

B16 沸騰面上の乾きパターン (数値シミュレーションの試み)

Numerical Simulation of Dry Pattern on Boiling Surface

学 *清水 聡 (東大工院) 正 丸山茂夫 (東大工) 正 庄司正弘 (東大工)

Satoshi SHIMIZU, Shigeo MARUYAMA, and Masahiro SHOJI

Dept. of Mechanical Engng., The Univeristy of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo

Time dependent dry-patterns of the macro-layer on a boiling surface for transition and critical heat flux conditions are numerically simulated. Assuming an initial spatial pattern of vapor stems with random positions and different sizes, growth of each vapor stem as well as the thickness of macro-layer are calculated based on a simple one-dimensional heat conduction model. Simulated dry patterns, which are recorded on a video tape, give a picture of macro-layer without the spatial or time averaging. Furthermore, wall void fraction, thickness of macro-layer, and heat flux are calculated from the dry patterns. Decay of thickness and growth of vapor stems are interconnected and both have an important role to determine the instantaneous heat flux.

Key Words: Transition Boiling, Critical Heat Flux, Macro-Layer, Numerical Simulation, Vapor Stem, Wall Void Fraction, Heat Flux

1. はじめに

限界熱流束を含む高熱流束核沸騰から遷移沸騰の熱伝達においては、合体気泡下のマクロ液膜の蒸発が重要な意味を持つとされている⁽¹⁾。しかし、気泡の生成から離脱の間に、マクロ液膜がどのように蒸発していくものであるか、あるいは加熱面の乾きが時間的、空間的にどの様に変化するものであるかなどについてはあまり明らかにされていない。甲藤ら⁽²⁾は、高熱流束核沸騰のときにはマクロ液膜が乾くより前に合体気泡の離脱(液の供給)が起こるが、限界熱流束条件下では、液膜が乾ききると同時に液の供給があり、さらに液膜が乾いてから液の供給までの間に伝熱劣化があると遷移沸騰となると考え、マクロ液膜初期厚さと気泡離脱周期とをパラメータとして平均熱流束を求めた。一方、Dhirら⁽³⁾は、このマクロ液膜中に実験より求めた乾き率と一致するように蒸気ステムをモデル化して、乾き率に対する蒸気ステムの濡れぶち長さに着目して核沸騰域から遷移沸騰域にわたる範囲での熱流束変化を良好に予測している。しかしながら、これは蒸発による蒸気ステムの成長や液膜厚さの減少を考慮しない時間平均モデルであり、甲藤ら⁽²⁾やHaramuraら⁽⁴⁾の基本概念である面が乾ききる時間等との比較のしようがない。逆に、甲藤ら⁽²⁾、Haramuraら⁽⁴⁾、さらに最近の庄司ら⁽⁵⁾の考えは、つねに一定の乾き率を持つ液膜を仮定するいわば、空間平均モデルである。

そこで本研究では、簡単なモデルに基づいた数値シミュレーションを行ない、時間的・空間的な乾きの変化と熱流束の時間変化についての検討を試みた。

2. 数値シミュレーション手法

合体気泡が離脱するとその周りから液が流れ込み、だだちに加熱面から多数の孤立気泡が成長して再び合体気泡を生じる。このとき合体気泡の下に取り残された液膜がマクロ液膜となる。この瞬間を時間の原点とすると、マクロ液

膜は、時間とともに蒸発によってその厚さが減少すると同時に蒸気ステムが拡大して、場合によっては完全に乾いてしまう。やがて合体気泡が離脱することによって一つの周期が終わる。時間 $t=0$ で、厚さ δ_0 のマクロ液膜が生成されたとして、蒸気ステムの大きさ分布と空間分布を適当に仮定し、厚さの変化 $\delta(t)$ と蒸気ステムの成長とを計算してこれによる乾きパターンの変化を追う。

計算においては、以下の単純化した仮定をおいた。

- ① 乾いていない部分の液膜の厚さ変化は、縦方向一次元熱伝導で評価される熱流束と釣り合う蒸発量より求まる。
- ② 蒸気ステムは円形としこれらの合体による変形は無視できる。
- ③ 蒸気ステムと液膜との接触面は一定の角度 θ を持つと考えたときの縦方向一次元熱伝導で評価される蒸発量に従って、蒸気ステムの半径 r が大きくなる (Fig.1参照)。
- ④ マクロ液膜には、初期半径 $r_{m,0}$ の蒸気ステムが単位時間・単位面積当たり一定数 N [個/(m²s)] だけランダムな位置に生成される。

仮定①によれば、液膜厚さ δ は式(1)のように求まる。

$$-d\delta/dt = \beta/\delta, \quad \delta(t) = \sqrt{\delta_0^2 - 2\beta t} \quad (1)$$

ここで、 $\beta = \lambda \Delta T / (\rho H_{fg})$ 、 λ : 液の熱伝導率、 ρ : 液の密度、 H_{fg} : 蒸発潜熱、 $\Delta T = T_w - T_s$ 、 T_w : 加熱面温度、 T_s : 飽和

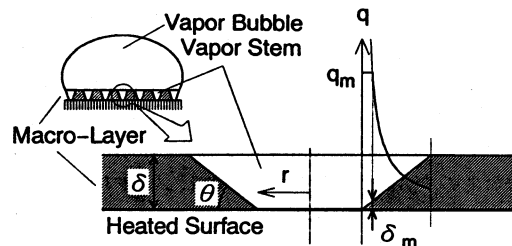


Fig. 1 Model of heat conduction and vaporization near the vapor-liquid interface.

温度である。

仮定②, ③によって, Fig. 1の斜面での全熱流束と釣り合う蒸発により蒸気ステム半径 r が増加すると考えるとその成長速度 dr/dt は以下のように求まる。

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\beta}{\delta} \frac{1}{\tan \theta} \left\{ 1 + \log \left(\frac{\delta}{\delta_m} \right) \right\} \quad (2)$$

ただし, δ_m は気液界面での熱流束が無限大となるのを避けるために導入した熱流束の上限值⁽⁴⁾ $q_m = 7.86 \Delta T$ (MW/m²) (大気圧飽和沸騰) より $q_m = \lambda \Delta T / \delta_m$ で与えられる限界厚さである。ここで, 成長速度のモデルの単純さを考慮すると, 角度 $\tan \theta$ は物理的な蒸気・液の接触角というより, 液膜厚さの減少率 [式(1)] と蒸気ステム成長速度 [式(2)] の比を決めるパラメータであると考えた方がよい。

発泡点数と空間的分布についてはGaertnerら⁽⁶⁾の先駆的研究以来余り調べられておらず, 本シミュレーションにおいてはやや大胆な仮定④を用いた。

面積 $2L^2$ の正方形領域全面に厚さ δ_0 の液膜を考え, 最初 δ は変化させずにランダムな位置に蒸気ステムを加えながら式(2)の成長を計算する。乾き率が初期乾き率 α_0 となり, 初期条件が実現できたら $t=0$ として, 以降 δ の時間変化も計算する。なお, 乾き率や熱流束の計算には境界の影響を避けるために, 面積 L^2 の計算領域中央部のみに着目する。

3. シミュレーションの結果と検討

Fig. 2に計算された乾きパターンの例を示す。大気圧・飽和水の限界熱流束状態を想定し, $\Delta T = 30K$, $\delta_0 = 0.04mm$, $\alpha_0 = 0.1$, $\theta = 10^\circ$, $N = 10^7$ 個/(m²s), $r_{min} = 0.001mm$ の場合である。黒い部分が液膜, 白い円形部が蒸気ステムを表す。Fig. 2(a)は, 計算の初期条件にあたる $\alpha = 0.1$ の場合であり, Fig. 2(b-d)の順に乾き率が大きくなっている。Fig. 3には乾き率の時間変化とともにマクロ液膜厚さ δ/δ_0 の変化, 全液量 $W = \delta(1-\alpha)$ 及び熱流束 q をプロットした。熱流束 q は, 乾き面からの伝熱は無視して, 液膜厚さの減少による伝熱量 $q_\delta = \rho H_{fg}(1-\alpha)(-d\delta/dt)$ と蒸気ステムの成長による伝熱量 $q_\alpha = \rho H_{fg} \delta (d\alpha/dt)$ の合計とした。また, 時間 t は気泡離脱周期 τ , 熱流束 q , q_δ , q_α は平均熱流束 $\bar{q} = \rho H_{fg} \delta_0(1-\alpha_0)/\tau$ でそれぞれ無次元化した。Fig. 2, 3の場合は, $\tau = 84ms$, $\bar{q} = 0.93MW$ である。

Fig. 3において特徴的なのは, q_α の影響で熱流束 q が時間とともに増加し一旦最大値をもって減少する点である。これは, Fig. 2の(a-c)の乾きパターンから直感的に分かるように, 乾き率の変化にともなって, 最も伝熱の盛んな蒸気・液界面長さ(蒸気ステムの濡れぶち長さ)が最大値を持つからである(Fig. 2(b)がほぼ熱流束最大に対応する)。熱流束 q_α が最大となるのは, 各種パラメータによらずおよそ $\alpha = 0.4 \sim 0.5$ の時である。

Fig. 2, 3に示す結果の場合は, $\delta \neq 0$ で乾ききるとともに $q_\delta < q_\alpha$ であり, 液膜厚さの減少の効果より蒸気ステムの

成長の効果がわずかに強く現れる。 θ をより小さくするとこの傾向はさらに強まり, q_α が増大して q の最大値が大きくなり τ が減少する(これを α 支配と呼ぶ)。逆に θ を大きくすると, q_δ が減少して q はピークを持たずに単調増加となっていく。 τ は式(1)より $\delta_0^2/2\beta$ に近づく(δ 支配)。さて, θ を一定として ΔT を大きくするかあるいは δ_0 を減少させると δ 支配に向かう。また, 当然ながら N や α_0 。

($\alpha_0 < 0.4$ 程度の範囲で)を大きくすれば α 支配に向かう。

参考文献

- (1) 甲藤・横谷, 機論34-258(昭43), 345.
- (2) V. K. Dhir and S. P. Liaw, Trans. ASME, J. Heat Transfer 111(1989), 739.
- (3) Y. Haramura and Y. Katto, Int. J. Heat Mass Transfer 26-3(1983), 389.
- (4) 庄司・黄・横谷, 第28回伝熱シンポジウム(平3), 418.
- (5) 庄司, 日本伝熱研究会第2回トピカルワークショップ(平2), 66.
- (6) R. F. Gaertner and J. W. Westwater, Chem. Engng. Prog. Symp. Ser. 56-30(1960), 39.

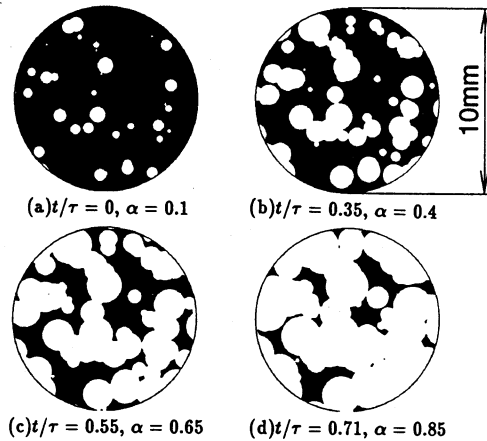


Fig. 2 Typical dry patterns simulated for critical heat flux condition of $\Delta T = 30K$, $\bar{q} = 0.93MW$.

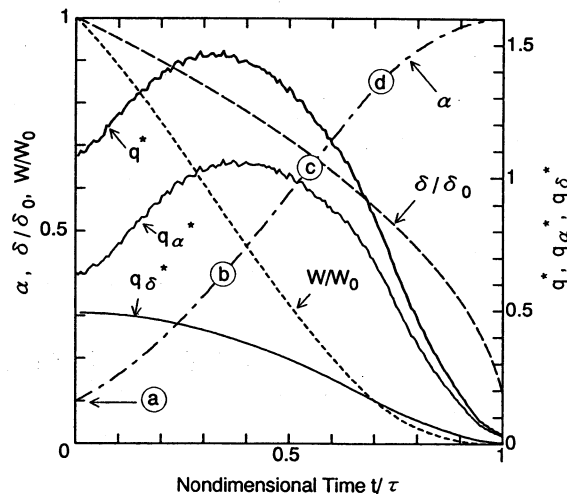


Fig. 3 Change of wall void fraction α , thickness of macro-layer δ/δ_0 , and nondimensional heat flux q^* .