高熱流束飽和沸騰で伝熱面上に形成される液膜の厚さの測定*

(第1報, 液膜厚さの測定法とプール沸騰での測定結果)

原 村 嘉 彦^{*1}

Measurement of Thickness of Liquid Film Formed on a Heated Surface in High Heat Flux Saturation Boiling (1st Report, A Method to Measure the Thickness of the Liquid Film and the Results in Pool Boiling)

Yoshihiko HARAMURA

A new technique is developed to measure the thickness of liquid film formed under a coalesced bubble in high heat flux nucleate boiling which is considered to play a major role in the restriction of heat transfer. Thickness of the film is determined by conservation of the heat. The liquid film is formed at the moment a coalesced bubble covers the whole of the surface, which is determined through high-speed photographic observation. The initial thickness of the film can be estimated when it dries before the bubble departs, assuming that it is dissipated only by vaporization and there is no liquid inflow. The heat transfer surface is 3.7mm×4mm and made of nickel foil, 5 μm thick, heated electrically to keep its temperature constant. It is surrounded by a copper block-heated surface to avoid liquid inflow. The thickness measured for saturated water at atmospheric pressure is about 15-20 μm, which must be made reliable by accumulating a large amount of data.

Key Words: Phase Change, Nucleate Boiling, Critical Heat Flux, Liquid Film, Interference Region, Critical Liquid Film Thickness

1. 結 言

沸騰限界熱流束の特性については数多くの研究がなされ、実験された単純な系では、限界熱流束値をかなり良い精度で予測することが可能になっている⁽¹⁾⁽²⁾。しかし、これらの成果をより複雑な系や、重力が影響する流動系のような中間的な系に応用するには、機構を明らかにしておく必要がある。

主要な機構モデルには、次のものがある。

(1) プール沸騰に対し Zuber⁽³⁾が提案し、Lienhard-Dhir⁽⁴⁾が拡張した、流体力学的不安定モデル

(2) 流動沸騰(円柱まわりの流れや円板上の噴流のような外部流)に対して Lienhard-Eichhorn⁽⁵⁾⁽⁶⁾が提案した力学エネルギー安定判別モデル

(3) プール、流動沸騰(外部流形式)の双方に対して著者ら⁽⁷⁾⁽⁸⁾が提案した流体力学的不安定によって生じた液膜のドライアウトモデル

このうち(1), (2)は、流体の物性値等流体側の条件だけで限界熱流束が決まり、実際には影響を及ぼす伝

熱面の熱容量、粗さ、ぬれ性を考慮する余地がないのに対し、(3)では、結果としては同様の無次元量で表されているものの、その可能性を有する。しかしながら、(3)のモデルの根幹となる、合体気泡底部に形成される液膜の厚さに関する測定は、Gaertner⁽⁹⁾が行った側方からの写真観察、飯田ら⁽¹⁰⁾が行った探針によるボイド率分布の測定から求める方法が試みられた程度である。しかし、(3)のモデルによる液膜厚さ δ_c は

$$\frac{\delta_c(q/H_{fg})^2}{\sigma\rho_v} = 0.00536 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.4} \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \dots \dots (1)$$

で与えられ、大気圧下の水の限界熱流束付近の場合 20 μm 程度である。したがって、これらの方法では十分な精度で測定することはできない。

そこで本研究では2章に示す考えに基づいて、液膜厚さ(正確には合体気泡形成初期の液膜厚さ)の新しい測定方法を提案し、その可否について議論する。

記 号

H_{fg} : 蒸発潜熱

q : 熱流束

t : 時間

δ_c, δ_i : 液膜厚さ

ρ_l, ρ_v : 液ならびに蒸気の密度

* 平成元年3月10日 東海支部第38期総会講演会において講演、原稿受付 昭和63年8月31日。

^{*1} 正員、神奈川大学工学部 (〒211 横浜市神奈川区六角橋3-27-1)。

σ : 表面張力

2. 初期液膜厚さの測定原理

プール沸騰でかなり高い熱流束が加えられている場合、蒸気は、合体気泡を作って周期的に成長・離脱を繰り返すことが知られている⁽⁹⁾。合体気泡が離脱を始めると、伝熱面上に小さな気泡が観察されるようになる。この小気泡は短時間で合体し始めるが、伝熱面全体を覆うようになるには、もう少し時間がかかる。この状態では、気泡同志が密集してはいるものの、気泡のすきまから伝熱面へ液が供給されるであろう。しかし、いったん気泡が合体して伝熱面を覆うと、伝熱面に対する液の供給は周辺からしか生じなくなる。ただしこのとき、伝熱面上には液が膜状に取り残されていて、しばらくの間は伝熱面は十分に冷却される。しかし、核沸騰であっても限界熱流束点付近では、甲藤・横谷⁽¹²⁾が示しているように、合体気泡の離脱間際に液膜が乾燥する場合が生じるようになる。液膜が周辺から液体の供給を受けずに蒸発によって減少していくとすれば、伝熱面が合体気泡に覆われてから液膜が乾燥するまで(その時間を τ とする)に伝えられる熱量は、液膜が初め持っていた蒸発潜熱に等しいので、熱流束を q として、

$$\int_0^{\tau} q dt = \rho_l H_{fg} \delta_i \quad \dots\dots\dots (2)$$

から液膜の初期厚さを δ_i を求めることができる。ここに ρ_l は液体密度、 H_{fg} は蒸発潜熱である。本来、液膜内には合体気泡へ蒸気を供給する蒸气流路(蒸気茎)が存在するが、ここでは簡単のため無視した。

限界熱流束点付近で熱流束が時間とともに変化するようすを測定すると、液膜の乾燥によって熱流束が急激に減少するのが観察できる⁽¹³⁾。すなわち図1のよう

図1 気泡の挙動と熱流束変動の模式図

に、気泡離脱時に液膜が残っていれば熱流束の低下はないが、滞留中に乾燥すると熱流束は急激に減少する。したがって、合体気泡が伝熱面全体を覆うようになる時刻を高速撮影から決定し、熱流束の急激な減少から液膜が乾燥する時刻を決定すると、式(2)左辺の積分が図1の斜線部として得られ、液膜の初期厚さが決定できる。ただし、時刻決定の誤差を小さく抑えるためには、合体気泡がただ一つ形成されるような伝熱面寸法を選ぶ必要がある。

3. 実験装置

大気圧の水で実験を行うが、この場合、合体気泡は30~50 msの周期で成長・離脱を繰り返す。したがって、かなり高速な熱流束変動を測定しなければならない。十分厚い銅ブロック伝熱面を使用して温度変化から熱流束を計算しようとする場合、熱流束の振幅が1 MW/m²となるのは、周波数100 Hzでは、表面温度の振幅が1 Kのときであり、また浸透深さは1 mm強である。したがって、熱電対などで温度を測定し、それから熱流束を計算するのは誤差が大きい。したがって、通電加熱が必要である。しかし、一定電流で加熱し、電気抵抗から求めた温度を使って熱流束を計算する方法をとると、熱伝導性の良い材料では温度振幅が小さいため誤差が大きく、熱伝導性の悪い材料もしくは非常に薄い発熱体を使用すると、伝熱面温度の変動が大きくて沸騰状況に影響を与える心配がある。そこで本研究では、電気的な制御で伝熱面の電気抵抗すなわち温度を一定に保つ電源装置を用いて、通電加熱することとした。

この定温伝熱面(はく伝熱面)は、図2に示すように、

図2 伝熱面

幅 3.7 mm, 長さ 4 mm, 厚さ 5 μm のニッケルはくを幅 4 mm のセラミック上に接着したものである。はくは, 4/0 番エメリー紙で軽く研磨(傷が付く程度で質量の変化は認められない)した後, 切断・接着を行っている。また, 電極(周辺伝熱面)との間には鉛の薄板を入れて締め付けてあり, 接触抵抗は極めて小さい。伝熱面温度は, はくの電気抵抗から, あらかじめ検定された特性を使って決定する。熱流束は, 通電電流 I を基準抵抗(10 m Ω)における電圧降下としてマルチメータを使ってサンプリングし, はくの電気抵抗を R , 幅を b , 長さを l として,

$$q = (I^2 R) / (bl) \dots\dots\dots (3)$$

から求める。伝熱面温度の変動は, ± 1 K 程度に抑えられており, 熱の蓄積による誤差は 10% 以下である。また, サンプリング周期 1 ms とし, 約 1 s 間サンプリングした。なお, サンプリングによる誤差を減らすため, 遮断周波数 $f_c = 100$ Hz の一次 RC ローパスフィルタを挿入している。

前説の考えに基づいて初期液膜厚さを測定するに

図 3 実験装置全体図

は, 周辺からの液の供給を十分小さくしなければならぬので, はく伝熱面を銅ブロック加熱面(周辺伝熱面)で取り囲んでいる。寸法は, 合体気泡がただ一つ発生する直径 12 mm (はく伝熱面の電極も兼ねている)で, 二つ割りにしたものを合せて使用している)である。カートリッジヒータで加熱され, 深さ方向に 3 本ずつ埋め込まれた外径 0.5 mm の絶縁形クロメルコンスタンタンシース熱電対によって, 表面温度と熱流束を決定する。熱伝導率は 380 W/(m $\cdot$ K) としている。

合体気泡が形成されるタイミングを求めるため, 熱流束変動の測定と同期させて高速撮影を行う。撮影は約 2 000 こま/s で行い, 同期のため, タイミングランプ(タイムマーカと同様にフィルム上にマークを付けるネオンランプ)を駆動する電流からマルチメータのトリガを生成している。なお, 撮影は, 白熱電球による透過光を使用している。

実験装置の全体図を図 3 に示す。伝熱面は, 直径 200 mm の容器の水深約 30 cm のところに水平に設置されている。試験液体には蒸留水を用い, 補助ヒータで十分脱気させた後, 大気圧下で実験する。周辺伝熱面の熱流束は, 限界熱流束の約 90% (1.8 MW/m 2) としている。

4. 実験結果

4.1 熱流束変動の性格 高速撮影で得た合体気泡の挙動は, 甲藤・横谷⁽¹⁾によって報告されたとおりで, 図 4 のようになる。すなわち, 先行気泡の影響をほとんど受けない A 形気泡, A 形気泡の伴流の影響を強く受け, ほとんど成長せずに A 形気泡に吸い込まれてしまう a 形気泡, さらに, 成長初期には先行気泡の影響が弱く A 形気泡と同じように成長するが, 最終的には先行気泡に引っ張られるように浮上する B 形気泡の 3 種類に分類できる。

高速撮影と同時に測定した熱流束変動をこの 3 種類の気泡が伝熱面に接して存在している時間帯を付記して示したのが図 5 である。長い縦線は合体気泡が形成された瞬間を示す。✂ の縦線は離脱時刻を表しており,

図 4 合体気泡の挙動とその分類

図5 気泡の挙動と熱流束の変動

図6 離脱時刻の決定法

図6のように、離脱直後約10 ms間の合体気泡底面と伝熱面との距離を時間の関数として求め、これが零となるように求めている。

気泡の挙動と比較して熱流束変動を見ると、合体気泡が伝熱面を覆ってしばらく(20 ms程度)すると、熱流束が急激に低下し、離脱するとまた高い熱流束に回復するという周期的な変化が観察できる。ただし、気泡の滞留時間が短いと、熱流束の急激な低下は見られない。これは、合体気泡が形成された時点で気泡と伝熱面の間に取残された液が蒸発によって消耗していくという考えを裏付ける結果であろう。なお、通常は合体後20 ms程度で熱流束が急減するのに対し、図5の最初のA形気泡では滞留時間が35 ms程度あるにもかかわらず熱流束の大きな低下は見られない。通常は、図7(a)のように気泡の中央部には透過光を遮るものがないのに対し、ここでは、図7(b)のように大きな液の塊が存在しているような影が見える。このように合体気泡内部に液塊が取残されることは、気泡

(a) 通常の合体気泡……気泡中央部は光を良く通している (各こまは5.5 ms おき)

(b) 異常な合体気泡……気泡中央部に液塊のような影が観察できる (各こまは5.0 ms おき)

図7 気泡の挙動

の合体の仕方によってはあり得ることで、この液塊が伝熱面に到達して合体気泡底部の液を増やしたことが想像できる。たとえこの影が液の塊でないとしても、気泡界面が極端に乱れているので、液膜への液の供給が生じて不思議ではない。このような状況は、約1 s間(A形とB形合計で17個の合体気泡が観察された)で5回あり、このうち2回は40 ms程度滞留したにもかかわらず熱流束の大幅な低下は観察されなかった。

4.2 初期液膜厚さの推定 2章に示したように、合体気泡が形成された瞬間から液膜が乾燥するまでの熱流束の積分値を求め、式(2)を適用すると、合体気泡形成初期の液膜厚さを求めることができる。図8は、熱流束の急激な減少があった場合、すなわち2章の考え方で初期液膜厚さを決定できる場合に対して求めた初期液膜厚さを縦軸にとり、時間順に並べたものであ

図8 初期液膜厚さ

る。なお、前述のような、合体気泡中央部に液滴の影のようなものが観察できる場合も除外した。平均熱流束 2.05 MW/m^2 で行った本実験の場合、初期液膜厚さは $15 \sim 20 \mu\text{m}$ 程度と推定できる。この値は、式(1)から求まる $12 \mu\text{m}$ に比較的近い。

この方法によって求めた液膜厚さに含まれる誤差は、主に、合体気泡形成時刻の決定によるものである。ここでは、はく伝熱面のすぐ上方に、はく伝熱面と同程度の大きさの透過光の塊(写真で白い塊として観察される)が出現することをもって合体と決めているが、 $2 \sim 3 \text{ ms}$ の誤差が含まれる。液膜が乾燥するのに要する時間は 20 ms 程度なので、求められた液膜厚さには $10 \sim 15\%$ の誤差が含まれる。しかし、現象自体、確率的要因を含んでいると考えられるので、図8に見られるようなばらつきは避けられないものであろう。したがって、同一条件でより多くの実験を集積することで、初期液膜厚さの平均値や分散を 10% 程度の誤差で求めることが可能であろう。なお、A形、B形の違いによる傾向は見受けられなかった。

5. 結 論

周囲を銅ブロック加熱面で囲まれた熱容量の小さい

定温伝熱面を用いて、水平平板上飽和プール沸騰における熱流束変動を測定すると同時に、高速撮影による観察を行い、以下の結論を得た。

(1) 合体気泡が生じた後、一定時間(20 ms 程度)経過してもなお合体気泡が離脱していない場合には、熱流束の急激な減少が生じる。これは、合体気泡の形成時に伝熱面との間に取り残された液膜が乾燥するために生じている。

(2) 熱流束が大幅に低下した場合にも、合体気泡が離脱すると、熱流束は通常のレベルにまで回復する。

(3) 合体気泡形成時に伝熱面上に取り残された液膜の厚さを、2章に示した考え方に基づいて決定できる。

終わりに、本研究を行うに当たりご協力いただいた卒業研究生、清水順君、住吉始洋君に謝意を表する。また本研究は、文部省科学研究補助金(奨励研究 A)の援助を受けて行われた。

文 献

- (1) 甲藤, 機論, 50-459, B (1984), 2621.
- (2) Shah, M. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 22-4 (1979), 557.
- (3) Zuber, N., *AEC Rep.*, No. AECU-4439 (1959).
- (4) Lienhard, J. H. and Dhir, V. K., *Trans. ASME, Ser. C*, 95-1 (1973), 152.
- (5) Lienhard, J. H. and Eichhorn, R., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 19 (1976), 1135.
- (6) Lienhard, J. H. and Eichhorn, R., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 22 (1979), 774.
- (7) 原村・甲藤, 機論, 49-445, B (1983), 1919.
- (8) 甲藤・原村, 機論, 49-445, B (1983), 1928.
- (9) Gaertner, R. F., *Trans. ASME, Ser. C*, 87-1 (1965), 17.
- (10) 飯田・小林, 機論, 34-263 (1968), 1247.
- (11) 甲藤・横谷, 機論, 37-295 (1971), 535.
- (12) 甲藤・横谷, 機論, 41-341 (1975), 294.
- (13) 原村, 機論, 53-490, B (1987), 1793.