



Title	ブール沸騰に関する研究（第2報）：水平上向き面の合体泡離脱頻度の測定と半経験式
Author(s)	熊田, 俊明; 坂下, 弘人; 山岸, 英明
Citation	北海道大學工學部研究報告, 144, 67-74
Issue Date	1988-12-27
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/42154
Type	bulletin (article)
File Information	144_67-74.pdf



[Instructions for use](#)

プール沸騰に関する研究(第2報)
—水平上向き面の合体泡離脱頻度の測定と半経験式—

熊田 俊明 坂下 弘人 山岸 英明

(昭和63年9月30日受理)

Studies on Pool Boiling Heat Transfer (2nd.)
—Measurement of Frequency of Coalesced Bubbles
Formed on a Horizontal Circular Surface and
Proposition of Semi-empirical Formulas—

Toshiaki KUMADA*, Hiroto SAKASHITA* and Hideaki YAMAGISHI**

(Received September 30, 1988)

Abstract

Recent papers have proposed a model that critical heat flux in saturated pool boiling is determined by the frequency of coalesced bubble formation and the thickness of a thin liquid film formed beneath a coalesced bubble.

The main purpose of this paper is to measure the frequency of bubbles formed on horizontal circular surfaces and to propose semi-empirical formulas among the frequency, the diameter of bubbles and the blowing rate of gas. Horizontal circular surfaces of two kinds were used to measure the frequency of bubbles and their diameters. Diameters of both surfaces ranged from 0.5 cm to 3 cm. Nitrogen gas is fed steadily into a sintered metal surface in water or freon-113 and passes out as bubbles through the surface. Bubble frequency was measured under atmospheric pressure by taking cine photographs of 16 mm or a conductive probe method. Two semi-empirical formulas, predicting the frequency of bubbles formed on circular horizontal surfaces, were proposed.

1. ま え が き

高熱流束域の飽和沸騰伝熱では、孤立気泡は合体して数 mm～数 cm 径の合体泡となる。この合体泡の形成時には、伝熱面上に薄い液膜が残り、この液膜からの蒸気の供給によって合体泡が生長する。液膜形成の頻度は合体泡の離脱頻度によって決まるので、限界熱流束は単位時間・面積当りに形成される薄液膜の総量と関連付けられる。原村ら¹⁾は、合体泡が離脱するまでの間に生成される液膜が、蒸発して消失する条件を限界熱流束とした。この条件は式(1)で与えられる。

$$q_{CHF} = f \cdot \delta_l \rho_l H_{fg} \quad (1)$$

このようなモデルによって限界熱流束を求めるためには、気泡離脱頻度や合体泡下に形成される

液膜厚さを正確に与える必要がある。

気泡離脱頻度や離脱気泡径に関する研究の多くは孤立気泡に関するものである。Ivey²⁾は生長しつつ離脱する気泡に作用する支配的な力の違いによって、気泡離脱の頻度と径の関係を三つに分類している。すなわち、(a)気泡に作用する力が浮力と抗力のみと近似できる流力学的領域、(b)浮力や抗力の他に表面張力が作用する遷移領域、(c)気泡の生長が支配的な熱力学的領域で、それぞれの領域に次の関係式を与えている。

$$(a) \text{流力学的領域} \quad fD_b^{1/2} = 0.90 \text{ g}^{1/2} \quad (2)$$

$$(b) \text{遷移領域} \quad fD_b^{3/4} = 0.44 \text{ g}^{1/2} (\text{m}^{1/4}) \quad (3)$$

$$(c) \text{熱力学的領域} \quad fD_b = \text{const.} \quad (4)$$

しかし、Iveyの理論式では、単気泡と合体泡および実験体系の違いを考慮していないために、結果のまとまりは必ずしもよくない。

Davidsonら³⁾は、水中の管より上向きに空気を吹き出し、形成される気泡の離脱頻度や体積を測定した。また、水のような比較的粘性の小さい液体を対象として、浮力と慣性力の釣り合いから求められる次のような理論式を提案している。

$$f = (4\pi/3)^{1/5} \{g(\rho_l - \rho_g) / 4 \cdot (\xi\rho_l + \rho_g)\}^{3/5} / G^{1/5} \quad (5)$$

$$\text{または} \quad fD_b^{1/2} = 2^{1/2} \{g(\rho_l - \rho_g) / 4 \cdot (\xi\rho_l + \rho_g)\}^{1/2} \quad (6)$$

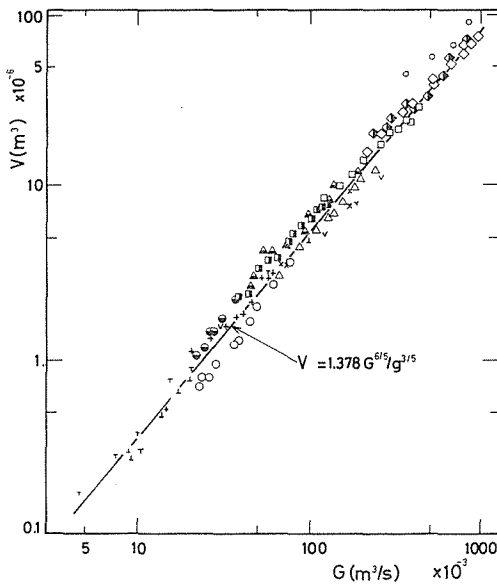


図1 気体発生率と気泡体積

ここで $\xi = 11/16$ である。図1に本測定値を丸、三角および四角印で示す。Davidsonらの理論値は実測値と±25%の範囲内で一致している。しかし、気体吹き出し率に対する気泡体積の変化の傾向は、面の直径によって異なっている。

甲藤ら⁴⁾は水平面上の一部を円形の伝熱面とする場合の限界熱流束近傍の合体泡の離脱頻度も式(5)の値によく一致するとしている。しかし、この結果は伝熱面直径が10 mm以上の核沸騰の合体泡域では、気泡離脱頻度は熱流束にほとんど依存しないとす甲藤ら⁵⁾や飯田ら⁶⁾の報告と異なる。

Cole⁷⁾は限界熱流束近傍の合体泡の離脱頻度を、幅5 mm、厚さ0.15 mmの水平加熱体について測定し、この結果が浮力と抗力の釣り合いの式で抗力係数を1とした場合の次式によく一致するとしている。

$$fD_b^{1/2} = \{4g(\rho_l - \rho_g) / 3 \cdot \rho_l\}^{1/2} \quad (7)$$

しかし、この場合も体系の違いや気体吹き出し率によって、作用する抗力に大きな差がある点を考慮していない。

本研究は、上向き水平面の一部を円形加熱面または気体吹き出し面とする場合の合体泡の離脱頻度や体積を測定する一方、気泡に作用する力を浮力と抗力と仮定して理論式を導き、実測値に

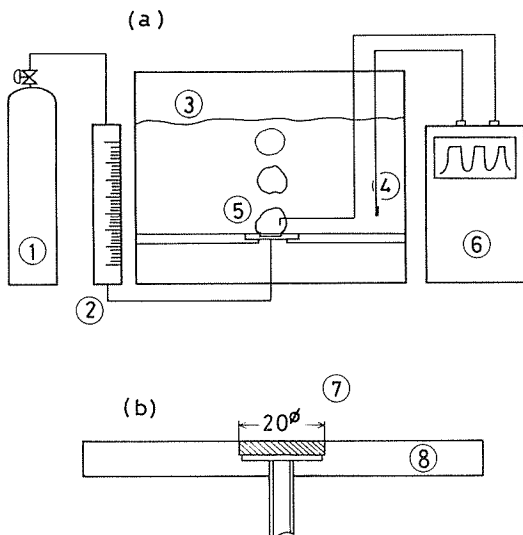
合うように未定係数を決めて半経験式を導いたものである。

2. 測定装置と測定法

上向き面に関する沸騰伝熱の研究では、円形加熱面を利用するケースが多いので、ここでは核沸騰を模擬した円形焼結金属面から窒素ガスを吹き出した場合と大気圧下の飽和核沸騰の場合について、合体泡の離脱頻度の測定を行なった。図2-a, bに焼結金属面による合体泡の離脱頻度の測定系および直径20mmの場合の気体吹き出し面の構造を示す。甲藤ら⁵⁾によれば、合体泡の体積増加率は核沸騰域では一定である。そこで窒素ガスの吹き出し率が一定となるように、ポンペから焼結金属面までのインベントリーを小さくするため、途中の銅管の内径を4mmと細くして焼結金属面背後の空隙部を狭くした。また、容器寸法や液位の影響を避けるため、焼結金属面の径に比べて周囲の水平面を十分大きくし、液位を200mm以上とした。焼結金属面の直径は、5, 10, 20, 30mmの4種類で、水とフロン-113について常温で測定した。

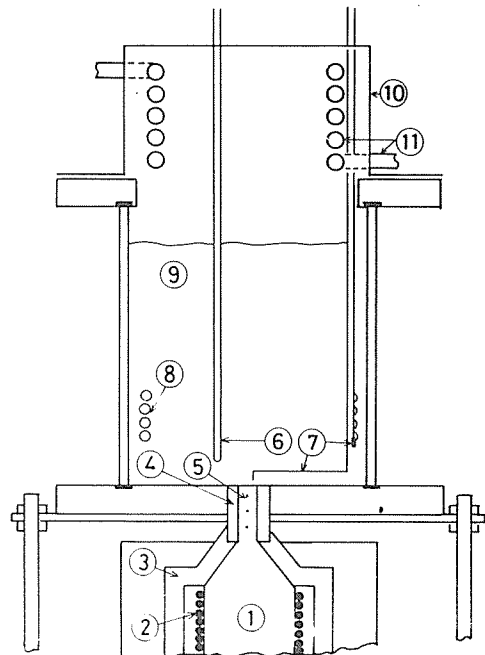
水では主として触針法により離脱頻度を測定し、フロン-113では導電性が無いので16mm撮影機によるフィルムにより1~2秒間当たりの離脱気泡個数を数えることにより離脱頻度を求めた。

沸騰実験装置の構造を図3に示す。伝熱面の熱流束は、円柱状の加熱体中に一定間隔に埋め込んだ3対の熱電対により温度勾配を測定することにより求めた。測定は伝熱面への熱供給用ヒータと容器底部の補助ヒータにより加熱し、気泡発生状



1. Nitrogen Bomb
2. Flow Meter
3. Pool
4. Conduction Probe
5. Gas Blowing Surface
6. Oscillograph
7. Sintered metal Disk
8. Silver Plated Iron Disk

図2 気泡離脱頻度の測定装置



1. Copper Block
2. Heater
3. Insulator
4. Silicon Rubber
- 5, 6. Thermocouple
7. Conduction Probe
8. Heater
9. Pool
10. Condenser
11. Cooling Pipe

図3 沸騰実験装置

態が定常となったところで容器内流れの乱れを防ぐため補助ヒータを切って行なった。伝熱面は銅製で60番のエメリー紙で研磨した面を用いた。気泡離脱頻度の測定は焼結金属面の場合と同様に行ない、蒸気発生率は伝熱面の熱流束より計算した。

3. 測定結果とその検討

測定結果を図1に示す。図中の実線は Davidson の式(5)に $fV_b = G$ の関係を代入して気泡体積と気体吹き出し率の関係を与える次式による値である。

$$V_b = (3/4\pi)^{1/5} \{4(\xi\rho_l + \rho_g)/g \cdot (\rho_l - \rho_g)\}^{3/5} G^{6/5} \tag{8}$$

通常の圧力では、 $(\xi\rho_l + \rho_g)/(\rho_l - \rho_g) = 11/16$ としてよいから、式(8)は次式のようになる。

$$V_b = 1.378G^{6/5}/g^{3/5} \tag{9}$$

本測定値は既存の測定値と同程度に式(9)による値と一致しているが、常温水で気体吹き出し率が小さい場合は気泡体積が小さく、フロン-113では気泡体積が大きくなっている。

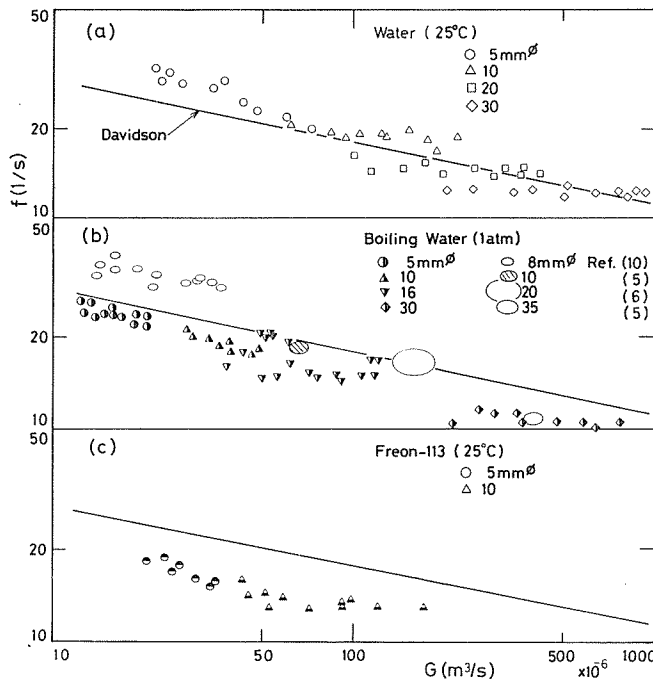


図4-a, b, c 気泡離脱頻度の測定結果

図4-a, b, cに常温水と沸騰水および常温のフロン-113の気泡離脱頻度を気体吹き出し率に対して示す。図中の実線は Davidson の式(5)による値である。図4-a, b, cについて気泡離脱頻度の特徴をまとめれば以下のようなものである。

(1)図4-a, b, cのいずれの結果も $G \geq 7 \times 10^{-5} (\text{m}^3/\text{s})$ では、 f はほぼ一定で Davidson の式(5)とは G に対する変化の傾向が異なる。

(2) $G \leq 7 \times 10^{-5} (\text{m}^3/\text{s})$ では、 G の減少により f はほぼ $G^{-2/5}$ に比例して増加する。

(3)常温水、沸騰水およびフロン-113では、同じ G の値に対して f の値が異なる。4.1節で述べるように、気泡が生長過程で抗力係数が無次元数の積 $Re_d \cdot M^{0.23}$ に依存する気泡径の領域を辿るので、 $Re_d \cdot M^{0.23}$ の値が大きいく程、 f は小さくなっている。

粘性の小さい液体に対して Walters ら⁸⁾の整理した実験値は、図1に示すように $G = 10^{-5} \sim 10^{-2} (\text{m}^3/\text{s})$ の範囲で式(9)に比較的よく一致しており、通常の圧力では液体の種類によって、 V_b と G の関係は変わらないとされている。しかし、図4-a, b, cの結果には上述の(1)~(3)のような特徴があり、面の直径、吹き出し率および液体の物性値によって、気泡離脱頻度には明らかな差がある。したがって、より正確な気泡離脱頻度と気体吹き出し率や気泡径の関係を表わすには、Davidson の式のように浮力と慣性力の釣り合いの式より解を求めるのではなく、抗力の影響を考慮した式

による解を求める必要がある。

甲藤ら⁵⁾は限界熱流束近傍での合体泡の離脱頻度は、Davidsonの式(5)によく一致するとしているが、図4-bにそれぞれの外径の伝熱面について、限界熱流束に相当する気体吹き出し率の範囲を斜線を施した領域で示す。この図から明らかなように、限界熱流束近傍の気泡離脱頻度は、限界熱流束に相当する気体吹き出し率の近傍でDavidsonの式にほぼ一致する。また、本測定結果は、およそ10 mm以上の径の伝熱面上に形成される合体泡の離脱頻度は、熱流束によってほとんど変化しないが、すでに述べたように核沸騰域について甲藤ら⁵⁾や飯田ら⁶⁾によって指摘されていたことである。

4. 半経験式の導出

4.1 気泡径による抗力係数の変化

気泡に作用する力としては、浮力、抗力、気泡生長に伴う慣性力、面上で生長する場合の気泡内圧による押し上げ力および表面張力などが考えられる。この他に連続的な気泡の生長離脱により生じる液相の流れや他の気泡の影響がある。また、吹き出し面の形状、寸法、向きおよび容器の形状や寸法なども関係する。これらの力の大きさが気泡の径や生長速度などによって変化するため、すべての効果を考慮して解析することは実質的に不可能と見てよい。ここでは図4-a, b, cの測定値の特徴を与えるように、抗力係数を求める方法によって合体泡の離脱頻度と気体吹き出し率の関係を求めた。

図5に気泡レイノルズ数に対して、精製した液体についての抗力係数の変化を示す⁹⁾。抗力係数の値は、無次元数の積 $Re_d \cdot M^{0.23}$ の値によって大きく変化し、この無次元数が大きい程、気泡の離脱頻度は小さくなる。図5に示すように $Re_d \cdot 10^2 \sim 10^3$ の範囲では、抗力係数の値に液体の種類によって大きな差がある。曲線Aは粘性が比較的小さく表面張力が大きいメチルアルコールの場合であり、曲線Cは逆に粘性が比較的大きく表面張力が小さいイソアミルアルコールの場合である。また、曲線Bは常温の水の場合であり、 Re_d の値に相当する気泡径のおよその値を図5の横軸に示している。曲線Bの水の場合について、抗力係数の特徴によって4つの領域に分けて考察する。領域Iはストークスの抗力の法則がほぼ成立する領域であり、水では常温で気泡径がおよそ1 mm以下の場合である。領域IIは領域Iと抗力係数が急増する領域IIIの間で抗力係数が小さいために、小さな気泡(1~4 mm)でも比較的速く上昇する。領域IIIは抗力係数が急増する領域で気泡径が4~8 mm、形状はかなり扁平し運動は螺旋状となって上昇する。領域IVは抗力係数が液体の種類

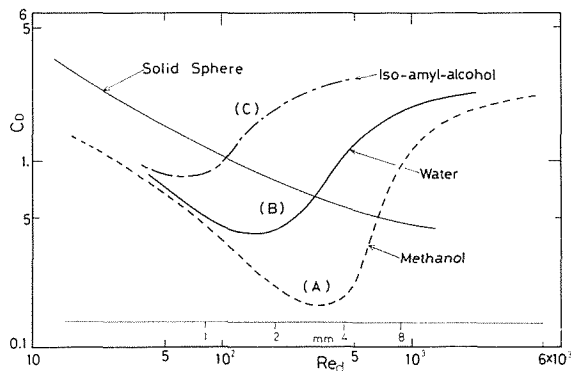


図5 気泡レイノルズ数と抗力係数

によらずほぼ一定となり、気泡はキノコ状となって直すぐ上昇する領域で気泡径は 10 mm 以上である。

以上のような気泡径による抗力係数の変化の特徴に基づいて、図 4-a, b, c の結果について考察する。気体吹き出し率 $G \leq 7 \times 10^{-5} (\text{m}^3/\text{s})$ では、気泡は生長期間のかなり時間割合を領域 II の抗力係数の小さい領域に留まることになる。G の値が小さい程領域 II での滞留時間は長くなり慣性力は小さくなるので、G が小さくなるにつれて気泡の離脱頻度は大きくなる。これに対して $G > 7 \times 10^{-5} (\text{m}^3/\text{s})$ では、気泡は発生後間もなく領域 III から IV に相当する大きさとなる。この領域 IV では G が大きくなると抗力は慣性力に比べて相対的に小さくなり、Davidson の式(5)に近い気泡離脱頻度になると期待される。また、この領域で、気泡離脱頻度が気体吹き出し面の寸法に依存するのは、気泡が吹き出し面に近い直径の円盤状の形から高さのみが変化するような生長の仕方をするることによると考えられる。

4.2 半径験式の導出

上述のように、気体の吹き出し率によって気泡に作用する相対的な大きさが変わり、気泡の離脱頻度に差が表われるため、吹き出し率によって領域に分けて式を導く必要がある。

参考のために示す Davidson の解析は以下のものである。気泡を球形として浮力と慣性力の釣り合いの式は次のように表わされる。

$$(4\pi/3)r^3(\rho_l - \rho_g)g = \xi\rho_l d(Vds/dt)/dt, \quad \xi = 11/16 \quad (10)$$

$$\text{初期条件は } t=0 \text{ のとき, } s=0, ds/dt=0 \quad (11)$$

のように与えられる。甲藤ら⁵⁾によれば、気泡の体積増加率は核沸騰域では近似的に一定と考えてよいから次式が成立する。

$$V = Gt \quad (12) \quad r = (3G/4\pi)^{1/3} t^{1/3} \quad (13)$$

ここで、t は気泡生長開始からの時間である。式(10)を初期条件である式(11)と式(12), (13)の関係を用いて解けば、式(5)を得る。

$$(1) \quad 7 \times 10^{-5} \leq G \leq 10^{-3} (\text{m}^3/\text{s})$$

この領域では気体吹き出し面の径や M の値によって気泡離脱頻度は変化するが、M を一定として吹き出し面の径を決めると気泡離脱頻度は一定である。そこで、抗力係数が気泡レイノルズ数だけでなく Dg や M に依存する形で与えて解析し、得られる結果が実験値に合うように、 Re_d , M および Dg の指数と定数を定める。無次元数 M は気泡レイノルズ数と $Re_d \cdot M^{0.23}$ の形で抗力係数に導入されるので、抗力係数を次式のように表わす⁹⁾。

$$C_D = C_0 (Re_d \cdot M^{0.23})^{m_1} (Dg/D_s)^{m_2} \quad (14)$$

気泡の運動方程式は浮力と抗力の釣り合いにより次式のように与えられる

$$(4\pi/3)r^3(\rho_l - \rho_g)g = (C_0/2)\rho_l (Re_d \cdot M^{0.23})^{m_1} (Dg/D_s)^{m_2} (ds/dt) \cdot \pi r^2 \quad (15)$$

式(15)を前述の初期条件により解いて、気泡離脱の条件である $s = D_b/2$ を代入すれば次式を得る。

$$f = \left\{ \frac{3(m_1+2)}{3m_1+7} \right\}^{\frac{3(m_1+2)}{m_1+5}} \left\{ \frac{2^{m_1+5}}{3C_0} \left(\frac{\nu_l}{M^{0.23}} \right)^{m_1} \frac{(\rho_l - \rho_g)g}{\rho_l} \left(\frac{D_s}{D_g} \right)^{m_2} \right\}^{\frac{3}{m_1+5}} \left(\frac{4\pi}{3G} \right)^{\frac{2m_1+1}{m_1+5}} \quad (16)$$

この領域では気泡離脱頻度は G に依存しないから、G の指数を 0 とおき、実験に合うように $D_s/$

D_g の指数と C_0 を決め、次の $G \leq 7 \times 10^{-5} (\text{m}^3/\text{s})$ の結果を参照すると次式を得る。

$$f = 2.18 \left\{ \frac{(\rho_l - \rho_g)g}{\rho_l} \right\}^{8/15} \left(\frac{\nu_l}{M^{0.23}} \right)^{1/3} \left(\frac{D_s}{D_g} \right)^{3/8} \left(\frac{1}{G_0} \right)^{3/5} \quad (17)$$

ここで基準となる気体吹き出し面の直径を $D_s = 0.01 \text{m}$ とした。 $(1/G_0)^{3/5}$ は次元を合わせるための項で、 $G_0 = 1 \times 10^{-4} \text{m}^3/\text{s}$ とする。

(2) $G \leq 7 \times 10^{-5} (\text{m}^3/\text{s})$

この領域では、実験データより $f \propto G^{-2/5}$ であり D_s/D_g に依存しない。また、 $(\nu_l/M^{0.23})$ の指数は $1/3$ となる。 f は D_s/D_g に依存しないから、最終的な結果は次式のようになる。

$$f = 1.80 \left\{ \frac{(\rho_l - \rho_g)g}{\rho_l} \right\}^{8/15} \left(\frac{\nu_l}{M^{0.23}} \right)^{1/3} G^{-2/5} \quad (18)$$

また、 f と D_b の関係で表わすと

$$f D_b^{6/7} = 1.83 \left\{ \frac{(\rho_l - \rho_g)g}{\rho_l} \right\}^{8/21} \left(\frac{\nu_l}{M^{0.23}} \right)^{5/21} \quad (19)$$

となる。図6は式(17), (18)により図4-a, b, cのデータを整理したものである。液体の種類や温度の違いによる物性値の違いに関係なく、比較的实验データがよくまとまっている。

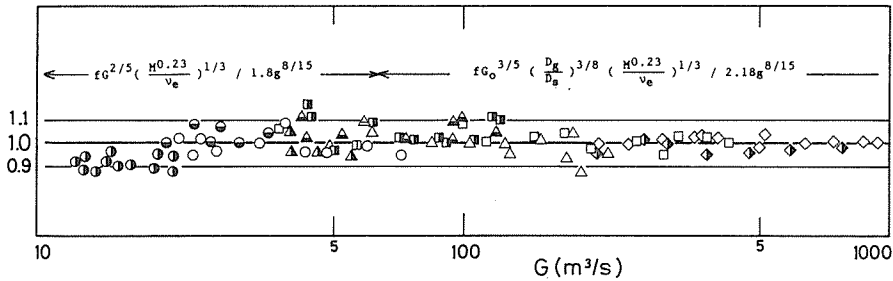


図6 半経験式によるデータの整理

5. ま と め

水平面の一部を直径 5~30 mm の加熱面または気体吹き出し面として、合体泡の離脱頻度を測定した。気泡の発生から離脱までの過程で作用する各種の力を浮力と抗力で近似することにより、気泡離脱頻度に関する理論式を導き、式に含まれる未知の定数を測定値に合うように決めることで半実験式を導いた。以下、本研究による成果をまとめれば次のようである。

- (1) 合体泡に関する既存の Davidson の理論式や Cole の半経験式では、体系や液体の物性値の違いを考慮していないため、水平上向き面上に形成される合体泡の離脱頻度を精度よく求めることはできない。
- (2) 本実験範囲である $G < 10^{-3} (\text{m}^3/\text{s})$ では、抗力係数が気泡径によって大きく変化するため、気泡離脱頻度とその影響が表われる。
- (3) $7 \times 10^{-5} \leq G \leq 10^{-3} (\text{m}^3/\text{s})$ では、合体泡の離脱頻度は気体吹き出し率に依らない。吹き出し面

直径について $f \propto (D_s/D_g)^{3/8}$ の関係にある。

(4) 気体吹き出し面の直径が 10 mm 以下で、 $G < 7 \times 10^{-5} (\text{m}^3/\text{s})$ では気泡離脱頻度は吹き出し面の径に依存しない。気泡離脱頻度は $f \propto G^{-2/3} \propto D_g^{-1}$ の関係にある。

最後に本研究の遂行にあたり原子力安全工学講座の石黒亮二教授には、研究全般にわたってご助言をいただいた。野坂渉君、高儀光治君、松永哲哉君には卒業研究の一部として実験データの整理に協力をいただいた。付記して謝意を表す。また、研究の一部には文部省科学研究費（一般C）の援助を受けたことを付記します。

記号

C_D : 抗力係数	(-)	H_{fg} : 蒸発の潜熱	(J/kg)
C_o : 抗力係数中の定数	(-)	q_{CHF} : 限界熱流束	(W/m ²)
D_b : 離脱時の気泡径	(m)	r : 気泡半径	(m)
D_g : 気体吹き出し面直径	(m)	s : 気泡中心と吹き出し面間の距離	(m)
D_s : 基準吹き出し面直径(0.01m)	(m)	t : 時間	(s)
f : 気泡離脱頻度	(1/s)	V : 気泡体積	(m ³)
G : (= $G_o \pi D_g^2 / 4$) 気体吹き出し率	(m ³ /s)	V_d : 離脱時気泡体積	(m ³)
G_o : 単位面積当りの気体吹き出し率	(m ³ /s・m ²)	u : 気泡上昇速度	(m/s)
g : 重力の加速度	(m/s ²)	S_i : マクロ液膜厚さ	(m)
σ : 表面張力	(N/m)	ν_l : 液体の動粘係数	(m ² /s)
μ_l : 液体の粘性係数	(Pa・s)	無次元数	
ρ_g : 気体密度	(kg/m ³)	M : $g\mu_l^4 / \rho_l \cdot \sigma^3$	(-)
ρ_l : 液体密度	(kg/m ³)		

参考文献

- 1) 原村嘉彦, 甲藤好郎: 日本機械学会論文集 (B編), 49 巻 445 号 (昭 58-9), p. 1919.
- 2) Ivey, H. J.: Int. J. Heat Mass Transfer, 10 (1967), p. 1023.
- 3) Davidson, J. F.: Mech. A. M. I., and Schüler, B. O. G., Trans. Instn. Chem. Engrs., 38 (1960), p. 335.
- 4) 甲藤好郎: 第 7 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1970), p. 65.
- 5) 甲藤好郎, 横谷定雄: 日本機械学会論文集 (第 2 部), 41 巻 341 号 (昭 50-1), p. 294.
- 6) 飯田嘉宏, 小林清志: 同上, 36 巻 283 号 (昭 45-3), p. 446.
- 7) Cole, R.: A. I. Ch. E. Journal, 6 (1970), p. 533.
- 8) Walters, J. K., and Davidson, J. F.: J. Fluid Mech., 17 (1967), p. 21.
- 9) 前田四郎: 化学工学, 第 31 巻 5 号 (1967), p. 438.
- 10) 本田博司, 西川兼康: 日本機械学会論文集 (第 2 部), 38 巻 305 号 (昭 47-1), p. 177.