



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	液中における気泡熱伝達の基礎実験
Author(s)	岡垣, 理; 津田, 紘
Citation	衛生工学, 17, 33-45
Issue Date	1970-03
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/36204
Type	departmental bulletin paper
File Information	17_33-46.pdf



液中における気泡熱伝達の基礎実験

岡 垣 理*
津 田 紘**

Fundamental Experiments on the Heat Transfer of Bubbles in Liquid

Osamu OKAGAKI
Hiroshi TSUDA

ABSTRACT

The motion of gas bubbles is an important factor in mass- and heat-transfer operations involving the contacting of liquids and gas bubbles.

In this paper the flow characteristics of single and plural air bubbles in liquid, and the mechanism of heat transfer between air bubbles and liquid are discussed.

The first experimental work consists of determination of the ascending velocity, flatness and drag coefficient of air bubbles in glycerin. In the second experiment heat transfer coefficient between air bubbles and glycerin are measured.

1. 緒 言

液体中に存在する気泡は、我々の日常生活においてもよく見られる現象であり、工業的には気泡塔、攪拌槽などの化学プラント、ボイラ蒸発管、気泡ポンプなど利用範囲は広い。また、液体中を気泡が上昇する際に気泡と液体との間に温度差があると当然その間には熱移動が生じる。これを利用したものとしてスノー・メルターがある。これは燃焼ガスを水中へ直接噴射させ、高温ガスを気泡の形にして気泡が上昇する間に水と熱交換をさせる方式である。

気泡の挙動に関しては古くから数多くの実験的、理論的研究が行なわれているが、^{1~9)}ほとんどは単一気泡についての研究で、気泡群、連続気泡については数少ない。さらに気泡と液体の間に温度差がある場合については皆無である。

ここでは、静止液体中を1個の気泡が上昇する単一気泡と、1個のノズルからある間隔をもって連続的に上昇する連続気泡について温度条件などを変えてその挙動を明らかにし、気泡と液体の間の伝熱量を知るために、相

変化がなく、物質移動を伴わない状態における熱伝達を実験的に明らかにするものである。

2. 記号の説明

本論文で用いる記号をここに一括して掲げる。

A	[cm]	気泡長径, 断面積相当直径
B	[cm]	気泡短径
d_v	[cm]	体積相当直径
d_s	[cm]	表面積相当直径
d_n	[cm]	ノズル直径
U	[cm/s]	気泡上昇速度
g	[cm/s ²]	動力の加速度
ρ	[kg·s ² /cm ⁴]	液体の密度
ρ_b	[kg·s ² /cm ⁴]	気泡の密度
ν	[cm ² /s]	液体の動粘性係数
μ	[kg·s/cm ²]	液体の粘性係数
σ	[kg/cm]	液体の表面張力
H	[cm]	液深
e	[—]	気泡の扁平率 (=B/A)
C_D	[—]	気泡の抗力係数
Re	[—]	レイノルズ数 (=d·U/ν)

* 衛生設備工学講座 教授

** 現在 スズキ自動車(株)

F_r [—]	フルード数 ($=U^2/g \cdot d$)
We [—]	ウェーバー数 ($=d \cdot \rho \cdot U^2/\sigma$)
V_b [cm ³ /s]	空気流量
T_b [°C]	気泡温度
T_{b1} [°C]	$z=0$ における気泡温度
T_{b2} [°C]	$z=H$ における気泡温度
T_w [°C]	冷却水温度
T_{w1} [°C]	冷却水入口温度
T_{w2} [°C]	冷却水出口温度
T_l [°C]	液体温度
T_a	空気溜温度
T_{be}	気泡相当温度
T_M	物性値温度
W [kg/s]	冷却水流量
C_w [kcal/kg·deg]	冷却水の比熱
C_p [kcal/kg·deg]	空気の定圧比熱
P_b [kg/cm ²]	気泡圧力
P_H [kg/cm ²]	液体の圧力
P_N [kg/cm ²]	ノズルの位置の空気の圧力
ΔP [kg/cm ²]	有効圧力差 ($=P_N - P_H$)
V [cm ³]	気泡 1 個の体積
G [kg]	気泡 1 個の重量
n [1/s]	気泡発生サイクル数
γ_b [kg/cm ³]	気泡の比重量
s [cm ²]	気泡の表面積
α [kcal/m ² ·hr·deg]	気泡の表面熱伝達率
λ [kcal/m·hr·deg]	液体の熱伝導率
a [cm ² /s]	液体の温度伝導率
Nu [—]	ヌッセルト数 ($=\alpha \cdot d/\lambda$)
Pr [—]	プラントル数 ($=\nu/a$)
z [cm]	垂直方向座標
t [s]	時間
S.B.	Single Bubble 単一気泡
P.B.	Plural Bubble 連続気泡

3. 気泡の挙動

ここでは気泡界面からの熱移動を論ずる際の基礎データを得るために、静止液体中を上昇する各種気泡についてその形状、上昇速度などについて実験的に明らかにしてみよう。

3.1 実験装置および方法

図-1 に単一気泡の実験装置の大略を示した。

この図より観測用ガラス管① (内径55mm, 高さ1100mm)

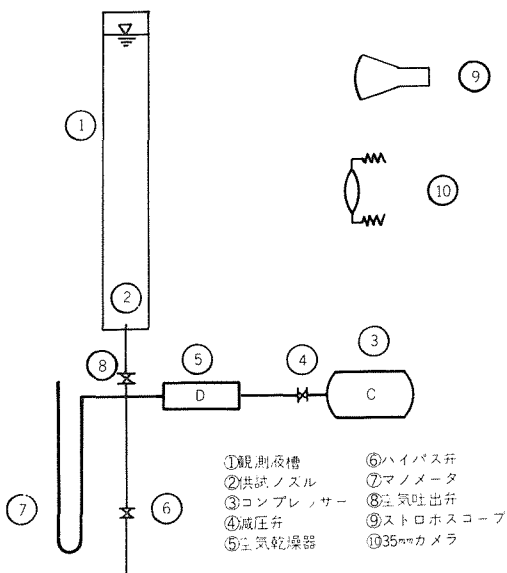


図-1 単一気泡実験装置

に供試液体グリセリンを所定の高さまで入れコンプレッサー③より減圧④し空気乾燥器⑤を通した空気をマンメータ⑦で所定の圧力を保ちながら空気吐出弁⑧の操作によりノズル②より1個の気泡を生じさせる。この場合、装置全体を暗室内に入れ、任意のサイクル数でストロボスコープ⑨を発光させ、35mmカメラ⑩で気泡を撮影し、気泡形状、上昇速度を測定する。なお、液体の深さはノズル面より測って30cmから10cm間隔に80cmまで6段階に変化させ、さらに温度条件は、気泡温度と液温が等しい場合と、気泡温度が液温より低い場合について行なった。ただし、気泡温度が液温より高い場合は、気泡温度を一定に保つのが困難なうえ、温度測定が難かしいためにこの実験は行なわなかった。

図-2 に連続気泡の装置の大略を示した。

この場合はアクリル樹脂製の観測液槽① (巾300mm, 奥行90mm, 高さ550mm) に所定の高さにグリセリンを封入し、コンプレッサー③から減圧④された空気を空気加熱器⑤で所定の温度に保ちながら乾燥⑦させ、マンメータ⑨で圧力を一定に保ちながら弁⑩を開きノズル②より連続的に気泡を発生させる。さらに液中を通りぬけた空気はガスメータ⑪で流量を測定する。気泡の撮影は8mmムービーカメラおよび35mmモータードライブカメラの2つを用いて、電気式ストップウォッチを写し込んで上昇速度を測定した。なお液深は装置の関係上、30, 40, 50cmの3段階に変え、温度条件も等温、非等温2種の計3種類について実験した。

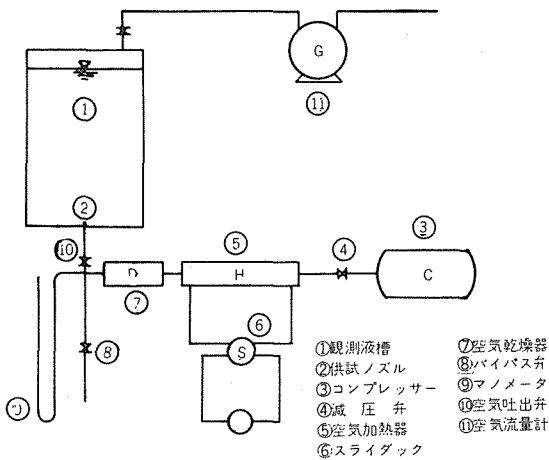


図-2 グリセリン動粘性係数

なお、本実験で使用したグリセリンの主な物性値を表-1に、ここで行った実験の種類および実験条件を表-2にまとめた。

表-1 グリセリン物性値表

分子量	92.10
比重	1,252
純度	min 95%
粘度	図-3
表面張力	図-4

表-2 実験条件

気泡種類	液深	ノズル	温度条件
単一気泡	30cm	0.2 cm^{ϕ}	$T_b = T_l$
	40	0.3	
	50	0.3	$T_b < T_l$
	60		
	70		
	80	0.4	
連続気泡	30	0.15	$T_b > T_l$
	40		$T_b = T_l$
	50	0.2	$T_b < T_l$

3.2 実験結果および考察

i) 気泡の形状と上昇速度の定義

結果の整理にあたって次の2点が問題になる。即ち、液中を上昇する気泡はその形が大きくなるにつれて、球形、回転楕円体、キノコ状に変化する。また、上昇経路についても、形状が大きくなるにつれ直進上昇からラセン状、さらにはジグザグ状に複雑に変化する。これらを

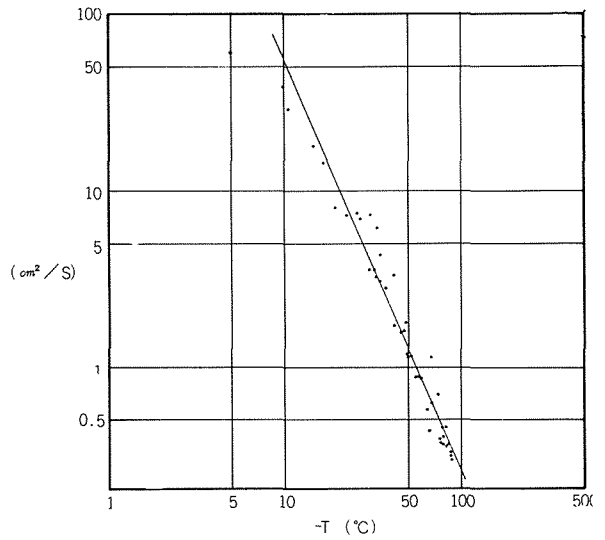
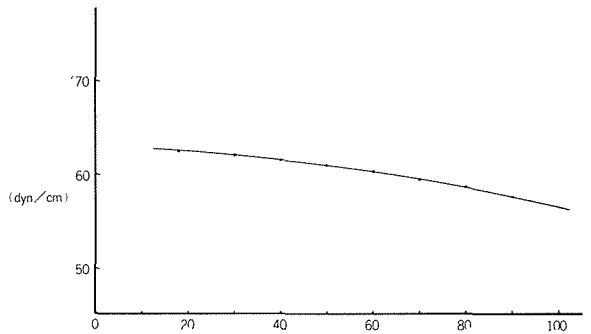


図-3 グリセリン動粘性係数

図-4 グリセリン表面張力⁽⁶⁾

簡単な表現でまとめる必要がある。気泡の形状についてはここでは次に示す3種の球相当直径を考えた。

a. 体積相当直径 d_v

気泡と同体積の球に換算

b. 表面積相当直径 d_s

気泡と同表面積の球に換算

c. 断面積相当直径 A

流れに直角な最大断面積が等しい球

各表現による差異などはそれぞれの結果の整理の際に論じる。なお、特別ことわらない場合は体積相当直径を用いる。

次に、上昇速度についても次の2種類の定義が考えられる。

a. 単位時間の垂直上昇距離を基準

気泡の経路には無関係に垂直距離を測定する。

b. 単位時間の気泡の通過経路を基準

気泡の通る軌跡の長さを基準にする。

後者の定義による上昇速度は測定が困難なためここでは前者の定義の上昇速度を採用した。

ii) 気泡径の垂直方向の変化

液中を上昇する気泡が垂直方向にその体積がどの程度変化するかを調べてみた。図-5に単一気泡の場合の $T_b = T_l$ と $T_b < T_l$ の結果の代表的なものを示した。 $T_b = T_l$ の場合は、径の変化におよぼす因子としては液体の圧力のみである。図より気泡径(d_v)は2~3%程度変化する。また、 $T_b < T_l$ の時は、圧力の影響に気泡の温度変化が加わり液深が30cm程度で6~10%と径が変化する。

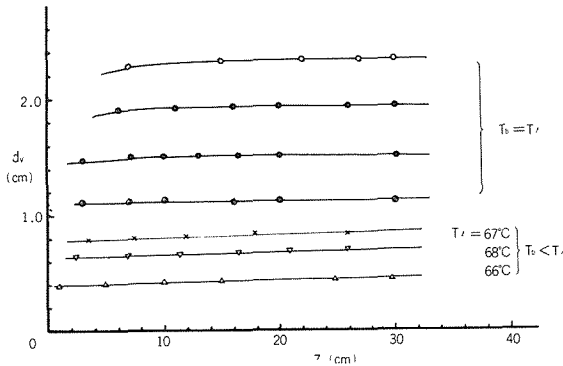


図-5 垂直方向の気泡径の変化(単一気泡)

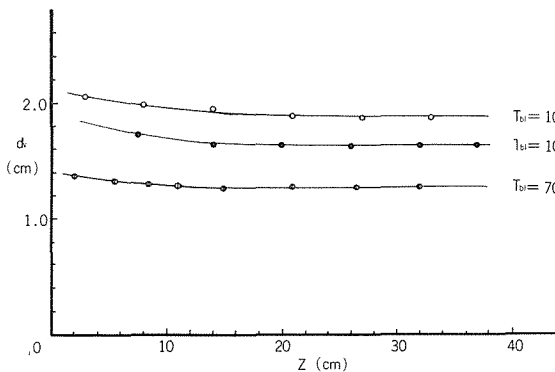


図-6 垂直方向の気泡径の変化(連続気泡)

図-6に連続気泡について $T_b > T_l$ の場合(ただし、 $T_{b1} = 100^\circ\text{C}$ および 70°C)の結果を示した。この場合は、液体の圧力の影響と気泡温度の減少の影響が逆に働き、気泡径は6~8%の減少となって観測された。この変化は、特にノズル付近で大きいことを表わしている。

気体の状態方程式を用いて気泡体積の変化を計算してみる。気泡の圧力 P_b は次式で求められる。

$$P_b = P_H + \frac{4 \cdot \sigma}{d_v} \quad (1)$$

ただし上式右辺第2項は第1項に比べ無視し得るので

$$P_b = P_H \quad (2)$$

$T_b = T_l$ の場合に状態方程式と式(2)より $Z = 0$ および $Z = 30\text{cm}$ における気泡径をそれぞれ d_{v-0} , d_{v-30} とすると

$$\frac{d_{v-30}}{d_{v-0}} = 1.01 \quad (3)$$

$T_b > T_l$ の場合は、 $T_{b1} = 100^\circ\text{C}$, $T_{b2} = 18^\circ\text{C}$, $T_l = 15^\circ\text{C}$ とすると

$$\frac{d_{v-30}}{d_{v-0}} = 0.93 \quad (4)$$

即ち、等温状態では気泡径は1%増加し $T_b > T_l$ の場合は7%径の減少が計算された。

iii) 上昇速度の垂直方向の変化

ii)と同様に気泡の上昇速度が垂直方向にいくらかの分布をもつかを検討してみた。図-7に単一気泡、連続気泡における $T_b = T_l$, $T_b < T_l$ および $T_b > T_l$ の場合の結果を示した。気泡の大きさによって多少の違いはあるが3~8mm上昇すると一定の速度に達する。 $Z = 10\text{cm}$ 以上では、気泡径が変化してもその影響はほとんどみられない。連続気泡の場合の $T_b = T_l$ についてもノズル上8cm程度まで上昇速度は変化するが、その後は一定の速度に達しいずれの場合もノズル近傍を除けば2方向に速度の分布はないとみなせる。

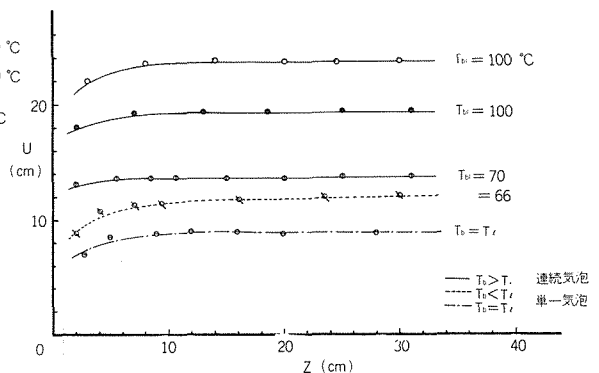


図-7 垂直方向の上昇速度の変化

iv) 気泡上昇速度

前項で述べたように液体の垂直方向について上昇速度はノズルの近傍を除けばほぼ一定である。この速度を U として液深をいろいろ変え、気泡径 d_v についてまとめたのが図-8である。ここには代表的な液深 ($H = 30, 50$,

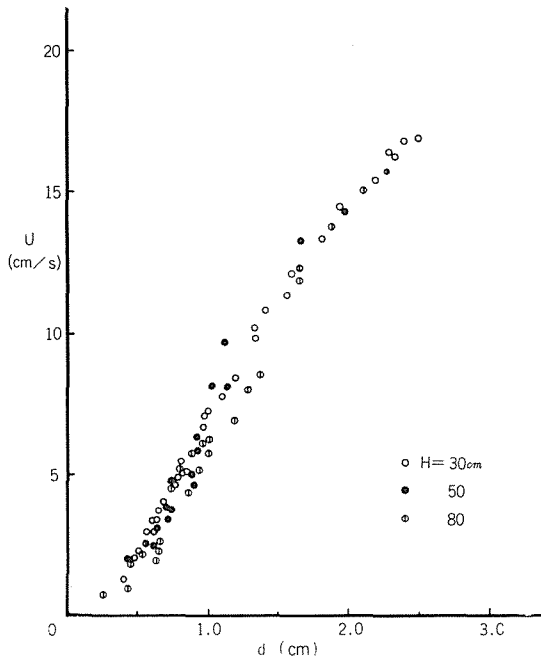


図-8 気泡上昇速度

80cm)における単一気泡の結果を図示したが上昇速度は液深にはほとんど無関係であることがわかる。即ち、液体と気泡の密度差が非常に大きいという液体の圧力による密度変化が非常に小さいためである。

次に液体の物性値を含めた無次元数での整理を行ってみよう。次元解析の手法を用いると気泡上昇速度は次の関係があると考えられる。

$$U = f(\rho, \mu, g, d_v) \quad (5)$$

π 定理より

$$\pi_1 = \frac{\mu}{U \cdot \rho \cdot d_v} \dots\dots R_e \quad (6)$$

$$\pi_2 = \frac{g \cdot d_v}{U^2} \dots\dots Fr \quad (7)$$

従って上昇速度に関しては次の関係が予想される。即ち

$$f(R_e, Fr) = 0 \quad (8)$$

図-9に $Fr-R_e$ の関係に単一気泡、連続気泡の結果をプロットした。この図より[1]で表わされる実線は単一気泡の場合で次の関係を示す。

$$Fr = 0.05 R_e^{0.8} \quad (9)$$

$$\therefore U = 25.6 \frac{d_v}{\sqrt[3]{\nu^2}} \quad (10)$$

ただし $R_e < 50$

$R_e > 50$ の範囲においては気泡の運動はきわめて複雑なジグザグ状の挙動を示し、気泡形状もかなり扁平になり実験結果に大きなバラッキを生じた。

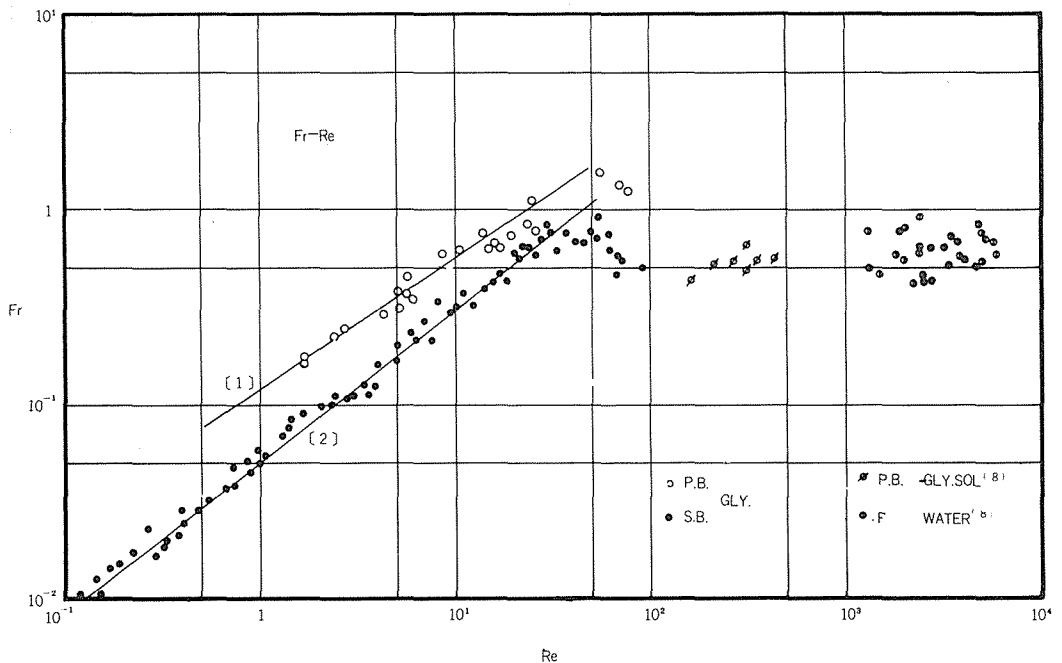


図-9

また、図中[2]で示される実線は連続気泡の場合の結果で次の関係を表わす。

$$F_r = 0.12 R_e^{3/2} \quad (10)$$

$$\therefore U = 35.7 \frac{d_v^{1.25}}{\sqrt{\nu}} \quad (11)$$

ただし $R_e < 50$

単一、連続気泡の両者を比較すると上昇速度は連続気泡の場合が大きな値を示している。これは気泡が連続して上昇するために前に存在する気泡のもつ伴流による粘性力の影響が加わるためと解釈される。従って、レイノルズ数が大きな範囲、即ち、液体の粘性が小さい状態では伴流の影響は小さくなり[1], [2]の実線が近寄って来る。さらに大きなレイノルズ数の範囲における D. W. Van Krcvelen⁽⁸⁾ の結果を示した。これより $R_e > 100$ においては $F_r \approx 0.6$ 即ち、上昇速度は液体の粘性には無関係にただ気泡径のみの関係になる。

$$F_r = 0.6 \quad (12)$$

$$\therefore U = 76.6 d_v^{1/2} \quad (13)$$

ただし $R_e > 100$

v) 気泡形状

前にもふれたようにほとんどの範囲で気泡は回転楕円体のような形になっている。ここではこの変形の割合を扁平率と名付け次の定義式で表わす。

$$e = \frac{B}{A} \quad (14)$$

扁平率におよぼす因子としては、上昇速度、液体の粘性、表面力、気泡体積などがあるが、次元解析によると

$$f(e, R_e, W_e) = 0 \quad (15)$$

図-10に扁平率をレイノルズ数とウェーバー数に関してまとめた。

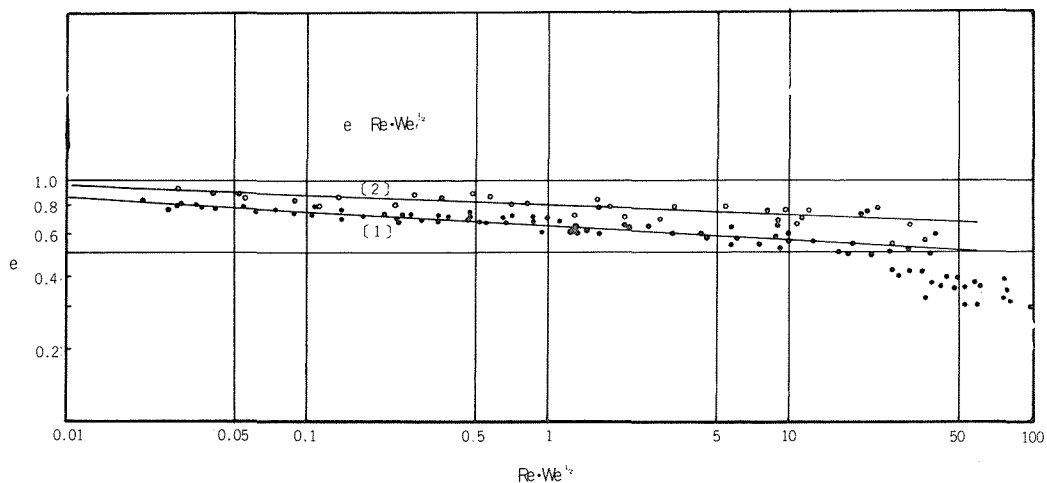


図-10 扁平率

この図より単一気泡も連続気泡もレイノルズ数が大きな範囲では扁平率はかなり小さくなる。たとえば単一気泡においては扁平率は30%にもなる。図中[1]は単一気泡、[2]は連続気泡の結果を示す実線でそれぞれ次の関係式を与える。

即ち[1]は

$$e = 0.64 (R_e \cdot W_e^{1/2})^{-0.06} \quad (16)$$

[2]は

$$e = 0.86 (R_e \cdot W_e^{1/2})^{-0.04} \quad (17)$$

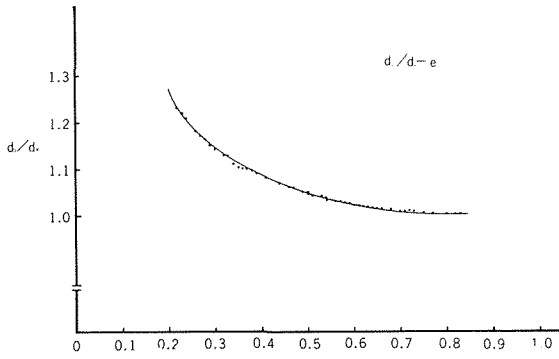
扁平率に関しても上昇速度における結果と同様に連続気

泡の方が大きな値を示している。これも伴流による影響が大きな因子となっている。

次に、気泡の変形の割合によっては球相当直径が実際の現象とはかなりの違いがでる。図-11に $d_s/d_v - e$ の関係をプロットしてみた。これによると扁平率が0.6以上の範囲では d_s/d_v の値は1.02以下になる。即ち、体積相当直径で気泡の表面積を表わしても3%程度の誤差となる。液温が15~20℃であれば扁平率は0.6~0.7の値をもつからその誤差はさらに小さくなる。

vi) 気泡の受ける抗力

静止流体中を上昇する単一の気泡について運動方程式


 図-11 d_s/d_v と e の関係

を立てて論じてみよう。

直径 d なる球形気泡について垂直方向の力のつりあいより

$$\text{浮力} \quad \frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d^3 \cdot \rho \cdot g \quad (18)$$

$$\text{重力} \quad -\frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d^3 \cdot \rho_b \cdot g \quad (19)$$

$$\text{抵抗力} \quad -C_D \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U^2 \left(\frac{1}{4} \cdot \pi \cdot d^2 \right) \quad (20)$$

$$\text{慣性力} \quad \frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d^3 \cdot \rho_b \cdot \frac{dU}{dt} \quad (21)$$

故に

$$\frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d^3 \cdot \rho_b \cdot \frac{dU}{dt} = \frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d^3 (\rho - \rho_b) g - \frac{1}{8} \cdot \pi \cdot C_D \cdot \rho \cdot U^2 \cdot d^2 \quad (22)$$

整理して

$$\frac{d}{dt} = \frac{\rho - \rho_b}{\rho_b} \cdot g - \frac{3}{4} \cdot C_D \cdot \frac{\rho}{\rho_b} \cdot \frac{U^2}{d} \quad (23)$$

定常状態では $dU/dt = 0$ とおけるから

$$C_D = \frac{4}{3} \cdot \frac{\rho - \rho_b}{\rho} \cdot \frac{g \cdot d}{U^2} \quad (24)$$

また、上式で $(\rho - \rho_b)/\rho \approx 1$ と考えられるから、さらに $d = d_v$ として

$$C_D = \frac{4}{3} \cdot \frac{g \cdot d_v}{U^2} \quad (25)$$

一般に気泡は球形でないから式(20)の $(1/4 \cdot \pi \cdot d^2)$ は流れに直角な最大断面積を意味するから先に述べた断面積相当直径 A を考慮して求めると

$$C_D = \frac{4}{3} \cdot \frac{d_v^3}{A^2} \cdot \frac{g}{U^2} \quad (26)$$

図-12に C_D と Re の関係を示した。単一気泡について図中○印は式(25)、●印は式(26)による C_D を表わす。

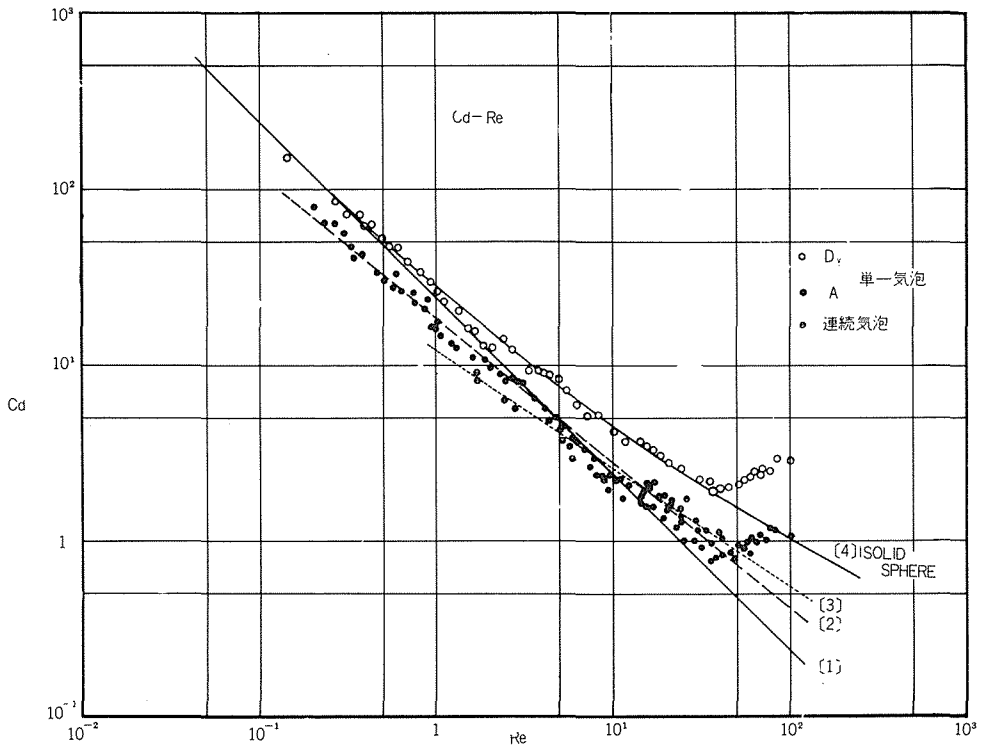


図-12 気泡の抗力係数

これよりレイノルズ数の小さい範囲では、扁平率は1に近く $A \approx d_v$ と考えられるから両者の違いは少ない。レイノルズ数が大きくなるにつれその差はしだいに大きくなり $Re > 50$ では両者ともかなりバラツキを生じている。これを固体球の結果と比較してみると d_v 基準による結果は $Re \leq 50$ の範囲でかなり良い一致をみた。さらに大きなレイノルズ数では固体球とはちがった傾向を示している。この理由としては次の点があげられる。第1に気泡の形がかなりつぶれ扁平率は0.3以下にもなること。第2には運動の状態がラセン状や複雑なジグザク状になり上昇速度の測定に誤差を生じやすいこと、などがあげられる。従ってレイノルズ数が大きな範囲では、断面積相当直径 A を考慮した表現が有効な手段になると思われる。なお、 $Re \leq 1$ の範囲では Stokes の求めた $C_D = 24 \cdot Re^{-1}$ 図中〔1〕がよくあてはまり、 $Re \geq 100$ では Krevelen⁽⁸⁾ らの求めた $C_D = 2.7$ 、久保田らによる $C_D = 2.5 \sim 3.0$ かなり近い値が予想される。

なお、 A 基準による結果は図中〔2〕の直線で近似できる。即ち、

$$C_D = 32.0 \cdot Re^{-0.8}$$

連続気泡に関しては、その扁平率は図-10で示されるように球に近い値をもつから d_v 基準による値を図-12にプロットした。図中〔3〕の実線は次の関係を示す。

$$C_D = \frac{12}{Re^{2/3}} \quad (27)$$

vii) 空気流量による気泡の大きさ

任意の気泡径を得るためには図-2のマノメータの読みを変化させる。この圧力 P_N とノズルの位置における液圧 P_H の差を ΔP とする。即ち、

$$\Delta P = P_N - P_H \quad (28)$$

ただし、 P_N の測定点における動圧は非常に小さいので上式の ΔP はノズルの位置の全圧差と近似した。

この ΔP を用いて発生する気泡の大きさを表現してみると図-13となる。この図で実線で示される関係式は、

$$d_v = 8.5 \cdot \Delta P^{1/3} \quad (29)$$

ただし、 $d_n = 0.15 \text{ cm} \phi$

以上の結果を一般的な液体まで拡張して使用できるような実験式を求めてみよう。気泡の大きさにおよぼす因子としては

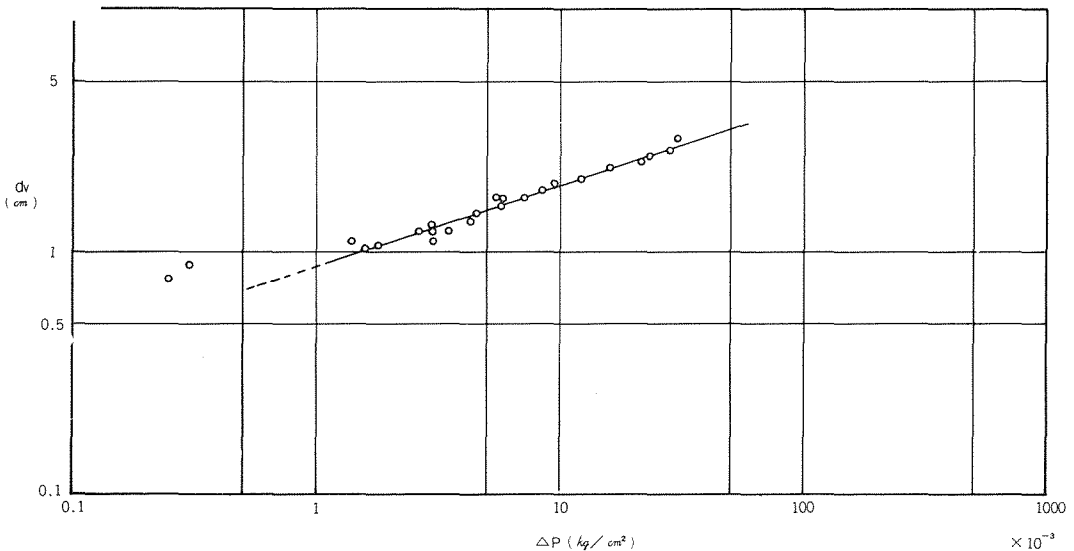


図-13 吐出圧力による気泡の大きさ

$$d_v = f(d_n, \Delta p, g, \sigma, V_b) \quad (30)$$

π 定理より

$$f\left(\frac{\Delta p \cdot d_v^3 \cdot g}{\sigma \cdot d_n}, \frac{V_b}{\sqrt{g \cdot d_v^5}}\right) = 0 \quad (31)$$

図-14に $(\Delta p \cdot d_v^3 \cdot g / \sigma \cdot d_n)$ と空気流量 V_b の関係に結果

をプロットしてみた。これより、空気流量がある値より小さくなると発生する気泡の大きさは空気流量には無関係に一定になることが予想される。

即ち、気泡はノズルのまわりに働く表面張力に等しい浮力が働くまで径が成長した時にノズルから離れることになる。ここでノズル面を気泡が離脱する機構を考えて

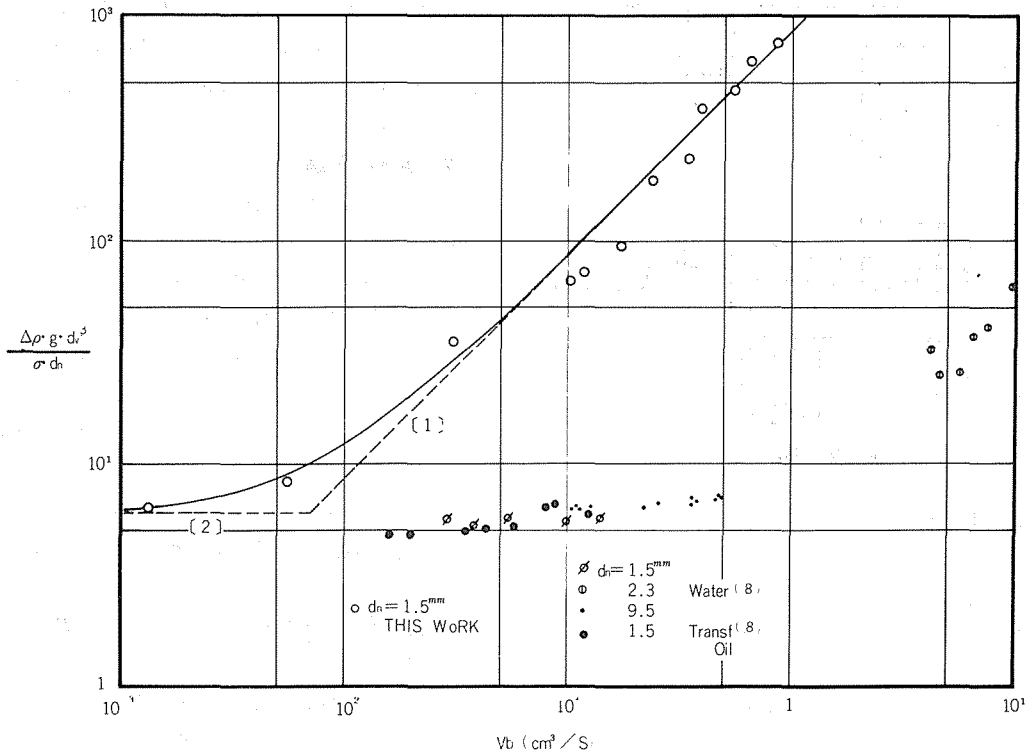


図-14 空気流量による気泡の大きさ

みる。気泡におよぼされている垂直方向の力を考えると、気泡の離脱を助ける力は、

- ①浮力
- ②気泡が成長する際に押しのけた液体部分のもつ慣性力。
- ③前に浮上した気泡の伴流による粘性力。

また、気泡をノズルに付着させようとする力は、

- ④気泡の接触線の表面張力。
- ⑤気泡が押しのけつつある液体の慣性による反力。

ここに、②と⑤は同一のもので、気泡が急速に成長している間は⑤の反力となり、気泡が大きくなって成長度が減衰する間は②の向上きの力となる。以上のことを考えると、空気流量が小さくなると②の液体の持つ慣性力が無視され、同時に気泡発生間隔が大きくなるため③の伴流の影響も小さくなり、結局、気泡径は①と④即ち、浮力と表面張力のみのつりあい⁽⁸⁾で決定されることになる。また、参考のため Krevelen らの別の液体の結果を筆者が図-14の關係に計算して示した。これより、限界となる空気流量は液体の粘性が大きくなるにつれ小さい方へ移ることが予想される。これは先に述べたように③の伴流による粘性力の影響である。

以上のことから、図-14の示す本実験結果を近似的に2本の直線〔1〕、〔2〕で表わしてみた。

$$[1] \quad \frac{\Delta\rho \cdot g \cdot d_v^3}{\sigma \cdot d_n} = 850 \cdot V_b \quad (32)$$

$$\therefore d_v = 9.5 \left(\frac{\sigma \cdot d_n}{\Delta\rho \cdot g} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot V_b^{\frac{1}{3}} \quad (33)$$

$$[2] \quad \frac{\Delta\rho \cdot g \cdot d_v^3}{\sigma \cdot d_n} = 6 \quad (34)$$

$$\therefore d_v = 1.8 \left(\frac{\sigma \cdot d_n}{\Delta\rho \cdot g} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (35)$$

4. 気泡界面の熱伝達

従来より、気泡と液体の間の物質移動に関する研究は多いが、気泡の界面からの熱移動の現象を扱った例はきわめて少ない。ここでは、前節の基礎データを基にして気泡界面の熱伝達率を実験的に求めようとするものである。

4.1 実験装置および方法

図-15に実験装置の大略を示す。図-2 とほぼ同じで、観測液槽の外側に冷却用の水槽（巾370mm、奥行200mm、高さ550mm）を取付け、このまわりを断熱状態にした。

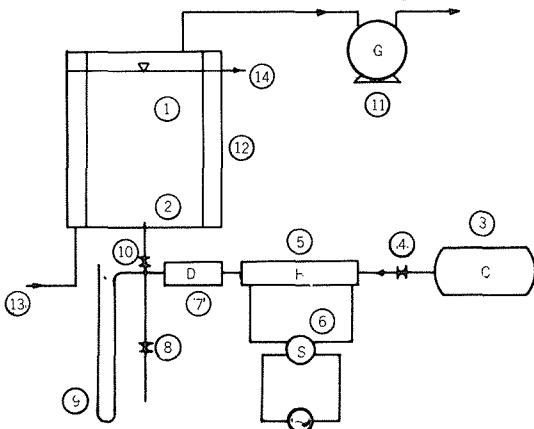


図-15 実験装置

- | | |
|----------|---------|
| ①観測用液槽 | ②供試ノズル |
| ③コンプレッサー | ④減圧弁 |
| ⑤空気加熱器 | ⑥スライダック |
| ⑦空気乾燥器 | ⑧バイパス弁 |
| ⑨マノメータ | ⑩空気吐出弁 |
| ⑪空気流量計 | ⑫冷却水槽 |
| ⑬冷却水入口 | ⑭冷却水出口 |

内液槽①にグリセリンを所定の高さまで入れ空気加熱器⑤で所定の温度に保たれた空気をノズル②より吹き込む。外水槽⑫は内液槽の液温が一定になるように冷却水量を調節する。さらに図-16に示すように1~10までの熱電対 (Cu-Co) により各点の温度を測定する。1を所定の温度 ($T_{b1} \approx 100^\circ\text{C}$) に保ち、上昇した気泡は⑥のローテ (最大径45mm ϕ) で捕集し8でその温度 (T_{b2}) を測定する。冷却水温は入口、出口をそれぞれの10で測る (T_{w1} , T_{w2})。

さらに液体温度を2~6で測定し (T_l)、内液槽上部の

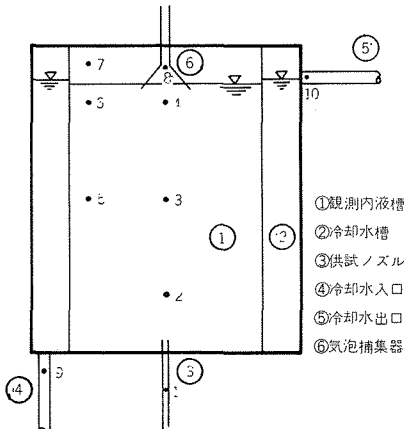


図-16 温度測定点

空気溜の空気温を7で測定する (T_a)。気泡径は1.0~3.5cm, 液深は25cmから5cmおきに45cmまで変化させた。気泡入口温度は約100°C, 液温は冷却水の関係より13~16°Cについて実験した。

4.2 実験理論

まず本実験で解析を簡単にするために設定した仮定を列挙する。

- ①気泡の径は上昇中一定である。
- ②上昇速度は垂直方向に一定である。
- ③気泡の径は体積相当直径 d_v で表わし、表面積は πd_v^2 とする。
- ④気泡 (空気) の比熱は100°C以下では温度に無関係に一定である。
- ⑤気泡の合体、分離はないものとする。
- ⑥気泡の界面の熱伝達率 α は界面上一定、さらに気泡が上昇する間も一定とする。
- ⑦気泡内部に温度分布はなく、気泡温度 T_b は界面温度をあらわす。

上の①~③は前節の結果より妥当なものと思われる。

④, ⑤は本実験範囲では十分な仮定であり、さらに⑥, ⑦の仮定は気泡温度測定のためやむを得ないと考える。

単一の気泡が dz 間に失う熱量は、気泡の体積、圧力の変化が無視できるから

$$\begin{aligned} dq &= G \cdot C_p \cdot T_b - G \cdot C_p \left(T_b + \frac{\partial T_b}{\partial z} dz \right) \\ &= -G \cdot C_p \cdot \frac{\partial T_b}{\partial z} \cdot dz \end{aligned} \quad (36)$$

この熱量は気泡が dz の距離を上昇する間に液体へ与えた熱量に等しいから。

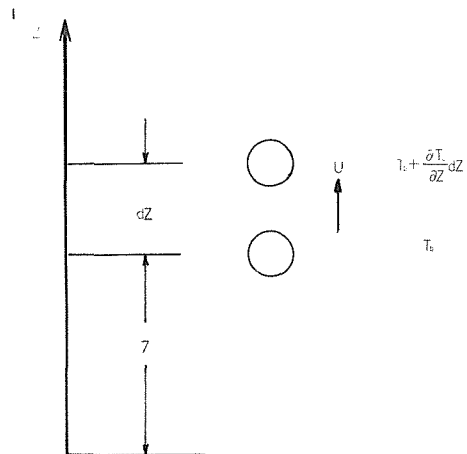


図-17 気泡上昇のモデル

$$dq = \alpha \cdot s \cdot (T_b - T_l) dt \quad (37)$$

気泡の上昇速度 U は z 方向に一定で

$$U = \frac{dz}{dt} \quad (38)$$

故に上3式より

$$\frac{\alpha \cdot s}{U} (T_b - T_l) + G \cdot C_p \cdot \frac{dT_b}{dz} = 0 \quad (39)$$

ここで T_b は z のみの関数だから $\partial T_b / \partial z = dT_b / dz$ となる。さらに次のように C_1 , C_2 を定めると

$$C_1 = G \cdot C_p \quad (40)$$

$$C_2 = \frac{\alpha \cdot s}{U} \quad (41)$$

式(39)は次のように整理される。

$$C_1 \frac{dT_b}{dz} + C_2 T_b = C_2 T_l \quad (42)$$

上式を次の境界条件を入れて解くと、

$$z=0 \quad \text{にて} \quad T_b = T_{b1}$$

$$\therefore T_b = (T_{b1} - T_l) \exp\left[-\frac{C_2}{C_1} z\right] + T_l \quad (43)$$

上式が気泡の z 方向の温度降下を与える式である。これより1個の気泡が液深 H を通る間に液体へ与える熱量は、

$$q = \int_0^H \frac{\alpha \cdot s}{U} \cdot (T_b - T_l) dz \quad (44)$$

式(43)を代入して積分すると

$$q = C_1 (T_{b1} - T_l) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{C_2}{C_1} H\right) \right\} \quad (45)$$

ここで気泡発生数を n [個/sec] とすると、単位時間に液体へ伝える熱量は、

$$\begin{aligned} Q &= n \cdot q \\ &= n \cdot C_1 \cdot (T_{b1} - T_l) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{C_2}{C_1} H\right) \right\} \end{aligned} \quad (46)$$

ただし、

$$n = \frac{6 \cdot V_b}{\pi \cdot d_v^3} \quad (47)$$

また、 Q は冷却水が得る熱量に等しいから、

$$Q = W \cdot C_w \cdot (T_{w2} - T_{w1}) \quad (48)$$

さらに近似的には

$$Q = n \cdot G \cdot C_p \cdot (T_{b1} - T_{b2}) \quad (49)$$

式(46)より

$$\alpha = \frac{\ell n \left(1 - \frac{Q}{C_3} \right)}{C_4} \quad (50)$$

ただし

$$C_3 = n \cdot G \cdot C_p \cdot (T_{b1} - T_l) \quad (51)$$

$$C_4 = \frac{s \cdot H}{G \cdot C_p \cdot U} \quad (52)$$

式(50)に式(48), (49)を代入する。式(49)を用いた場合は式(50)は非常に簡単になる。既ち

$$\alpha = -\frac{\ell n \left(\frac{T_{b2} - T_l}{T_{b1} - T_l} \right)}{C_4} \quad (53)$$

4.3 実験結果および考察

熱伝達率 α を求める際の液体温度としては、図-16に示した3の点の温度を代表させた。気泡が発生している場合は槽内に温度分布はほとんど見られなかったためである。また、上部空気溜の温度を実験進行中中断えず測定し、 $T_a = T_l$ を確認した。

気泡径を変化させて求めた熱伝達率を図-18に示した。

この図より、液深によって α の値がかなりずれていることがわかる。これは先に述べたようにここで求めた α はある液深を上昇する間の平均値的なもので当然、液深によっては異なった結果を与えることになる。特にグリセリンはプラントル数が温度によって大きく変化するため特にこの影響が出たものであろう。この結果を無次元数で整理してみよう。一般に強制対流熱伝達は次式で表わされる。

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (54)$$

上式で結果を整理する場合に物性値温度としては一般に用いられる膜温度は使えない。なぜなら、気泡温度は T_{b1} から T_{b2} まで変化するからである。そこで新たに気泡相当温度 T_{be} を次式で定義する。

$$T_{be} = \frac{1}{H} \int_0^H (T_b - T_l) dz + T_l \quad (55)$$

式(43)を代入して

$$T_{be} = \frac{1}{H} \cdot \frac{C_1}{C_2} (T_{b1} - T_l) \left[1 - \exp\left(-\frac{C_2}{C_1} H\right) \right] + T_l \quad (56)$$

従って物性値温度として次式を用いる。

$$T_M = \frac{T_{be} + T_l}{2} \quad (57)$$

以上のようにして本実験結果を図-19に整理した。

図中の実線は次の関係を表わす。

$$Nu = 0.64 Re^{1/2} \quad (58)$$

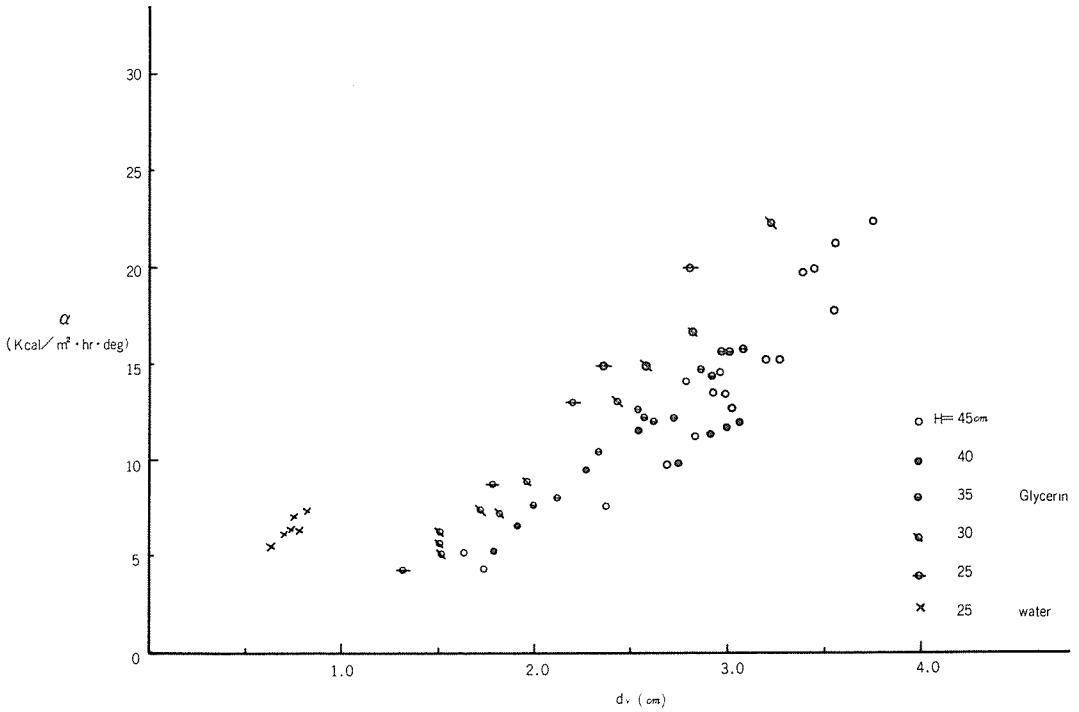


図-18 気泡界面の熱伝達率

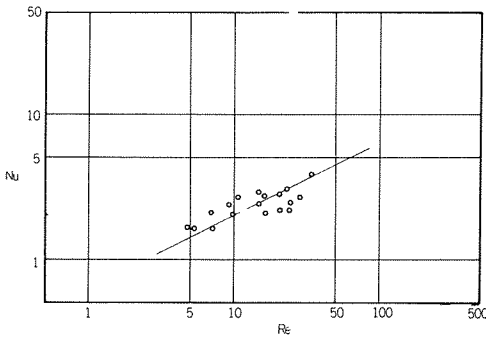


図-19

式(58)に与えた実験式は、従来の固体球の結果とはかなり異なった値を示している。これは次の理由によるものと思われる。第1に、気泡内部に温度分布が存在し、気泡内面にも熱伝達現象がある。第2の理由は、グリセリンのプラントル数が温度によって大きく変化するため同一気泡径でも液深によって α の値が異なることがあげられる。この実験においては気泡内部の温度分布はもとより、界面温度は測定が不可能であり、液側および空気側の熱伝達率を別個に求めることは困難な問題である。ここに液側熱伝達率、空気側熱伝達率をそれぞれ α_L 、 α_A とすると本実験で求めた α は近似的に次式で考えられる。

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_L} + \frac{1}{\alpha_A} \quad (59)$$

$$\therefore \alpha = \frac{\alpha_L \cdot \alpha_A}{\alpha_L + \alpha_A} \quad (60)$$

図-20に気泡界面の熱伝達のモデルを示した。本実験では破線で示したような温度（混合温度）の分布を仮定し

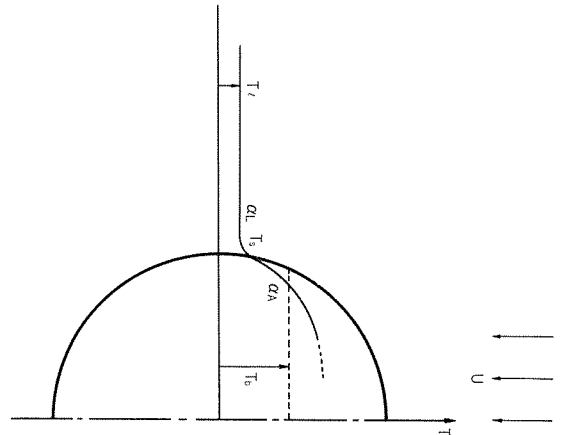


図-20 気泡界面の熱伝達のモデル

$T_b = T_s$ としている。実際には実験で示した温度分布が予想される。即ち液側の温度分布は界面付近で小さく、空気側温度分布は界面付近で大きい。なぜなら、従来から言われているように、界面で液体の速度は0ではなくある速度を持っているため速度境界層は小さく、これに反し空気側では速度境界層は大きい。ここに液体（グリセリン）は $Pr \gg 1$ 、空気は $Pr < 1$ であるから上に述べた温度分布が予想される。以上のことから、気泡と液体との間の熱抵抗は空気側が非常に大きい。従って本実験で求めた α は近似的に空気側熱伝達率とみなして空気側の物性値を用いて式(54)の形式に整理してみた。

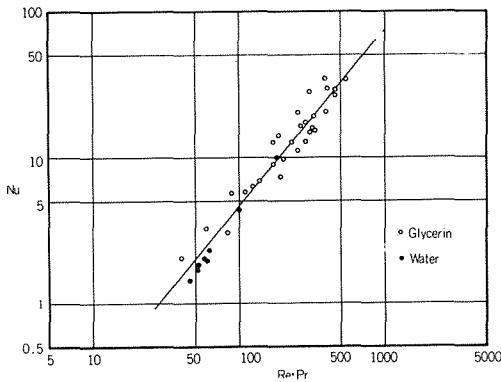


図-21 $Nu-Re \cdot Pr$ (空気側)

水を用いた実験の結果も同時に記した。この図-21より実線で代表される次の実験式が求まった。

$$Nu = 0.018(Re \cdot Pr)^{1.2} \quad (61)$$

以上のように、気泡と液体の間の熱伝達現象を表現する場合は式(60)で示した熱伝達率とならざるを得ないと考えられる。

5. 結 言

以上、静止液中における気泡の挙動および気泡と液体との間の熱伝達現象を実験的に調べたがまとめると次のようになる。

- i) 気泡径、上昇速度の垂直方向の変化はほとんど無視し得る。径は非等温($T_b > T_l$)の場合 $T_{b1}=100^\circ\text{C}$ 、 $H=30\text{cm}$ で7%の変化がある。
- ii) 上昇速度は気泡径と液体の粘性の関数で表わされ、水のように粘性の小さい液体では、粘性に無関係に $\sqrt{d_v}$ に比例する。(式(9)(11)(13)参照)
- iii) 扁平率 $e(=B/A)$ が60%以上であれば体積相当直径 d_v で表面積を表わしてもその誤差は小さい。

iv) 気泡の抗力係数は単一球の場合、 $Re < 50$ の範囲で固体球と良い一致をみた。

v) 空気流量 V_0 によって生ずる気泡径は、 V_0 に無関係に一定な範囲と V_0 の1/3垂に比例する範囲が存在する。(式(33)(35)参照)

vi) 気泡界面においては、液側および空気側熱伝達率の存在が明らかになった。しかし実験的に両者をそれぞれ求めることは出来ないでこの現象を表現する場合は本実験で求めたような両側の熱伝達率を含む形式にならざるを得ない。これを空気側物性値で整理し次の実験式が求まった。

$$Nu = 0.018(Re \cdot Pr)^{1.2}$$

参 考 文 献

- 1) Bashforth and Adams; "Theory of capillary action" (1883)
- 2) Hadamard, J.; C. R. Acad. Sci. Paris, Vol. 152, p. 1735 (1911)
- 3) Hamielec, A. E., S. H. Storey and J. M. Whitehead; Can. J. Chem. Eng., Vol. 41 p. 246(1963)
- 4) Moore, D. W.; J. Fluid Mech., Vol. 16 p. 161 (1963)
- 5) Hamielec, A. E., A. I. Johnson and W. T. Houghton; A. I. Ch. E. Journal, Vol. 13 p. 220 (1967)
- 6) 芝亀吉 編; 物理常数表93ページ(1948) 岩波書店
- 7) 大山義年, 山口耕四郎; 気泡による液体攪拌の研究(第1報), 理研彙報 21巻 9号 916ページ
- 8) D. W. van Krevelen and P. J. Hoftijzer; "Studies of Gas-Bubble Formation," Chem. Eng. Prog. Vol. 46, No. 1 p. 29 (1950)
- 9) 久保田誠, 明高司, 白井隆; "低粘度液中における単一気泡の挙動について" 化学工学 31巻 11号 1074ページ (1967)
- 10) 日本機械学会編; 沸騰熱伝達 17ページ(1965) 日本機械学会