サブクール液中に離脱した合体蒸気泡の消滅*

稲田 茂昭**, 宮阪 芳喜**, 泉 亮太郎***

Disappearance of a Detached Vapor Mass in Subcooled Water

by Shigeaki INADA, Yoshiki MIYASAKA, and Ryotaro IZUMI

Experiments on pool transition boiling of water under atmospheric pressure on a heated surface 10 mm in diameter were conducted for subcooling 15-50 K. The mass flux of condensation of a detached coalescent vapor bubble was experimentally estimated by a mathematical model based on the mass transfer mechanism of condensation. As a result, it is clarified that the mass flux of condensation of the detached bubble was influenced by the initial growing velocity of a vapor bubble immediately following the detached bubble. The disappearance velocity of the detached bubble defined as a ratio of the bubble diameter at the departure to the time required until the disappearance, is in the range 0.2 to 2.0 m/sec. The disappearance velocity is proportional to the initial growing velocity of the bubble, to the square of the heat flux of the heated surface and to the cube of the wall superheat, separately.

Key Words: Phase Change, Disappearance of Bubble, Detached Vapor Mass, Subcooled Pool Boiling, Transition Boiling

1. 緒 言

サブクールプール沸騰の高熱流束域から安定膜沸騰域へ走るまでの遷移沸騰域において、発生した蒸気泡は互いに干渉し合体泡となってやがて伝熱面から離脱する⁽¹⁾。一般にサブクール液中での蒸気泡の消滅問題は上記のように気泡が伝熱面から離脱した場合と気泡が伝熱面から離れないで生長しつつ消滅する場合とに分けられる。後者の場合に関しては、Zwick-Plesset⁽²⁾, Forster⁽³⁾および秋山⁽⁴⁾などの理論や Gunther-Kreith⁽⁵⁾, Ellion⁽⁶⁾および Harrach⁽⁷⁾の実験など多数の報告がある。これらは高サブクール度の場合、Rayleigh⁽⁸⁾の消滅理論の解とよく一致しており非常に速い消滅速度を示す。

しかし前者の場合は、低サブクール度での秋山ら⁽⁹⁾の実験結果からもわかるように、消滅速度は後者と比較すると非常に遅くなる。このことは、気泡が伝熱面から離れないで生長しつつ凝縮する後者の場合について見積もった気泡表面からサブクール液中への凝縮質量流束の値⁽¹⁰⁾と本報において求めた離脱気泡のそれ

とを比較しても明らかである。

プール沸騰の場合、離脱した気泡の消滅速度は、その気泡自身の離脱速度や後続する気泡の生長速度などの離脱気泡をとりまく流れ場に支配される傾向を強く示すが、これらの速度に影響を及ぼす要因として熱的要素が考えられる。したがって原子炉の圧力抑制型格納器やスチームアキュムレータなどに見られる蒸気の消滅の場合は、その吹込む速度が消滅速度に大きく影響を与えるものと考えられる。

また合体蒸気泡が瞬時に凝縮し多数の微小蒸気泡となって射出する微細化沸騰が起こると熱伝達特性は非常に良好になるという実験結果⁽¹¹⁾から察すると、熱伝達を向上させるには離脱気泡をすみやかに消滅させることが必要である。

そこで本報では、大気圧下において、15~50 Kの範囲のサブクール水中に離脱した直径5~10 mmの比較的大きな蒸気泡の体積と表面積の時間変化を測定し凝縮質量流束を見積もり、その凝縮能力に及ぼす気泡生長速度、伝熱面表面熱流束および壁面過熱度の影響や消滅速度とそれらとの関係を調べてみた。その結果、大づかみではあるがそれらの間に、あるまとまりを見つけることができたので報告する。

* 昭和61年3月14日 東海支部第35期総会講演会において講演、原稿受付 昭和60年9月25日。

** 正員、群馬大学工学部 (〒376 桐生市天神町1-5-1)。

*** 名古屋大学工学部 (〒464 名古屋市千種区不老町)。

記 号

- D : 消滅過程における気泡等価直径 m
 D_0 : 離脱時の気泡等価直径 m
 H : 伝熱面上で生長する気泡先端高さ m
 $\dot{m}_{cd}$: 離脱気泡の凝縮質量流束 $\text{kg/m}^2\text{s}$
 q : 実測した伝熱面表面熱流束 W/m^2
 q_n : サブクール核沸騰熱流束 W/m^2
 S_{cd} : 離脱気泡の表面積 m^2
 ΔT_{sat} : 壁面過熱度 K
 ΔT_{sub} : サブクール度 K
 V_d : 離脱気泡の体積 m^3
 v_i : 気泡の初期生長速度 $= (dH/d\tau)_{\tau=0}$ m/s
 v_{if} : 後続する気泡の初期生長速度 m/s
 τ : 時間 s
 τ_m : 気泡離脱周期 s
 τ_s : 離脱してから消滅するまでの時間 s
 $\Delta\tau$: 微小時間間隔 s
 ρ_v : 飽和蒸気の密度 kg/m^3
 添 字
 - : 時間平均値

2. 実験装置および方法

実験装置は前報⁽¹¹⁾と同様であるので、その概略を記す。伝熱部は円すい形の銅ブロックからできており、その先端には直径 10 mm、長さ 7 mm の円柱部が設けてある。この円柱部は水平上向きに設置され、その先端にはさらに厚さが 50 μm の白金はくが拡散溶接されている。伝熱部の加熱方法はモリブデンの薄板を発熱体として銅ブロックの底面を加熱する放射加熱である。伝熱面表面温度および熱流束は、円柱部の軸方向にスポット溶接した熱電対の温度記録から、外挿法および温度こう配より算出している。伝熱面表面局所の熱流束の違いを調べるため、伝熱面の中心部 A と中間部 B (円柱部側面から 2 mm の深さ) の 2 箇所を熱流束を算出している。

使用液は十分に脱気した蒸留水であり、所定のサブクール度に保持している。円柱部先端の直径 10 mm の白金伝熱面は実験開始前に 5/0~6/0 のエメリー紙で研摩され、初期あらさが一定になるようにした。

1 run に要した時間は約 8 時間であり、各サブクール度で 5~6 run の繰返し実験を行った。

沸騰現象の観察には 16 mm 高速度カメラを使用し、その撮影された気泡は実寸法の約 4 倍に拡大され、方眼紙にひとこまずつ写しとられ、区分求積法⁽¹⁰⁾でその体積と表面積の時間変化が算出された。

3. 結果および考察

3.1 沸騰曲線とその領域の分類 図 1 にサブクール度 15 K, 30 K, 50 K および 85 K の場合の伝熱面の中間部 B で得たデータをそれぞれ□印, △印, ○印および◇印で示し実線で結んだ。■印, ▲印, ●印および◆印は各サブクール度での伝熱面の中心部 A で得られたデータであり、破線で結ばれている。各サブクール度での沸騰曲線全体を I, II, III および IV の記号で代表させている。曲線 I, II および III 中の過熱度の増加する順に印した番号 (1, 2, 3, ...) の位置が以後の考察の対象となる測定点である。

図 1 中の一点鎖線は、サブクール度 0~85 K の核沸騰データを総括して求めた核沸騰曲線である。図 1 中に示した太い破線は境界線であり、この線を境にして左下の領域、右上の領域およびこの線上の領域では沸騰の形態が異なり、かつその形態は過熱度の変化とともに変移するため、本報ではこの破線を変移境界線と呼ぶことにする。

過熱度の増大につれ、核沸騰曲線から右側へ離れ始め、変移境界線に到達するまでの領域では、気泡の形状は合体しつつ生長し、離脱するまでには伝熱面全面をおおう一つの大きな合体泡となる。さらに過熱度の増大につれ変移境界線に達すると、伝熱面上での気泡の形状は局所的な薄い蒸気膜と共存する分断された合体泡となる。特にサブクール度 30 K の場合、新鮮面 (1 run) では過熱度の増大につれ熱流束は減少し、沸騰曲線は変移境界線とほぼ一致して現れる。このときの沸騰現象は伝熱面全体が薄い蒸気膜でおおわれる様相である。変移境界線の右上の領域はバーンアウト点以上に熱流束を増大させることが可能 (加熱面への供給電気入力を増せば熱流束も増大する) であり、このとき

図 1 サブクールプール沸騰曲線

の沸騰現象は伝熱面上の気泡が瞬時に微細化する様相である。この微細化領域の沸騰曲線の傾きはサブクール度 30 K のときが最も大きく、サブクール度が増すにつれて緩やかとなる。

3・2 気泡の初期生長速度 3・4 節で詳述されるが、離脱気泡の消滅速度はその気泡のすぐ後に続く気泡の初期生長速度に影響されるので、この節で気泡の生長速度について考察する。

図 2、図 3 および図 4 はサブクール度 15 K、30 K および 50 K の場合について高速度カメラの撮影結果に基づいて得た伝熱面で生長する気泡の伝熱面からその気泡先端までの高さ H の時間変化である。撮影フィルムから気泡の生長過程を観察すると、一つの気泡が離脱した時点ですでに次の気泡が伝熱面上で生長を開始しているため、ある気泡初期高さが存在する。

サブクール度が 15 K の場合、 H の増加の割合は生長から離脱に至るまでほぼ一定であるが、サブクール度が 30 K の場合では、離脱周期の 2/3 の時点で H は一定になる傾向を示し、サブクール度 50 K の場合では、その時点で H の減少が見られる。

気泡の初期生長速度を $v_i = (dH/d\tau)_{\tau=0}$ と定義して図 2、図 3 および図 4 から v_i と離脱周期 τ_m を求め、両者の関係を示すと図 5 となる。

図 5 は v_i で生長開始した気泡は τ_m を要して離脱

図 2 気泡高さの時間変化

図 3 気泡高さの時間変化

することを意味しており、本実験範囲のデータがほぼ 1 本の曲線でまとめられる。 v_i の増大につれて τ_m が短くなる理由として、はじめ気泡生長時に勢いよく加速された気泡周囲の流体は（このとき流体のもつ慣性力は気泡を下向きに押さえつける力として働く）、気泡生長速度が衰え、減少すると、この押しつけていた慣性力が逆に気泡を伝熱面から引き離す上向きの力に転換するため⁽¹²⁾気泡の離脱が促進され、 τ_m が短くなるものと考えられる。

図 4 に示したサブクール度 50 K の場合は、過熱度が増加すると v_i の値は大きくなっており、またこのサブクール度では過熱度とともに熱流束も増加している。そこで v_i に影響を与えられとされる熱的要因を調べるため v_i を伝熱面表面熱流束に対して図示してみた。図 6 がそれであり、本実験のサブクール度の範囲のデータが概略、直線関係にあることが認められる。この関係は式(1)で示されるが、この式が適用できるサブクール度の範囲は 15 K~50 K に限定されるものである。本田ら⁽¹³⁾の飽和温度の場合のデータを図 6 に示したが（本田らの論文の図 7 において、縦軸の

図 4 気泡高さの時間変化

図 5 初期生長速度と離脱周期の関係

離脱速度を v_i として得る), このことから飽和温度に近い低サブクール度では, v_i は 0.2~0.3 m/s 程度でほぼ一定であると考えられる。

$$v_i = 3.46 \times 10^{-14} q^{2.0} \dots\dots\dots (1)$$

ここで v_i は m/s, q は W/m^2 の単位である。

3・3 離脱気泡の体積と表面積の時間変化 3・4 節において詳述されるが, 離脱気泡の凝縮質量流束を算出するためには離脱気泡の体積と表面積の時間変化が必要となる。

サブクール度 15 K の場合, 離脱時の気泡の形状は球形に近い形となるが, 離脱後は体積振動を伴いつつ気泡の後端が平坦な割球状に似た形を示す。しかしサブクール度が増すと, 気泡離脱時においてすでに割球状を示すようになるが体積振動はサブクール度 15 K ほど顕著には現れない。いずれのサブクール度においても収縮している際の形状は, ある程度の時間までは相似形であるが, この形のまま消滅するのはまれであり, 途中で分裂を起こし, そして直径が 0.1~0.3 mm の微小気泡となってやがて消滅する場合がほとんどである。そこで分裂後の体積および表面積の測定は正確さを欠くため除外するが, 分裂が発生するまでの間の離脱気泡の体積および表面積を精度よく測定するため, 撮影されたひとこまひとこまの離脱気泡を微小高さに区分けし, 各部分を円すい台とみなして求めた体積と表面積を求積する方法を採用した。

図 7 は離脱気泡の体積と表面積の時間変化の一例であり, サブクール度 15 K の場合を示した。このサブクール度では, 離脱気泡直径が大きく, 消滅速度が遅いため後続する気泡が先行の気泡内へ突き進み, 合体する場合がほとんどで, 消滅しきるまでに撮影フィルムにとらえることができたのはパーンアウト点以下の領域のみであった。気泡は振動しつつ減少しており,

表面積の時間変化はそれを顕著に表している。

3・4 離脱気泡の凝縮質量流束と消滅時間 サブクール液中へ離脱した蒸気泡は, その気泡表面から凝縮した質量分だけ体積が減少するものと考えられるので気泡の表面積を S_{cd} とし $\Delta \tau$ 時間後の体積の減少量を ΔV_d とすると, 凝縮質量流束の瞬間値 $\dot{m}_{cd}$ は式 (2) で表示できる。

$$\dot{m}_{cd} = -\rho_v \left(\frac{dV_d}{d\tau} \right) / S_{cd} \dots\dots\dots (2)$$

3・3 節で求めた体積と表面積の時間変化に基づき $\dot{m}_{cd}$ を算出すると, サブクール度 15 K と 30 K の場合は離脱後の経過時間に関してほぼ一定な値を示すが, サブクール度 50 K の場合は経過時間とともに $\dot{m}_{cd}$ は増加する傾向にある。そこで本報では $\dot{m}_{cd}$ を時間平均値として見積もり, それについて考察を行う。

一般に体積振動を伴う気泡は $\dot{m}_{cd}$ は小さく, またそのような気泡のすぐ後に続いて発生する気泡の初期生長速度 v_{if} の値は小さい。しかし逆にこの v_{if} が大きいと $\dot{m}_{cd}$ は大きく現れる。図 8 はこれらの関係を示したもので, 実験範囲のすべてのサブクール度に対して $\dot{m}_{cd}$ は $\rho_v v_{if}$ に対して図示されている。横軸の $\rho_v v_{if}$ は概略, 伝熱面からの蒸発による潜熱輸送量に相当するものであり, 縦軸は離脱気泡表面からの凝縮による潜熱量である。両者の関係は式 (3) に示されるように, ほぼ比例関係にある。このことから熱的つりあいを考えると, 凝縮による潜熱量と同程度の顕熱が離脱気泡の表面からサブクール液へ放出されているようである。

$$\dot{m}_{cd} = 0.564 \rho_v v_{if} \dots\dots\dots (3)$$

離脱気泡の形状を球状と仮定し, その直径を D とすれば $\dot{m}_{cd}$ は式 (2) の定義により,

$$\dot{m}_{cd} = -(\rho_v/2)(dD/d\tau) \dots\dots\dots (4)$$

図 6 初期生長速度と熱流束の関係

図 7 離脱気泡の体積と表面積の時間変化

図 8 凝縮質量流束の時間平均値と気泡初期生長速度の関係

図 9 気泡消滅速度と熱流束の関係

ここで気泡の消滅時間 τ_s を求めるため、式(4)を τ に関して零から τ_s まで、 D は離脱時の気泡直径 D_0 から零まで積分すると、

$$\tau_s = \rho_v D_0 / (2 \bar{m}_{cd}) \quad (5)$$

消滅する際の気泡の形状は球状でないため、それを考慮して式(5)の D_0 の代わりに気泡の形状を、高さに等しい直径を有する円柱状とみなしその直径を使用すればそれは $0.87 D_0$ となるので、

$$\tau_s = 0.87 \rho_v D_0 / (2 \bar{m}_{cd}) \quad (6)$$

ここで D_0 / τ_s を離脱気泡の消滅速度と定義すれば、式(3)と式(6)より、

$$D_0 / \tau_s = 1.30 v_{if} \quad (7)$$

さらに式(1)の v_i と式(7)の v_{if} が等しいと仮定すれば、

$$D_0 / \tau_s = 4.50 \times 10^{-14} q^{2.0} \quad (8)$$

ここで D_0 は m, τ_s は s, q は W/m^2 の単位である。

図 9 は実測値 D_0 / τ_s と q との関係を図示したものである。ここで τ_s として実測した値は、気泡離脱時から 0.1 mm 以下の小気泡となるまでに要した時間である。本実験のサブクール度の範囲のデータがほぼ直線関係で図示されている。図 9 中の実線は式(8)を示したものであり、図示された実測値とよく一致している。

また実測値 D_0 / τ_s を壁面過熱度に対して図示すると図 10 のようになり、これらの関係も直線関係にあり、それは式(9)で表示される。

$$D_0 / \tau_s = 1.20 \times 10^{-5} \Delta T_{sat}^{3.0} \quad (9)$$

ここで D_0 は m, τ_s は s, ΔT_{sat} は K の単位である。

本実験で得られた消滅速度は 0.2 m/s ~ 2 m/s 程度の範囲であるが、Rayleigh の消滅理論の解⁽⁸⁾から得た D_0 / τ_s は 22.4 m/s となり、非常に大きい値である。

図 10 気泡消滅速度と壁面過熱度の関係

4. 結 論

サブクールプール沸騰の遷移領域において、伝熱面から離脱した合体蒸気泡の消滅に関して、それに及ぼす影響を実験的に調べた結果、次の結論を得た。

(1) サブクールプール沸騰曲線上において、伝熱面全体をおおう一つの合体蒸気泡の離脱する領域が明らかになった。

(2) 伝熱面上における気泡の初期生長速度は、伝熱面表面熱流束の増加とともに増大し、それは離脱気泡の凝縮質量流束を増大させる。

(3) 消滅時間に対する離脱時の気泡直径との比で表示した離脱気泡の消滅速度はサブクール度 15 ~ 50 K の範囲において、0.2 ~ 2 m/s 程度であり、それは気泡の初期生長速度、伝熱面表面熱流束および壁面過熱度に対してそれぞれ別個に、1 乗、2 乗および 3 乗に比例する。

文 献

- (1) 稲田・ほか2名, 機論, 47-422, B (昭56), 2030.
 - (2) Zwick, S. A. and Plesset, M. S., *J. Math. Phys.*, 33-4 (1955), 308.
 - (3) Forster, K. E., *Phys. Fluids*, 4-4 (1961), 448.
 - (4) 秋山, 機論, 31-223 (昭40), 458.
 - (5) Gunther, F. C. and Kreith, F., *Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.*, (1949), 113.
 - (6) Ellion, M. E., *JPL Memo 20-88, CIT, Pas. Calif.*, (1954).
 - (7) Harrach, W. G., *Ph. D. Thesis, Lehigh Univ.*, (1960).
 - (8) Rayleigh, L., *Phil. Mag.*, 34-200, (1917), 94.
 - (9) 秋山・瀬川, 機講論, No.68 (昭37-4), 65.
 - (10) 稲田・ほか3名, 機論, 47-423, B (昭56), 2199.
 - (11) 稲田・ほか3名, 機論, 47-417, B (昭56), 852.
 - (12) 一色・玉木, 機誌, 65-525 (昭37), 1393.
 - (13) 本田・西川, 機論, 38-305 (昭47), 177.
-