. 1146-1155, 1980.

58. J.H. Lienhard, M.Z. Hasan, Correlation of burrout data for disk heaters cooled by liquid jets, Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Vol. 101, pp. 383-384, 1979.

59. Yo KATTO, M. Shimizu, Upper limit of CHF in the saturated forced convection boiling on a heated disk with a small impinging jet, Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, ser. c, Vol. 101, pp. 265-269, 1979.

60. 嚴基讚, 徐正閔, 衝突水噴流의 核沸騰 및

- Burn-out 에 관한 實驗的 研究, 仁荷大
産業科學技術研究所論文集, 第14輯,
pp. 75-80, 1986.
62. 中西外 3名, 円形水噴流に於ける 高温平
面の 冷却, 第19回 日本傳熱シンポジウ
ム講演論文集, pp. 499-501, 1982.
61. M.A. Ruch, J.P. Holman, Boiling heat
transfer to a Freon-113 jet impinging
upward onto a flat, heated surface,
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 18,
pp. 51-60, 1975.