

傳熱面の特殊表面化에 의한 熱機器의 效率向上에 關하여

任 將 淳*

Improved Heat Transfer Coefficient in Heat Exchanger by
the Use of Specialized Heating Surface.

Chang Soon Yim

Abstract

Recently only a few correlations between various factors due to the different grades of surface roughness for the nucleate pool boiling have been proposed.

The main purpose of this work is to test the validity of these types of correlations between related factors to nucleate pool boiling phenomena.

The boiling experiments using distilled water were carried out at the heat flux ranging from 7.4×10^4 to 2.4×10^5 kcal/m²h on the sintered porous metal surface with the cavity diameter of 10, 20, 40, 70, 100 μ , respectively, at the atmospheric pressure.

To determine the bubble sizes, number of nucleation sites, delay and growth time, frequency of bubble emission, and rising velocities of bubbles, the high speed motion picture technique was employed.

In the correlation $f \propto D_b^n$, where f denotes frequency of bubble emission and D_b departure diameter, n , the power factor of D_b , have been found to be from -2 to $-10/3$.

The constant C in the correlation between heat flux q and density of nucleation sites $\frac{N}{A}$, $q = C \left(\frac{N}{A}\right)^n$, was appeared to be more crucial than the power factor n .

The correlation of the heat flux q to the temperature difference ΔT and the density of nucleation sites $\frac{N}{A}$, was proposed to be

$$q - 460 \Delta T^{\frac{5}{4}} = K \Delta T^{\frac{5}{3}} \left(\frac{N}{A}\right)^{\frac{2}{3}}$$

where K was found to be 9.3×10^{-9}

The values of heat transfer coefficient obtained in this experiments for the porous sintered metal surface appeared to be very high in comparison with the formerly obtained results for the other surfaces.

* 正會員, 漢陽大 工大

Nomenclature

- A ; Area of heating surface, m^2
- a ; Thermal diffusivity, m^2/h
- b, c, n, r ; power factor
- C, C_2 ; Constant
- c ; Specific heat, $kcal/kg^\circ C$
- c_p ; Specific heat at constant pressure, $kcal/kg^\circ C$
- D ; Bubble diameter, m
- D_b ; Bubble diameter at departure from heating surface, m
- D_c ; Cavity diameter, μ
- d_c ; Wetted perimeter, m
- f ; Frequency of bubble emission, $1/sec$
- g ; Acceleration of gravity, m/sec^2
- h ; Heat transfer coefficient, $kcal/m^2 h^\circ C$
- K ; Constant
- L ; Latent heat, $kcal/kg$
- m ; Numerical constant in eq. 12
- N ; Number of nucleation sites, $1/m^2$
- q ; Heat flux, $kcal/m^2 h$
- q_c ; Burn-out heat flux, $kcal/m^2 h$
- ΔT ; Temperature difference, $(T_w - T_s)$, $^\circ C$
- T_w ; Temperature of heating surface, $^\circ C$
- T_s ; Temperature of saturated liquid, $^\circ C$
- t_g ; Growth time, sec
- t_w ; Delay time, sec
- t ; time, sec
- u ; Characteristic velocity, m/h
- x ; Distance between rising bubble
- σ ; Surface tension, kg/m
- ρ ; Density, kgm/m^3
- $\Delta\rho$; Density difference, kgm/m^3
- λ ; Thermal conductivity, $kcal/mh^\circ C$

Subscripts

- l ; liquid
- v ; vapor
- s ; saturation

1. 緒 論

沸騰이나 凝縮을 同伴하는 傳熱機器에서 傳熱性能을 向上시키려는 目的下에 새로운 傳熱面을 開發하는 研究의 必要性은 1973年의 Oil Shock, 그리고 最近의 OPEC에 依한 連續인 油價引上 以來 絶실히 要望되고 있으며, 이에 關한 研究結果에 따른 Energy 節約에 많은 關心이 集中되고 있다.

熱 Energy, 특히 低溫熱源으로부터 얻을 수 있는 熱Energy의 利用에 있어서는 큰 溫度差에 의한 熱交換은 最大限으로 放止해야 한다.

溫度差가 커지면 傳熱過程에서 比可逆損失이 커져서 無効Energy가 많아진다. 이것은 一般의 傳熱面積의 增加 또는 動力Cycle에서는 熱效率의 低下를 가져온다.

核沸騰熱傳達は 各種 熱Plant에서의 作動流體의 受熱過程에서 매우 重要한 傳熱方式의 하나이므로 여기서 各種 方法을 강구하여 傳熱效率을 높일 수 있다면 熱交換裝置의 小形化 또는 必要한 溫度差의 低下가 기대되므로 工業에서의 應用上 특히 低溫熱源의 有効利用上 매우 有益할 것이다.

核沸騰의 傳熱促進은 여러가지 方法으로 分類되지만 여기서 傳熱面の 表面 微細粒子 構造에 의한 傳熱促進 方法을 適用하기로 한다.

이 方法은 實用化되기 시작한 단계이며 金후에 있어서는 傳熱性能 向上을 위한 하나의 重要한 方法이 되리라고 생각된다. 특히 核沸騰에 있어서는 傳熱面の 表面條件이 氣泡의 發生, 더 나아가서는 熱傳達到 重大한 영향을 준다.

기실 核沸騰에 있어서 熱傳達係數가 큰 값을 갖는 것은 이 氣泡의 攪亂效果 때문이라는 것이 알려져 있다. 따라서 傳熱面上的 氣泡發生點密度는 熱傳達係數와 密接한 關係를 갖는다. 그리하여 이 氣泡發生의 難易性은 熱傳達係數에 영향을 주게 된다.

一般 傳達面に 對해 實用上的 沸騰熱傳達係數나 burn-out 熱負荷에 關한 實驗式이나 理論式 등은 많은 것들이 提案되어 있으나 多孔質表面에 關한 研究는 아직도 未解決의 領域이 많이 남아 있다.

本 論文에서는 微細構造의 하나인 多孔質燒結 金屬層을 傳熱面으로 하여 氣泡發生과 舉動에 關해서 主로 研究 檢討코져 한다.

沸騰氣泡는 相變化에 필요한 潛熱移動이나 液體를 攪亂하는 등의 作用을 하며 그 運動의 性質을 파악하는 것은 沸騰熱傳達의 機構를 探究하는데 있어서 不可缺하다.

飽和核沸騰氣泡의 成長에 關한 從來의 代表的 研究로서는 Griffith [1], Zuber [2], Skinner & Bankoff [3], Dougherty & Rubin [4] 등에 依한 不均一溫度場에서의 成長理論이 있으며 實驗으로서는 Fritz & Ende [5], Jakob [6], Zmola [7], Staniszewski [8], Streng [9] 등의 實驗의 研究가 有名하다.

또 이것들의 基礎가 되는 均一溫度場에서의 氣泡成長理論은 Plesset & Zwick [10], Forster & Zuber [11], Birkhoff [12], 또한 實驗的인 것으로서 Dergarabedian [13, 14]의 것이 著名하다. 그런데 傳熱面の 存在를 생각하는 이상 溫度場은 一般의 不均一하나, 從來의 不均一溫度場의 理論에는 이를테면 平均的 過熱度를 그대로 均一場의 氣泡成長理論에 適用하는 것을 一般의 不均一으로 볼 수 있다. 또한 傳熱面이 鏡面이 아닌 人工的 粗度를 갖는 傳熱面에서 沸騰熱傳達에 對해 發表한 論文들은 다음과 같다.

沸騰機構에서 傳熱表面의 條件을 다른 影響因子들과 分離하는 試圖로서 적은 수의 人工氣泡核이 核沸騰熱傳達에 미치는 영향에 대한 것이 最初로 Griffith & Wallis [15]에 依해 研究되었으며 비등액체로 물을 사용한 경우의 沸騰曲線을 얻었다. 또한 Paraffin으로 피복된 水平傳熱面과 매끈한 傳熱面에서의 沸騰現象을 比較하였다.

Miyauchi & Yagi [16]는 水平面에 圓形氣泡發生點을 만들어서 여러가지 液體에 對한 核沸騰 實驗을 하였다. 氣泡發生點은 일정한 幾何學的 形態로 加工하였으며 人工氣泡發生點의 密度는 1 ~ 64 個/cm²이었다. 一定한 氣泡發生點 密度에 對한 沸騰曲線에는 두개의 傳熱구간이 存在한다는 것을 發見 하였으며 低熱流束區間,

다시 말하여 自然對流沸騰 區間에서는 $q \sim \Delta T^{1.4}$ 그리고 高熱流束에서 일어나는 強制對流沸騰 區間에서는 $q \sim \Delta T^{3.3}$ 임을 提示하였다. 따라서 Miyauchi 등은 처음 區間에서는 自然對流效果와 다음 區間은 強制對流效果에 依해 지배받는다는 것을 말했다. 액체질소(nitrogen)의 沸騰 實驗을 한 Marto et al [17]은 氣泡發生點의 增加는 약간의 熱傳達係數를 增加시켜 준다고 報告하였다.

Young & Hummel [18]은 테프론(teflon)으로 도장한 金屬板에 不規則하게 加工한 人工氣泡核에 對한 沸騰實驗에서 매끈한 表面보다 一定한 量의 熱傳達係數의 增加가 있었다고 하였다. 그러나 氣泡發生에 關한 複雜性 때문에 발표된 결과들은 主로 表面沸騰에 關한 것이었다.[19, 20] 따라서 무울沸騰에 關한 약간의 資料가 발표되어 있지만 이들 大部分이 낮은 熱流束 그리고 大氣壓下에서 單一傳熱面을 使用하여 얻어진 것이다.

따라서, 지금까지의 研究 結果로서는 氣泡成長理論에 對한 解析과 검토에 많은 問題點이 存在한다. 傳熱效果는 傳熱面上的 氣泡의 크기 및 發生點 密度와 關聯이 있는 것으로 생각되므로 本 實驗에서는 傳熱面을 粗도가 다른 10 μ , 20 μ , 40 μ , 70 μ , 100 μ 의 凹部徑을 갖는 燒結金屬 傳熱面으로 만들어서 이에 대한 沸騰實驗을 실시하여 氣泡의 成長, 氣泡離脫直徑, 上昇速度, 發生頻度 등에 對하여 얻은 實驗 結果를 해석하고 또한 從來의 研究 結果와 比較 검토하고자 한다.

2. 實 驗

2-1. 實驗裝置

무울 沸騰實驗裝置의 概略圖는 Fig. 1과 같으며 Fig. 2는 沸騰容器에 대한 概略圖이다. 沸騰容器는 스테인레스鋼板(SUS 32, t 1.2mm)을 材料로 하여 30 cm × 25 cm × 20 cm의 直方體로 만들었고 容器의 壁은 二重으로 되어 있으며 그 사이는 斷熱材(glass wool)를 充填시켜 內筒, 즉 沸騰容器로부터의 熱損失을 줄이도록 하였다.

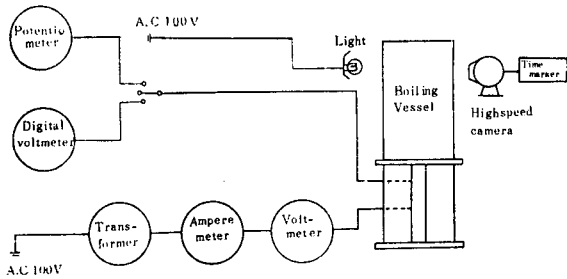


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

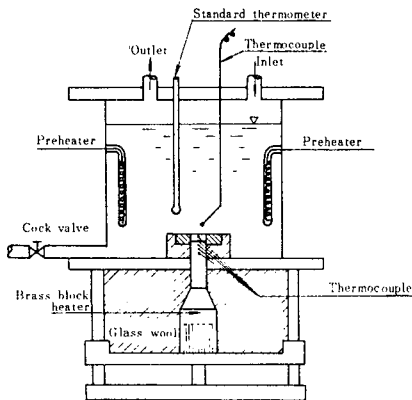


Fig. 2 Experimental heater and boiler

容器的 對向側面에는 傳熱面으로부터 發生하는 氣泡의 舉動을 觀察하고 또한 촬영이 가능하도록 14 cm × 18 cm의 可視 窓을 設置하였다.

容器內의 兩側에는 補助加熱器 (250 watt × 2 個)를 設置하여 沸騰液體를 豫熱토록 하며 自動溫度調節器의 作用으로 언제나 一定한 溫度를 維持하도록 하였다.

加熱裝置는 Fig. 3에 圖示한 바와 같이 黃銅블록(block)에 홈을 파고 그 사이에 板形加熱器 (A.C. 100 watt × 12 個)를 插入하여 우선 블록을 加熱시킨 후, 黃銅블록 중앙에 插入한 直徑 20 mm의 純銅棒을 通하여 傳熱面으로 熱이 傳達되게 하였다.

銅棒上端에 設置한 傳熱面과 銅棒사이는 熱的인 接觸抵抗을 없애기 위하여 比較的 熱傳導率이 良好한 金屬材料인 銀粉末을 채웠다. 또한 黃銅블록도 加熱을 막기 위하여 그 周圍를 글라스올로 둘러 싸도록 하였다.

本 實驗에 使用한 傳熱面은 球形粒子를 燒結시킨 多孔質面으로 되어 있으며 두께 2 mm, 一邊

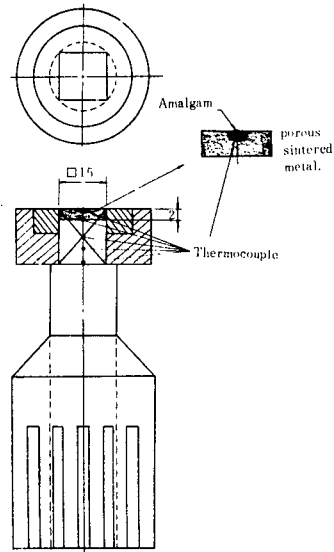


Fig. 3 Schematic showing of heating section

15 mm의 正方形으로 되어 있다(Fig. 3). 이 傳熱面의 粒子의 材料는 靑銅으로 (Sn: 8 ~ 12%, Cu: 92 ~ 88%) 그 諸元은 Table 1과 같다. 여기서 凹部徑이라 함은 여과도를 표시하며 평균 粒子直徑의 약 15.6%에 해당한다.

Table 1 Specifications of sintered porous metal

Particle dia. (μ)	Cavity dia. (μ)	Thickness (mm)	Porosity (%)
64	10	2.0	
128	20	2.3	33
256	40	2.1	∧
448	70	2.0	43
641	100	2.1	

2-2. 實驗方法

實驗은 大氣壓下에서 蒸溜水를 使用하였으며 녹아있는 氣體를 除去하기 위하여 充分히 끓여서 다시 冷却시킨 증류수를 容器에 넣고 補助加熱器로 加熱하여 飽和溫度에 到達하게 한 후 傳熱面을 加熱하도록 하였다.

이때 傳熱面의 溫度分布가 定常狀態에 到達하도록 하기 위하여 約 1.5時間이 지난 후 부터 實驗을 시작하였다.

每回 實驗할 때 마다 傳熱面은 아세톤(ace-tone)과 증류수로 세척, 건조시켜서 傳熱面上的의 不純物이 비등현상에 주는 영향을 없애는 데 노력하였다.

沸騰液의 水位는 傳熱面으로부터 約 22 cm를 維持하도록 하기 위하여 發生 증기를 응축기에 보내어 凝縮시켜 容器內로 還流시켰다.

熱流束은 Fig. 3과 같이 銅棒上端으로부터 1 mm, 5 mm, 15 mm되는 곳에 銅棒의 中心軸까지 直徑 1 mm의 구멍을 뚫고 여기에 I-C 熱電對(∅ 0.32 mm)를 插入하여 이로부터 測定한 溫度差를 Fourier의 熱傳導 方程式 $q = -\lambda \frac{dT}{dx}$ 에 대입하여 計算하고 加熱器에 준 電氣的인 人力을 測定하여 補正하였다. 이때 加熱블록을 통한 熱損失은 약 25% 內外로 나타났다.

傳熱面 表面 溫度의 測定은 Fig. 3에 圖示한 바와 같이 銅棒上端에서 아래로 5 mm되는 곳으로부터 45° 角度로 上部로 구멍을(∅ 0.5 mm) 뚫어 插入한 C-C 熱電對(∅ 0.1 mm)를 썼으며 表面에서는 아말감(amalgam)으로 固着시켰다.

沸騰液體 主流溫度는 傳熱面 보다 위로 50 mm, 용기 傳熱面 外곽에서부터 20 mm 떨어진 곳에 I-C 熱電對를 設置하여 測定하고, 이의 補正을 위해서 對向位置에 標準溫度計를 插入하여 比較하였다.

한 熱流束에 대해서 各 點의 溫度測定은 30 分 間隙으로 3 회에 걸쳐 測定하였으며 이와 同時에 사진 촬영을 하였다. 사진 촬영은 각 熱流束마다 실시하였으며, 사진은 高速 촬영기(Hicam, Red Lake Lab., U.S.A.)로 촬영하였다. 이때 照明은 500 watt 스포트라이트(spot light) 2 個와 650 watt 브롬라이트(brom light) 1 個를 使用하였다.

그러나 전 동기의 作動時 慣性力 때문에 實際의 촬영 速度는 最高 1,600~1,800 f. p. s로 나타났다.

사용된 필름은 16 m/m (Fuji, Nega, HS)를 使用하였으며 촬영 현상된 필름은 필름판독기(film reader, Recodak magnaprint reader, Model PE-1A)에 倍率 30 倍 렌즈를 附着시켜서

관찰, 解析하였다. 이때 氣泡의 크기는 傳熱面 附近에 넣어 둔 直徑 2 mm짜리 棒을 基準 길이로 하였다.

3. 實驗結果 및 考察

3-1. 氣泡의 成長

氣泡는 傳熱面 近傍의 溫度境界層內에서 成長한다. 이 問題는 먼저 Bosnjakovic [21]와 Jakob [16]에 의해서 解析되었으며 均一한 過熱溫度場의 一次元 定常 熱傳導에 支配되는 成長問題로서 Fritz & Ende [5]에 의해서 公式化되었다.

均一한 過熱液體中の 球形氣泡의 成長問題는 完全 球對稱 때문에 數學的인 嚴密한 取扱이 어는 정도 可能하다는 것과 解析된 結果로부터 類推함으로서 實際沸騰에서 實現되는 傳熱面에 附着하여 成長하는 氣泡의 경우의 複雜한 非球對稱 問題를 다룰 수 있다는 두 가지 理由 때문에 많은 사람에게 의해서 研究가 進行되고 있다.

均一過熱液體中에서의 詳細한 解析은 Plesset & Zwick [10], Forster & Zuber [11], Birkhoff [12], Scriven [22]에 의해서 이루어졌다.

Plesset & Zwick [23], 그리고 Forster & Zuber [11]의 理論에 의하면 函數 $D = f(t)$ 는

$$\text{Plesset \& Zwick : } D = 3.91 \cdot \Delta T \cdot$$

$$\left[\frac{\rho_l \cdot c_l}{L \cdot \rho_v} \cdot a \cdot t \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

$$\text{Plesset \& Zuber : } D = 3.545 \cdot \Delta T \cdot$$

$$\left[\frac{\rho_l \cdot c}{L \cdot \rho_v} \cdot a \cdot t \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

이 식들은 成長氣泡와 周邊液體 사이의 熱傳達 過程을 說明하는 微分方程式들의 解에 의하여 얻어졌으며, 常數의 값만 약간 差가 있을뿐 全然 동일하다.

그 후 이 式을 좀더 簡單化 시키기 위한 假定이 이 解析에 대해 導入되었으며 그중 가장 重要한 것은 氣泡가 等溫液體에서 거의 無限大의 體積, 즉 無限大의 크기로 成長할 수 있다는 것이다.

위의 두 式은 전부 다음과 같은 形으로 쓸 수

있다.

$$\text{즉, } D = C \cdot \Delta T \cdot t^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

이 식에서 상수 C는 液體의 蒸氣의 物理的 性質과 壓力, 또한 液體의 種類에 關係된다.

式(3)에 의하면 曲線 $D = f(t)$ 는 拋物線이 되며 그 모양은 溫度差 ΔT 와 液體 및 蒸氣의 物理的 性質 그리고 表面條件에 의해 결정된다.

Griffith [1]는 이것이 溫度差와 液體의 物理的인 性質만에 의해 決定된다고 생각하여 다음 식으로 表現하였다.

$$\text{즉, } D = C_1 t^n \quad (4)$$

여기서 指數 n 은 時間에 따라 변하며, 氣泡의 最初成長段階에서는 n 은 1/2에 가까우나 시간과 함께 減少하여 최종단계에는 0.22 ~ 0.35의 범위에 들어간다.

成長末期에서 n 의 값은 夜體의 物理的인 性質에 따른다. Bankoff [24]는 氣泡가 어떤 一定한 溫度分布를 갖는 液體膜에 의해 둘러 쌓여 있다고 假定하여 氣泡成長의 關係式이 $D = f(t)$ 즉 $D = C_1 t^n$ 의 形式이 될 때 n 은 時間 t 에 따라 變化하며 氣泡成長 初期에는 1/2 보다 큰 값을 가지며 어떤 경우는 1까지 到達하여 그 후 이것은 時間에 따라 減少하고 마지막 段階에서는 不規則하게 變化하며 약 1/3의 값을 갖는다고 하였다.

또한 Cha [25]는 大氣壓下에서 schlieren 光學系를 利用한 고속도 사진 촬영에 의한 核沸騰機構의 관찰에서 氣泡의 成長初期에서의 n 의 값은 1/2이라고 하였다.

本 實驗에서 撮影된 寫眞의 解析과 觀察에 의하면 氣泡는 同一한 發生點에서 生成離脫 하는 것이 나타났다. 本 實驗의 熱流束 범위에서 連續的인 氣泡의 간섭 現象은 高熱流束에서 약간 發見되었으며 離脫後의 合體現象도 나타났다. 어떤 경우는 氣泡가 氣泡發生點으로부터 離脫하지 못하고 소멸되는 현상도 觀察되었다.

어떤 氣泡發生點에서는 간헐적으로 氣泡發生이 中止되었다가 다시 얼마간의 時間이 경과한

후에 氣泡가 發生한다.

특히 熱流束이 낮은 경우 이러한 現象이 高熱流束에 비하여 많이 나타났으며 이때는 一般적으로 氣泡發生 頻도가 빠른 것이 大部分이다.

本 實驗의 結果 $D = f(t)$ 의 關係는 Fig. 4 (a~e)와 같다.

氣泡의 舉動을 調查하기 위하여 먼저 사진에 나타난 많은 氣泡들 중에서 4개의 氣泡를 選定 하였으며 選定에 있어서는 均一한 分布性을 갖도록 유의하였다.

氣泡의 成長速度는 低熱流束에서는 느리며 熱流束이 增加하여 傳熱面과 液體의 溫度差가 커질수록 빨라지는 것이 使用된 各 傳熱面에 있어서 共通的으로 나타난다.

여기서 曲線이 끝나는 위치는 各 氣泡가 傳熱面을 이탈하는 時間을 나타낸다.

例를 들면 10μ 의 凹部徑을 갖는 傳熱面의 경우 [Fig. 4(a)] 熱流束이 $80,20 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ 에서 보다 熱流束이 더 큰 $198,144 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ 의 경우가 기포의 生長이 더 빠르다.

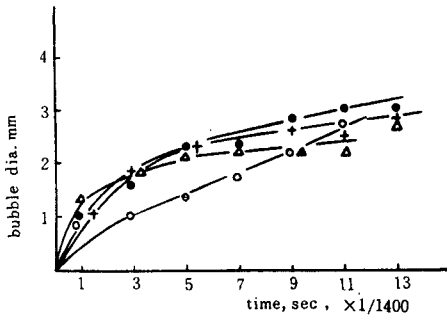
氣泡가 그 氣泡發生點에서부터 成長하여 傳熱面을 離脫하는 成長 時間은 熱流束의 增加에 따라 짧아진다.

例로서 $q = 80,207 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ 일 때 約 $13/1,400 \text{ sec}$ 의 時間인테 비해 $q = 112,832 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ 에서는 約 $11/1,500 \text{ sec}$, 그리고 $q = 198,144 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ 일 때, 離脫할 때 까지의 時間은 約 $9/1,500 \text{ sec}$ 였다. 그러나 氣泡가 傳熱面上的 氣泡發生點으로부터 生成되어 離脫하는 時間 즉 成長期間은 同一하지 않으며 一般적으로 休止期間 쪽이 더 짧게 나타났다. 勿論 이 成長期間과 休止期間을 더한 값의 逆數가 氣泡發生 頻도가 된다.

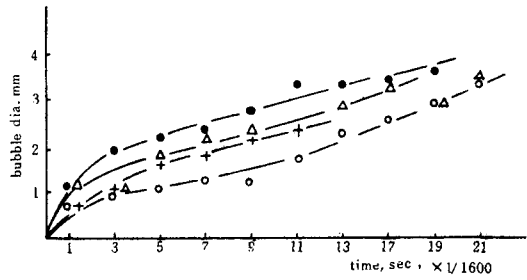
Fig. 4의 同一 좌표內에서 氣泡들이 서로 다른 曲線으로 表示되는 것은 傳熱表面의 部位에 따라 氣泡의 成長率이 다르다는 것을 표시한다.

氣泡들의 成長曲線으로부터 다음과 같은 事實들이 認知되었다.

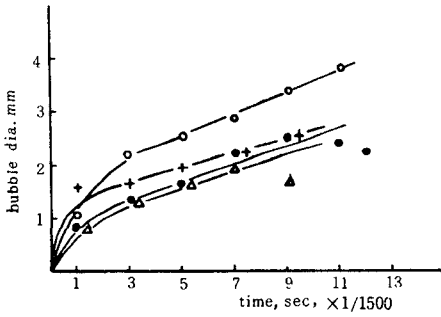
氣泡成長率은 熱流束에 따라 變化하며 熱流束이 增加하면 氣泡의 成長率은 빨라진다. 이것은 氣泡의 成長率이 熱流束에 아무런 關聯이 없다



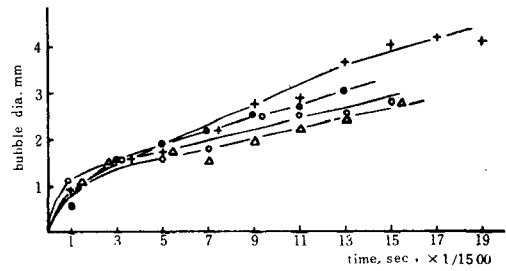
$q = 80,267 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 3.02 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 10μ



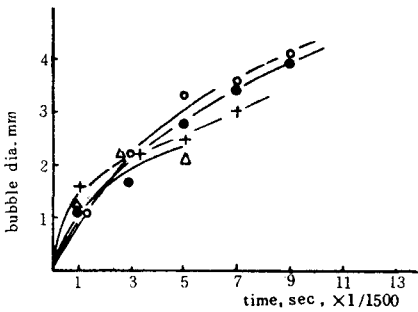
$q = 114,208 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 5.892 \text{ }^\circ\text{C}$
 Cavity dia. = 20μ



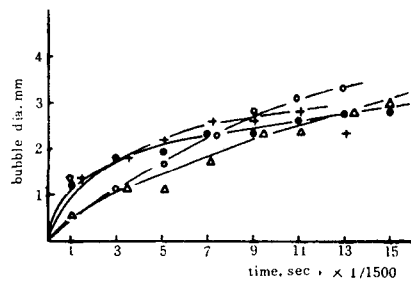
$q = 112,832 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 6.80 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 10μ



$q = 214,000 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 7.798 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 20μ



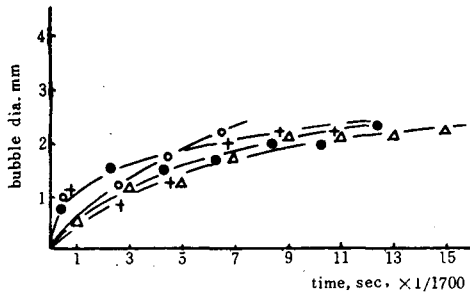
$q = 198,144 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 10.39 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 10μ



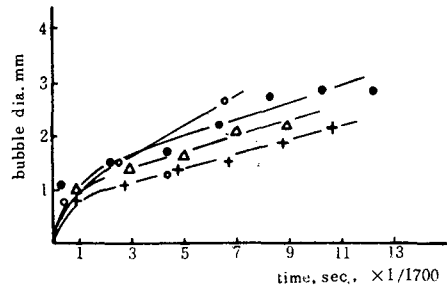
$q = 239,424 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 9.395 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 20μ

Fig. 4(a) Bubble diameters vs time curves for distilled water.

Fig. 4(b) Bubble diameters vs time curves for distilled water.

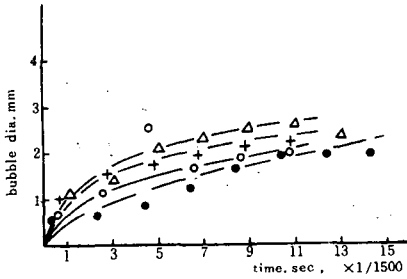


$q = 110,080 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 5.08 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 40μ

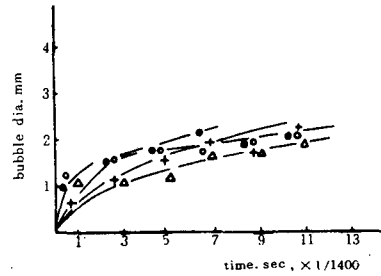


$q = 136,071 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 5.6 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 40μ

Fig. 4(d) Bubble diameters vs time curves for distilled water

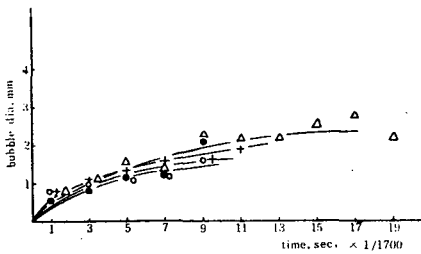


$q = 74,400 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 4.335 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 70μ

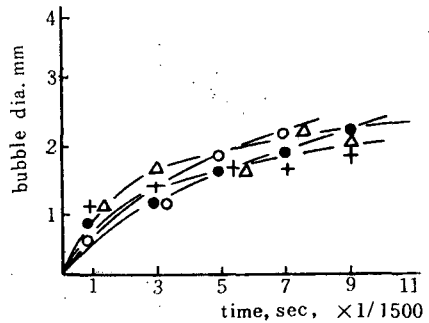


$q = 111,455 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 5.109 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 70μ

Fig. 4(c) Bubble diameters vs time curves for distilled water.



$q = 136,071 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 5.709 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 100μ



$q = 165,655 \text{ kcal/m}^2\text{h}$
 $\Delta T = 6.044 \text{ }^\circ\text{C}$
 cavity dia. = 100μ

Fig. 4(e) Bubble diameters vs time curves for distilled water

는 Staniszewski [8]의 주장과는 다르다.

Staniszewski는 大氣壓과 1.9 ata, 2.7 ata에서 蒸溜水와 ethyl alcohol에 대해 銅傳熱面으로부터 沸騰實驗을 행하여 氣泡의 舉動을 관찰하였

다.

本實驗에서 式(4)의 n 의 값은 氣泡가 初期段 階를 벗어난 후에 大略 $n=0.5$ 가 되며 各傳熱 面에 對한 값은 Fig. 5와 같다.

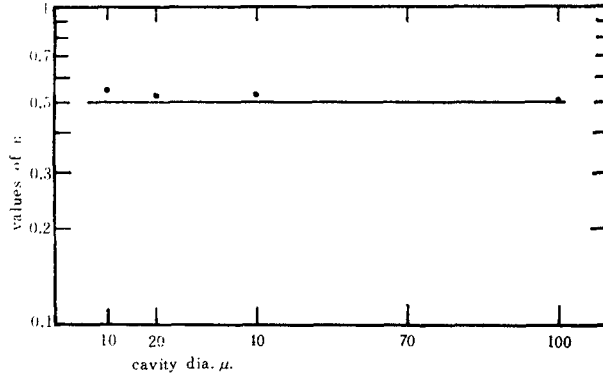


Fig. 5 The values of n . in Eq. $D=f(t)$ with various surfaces

따라서 本實驗에서의 氣泡成長에 대한 $D = f(t)$ 의 式은 $D=C(t)^{0.5}$ 으로 表現될 수 있다.

그러나 初期의 成長에 대한 解析에 있어서는 本實驗에서 撮影한 필름速度가 1,500~1,700 frames/sec에서 計測되었기 때문에 不可能 하였으며 따라서 氣泡成長 初期에 대한 解析을 위해서는 이보다 훨씬 빠른 撮影速度를 필요로 한다.

그러나 初期成長에 있어서 n 의 값은 이보다 훨씬 큰 값이 기대되며 이는 Griffith의 解析에

서 주어진 것보다는 多孔質 燒結金屬 傳熱面에서의 氣泡成長이 아주 빠른 速度로 진행됨을 알 수 있다.

Fig. 6은 필름의 한 프레임(frame)에 나타나는 氣泡의 個數를 測定하여 氣泡個數의 時間에 따른 變化를 검토하기 위한 것의 한 예로서 熱流束이 $140,964 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ 의 경우이다. 이것은 傳熱面上的의 氣泡發生點에서 發生하는 氣泡의 數와 비례하는 것으로도 생각될 수 있다.

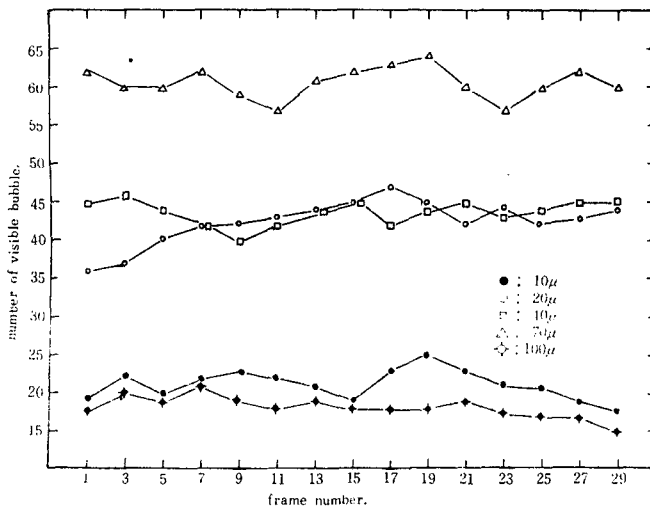


Fig. 6 Bubble population from high speed motion picture film at $q=140,964 \text{ kcal/m}^2\text{h}$

各熱流束에 대해全體氣泡의 數가 各 프레임에서 거의 變化하지 않는 것은 氣泡發生이 時間에 따라 均一하게 일어나고 있다는 것을 뜻한다.

여기서 어떤 傳熱面의 경우 氣泡의 數가 다른 傳熱面에 비해 특별히 많이 나타날 경우가 있는데 이것은 撮影條件(피사체와의 거리조정에서 오는 撮影角度變化)이 달라지기 때문이다.

따라서 氣泡의 擧動을 觀察하는데 任意的 時間을 基準으로 하여도 關係가 없다는 것을 Fig. 6 으로부터 알 수 있다.

3-2. 氣泡의 離脫直徑

氣泡은 發生期의 適期동안 離脫直徑 D_b 에 到達할 때까지 傳熱面에 附着하여 成長하며 傳熱面으로부터 離脫한다.

氣泡가 離脫한 후에는 冷한 液體가 傳熱面과 接하게 되며 休止期間(t_w) 동안에 加熱된다.

休止期間의 마지막에서 다음의 氣泡가 같은 氣泡發生點으로부터 發生하며 따라서 氣泡發生의 過程은 $f = 1/(t_g + t_w)$ 의 頻度로 반복된다.

氣泡의 成長, 離脫은 傳熱面 近傍의 溫度境界層에 흐름을 誘發하며 이 흐름은 D_b 와 f 에 關係되므로 이 두개의 因子를 檢討할 必要가 있다.

傳熱面 離脫時의 氣泡直徑은 附着力 및 氣泡周圍의 液體의 運動效果와 關係된다.

D_b 를 豫言하는 2~3개의 表示式이 提案되어 있지만 이 問題의 完全한 解析은 아직 이루어지지 않고 있다.

附着力과 浮力의 平衡만을 생각하여 靜的으로 取扱한 것에는 Fritz나 Zuber에 依해서 提案된 式이 있다.

Fritz [26]는 氣泡底部에서 一定한 接觸角을 유지하며 氣泡가 成長한다고 생각하여 다음 式을 提案하였다.

$$\text{즉, } D_b = 0.0218 \theta \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

여기서 g = 중력가속도, θ = 접촉각(度)

한편 Zuber [2]는 接觸圓周가 成長中 一定하다고 보고 다음 式을 提示하였다.

$$D_b = \left[\frac{6 \sigma d_c}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

여기서 d_c = 接觸圓의 直徑이다.

大氣壓下의 여러 가지 液體에 對해서 실시된 實驗에 의하면 D_b 는 統計的 分布를 나타내며, 그 平均値가 式(5)와 잘 一致한다는 것이 알려져 있다.

그러나 Siegel & Keshock [27]에 의해 보고된 實驗 자료에 대해서는 式(6)이 더욱 잘 일치되었다.

接觸圓周가 氣泡成長中 變化하는 가는 核生成의 凹部의 形狀과 三重界面現象에 關係되며 이 두가지 效果가 D_b 의 값을 決定하는데 중요하다.

氣泡成長中の 周圍液體의 運動에 의한 動的 效果를 考慮하여 式(5)를 修正한 式이 Stanisze-wski [8]와 Cole [28]에 의해서 提案되었으나 이것도 經驗式의 一種에 지나지 않는다.

반면에 해석적인 關係式은 Han & Griffith [29]에 의해 주어졌다.

그러나 [27]의 實驗 資料에 의한 결과는 式(5)가 D_b 의 값을 계산하는데 適當치 못하다는 것을 제시했다.

Siegel & Keshock [27]은 D_b 는 液體 過熱溫度差 ΔT 에 따라 증가하며 g -½에 따라 變化한다는 것을 보고했다.

이와 비슷하게 1~150 ata의 壓力 범위에서 물에 대해 實驗한 [30, 31, 32]들은 D_b 가 壓力에 따라 거의 직선적으로 감소한다는 것을 보여줬다.

이와 같은 결과는 Kutateladze [33]에 의한 實驗 資料에서 비록 적은 壓力 범위이지만 이미 확인된 바가 있다.

그러나 式(5)에서는 이 壓力 범위(1~140ata)에서는 壓力에 의해서 큰 영향을 받지 않는 것을 나타낸다.

壓力에 따르는 方程式이 또한 Zuber [2]에 의해 항력과 부력의 평형을 가정함으로써 유도됐다. 즉,

$$D_b = \left[\frac{3 \pi^2 \rho_l}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{3}} \left[\frac{\Delta T c \rho_l \sqrt{a}}{\rho_v L} \right]^{\frac{4}{3}} \quad (7)$$

式(7)은 또 Siegel & Keshock [27]에 의해서도 구해졌다.

비교적 넓은 實驗範圍에서 接觸角을 포함한 一般化된 式이 Cole [34]에 의해 다음과 같이 발표됐다. 즉,

$$D_b \sim \theta \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\rho_l c_p \Delta T}{\rho_v L} \quad (8)$$

接觸角의 正確한 값은 實驗的으로 測定하기가 매우 어렵고 大部分의 沸騰機構에 對해서 平均值 50°에서 ± 20% 以內의 편차를 가지므로 式(8)은 다음과 같은 式으로 近似的으로 표시된다. [28]

$$D_b \sim \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\rho_l c_p \Delta T}{\rho_v L} \quad (9)$$

그러나 本 實驗에서 測定된 離脫直徑은 式(9)에 의한 값과는 많은 差들을 나타내고 있다.

따라서 接觸角의 變化가 무시될 수는 없으며, θ 를 常數로 잡아서는 안된다.

이것은 Cha [25]가 제시한 蒸溜水를 使用한 核沸騰實驗에서 接觸角(θ)이 一定하지 않고 45° ~ 80°사이에서 變化된다는 發表로부터도 확인된다.

Fig. 7에서는 $\left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{\frac{1}{2}}$ 項의 값은 液體 및 蒸氣의 物性值에 對한 것으로서 거의 一定하며 그 값의 差異는 10⁻⁵의 程度가 된다.

따라서 이 項을 常數로 놓고 離脫直徑에 대한 $\frac{\rho_l c_p \Delta T}{\rho_v L}$ 의 變化를 求한 結果 많은 산란을 가져왔다.

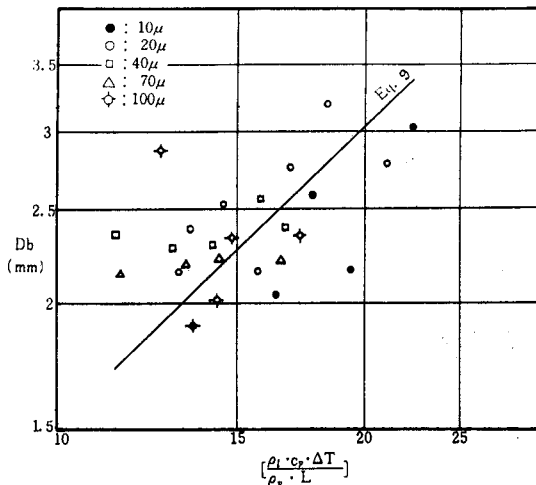


Fig. 7 Comparison of predicted values in Eq.(9) with experimental results

또한 式(5)에서도 接觸角 θ 는 계속적으로 變化하나 이의 測定이 不明確 하므로 常數의 값을 決定하는 것은 매우 어려운 問題로 생각된다.

Fig. 8은 各 傳熱面에서의 熱流束에 대한 氣泡 離脫直徑을 나타낸다. 이 그림에서는 各 傳熱面에서 發生하는 氣泡中에서 선정된 4~5個의 氣泡의 平均直徑을 求하여 그려진 것으로 平均直徑의 變化는 約 2mm부터 3mm였으며 熱流束에 따라 거의 變化하지 않는다.

그림에서 아는 바와 같이 氣泡의 離脫最少直徑은 熱流束과 凹部徑의 變化에 關係없이 거의 一定하나 最大直徑은 상당한 變化가 엿보인다.

어떻한 沸騰條件下에서도 發生氣泡의 最少離脫直徑이 存在할 것이며 사용된 傳熱面에서 最

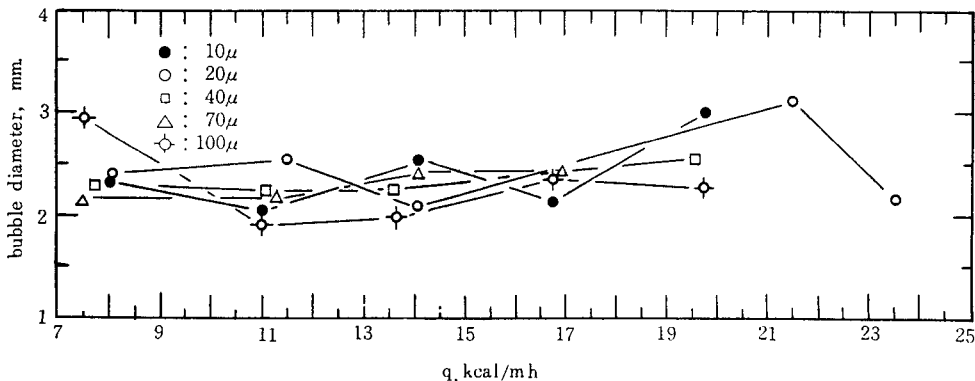


Fig. 8 Bubble diameter variation with heat flux

少 氣泡離脫直徑에 대한 것을 大氣壓下에서 물 면 Table 2 와 같다.
 에 대한 從來의 學者들이 발표한 結果와 비교하

Table 2 Minimum bubble diameter

References	Bubble departure diameter	Surface conditions
Gaertner & Westwater [35]	$18.3 \times 10^{-2} cm$	copper surface (mirror)
Han & Griffith [36]	$20.2 \times 10^{-2} cm$	nickel wire
Gaertner [37]	$10.7 \times 10^{-2} cm$	copper flat surface
Cole [34]	$7.9 \times 10^{-2} cm$	vertical zirconium ribbon
Fritz & Ende [5]	$9.7 \times 10^{-2} cm$	
Yamagata et al [38]	$25 \times 10^{-2} cm$	brass surface (mirror)
Siegel & Usiskin [39]	$23.6 \times 10^{-2} cm$	platinum wire
Roll & Myers [40]	$39.6 \times 10^{-2} cm$	copper surface
Hatton and Hall [41]	$15.2 \times 10^{-2} cm$	12.7μ (hole dia)
Hatton and Hall [41]	$6.9 \times 10^{-2} cm$	409μ (")
This Work	$16 \times 10^{-2} cm$	10μ (cavity dia.)
"	$17 \times 10^{-2} cm$	20μ (")
"	$18 \times 10^{-2} cm$	40μ (")
"	$19 \times 10^{-2} cm$	70μ (")
"	$14 \times 10^{-2} cm$	100μ (")

Fig. 9는 各 熱流束에서의 氣泡의 平均離脫直徑의 變化를 나타낸다.

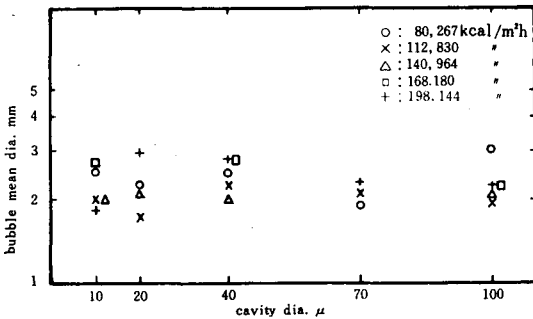


Fig. 9 Variation of bubble mean diameter with surface condition

10μ 과 20μ 의 경우는 平均直徑의 變化가 크게 나타나나 $40, 70, 100 \mu$ 에서는 그 變化幅이 前者의 경우보다 적게 나타난다.

따라서 本 實驗의 結果에 의하면 傳熱面의 表面粗度가 큰 面일수록 거의 同一한 크기의 氣泡가 發生한다고 말할 수 있으며 凹部徑이 클수록 發生氣泡의 平均直徑은 작어진다.

3-3. 氣泡發生頻度

氣泡發生의 頻度(f)에 대한 簡單한 表示는 現在 存在하지 않는다.

$f = 1/(t_g + t_w)$ 에서 t_g 는 D_b 와 一義的인 關係를 가지며 f 는 熱流束, 傳熱面材質, 特히 주위의 液體의 運動에 의해서 크게 變한다. Roll & Myers [40], Hsu [41] 및 Han & Griffith [37] 에 의해서 t_w 와 t_g 에 대한 理論的 表示가 試圖되었으나 만족할 만한 成功을 거두지 못하고 있다.

그런데 D_b 와 f 의 關係는 핵비등의 理論解析에 있어서 重要하며 有名한 Jakob의 式은 다음과 같이 표시된다.

$$f \cdot D_b = C_2 \quad (10)$$

위 式에서 C_2 의 값은 液體의 流動狀態 및 液體로부터 氣泡로의 蒸發速度에 의해서 支配된다. 氣泡의 形態와 液體의 流動狀態는 밀접한 關係를 갖는데 Jakob은 氣泡의 形態를 區別하지 않고 球形으로 보고 大氣壓下의 물과 4 價화탄소

實驗에서 $C_2 = 280 \text{ m/h}$ 를 얻어냈다. 그러나 Nishikawa [42]의 大氣壓下의 물에 대한 實驗에 의하면 球形氣泡에서는 Jakob이 決定한 280 m/h 에 近似한 것이 많으며 핵비등의 광범위한 領域에서는 400 m/h 를 적용하는 것이 좋다는 結果를 얻고 있다.

한편 Zuber [43]는 D_b 와 f 의 關係式을 다음과 같이 誘導하였다. 즉 氣泡의 上昇速度 u 가 一定하다고 하면, 한 氣泡가 發生한 후 繼續하여 發生한 두 개의 氣泡의 距離 x 는 다음 式으로 表示된다.

$$x = (t_g + t_w) u \quad (11)$$

여기서 $x = mD_b$ 로 定義하면 이 두개의 式에서 다음 關係가 成立한다.

$$mD_b / t_g (1 + \frac{t_w}{t_g}) = u \quad (12)$$

$t_w \ll t_g$ 이고 傳熱面に 接近하여 氣泡가 發生할 때는 $m = 1$ 로 볼 수 있으므로 式은 다음과 같이 된다.

$$D_b / t_g \approx D_b f \approx u \quad (13)$$

그러나 Jakob & Linke [44]의 觀察結果에 의하면 $t_g \approx t_w$ 이므로 f 는 近似的으로 다음 式이 된다.

$$f = \frac{1}{2 t_g} \quad (14)$$

따라서 Peebles & Garber [45]의 氣泡上昇速度 ($\rho_l - \rho_v \approx \rho_l$ 로 볼때) $u = 1.18 (g \rho_l)^{1/4}$ 의 關係를 修正한 式을 쓰면 $m = 2$ 일 때 다음 式이 주어진다.

$$D_b f = \frac{1.18}{2} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (15)$$

또 McFadden & Grassmann [60]은 一般關係式을 구하기 위하여 $f \cdot D_b$ 를 $D_b, \sigma, \rho_l, \rho_l - \rho_v$ 의 함수로 보고 次元解析을 하여 다음의 關係를 유도하였다.

$$f D_b^{1/2} \approx 0.56 \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l} \right]^{1/2} \quad (16)$$

$\rho_l - \rho_v \approx \rho_l$ 로 하면 위 式은

$$f D_b^{1/2} \approx 0.56 g^{1/2} = 17.5 \text{ cm}^{1/2} / \text{sec} \quad (17)$$

가 된다.

그런데 Ivey [47]는 從來의 發生頻도와 離脫徑의 많은 測定值를 檢討하여 모든 경우를 單一한 關係式으로 整理하는 것은 不可能하며 氣泡의 離脫條件을 決定하는데 있어서 支配的인 힘의 變化에 따라서 領域을 3개 정도로 나눌 必要가 있다고 主張하고 있다. 다만 單一整理式을 억지로 採用한다면 McFadden & Grassmann의 式이 適用되지만, 보다 正確한 表示式을 얻기 위해서는 離脫直徑과 熱流束에 따라 다음의 3개의 領域으로 나누어야 한다고 結論지었다.

(1) 流體力學的 領域 ($D_b > 0.5 \text{ cm}, q/q_c > 0.20$ 혹은 $0.1 < D_b < 0.5 \text{ cm}, q/q_c > 0.8, q_c = \text{버먼아우트 熱流束}$)

$$f D_b^{1/2} = 0.9 g^{1/2} \quad (18)$$

(2) 遷移領域

$$f D_b^{3/4} = 0.44 g^{1/2} (\text{cm}^{1/4}) \quad (19)$$

(3) 熱力學的 領域 ($D_b < 0.05 \text{ cm}$)

$$f D_b^2 = \text{一定} \quad (20)$$

그런데 本 實驗에서는 $q = 7.7 \times 10^4 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}$ ~ $q = 2.4 \times 10^5 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}$ 범위에서 成立되는 $f \propto D_b^n$ 의 關係는 각 傳熱面の 粗度에 따라 Fig. 10와 같이 나타난다.

$$\begin{aligned} \text{즉, } 10 \mu, 20 \mu : f &\propto D_b^{-2}, \\ 40 \mu : f &\propto D_b^{-5/2} \\ 70 \mu : f &\propto D_b^{-3} \\ 100 \mu : f &\propto D_b^{-13/8} \end{aligned} \quad (21)$$

와 같이 $f \propto D_b^n$ 에서 n 의 값은 변하고 있는데 이 값은 McFadden & Grassmann의 式과 비교하면 감소하고 있다.

이것은 多孔質 傳熱面에서 形成되는 氣泡의 크기가 一般 傳熱面に 比하여 작기 때문이라고 볼 수 있으며 따라서 粗度效果에 의한 差가 생긴 것으로 생각된다.

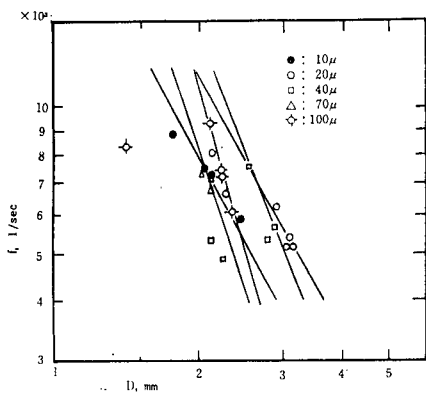


Fig. 10 Frequency vs diameter

Jakob [48]의 觀察은 休止時間(delay time)을 氣泡의 成長 時間과 같이 가정하였다. 그러나 本 實驗結果에 따르면 一般적으로 休止時間은 成長 時間보다 짧게 나타났다.

Hatton & Hall [41]과 Siegel & Keshock [27]는 大氣壓下에서의 沸騰實驗에서 休止時間이 零 이라고 하였으며, Griffith & Han [49]은 休止 時間에 대하여 다음과 같은 式을 使用하여

$$t_w = \frac{9}{16 \pi \lambda} \left[\frac{(T_w - T_b) d_c}{(T_w - T_s) \left(1 - \frac{4 \sigma}{d_c \rho_v L}\right)} \right] \quad (22)$$

大氣壓下에서 凹部徑이 $6 \times 10^{-2} mm$ 일 때 休止 時間은 약 $3.5 \times 10^{-5} sec$ 임을 提示하였다. 그러나 本 實驗에서는 이보다 훨씬 긴 休止時間 즉 $3.5 \times 10^{-3} sec$ 부터 $5.5 \times 10^{-3} sec$ 로 나타났다.

또 Rallis et al [50]은 wire에서 生成되는 氣泡에 대해 休止時間은 零이 아니고 成長時間보다도 크다고 하였는데 本 實驗 結果에서는 休止時間은 成長時間의 約 1/2로 나타났다.

3-4. 氣泡의 上昇速度

氣泡¹直徑의 크기에 따라 沸騰液體內에서 上昇하는 氣泡의 上昇速度가 어떻게 變化하는가가 Fig. 11에서 調査되었다.

氣泡 直徑이 커감에 따라 약간의 빠른 速度가 나타나는 傾向은 보이나 그 差異가 현저하지는 않다. 氣泡의 體積이 增加하면 作用하는 浮力이 커지며 따라서 上昇速度에 영향을 미치는 것이

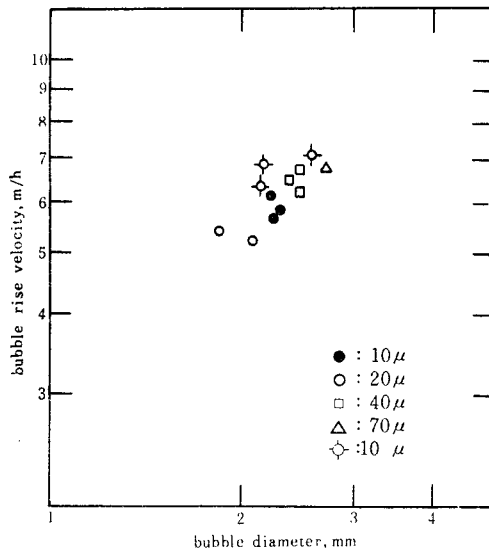


Fig. 11 Bubble rise velocity vs bubble diameter

예상되지만 本 實驗에서 測定된 結果에 依하면 浮力 以外の 다른 要素의 영향, 즉 다른 流體 動力學的인 힘들의 作用과 液體의 物理的인 性質 等に 依해서도 영향을 받고 있는 것이 분명하다.

여기서 上昇速度의 變化幅은 全體 氣泡 直徑에 대해 $500 \sim 700 m/h$ 로 나타났다.

3-5. 熱傳達의 整理式

核沸騰域에서의 熱傳達 整理式은 모두 다음의 形式으로 表示될 수 있다.

$$q = C \Delta T^n \quad (23)$$

여기서 ΔT 의 값은 普通 매우 작다. 따라서 指數 n 의 값은 크며 일반적으로 $n = 2 \sim 4$ 의 범위 에 든다. 定數 C 는 蒸氣와 液體의 熱力學的 流體力學的인 性質 뿐만 아니라 傳熱面 表面條件 이나 氣泡의 接觸角 등에 依存한다. 從來 傳熱面 表面條件의 效果는 定數 C 를 適當히 調整하 므로써 考慮할 수 있다고 생각되어 왔다. 그러나 傳熱面의 表面條件 및 表面의 核生成 特性 이 C 뿐만 아니라 指數 n 의 값에도 影響을 준다는 實驗結果가 나와 있다.

Kurihara & Myers [51]은 傳熱面을 粗度가 다른 emery紙로 연마하여 表面條件의 效果를 大氣壓下의 물에 대해서 調査한 結果 熱流束 q

가 過熱度 ΔT 의 1 價函數가 아니라 $\Delta T^4, \Delta T^5, \Delta T^8$ 으로 나타났으며 過熱도와 表面條件에 依存함을 알 수 있다.

Corty & Foust [52]도 같은 實驗을 하여 $n = 1 \sim 25$ 가 될 수 있음을 報告하고 있다. 本 實驗에서 얻은 沸騰曲線은 Fig. 12와 같다. 여기서 沸騰開始溫度差는 一般 傳熱面에 比해서 約 $4^\circ\text{C} \sim 5^\circ\text{C}$ 의 낮은 값을 갖는다. 이것은 氣泡가 一般 傳熱面에 比하여 發生하기 쉬우므로 同一한 溫度差에서 早期에 攪拌效果에 의한 熱移動을 촉진할 수 있는 것을 나타낸다. 各 傳熱面에 對한 沸騰曲線을 보면 同一한 溫度差에 있어 70μ 과 40μ 에서의 熱流束 q 의 값이 제일 큰 것으로 나타나 있다. 이것은 凹部徑에 따른 熱傳達係數의 增加에 어떤 限界가 存在함을 말해주는 Seo [53]의 實驗結果와 一致한다. 또한 本 實驗에서의 熱傳達의 整理式은 各 傳熱面에 대하여 다음과 같이 구하여졌다.

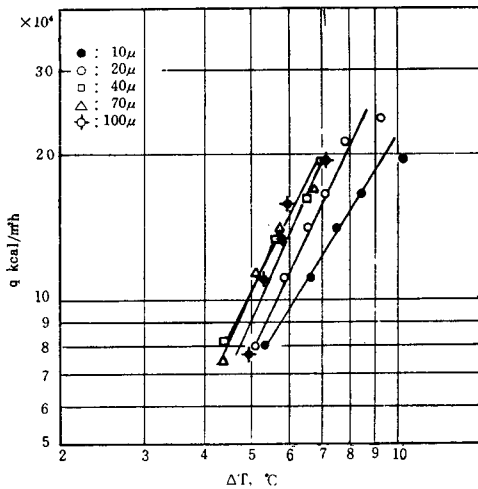


Fig. 12 Boiling curves

즉 各 傳熱面에서 熱流束 q 는 過熱度 ΔT 의 2~3 價 函數로 나타났으므로 表示粗度와 接觸角의 依存性を 內包하고 있다.

$$\begin{aligned}
 70\mu; & q = 2.7 \times 10^3 (\Delta T)^{2.24} \\
 40\mu; & q = 2.9 \times 10^3 (\Delta T)^{2.24} \\
 100\mu; & q = 2.5 \times 10^3 (\Delta T)^{2.23} \\
 20\mu; & q = 2.6 \times 10^3 (\Delta T)^{2.11} \\
 10\mu; & q = 5.3 \times 10^3 (\Delta T)^{1.62}
 \end{aligned} \tag{24}$$

表面의 核生成 特性의 差는 現象的으로는 傳熱面上的의 氣泡發生點數의 差로서 나타난다.

Jakob [54]은 初期의 研究에서 氣泡發生點數 N 의 값에 注目하였으나 N 에 對한 法則의 確立은 보지 못했다. Nishikawa [42]는 N 의 값이야말로 核沸騰熱傳達를 支配하는 決定的인 因子가 된다는 생각에서 熱流束 q 가 氣泡發生點密度 N/A 와 過熱度 ΔT 의 두 因子의 函數로써 實驗資料가 다음 식으로 잘 整理됨을 提示하였다.

$$q = C \Delta T^b \left(\frac{N}{A}\right)^c \tag{25}$$

氣泡發生點密度로 表面의 核生成 特性을 표현하는 研究方法은 그 後 Westwater [55], Kurihara & Myers [51], Tien [56], Zuber [43], Heled [57] 등에 의해서 實驗的, 解析的 方法으로 실시되어 그 妥當性이 確認되고 있다.

Table 3은 各 研究者에 의한 指數 b, c 의 값을 나타낸 것이다. 그러나 N/A 의 값을 알아내는 特히 高熱流束域에서는 困難하며 核沸騰全域에 걸친 氣泡發生點密度에 關해서 現在 利用할 수 있는 資料로서는 Gaertner & Westwater [55]에 의해서 解析, 報告된 것이 있지만은 現在는 表面條件이나 氣泡發生點密度를 定量的으로 記述하는 方法은 確立되어 있지 않다. 本 實驗에서 얻은 熱流束과 氣泡發生點密度와의 關係는 Fig. 13과 같다.

Table 3

author	b	c
Nishikawa	3/2	1/4
Tien	1	1/2
Zuber	2	1/4
Zuber	5/3	1/3
Heled	1.83	0.42

本節에서는 먼저 熱流束과 N/A 의 關係를 檢討하여 傳熱面 表面粗度の 影響을 定性的으로 알아보기로 한다.

氣泡發生點密度는 實驗에 使用된 모든 傳熱面에 對하여 거의 同一한 比率로 熱流束에 따라 增加하고 있으며 그중에서 凹部徑이 70μ 인 傳

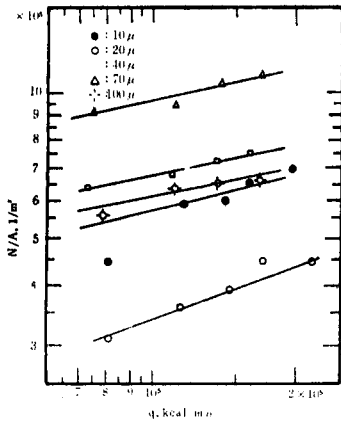


Fig. 13 Number of nucleation sites vs heat flux

熱面에서 제일 큰 氣泡發生點密度가 存在함을 알 수 있고 이로부터 發生되는 氣泡들은 傳熱面上的 溫度境界層을 교란시키며 沸騰液體와 傳熱面表面 사이의 溫度差를 적게하여 熱傳達係數를 增加시키는 效果를 가져오는 구실을 한다. 各 傳熱面에서 熱流束 q 에 대한 氣泡發生點과의 關係를 구하면 다음과 같다.

$$q = C \left(\frac{N}{A}\right)^n \quad (26)$$

傳熱面	常數C	指數n
10 μ	3.3×10^3	1/4
20 μ	5.1×10^3	1/5
40 μ	5.9×10^3	1/5
70 μ	9.5×10^3	1/5
100 μ	8.2×10^3	1/6

여기서 表面粗도와 氣泡發生點密度가 q 에 미치는 相關關係는 指數 n 보다 C 에 그 영향이 크게 作用하는 것으로 생각된다. 또 過熱도와 氣泡發生點密度와의 關係는 Fig. 14와 같으며 過熱도가 增加함에 따라 氣泡發生點密度는 增大하는 경향이 각 傳熱面に 對해서 거의 同一하게 나타난다. 70 μ의 凹部徑을 갖는 傳熱面이 경우가 일정한 N/A 에 대해서 ΔT 가 낮으며 이것은 기포의 發生 및 離脫에 따라 溫度境界層內에 있는 流體의 교반효과가 早期에 일어나며 따라서 沸騰熱傳達係數가 커지는 것을 말한다.

다음은 q 와 ΔT 와 N/A 의 關係를 考察키로

한다.

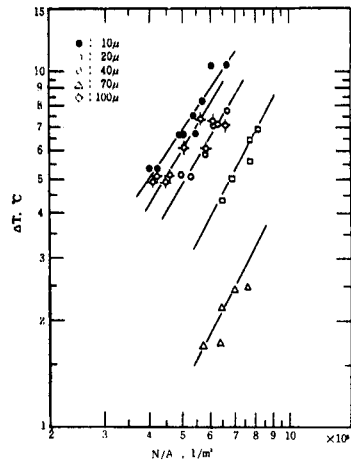


Fig. 14 The variation of number of nucleation sites with temperature difference

Hall & Hatton [41]은 氣泡發生點密度 $\frac{N}{A}$, 熱流束 q , 傳熱面 表面과 沸騰液體의 溫度差 ΔT 사이의 關係를 다음과 같은 式들로 表示하였다.

즉, 물에 대한 서로 다른 表面粗도를 갖는 水平管으로부터 氣泡發生點密度가 5×10^4 이상에 대해

$$q - 460 \Delta T^{\frac{5}{4}} = K \Delta T^5 \left(\frac{N}{A}\right)^2 \quad (27)$$

여기서 $K = 7.7 \times 10^{-13}$ 이었다. 또한 4 噐화탄소와 ethyl alcohol에 대해서는 氣泡發生點密度가 1.6×10^5 개/ m^2 보다 큰 경우

$$q - 125 \Delta T^{\frac{5}{4}} = K \Delta T^{2.5} \left(\frac{N}{A}\right)^3 \quad (28)$$

여기서 $K = 1.7 \times 10^{-7}$ 이며

氣泡發生點密度가 5×10^4 보다 큰 경우는

$$q - 115 \Delta T^{\frac{5}{4}} = K \Delta T^{2.5} \left(\frac{N}{A}\right)^2 \quad (29)$$

이 되며 여기서 $K = 1.25 \times 10^{-9}$ 이다.

그런데 本 實驗結果에서 熱流束, 溫度差, 氣泡發生點密度的 相關關係는 Fig. 15와 같으며 다음과 같은 實驗式을 얻었다.

$$q - 460 \Delta T^{\frac{5}{4}} = K \Delta T^{\frac{5}{3}} \left(\frac{N}{A}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (30)$$

여기서 $K = 9.3 \times 10^{-9}$ 이다. 이에 따르면 表面粗도로 인하여 (N/A) 의 增加는 初期에 크게 나

타나며 완만한 增大傾向을 갖는다.

그리고 本 實驗의 特徵인 多孔質 傳熱面에서의 傳達效果를 氣泡發生點密度 N/A 와 熱傳達 係數 h 이 관계에 대한 全體的인 比較를 위해서

이미 여러 研究者들에 依해서 發表된 結果와 本 實驗結果를 比較하면 Fig. 16 과 같다.

이것은 第一章의 $h = C \left(\frac{N}{A} \right)^r$ 式의 關係를 표시 한 것으로 여러 研究者들에 의한 실험범위에서

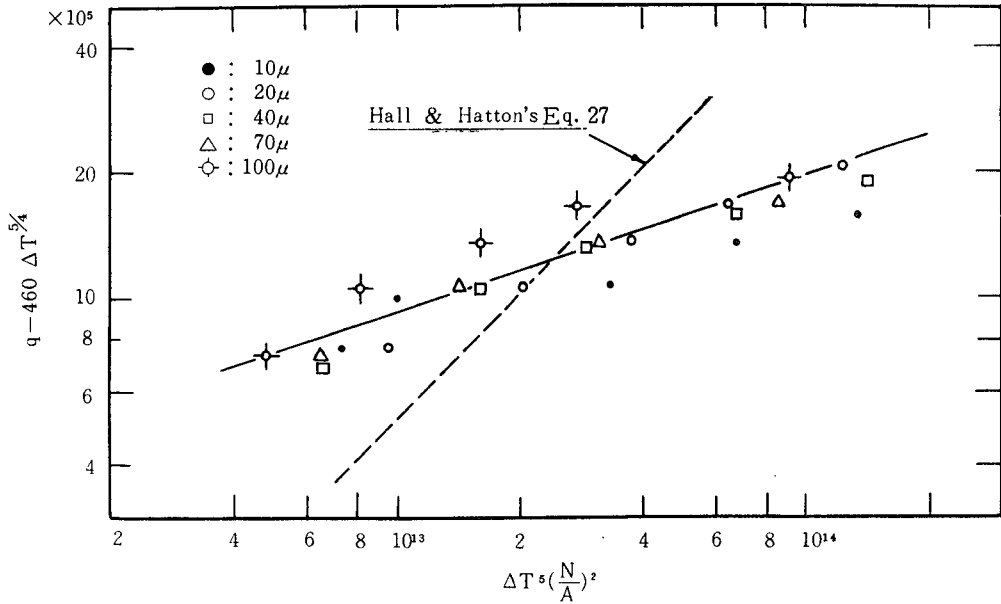


Fig. 15 Correlation of experimental results for boiling in distilled water

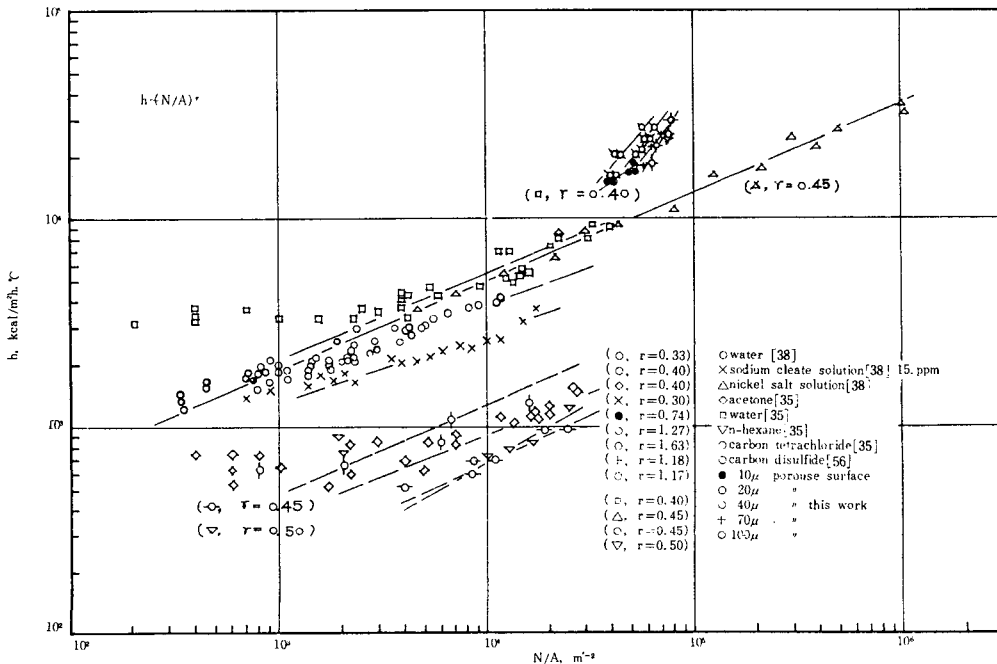


Fig. 16 Variation of boiling heat transfer coefficient with active site density

는指數 r 의 값이 大略 0.3~0.5가 되며 多孔質燒結金屬 傳熱面을 使用한 本 實驗에서는 r 의 값이 1.1~1.5로 나타났다.

즉 燒結金屬 傳熱面에서의 熱傳達係數 h 는 同一한 氣泡發生點密度 N/A 에 대해서 매우 크게 나타나며 N/A 의 增加에 따라 熱傳達係數 h 의 값은 매우 크게 變化한다.

여기서 實驗條件은 同一하고 단지 傳熱面을 매끈한 面으로 바꾸어 實驗한 Gaertner & Westwater [35]의 實驗値와 比較하면 本 實驗結果에서는 同一한 氣泡發生點密度 N/A 에 대해 熱傳達係數 h 의 값이 數倍로 높게 나타나고 있으며 따라서 表面條件이 氣泡發生點密度와 重要한 關係가 있음을 알 수 있다.

以上을 檢討한 結果 熱傳達係數와 關聯하여 생각해 보면

1) 氣泡의 成長率이 平滑面에 比하여 낮은 溫度差에서 빠르며

2) 氣泡의 離脫直徑은 平滑面에 比하여 一般적으로 적으므로 따라서 氣泡發生頻度は 增加하는 경향을 갖게 된다. 發生頻도가 增加하면 氣泡上昇時 傳熱面 附近의 伴流로 因한 強制對流 效果가 增大하므로 熱傳達效果가 上昇하게 된다.

3) Fig. 16 으로부터 核沸騰開始點 附近에서 氣泡發生點密度 N/A 가 一般傳熱面에 比하여 매우 크게 나타난다. 이것은 沸騰開始時에 많은 數의 氣泡가 傳熱面으로부터 上昇하는 것을 뜻한다.

따라서 氣泡의 上昇으로 인한 強制對流 效果가 增加되어 熱傳達係數는 上昇된다.

4) 核沸騰의 開始는 平滑面에 比해 훨씬 낮은 過熱溫度差에서 일어난다. 多孔質燒結金屬 傳熱面에서의 沸騰의 特性은 最高의 熱傳達 係數를 얻는데 있는 것이 아니라 可及的 낮은 傳熱面의 溫度에서 熱傳達을 促進시키는데 있다. 따라서 本 實驗에서 使用한 燒結金屬傳熱面에서는 ΔT 가 낮은 範圍에서 熱傳達係數가 크게 上昇 되는 것이 특징이다.

4. 結 論

本 研究은 大氣壓下에서 蒸溜水를 使用하여 構成粒子가 다른 5種의 多孔質 燒結金屬傳熱面에서의 푸울 沸騰에서 發生하는 氣泡의 舉動을 光學的으로 觀察하여 解析한 것이다.

즉 熱流束 $7.7 \times 10^4 \sim 2.4 \times 10^5 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ 의 範圍에서 氣泡의 成長, 氣泡離脫直徑, 氣泡의 上昇速度, 氣泡發生頻도가 核沸騰熱傳達에 있어서 表面粗度에 따라 어떤 相關關係를 갖는지를 檢討하여 整理한 것이며, 그 實驗結果는 아래와 같다.

4-1. 氣泡의 成長

氣泡의 成長率은 熱流束이 增加함에 따라 빨라진다. 이것은 氣泡成長率이 熱流束과는 一般적으로 無關하다는 Staniszewski [8]의 見解와는 다르다.

4-2. 氣泡의 直徑

① 本 實驗에서 얻은 結果를 Fritz가 제시한 氣泡離脫直徑에 대한 式(9)에 적용한 바 Fig. 7과 같이 많은 散亂을 가져왔다. 이것은 本 傳熱面에서의 接觸角의 變化 때문이라고 생각된다.

② 本 實驗에서 計測된 離脫氣泡의 平均直徑은 2~3 mm의 범위에서 變化하며 熱流束과는 거의 關係가 없다.

4-3. 氣泡發生頻度

① 氣泡發生頻도와 離脫直徑의 關係는 各 傳熱面마다 다르며 $f \propto D_b^n$ 에서 指數 n 은 $n = -2 \sim -10/3$ 의 範圍에 있으며 凹部徑이 커짐에 따라 D_b^n 는 감소한다.

② Hatton & Hall [41]과 Siegel & Keshock [27]은 大氣壓下의 沸騰實驗에서 休止時間이 짧이라고 하였으며 反面에 Griffith & Han [49]은 凹部徑에 따라 休止時間이 變化한다고 提示했으나 본 실험 결과에서는 각 傳熱面에 對하여 休止時間은 氣泡成長時間의 약 1/2이 된다.

4-4. 熱傳達의 整理式

① 각 傳熱面에서 氣泡發生點密度 N/A 는 熱流束 q 의 增加에 따라 增大하며 $q = C(N/A)^n$ 의 關係에서 常數 C 는 $3.3 \times 10^3 \sim 9.5 \times 10^3$, 指數 n 은 1/6~1/4의 범위에서 變化한다.

여기서 N/A 가 q 에 미치는 相關關係는 指數

n 보다 常數 C 에 더 크게 의존한다.

② 本 實驗結果에서 얻은 沸騰曲線으로 부터 70μ 의 경우에 있어서 同一한 溫度差의 경우 熱流束 q 의 값이 가장 크게 나타난 것으로 미루어 凹部徑에 따른 熱傳達係數의 증가에 어떤 限界가 存在한다는 Seo [53]의 實驗結果와 一致한다.

③ 溫度差 ΔT , 熱流束 q , 氣泡發生點密度 N/A 의 關係는 다음과 같으며

$$q = 460 \Delta T^{5/4} = K \Delta T^{5/3} (N/A)^{2/3}$$

여기서 $K = 9.3 \times 10^{-9}$ 로 구해졌다.

④ 燒結金屬傳熱面에서는 一般傳熱面に 비하여 沸騰開始는 낮은 過熱溫度差에서 일어나며 또한 氣泡의 成長率이 빠르고 氣泡發生點密度가 커서 過熱溫度差가 낮은 범위에서 傳熱效果는 向上되어 이 傳熱面을 適用하므로써 熱交換器의 傳熱性能의 向上을 도모할 수 있다.

後 記

本 研究는 1978年度 峨山社會福祉事業財團의 研究費 支援에 의해 이루어졌으며 峨山財團의 研究費 支援에 대해 감사를 표한다.

또한 本 實驗을 行하는 동안 Data 정리 및 實驗에 助力해준 慶熙大 工大 機械科 大學院生들 여러분과 많은 助言을 주신 仁荷大 徐正閔 博士님께 감사를 드립니다.

References

1. Griffith, P., J. Heat Transfer, A.S.M.E. 80, p. 721 (1958)
2. Zuber, N., U.S. AEC. Rep. AECU 4439, Tech. Inf. Serv., Oak Ridge, Tenn p. 82 (1959)
3. Skinner, L.A. and Bankoff, S.G., Phys. Fluids, 8, p. 1417 (1965)
4. Dougherty, D.E. and Rubin, H.H., Proc. Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute. (1964)
5. Fritz, W. Ende. W., Phys. Zeits. 37, p. 391 (1936)
6. Jakob, M., V.D.I.Z. 76, p. 1161 (1932)
7. Zmola, P.C., Ph. D. Thesis, Purdue University, (1950)
8. Staniszewski, B.E., Acrb. Bubowy Maszyn. Warsaw, Poland, 7, No. 1, (1960)
9. Streng, P.H. et al., A.I.Ch.E.J. 7-4, p. 578 (1961)
10. Plesset, M.S. and Zwick, S.A., J. Appl. Phys. 24, p. 23 (1952)
11. Forster, H.K and Zuber, N., J. Appl. Phys. 25, p. 474 (1953)
12. Birkhoff, G., Margulies, R.S and Horning, W.A., Phys. Fluid, 1, p. 201 (1958)
13. Dergarabedian, P., J. Appl. Mech. p. 537 (1953)
14. Dergarabedian, P., Fluid Mech. J. 9, p. 39 (1960)
15. Griffith, P and Wallis, J. D., Chem. Engng. Prog. Symp. Ser. 56, p. 49 (1960)
16. Miyauchi, T and Yagi, S., Kagaku Kogaku 25, p. 18 (1961)
17. Marto, P.J., Moulson, J. A. and Maynard, M. D., J. Heat Transfer, A.S.M.E. 90 p. 437 (1968)
18. Young, R.K. and Hummel, R.L., Chem. Engng. prog. 60, p. 53 (1964)
19. Ellison, M., C.I.T. Pasadena, Calif. IPL Memo 20-88 (March 1954)
20. Gunther, F.C., C.I.T. Pasadena, Calif. IPL. Prog. Rep. 4-75 (June, 1930)
21. Bosnjakovic, F., Tech. Mech. Therm. 1, p. 158 (1930)
22. Scriven, L.E., Chem. Eng. Sci. 10, p. 1 (1959)
23. Plesset, M.J. and Zwick, S.A., J. Appl. Phys. 25, p. 493 (1953)
24. Bankoff, S.A. and Mikesell, A.S.M.E. Paper 58-A R 105
25. Cha, J.H., K.S.M.E. 8, p. 31 (1968)
26. Fritz, W., Phys. Z. 36, p. 379 (1935)
27. Siegel, R. and Keshok, E.G., A.I. Ch. E. J. 10, p. 509 (1964)
28. Cole, R. and Shulman, H.L., Chem. Eng. Progr. Symp. Ser. No. 64, p. 6 (1966)
29. Han, C.Y. and Griffith, P., Int. J. Heat Mass Transfer, 8, p. 887 (1965)

30. Semeria, R., Proc. Instn. Mech. Engr. Symp. Two-phase flow. p.57 (1962)
31. Bahar, M. and Semeria, K., Comptes. Rendus. Acad. Sci. Paris 255. p.1331; AMR 16 (1963) Rev. 3436
32. Semeria, R., Comptes. Rendus. Acad. Sci. Paris 252. p.675 (1961)
33. Kutatelandze, S.S. and Zysina-Molozhen, L.M., Zb. Tekh. Fiz. 20. 1, p.110 (1950)
34. Robert, C., A. I. Ch. E. J. p.6 (1960)
35. Gaertner, R.F. and Westwater, J.W., Chem. Engng. Progr. Sym. Ser. No. 30, 55, p. 39 (1959)
36. Han, C.Y. and Griffith, p., Int. J. Heat Mass Transfer 8, p.905 (1965)
37. Gartner, R. F. J. Heat Transfer, A.S.M.E. 87, p.1 (1965)
38. Yamagata, K., Hirano, F., Nishikawa, K. and Matsuoka, A. Mem. Fac. Engr. Kyushu Univ. Japan 15. 1. p.97 (1955)
39. Usiskin, C.M. and Siegel, R., J. Heat Transfer A.S.M.E. 83, p.243
40. Roll, J.B. and Myers, J.E., A.I.Ch.E. J. 10, p.530 (1964)
41. Hatton, A.P. and Hall, I.S., Proc. Instn. Mech. Engrs. 180, p.160 (1965~66)
42. Nishikawa, K., Trans. Japan Soc. Mech. Engrs. 26, p.726 (1960)
43. Zuber, N., Int. J. Heat Mass Transfer p. 6 (1963)
44. Jakob, M. and Linke, W., Phys. Z. 36-8, p.267 (1935)
45. Peebles, F.N. and Garber, H.J., Chem. Eng. Progr. 49, p.88 (1953)
46. Mcfadden, P.W. and Grassmann, P., Int. J. Heat Mass Transfer 5, p.169 (1962)
47. Ivey, H.J., Int. J. Heat Mass Transfer 10, p.1023 (1967)
48. Jakob, M., "Heat Transfer" Vol. 1, Wiley. New York (1941)
49. Griffith, P. and Han, C.Y., M.I.T. Mech. Eng. Dept. Report TIL. p.113219
50. Rallis, C., Greenland, R.V. and Kok, A., Soc. African M.E. 10, p.171 (1961)
51. Kurihara, H.M., and Meyers, J.E. A.I. Ch. E. J. 6, p.83 (1960)
52. Corty, C. and Foust, A.S., Chem. Engng. Prog. Symp. Ser. 17, p.1 (1955)
53. Seo, J.Y. Ph. D. Thesis, Inha University, Korea (1975)
54. Jakob, M. and Fritz, W., Forschung, 2 p. 435 (1931)
55. Gaertner, R.F. and Westwater, J.W., Chem. Engr. prog. Symp. Seri. 55-10, p.581 (1960)
56. Tien, C.L. Int. J. Heat Mass Transfer 5, p.533 (1962)
57. Heled, Y., Rickils, J. and Orell Aluf., Int. J. Heat Mass Transfer 13, p.503 (1970)