

論文の内容の要旨

Numerical simulation of nucleate and film boiling using MPS-MAFL method (MPS-MAFL 法を用いた核沸騰と膜沸騰の数値解析)

氏 名 許 渲

1. 緒言

二相流や沸騰現象の数値解析は、原子炉の安全にとって非常に重要である。しかし、二相流では界面の形状が複雑であり、しかも急激な変化を伴う。また、大気圧の水のように、液相と気相の間の密度差が大きい場合、界面で数値不安定性が起きやすい。そのため、二相流や沸騰現象の数値解析は現状では困難である。

MPS-MAFL 法は移動境界を持つナビエ・ストークス方程式を解くために開発された数値解析方法である。これは、ラグランジュ計算のための粒子法である MPS 法(Moving Particle Semi-implicit method)と、グリッドレス対流計算法である MAFL 法(Meshless Advection using Flow-directional Local-grid method)で構成され、任意ラグランジュ・オイラー(ALE, Arbitrary Lagrangian-Eulerian)の計算が可能である。

そこで、本研究では(1) MPS-MAFL 法を用いて急激な過渡条件での核沸騰の解析を行い、(2)相変化を伴い、密度差が大きい二相流が扱える解析コードを開発し、(3)それを用いて、大気圧での水の膜沸騰の解析を行う。

2. 数値解析方法

2.1 支配方程式

連続の式、ナビエ・ストークス方程式、エネルギー保存式を式(1)~(3)に示す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} - \vec{u}^c) \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \sigma \vec{\kappa} \cdot \vec{n} + \rho \vec{g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} - \vec{u}^c) \cdot \nabla T = \alpha \nabla^2 T \quad (3)$$

2.2 計算アルゴリズム

MPS-MAFL 法は Lagrangian phase, re-configuration phase, convection(Eulerian) phase で構成される。まず Lagrangian phase では、圧力項を除いたナビエ・ストークス方程式を陽的に解き、仮の速度と仮の計算点位置を得る。その後、ポアソン方程式を用いて

圧力場を陰的に解き、ここで得られた圧力場により、仮の速度と位置が更新され、ラグランジュ計算フェーズでの速度と位置が求められる。また、エネルギー保存式を陽的に解き、計算点の温度が得られる。各支配方程式での微分演算子は、後で説明される粒子間相互作用モデルを通じて計算される。

なお、re-configuration phase(計算点再配置フェーズ)では、計算点の再配置が行われる。この時、MPS-MAFL 法は非均一粒子配置が可能であるため、計算点を自由に配置できる。本研究では、計算の精度を上げるために、界面の形と温度分布を考慮し、計算点の再配置を行うことにした。計算点が再配置されると、計算点の速度 \vec{u}^c と任意対流速度 \vec{u}^a が決められる。各速度と各位置の関係を図1に示す。

Convection phase(対流フェーズ)では、再配置された計算点での物理量を決めるための対流計算を行う。本研究では、Yoon らによって開発された MAFL 法を用いた。

$$f(\vec{r}^{n+1}) = f(\vec{r}^L - \Delta t \vec{u}^a) \quad (4)$$

2.3 Lagrangian Phase

前述したように MPS 法では粒子間相互作用モデルを通じて、支配方程式での微分演算子を離散化する。このモデルで、各粒子は重み関数の与える重みで周辺の粒子と相互作用する。本研究では式(5)の重み関数を用いられている。

$$w(r, r_e) = \begin{cases} -(2r/r_e)^2 + 2 & (0 \leq r < 0.5r_e) \\ (2r/r_e - 2)^2 & (0.5r_e \leq r < r_e) \\ 0 & (r \geq r_e) \end{cases} \quad (5)$$

重み関数の半径 r_e を有限とすることによって、計算を行う粒子が近接の粒子に限定されるので、大規模な計算の時でも計算時間を短縮することができる。また、MAFL のように計算点を非均一的に配置する手法では、有効半径内に同じ数の計算点が入るように、計算点ごとに異なる有効半径を使う。

次に各微分演算子の離散化について説明する。まず、ナビエ・ストークス方程式の中の圧力項での勾配演算子は、各粒子の物理量と重み関数によって式(6)で表される。

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n_i} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} (\vec{r}_j - \vec{r}_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|, r_{e,ij}) \right] \quad (6)$$

ここで、規格化係数は

$$n_i \equiv \sum_{j \neq i} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|, r_{e,ij}) \quad (7)$$

で定義される。有効半径は $r_{e,ij} = (r_{e,i} + r_{e,j})/2$ であり、各計算点の有効半径が異なる場合を考慮したものである。なお、 d は空間の次元数である。

発散演算子も勾配演算子のように離散化される。ベクトル $\vec{\phi}$ の発散は、 $\vec{\phi}_j - \vec{\phi}_i$ と $\vec{r}_j - \vec{r}_i$ の内積を用いて式(8)のように書ける。

$$\langle \nabla \cdot \vec{\phi} \rangle_i = \frac{d}{n_i} \sum_{j \neq i} \left[\frac{(\vec{\phi}_j - \vec{\phi}_i) \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_i)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|, r_{e,ij}) \right] \quad (8)$$

拡散はある粒子 i の物理量 ϕ_i を近接の粒子 j に分配することで表す。

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n_i} \sum_{j \neq i} [(\phi_j - \phi_i) w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|, r_{e,ij})] \quad (9)$$

中心極限定理により、上記の式が成立するためには、時間 Δt 秒後におけるある粒子から近接粒子への物理量の分配の総計が $2d\nu/\Delta t$ と一致する必要がある、 λ は

$$\lambda = \sum_{j \neq i} [|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2 w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|, r_{e,ij})] \quad (10)$$

となる。

2.4 Re-Configuration Phase

このフェーズでは、気体 - 液体境界面や境界条件などを考慮して、計算点を再配置する。ここで、二相流の境界面に常に計算点を配置するため、気泡表面の運動を直接追跡できる。また、計算点を非均質に配置できるため、温度境界層内に計算点を集中することにより、精度の高い結果が得られる。計算点の具体的な配置方法は、問題によって異なるため、各解析の条件とともに説明する。

2.5 Convection Phase

流体の物理量は、流線に沿って対流するので、流線に沿った計算格子を作ると、多次元の対流問題も一次元計算になる。MAFL 法では、計算点ごとに局所的な 1 次元格子を、その計算点の持つ速度ベクトルの方向に生成する。そして、仮の計算点をその格子の上に等間隔に配置し、そこでの変数値を周囲の粒子の持っている変数値より内挿する。なお、その仮の計算点での値を用いて、1 次元差分スキームを使って移流計算を行う。本研究では式(11)の upwind scheme を使った。

$$f_i^{n+1} = f_i^L - q(f_i^L - \langle f \rangle_{-1}) \quad (11)$$

ここで $q = \bar{u}^a |\Delta t / \Delta r|$ であり、 Δr は仮の計算点間の距離である。MAFL 法の概念図を図 2 に示す。

2.6 非圧縮性モデル

連続の式に圧縮性の項を入れることにより、擬似的に圧縮性の効果も扱うことが可能で

ある。ナビエ・ストークス方程式の陰的な圧力勾配項に、等エントロピー変化の式と、連続の式を代入すると、圧力のポアソン方程式が得られる。本研究では、液相では非圧縮性流体の計算式(12)を、気相では圧縮性流体の計算式(13)を使用する。

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{n+1} = \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \vec{u}^* \quad (12)$$

$$\langle \nabla^2 P \rangle_i^{n+1} = \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \vec{u}^* + \frac{P^{n+1} - P^n}{c^2 \Delta t} \quad (13)$$

2.7 表面張力モデル

水-蒸気境界面にある粒子にかかる体積力 F_s は以下の式で与えられる。

$$F_s = \sigma \kappa \cdot \vec{n} \quad (14)$$

ここで、 σ は表面張力係数、 κ は曲率、 \vec{n} は単位垂直ベクトルである。表面の曲率半径は三つの点を過ぎる円の半径であり、単位垂直ベクトルは表面から中心へ向かうのベクトルの単位ベクトルである。

3. 過渡状態での核沸騰の解析

3.1 反応度事故と過渡沸騰

軽水炉の炉心で制御棒が何らかの理由で引き出されると、反応度が投入され、炉心出力が上がり、燃料集合体の温度も上昇する。これを反応度事故という。このような急激な出力上昇時には、燃料の温度上昇によるドップラー効果と、炉心冷却水のボイド発生により、負の反応度が投入され、炉心出力は低下する。しかし、従来の相関式では過渡沸騰時のボイド率の予測が困難であり、高熱流束および高サブクール条件での過渡沸騰現象についても解明されていない。そのため現在の原子炉の安全解析では、ボイドの効果が無視されている。そこで、MPS-MAFL法を用いて、高熱流束および高サブクール条件での過渡沸騰時における気泡の発生と成長過程の2次元数値解析を行うことにした。

3.2 解析条件

本解析での解析条件を表 1 に示す。この解析条件は低温反応度事故を仮定した山田らの実験を元にして決めたものである。また、初期状態での気泡の形は円であり、気泡の表面と加熱面との接触角は 45 度である。薄い温度境界層を精度高く解析するため、水-蒸気境界面の形状と温度境界層と考慮して計算体系を四つの領域に分け、気泡周辺に計算点を多数配置する。

気泡の中の物理量は均一であると仮定し、蒸気中には計算点が配置されていない。また、蒸発と凝縮による蒸気量の変化と界面の運動による体積の変化により、蒸気の圧力が更新される。蒸気の温度は飽和温度である。なお、界面上の計算点の温度と圧力は蒸気と同じである。ただし、圧力では表面張力の影響は考慮する。熱伝導計算の後、界面上の計算点

の温度が飽和温度と異なる場合には、その分のエネルギーは全て水の蒸発または蒸気の凝縮に使われることにする。ただし、温度境界層がまだ発達していない初期状態では、界面の運動と凝縮量は計算しない。底面と側面では non-slip 境界条件を使い、計算体系の下にある加熱面では一定熱流束になるように温度分布を与える。

3.3 解析結果

初期半径が 50×10^{-6} m である場合、気泡の形と半径の変化を図 3 に示す。気泡は 0.0162 秒から成長を始め、0.1363 秒に加熱面を離脱する。その後、加熱面からの熱流入の減少と高いサブクール度による熱流出の増加のため、急激に凝縮する。

気泡体積の変化(図 4)を見ると、初期気泡半径が小さいほど早く成長が始まることが分かる。ただし、気泡成長開始時間は初期半径に対してそれほど大きな依存性はない。定常沸騰では、初期気泡半径が大きいほど低い熱流束で成長が始まることが知られており、これとは傾向が異なっている。この理由は、過渡沸騰の場合では、加熱面付近の温度が局所的に高くなるため、小さい気泡核が先に成長開始の条件を満たすためである。また、気泡離脱時の体積は、初期気泡半径に依存せず、ほぼ同じである。

なお、山田らの実験ではボイド率の上昇は 0.08~0.1sec に観測されており、本解析における気泡の成長のタイミングとよく一致している(図 5)。発泡点密度を 4×10^5 /m² にすると定量的にボイド率が一致するが、現状では過渡沸騰時の発泡点密度を予測することが難しい。

4. 大気圧での水の膜沸騰の解析

4.1 膜沸騰現象

原子炉では、事故時に炉心出力の増加や炉心冷却の悪化により、炉心内で膜沸騰が生じる可能性がある。また、膜沸騰現象を理解し、さまざまな条件における膜沸騰時の熱流束などを予測することは、原子炉の安全にとって重要である。しかし、膜沸騰では核沸騰と異なり、蒸気膜内の伝熱と流動を解析する必要がある。そこで、密度差が大きい二相流が扱える MPS-MAFL コードを開発して、大気圧での水の膜沸騰の数値シミュレーションを行うことにした。

4.2 解析条件

膜沸騰における数値シミュレーションの計算条件を表 2 に示す。本計算では、体系最上部の圧力を 1 気圧で維持する。また、流体の下にある加熱面の温度は 200~400℃であり、境界面の初期位置は式(15)とする。

$$y_s = y_c + \varepsilon \left[\cos\left(\frac{2\pi x}{L}\right) + \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) \right] \quad (15)$$

ここで、 y_c は境界面平均位置、 ε は変位である。

4.3 シミュレーション結果

計算結果のうち、加熱面温度の 500 度の場合の蒸気膜内の温度変化を図 6 に示す。図 6 (a)は流体の初期状態で、上から水、蒸気膜、加熱面となっている。加熱初期では、流体の対流がないため熱は伝導によって伝達され、加熱面付近から熱くなる。その後、蒸発により蒸気量が増加すると蒸気膜の平均厚さも増加するが、不安定性により蒸気膜の薄い部分が生じる。そして、この蒸気膜の薄い部分での蒸発量が増加し、蒸気の対流が生じる。また、蒸気の対流が発達すると、蒸気膜上部にあった低温の蒸気が加熱面に供給され、この蒸気の循環によって加熱面付近の温度が低くなるため、熱伝達が増加する。

加熱面での平均熱伝達率の変化を図 7 に示す。また、各条件での平均熱流束を表 3 にまとめた。MPS-MAFL 計算結果と Berenson の式での熱流束を比べて見ると、本計算の値が低く、Berenson の式の約 40~60%であることがわかる。また、平均蒸気膜厚さと最小計算点間距離が小さい場合の熱流束が高かった。本計算では、蒸気膜が Berenson の式で仮定されているよりも厚いため、熱流束が低いと思われる。

4. 結言

任意ラグランジュオイラ計算が可能な MPS-MAFL 法を用いて、過渡沸騰における気泡成長の数値解析をおこなった。高熱流束および高サブクール条件では、小さい気泡核が大きい気泡核よりも先に成長するのが分かった。これは、過渡沸騰の実験において、小さな気泡が大量に発生することが観察されていることを説明できる。また、気泡成長開始時間は山田らの実験結果と良く一致した。

次に、MPS-MAFL 法を用いて、密度差が大きい二相流が扱える膜沸騰解析コードを開発した。さらにこれを用いて、大気圧での水の膜沸騰の解析を行った。膜沸騰における蒸気膜内の流動を計算することができ、膜沸騰における熱伝達の過程を再現することができた。しかし、計算された熱流束を実験式である Berenson 式と比較したが、定量的な一致はまだ不十分だった。

表1 核沸騰解析条件

流体初期温度	27℃
圧力	1気圧
加熱面熱流束	2 MW/m ²
初期気泡半径	30~300 μm
接触角	45°

表2 膜沸騰解析条件

流体	水-蒸気	
圧力	1気圧	
初期流体温度	100℃	
加熱面温度	200~400℃	
計算体系の幅と高さ	15.7 x 30 mm	
最小粒子間距離	0.1 mm	0.05 mm
界面の初期平均位置, y_c	0.6 mm	0.4 mm
界面の初期変位, ϵ	0.18 mm	0.12 mm

表3 膜沸騰解析での熱流束

加熱面の温度 [℃]	200	300	400
Berensonの式での値	40.77	59.04	75.35
MPS-MAFL計算での熱流束 Δr_{\min} の0.1 mmの場合	16.93 (41.5%)	22.63 (38.3%)	30.21 (42.7%)
MPS-MAFL計算での熱流束 Δr_{\min} の0.05 mmの場合	23.78 (58.3%)	31.07 (52.6%)	38.19 (50.7%)

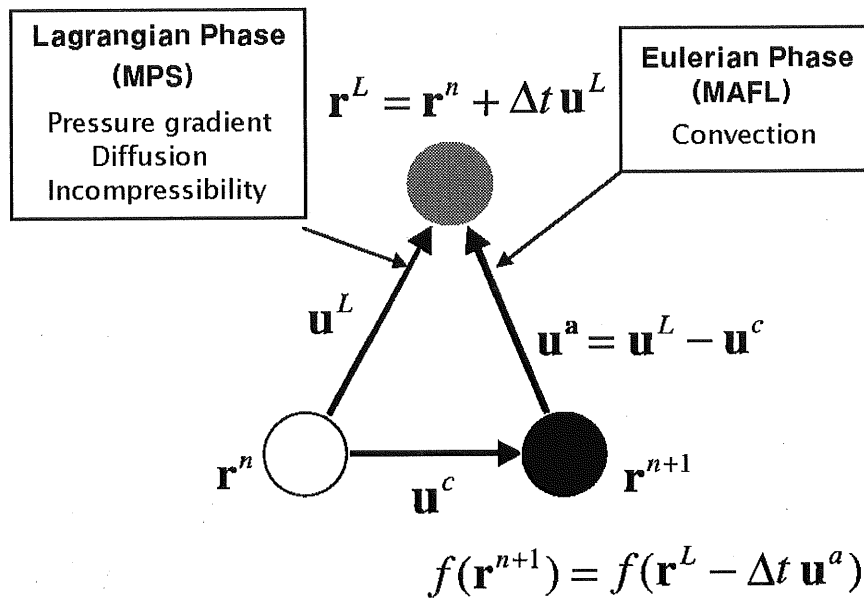


図1 各位置と速度の関係

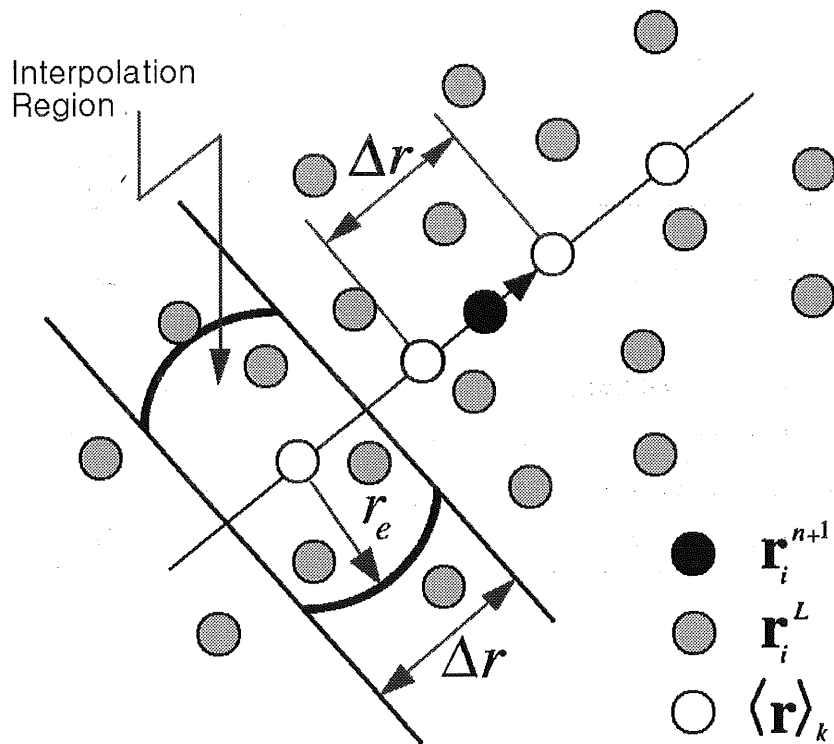
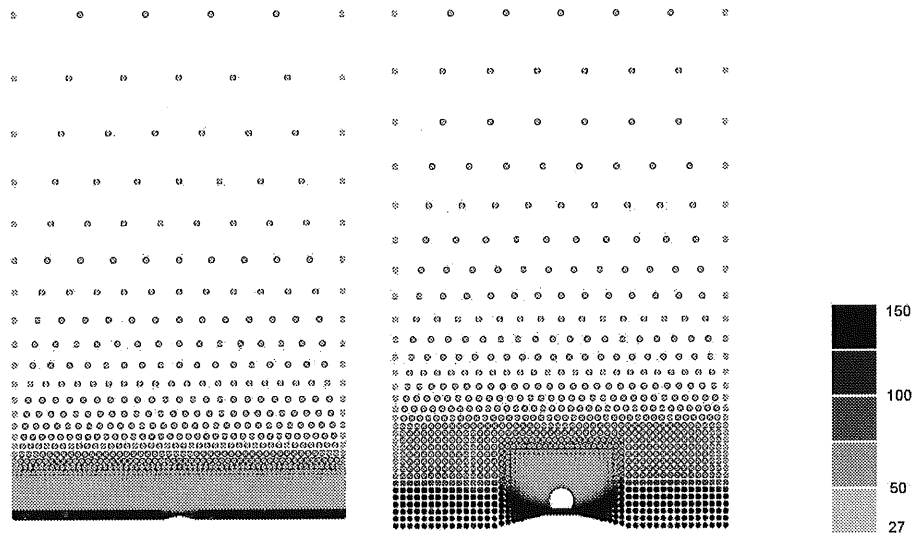
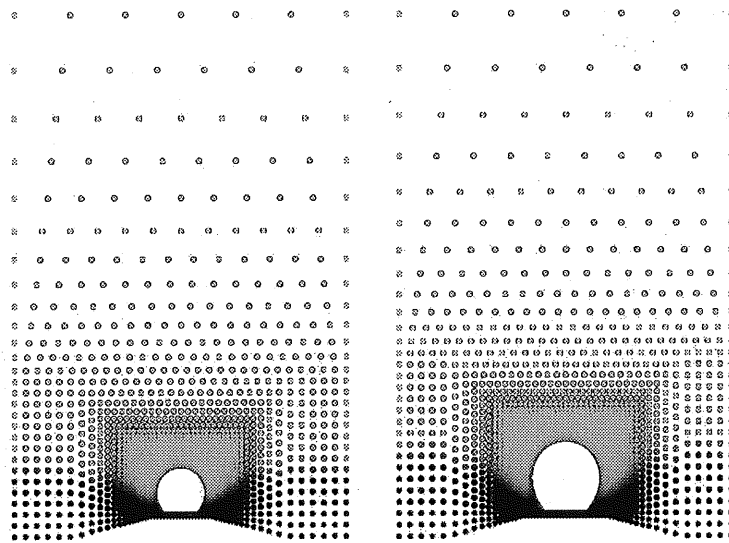


図2 MAFL法



(a) 0.0162s

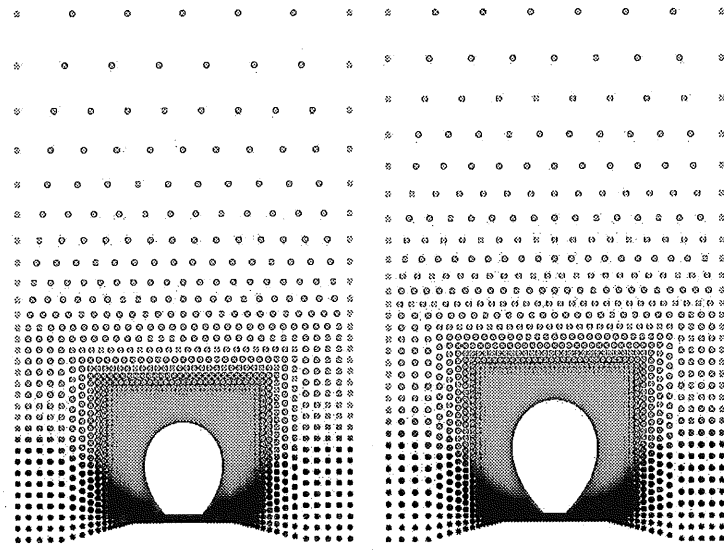
(b) 0.0362s



(c) 0.0562s

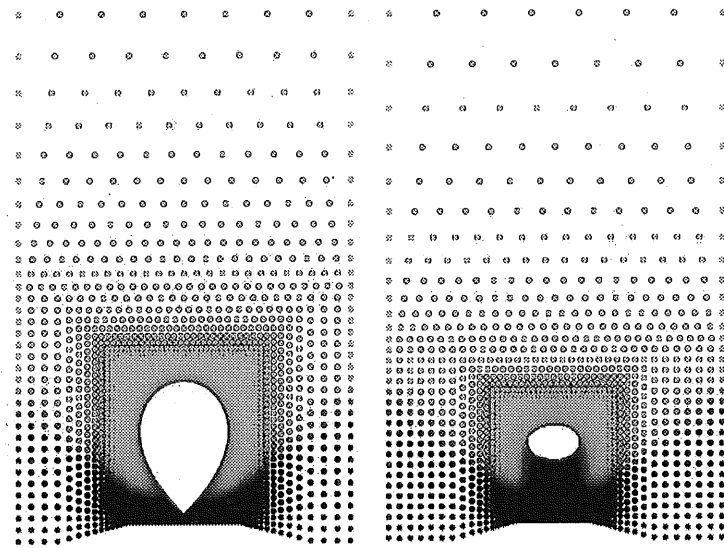
(d) 0.0762s

图3 核沸騰解析結果 ($r_{init}=50 \mu m$)



(e) 0.0962s

(f) 0.1162s



(g) 0.1363s

(h) 0.1463s

图3 核沸騰解析結果 ($r_{init}=50 \mu\text{m}$)

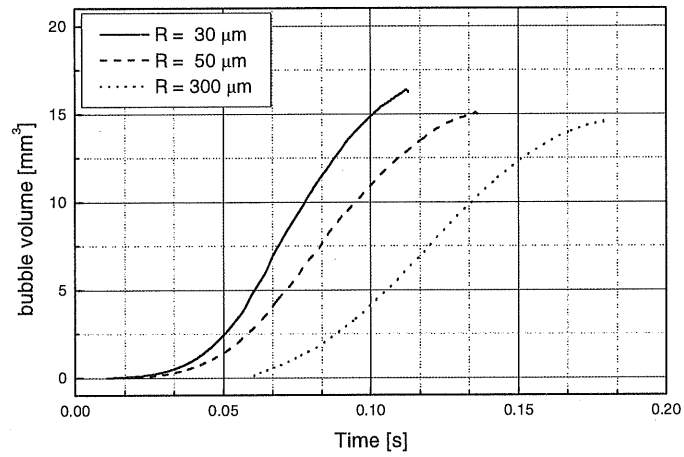


図4 初期気泡半径の影響

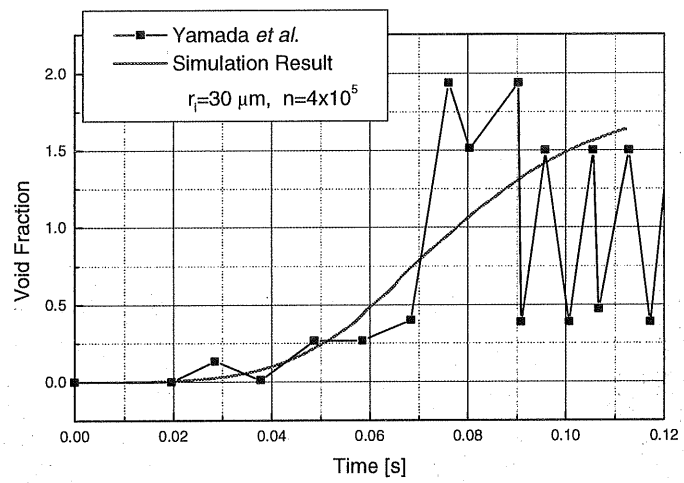
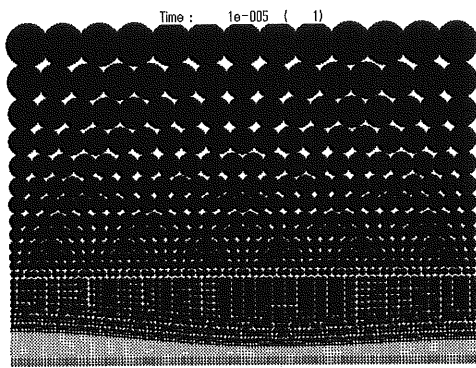
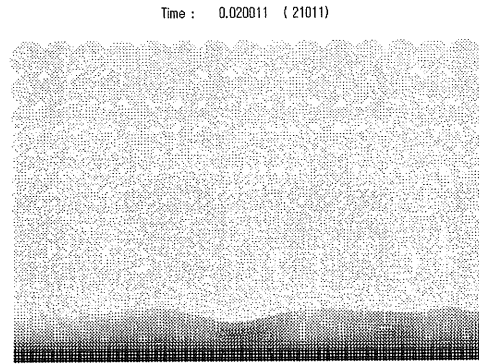


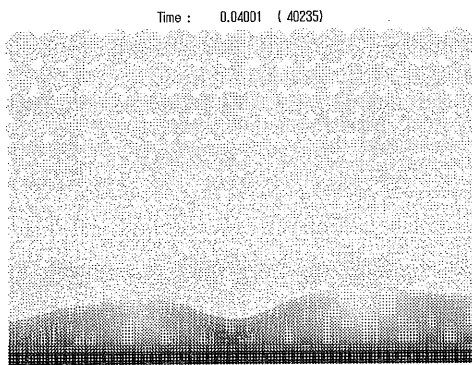
図5 山田らの実験結果との比較



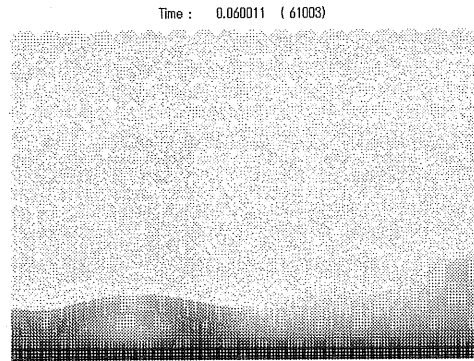
a) initial shape



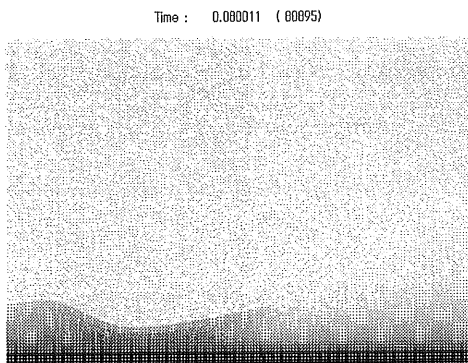
b) 0.02 sec



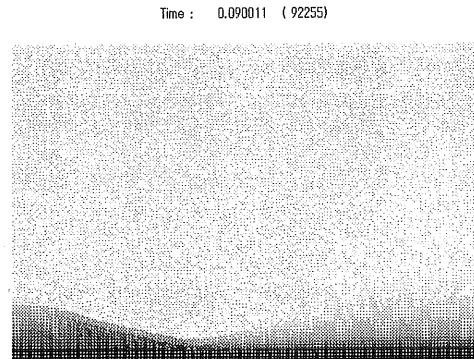
c) 0.04 sec



d) 0.06 sec



e) 0.08 sec



f) 0.09 sec

图 6 膜沸騰解析結果

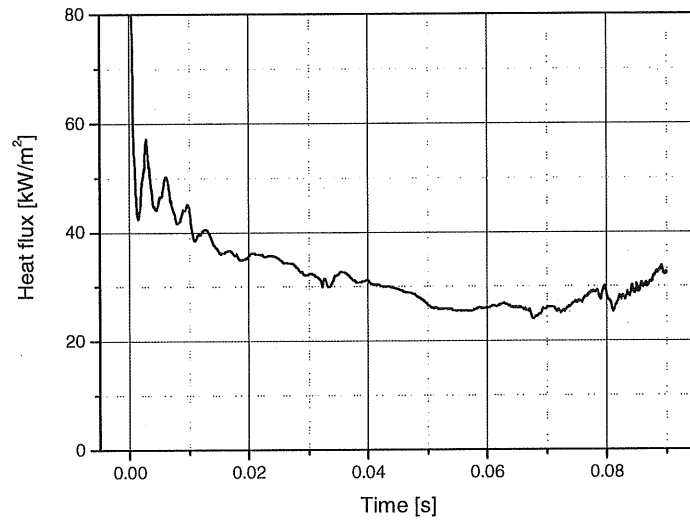


図7 熱伝達率